

*Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier -Grenoble I*

Spécialité: Géophysique - Géochimie -Géomécanique

Martin VALLÉE

Etude cinématique de la rupture sismique  
en champ lointain:  
méthodes et résolution

Thèse soutenue le 6 janvier 2003, devant le jury composé de:

Michel BOUCHON	Université de Grenoble	Directeur de thèse
Jocelyn GUILBERT	LDG, CEA, Paris	Co-directeur de thèse
Françoise COURBOULEX	Université de Nice	Rapporteur
Raúl MADARIAGA	ENS, Paris	Rapporteur
Fabrice COTTON	Université de Grenoble	Examineur
Pierre IHMLÉ	Lausanne, Suisse	Examineur
Jean-Paul MONTAGNER	IPG, Paris	Examineur

Thèse préparée au  
Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Grenoble  
&  
Laboratoire de Détection Géophysique, CEA, Paris



---

## Remerciements

Après trois années passées au LGIT, cette thèse est aujourd'hui sur le point de se terminer. De mon point de vue, ce fut une très bonne expérience, et j'en remercie les personnes suivantes.

Michel Bouchon m'a proposé ce sujet de thèse, alors que je n'avais pas d'idée précise de ce qui pourrait m'attirer en sismologie. A posteriori, je lui suis reconnaissant de m'avoir aiguillé vers un thème de recherche motivant, en l'occurrence l'étude de la source sismique. Par ailleurs, j'ai apprécié la forme qu'a prise notre collaboration: j'étais à la fois très libre mais également bien conseillé pour les orientations importantes de ce travail; enfin sa grande disponibilité fut très appréciable. Cette thèse a également bénéficié d'une collaboration avec le Laboratoire de Détection Géophysique du CEA : je remercie ici Jocelyn Guilbert d'avoir codirigé ce travail et Bruno Feignier d'avoir permis la concrétisation de cette thèse. Mes visites au CEA furent toujours agréables et m'ont fait découvrir un autre environnement de recherche.

Je remercie l'ensemble du jury d'avoir accepté de juger ce travail, en premier lieu les deux rapporteurs Françoise Courboulex et Raúl Madariaga, mais aussi les examinateurs Fabrice Cotton, Pierre Ihmlé et Jean-Paul Montagner. Merci aussi d'avoir tous été disponibles pour cette date de soutenance un peu exotique...

Les thèses de ce genre reposent pour une part importante sur une informatique performante. La gestion efficace de Catherine Pequegnat au LGIT a donc facilité ce travail. Les moyens de calcul de l'Observatoire de Grenoble, gérés par Françoise Roch, me furent aussi d'une grande utilité.

Je suis également reconnaissant à ceux qui ont apporté à cette thèse des ouvertures intéressantes. J'ai ainsi pu partir trois mois durant l'été 2001 à l'Université de Californie à Santa Cruz. Cette période de ma thèse reste un très bon souvenir et j'en remercie Susan Schwartz qui l'a rendue possible. J'ai aussi pu avoir une première expérience d'enseignement pendant ma thèse : Philippe Séchet m'a en effet permis d'encadrer des travaux pratiques variés à l'ENSHMG.

Enfin, ce travail a bien sûr bénéficié de discussions intéressantes à l'intérieur même du LGIT. Je pense entre autres à des échanges avec Jean-Robert, Ludovic, Bruno, Christophe, Pascal ... Pour terminer, je remercie tous ceux qui, à des degrés divers, m'ont facilité la vie quand j'ai eu la drôle d'idée de me casser le genou à trois mois de la soutenance!

Je me suis ici contenté de remerciements directement liés à mon travail de thèse. Il va de soi que d'autres personnes ont compté, d'une manière plus générale, pendant ces trois années...



## Résumé

### Etude cinématique de la rupture sismique en champ lointain : méthodes et résolution

Cette thèse propose un ensemble de méthodes visant à la description de la cinématique de la source sismique, et cela principalement à distance lointaine. Nous utilisons des données et des approches variées : d'une part nous combinons l'usage des ondes de volume et des ondes de surface et d'autre part nous considérons à la fois une modélisation déterministe de la propagation (à partir des modèles de Terre globaux) et une modélisation empirique ( fournie par un véritable séisme, appelé "fonction de Green empirique"). Deux situations sont alors considérées: soit l'on s'intéresse à un séisme précis, que l'on étudie spécifiquement (1), soit l'on s'intéresse aux séismes de forte magnitude dans leur globalité, et l'on cherche les caractéristiques cinématiques qui peuvent être résolues de manière quasi-automatique (2). Dans les deux cas, nous portons un intérêt particulier à la vitesse de rupture, que nous laissons librement varier sur la faille. L'approche (1), est appliquée au séisme d'El Salvador (13/01/2001,  $M_w = 7.7$ ) et révèle que l'ensemble des données utilisées (champ lointain, régional et proche) est compatible avec le scénario suivant: la rupture s'est produite sur un plan plongeant à  $60^\circ$  vers la côte et s'est propagée à la fois vers la surface et le Nord-Ouest, à une vitesse de 3-3.5km/s. La surface de rupture est d'environ 50km x 25km, sur laquelle le glissement moyen atteint 3.5m. Ce mécanisme s'explique bien par une accommodation de la flexion du slab. L'approche (2) nous a conduit à proposer une nouvelle description de la faille sismique: dans un souci de simplification, nous décrivons la rupture comme un ensemble de zones de glissement ayant chacune un glissement et une vitesse de rupture propres. Dès lors que l'on se restreint à des périodes assez longues (typiquement plus longues que le quart du temps de rupture), l'utilisation d'une ou de deux de ces zones rend bien compte des grands traits de la rupture. La pertinence de cette approche est démontrée au travers des séismes d'Izmit (Turquie, 1999) et de Jalisco (Mexique, 1995). Nous avons développé à cette occasion une nouvelle méthode d'analyse par fonction de Green empirique, fondée sur l'inclusion de contraintes physiques dans la déconvolution. Cette méthode est plus spécifiquement appliquée au séisme du Pérou du 23/06/2001 ( $M_w = 8.4$ ).

Mots-clés: source sismique, séisme, cinématique, rupture, imagerie, champ lointain, inversion, résolution, fonction de Green empirique, déconvolution, El Salvador, Izmit, Jalisco, Pérou, Géoscope, IRIS, FDSN.



---

## Abstract

### Earthquake rupture kinematics inferred from far field data: Methods and resolution

This work presents different kinematic descriptions of the seismic rupture with teleseismic data. In our analysis of the source process, we combine body and surface waves and simulate the wave propagation inside the Earth in two ways: either a deterministic approach, where synthetic seismograms are computed in global Earth models, or an empirical approach, where the propagation is evaluated using the data from a smaller earthquake as an empirical Green function. We are interested both in a detailed analysis of large and particularly interesting events (1) and in a more systematic approach, where robust features of seismic rupture are estimated (2). In both cases, we aim at identifying rupture velocity and slip distributions on the fault. Approach (1) is applied to the large January 13, 2001 El Salvador earthquake ( $M_w = 7.7$ ) and reveals that various data (local, regional and teleseismic) are consistent with the following process: rupture occurred on a  $60^\circ$  landward dipping plane and propagated updip and toward the NorthWest, with a velocity of 3-3.5km/s. The slip of about 3.5m is distributed over a fault of area 50km x 25km. The extensional mechanism can be simply explained by the accommodation of the flexure of the slab. Approach (2) leads us to propose a new description of the seismic rupture: faulting is seen as constituted of a collection of slip patches, each with their own slip and rupture velocity. This is a simplified image of an earthquake which allows us to retrieve efficiently the main features of the seismic rupture: dimensions, mean slip and mean velocity. The relevance of this approach is illustrated by the modelling of the 1999 Izmit (Turkey) and the 1995 Jalisco (Mexico) earthquakes. We provide a new empirical Green function analysis, based on the inclusion of various physical constraints. Its efficiency is further demonstrated by a study of the June 23, 2001 Peru earthquake ( $M_w = 8.4$ ).

Keywords: seismic source, earthquake, kinematics, rupture, imagery, far field, inversion, resolution, empirical Green function, deconvolution, El Salvador, Izmit, Jalisco, Peru, Géoscope, IRIS, FDSN.





# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>1</b>
<b>Résumé</b>	<b>3</b>
<b>Abstract</b>	<b>5</b>
<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>I Imagerie de la rupture</b>	<b>13</b>
<b>1 Cinématique de la source sismique</b>	<b>15</b>
1.1 Quelles données utiliser? . . . . .	15
1.1.1 Champ lointain: ondes de volume . . . . .	15
1.1.2 Champ lointain: ondes de surface . . . . .	18
1.1.3 Intérêt de l'utilisation simultanée des ondes de volume et de surface . . . . .	19
1.1.4 Autres données sismologiques . . . . .	20
1.2 Les modélisations cinématiques de la source sismique . . . . .	21
1.2.1 Introduction: le point-source . . . . .	22
1.2.2 Le centroid . . . . .	25
1.2.3 Les seconds moments de la distribution spatio-temporelle du séisme . . . . .	28
1.2.4 Les sous-événements . . . . .	29
1.2.5 La source étendue . . . . .	31
1.3 Comment lier les modèles de source aux données . . . . .	36
1.3.1 Modélisation déterministe . . . . .	36
1.3.2 La fonction de Green empirique . . . . .	40
1.4 Le problème inverse . . . . .	41
1.4.1 Méthodes usuelles de résolution . . . . .	41
1.4.2 Les méthodes d'inversion semi-globales . . . . .	43
1.5 Résolution . . . . .	45
1.6 La source à partir des modèles cinématiques . . . . .	49
1.6.1 Que peuvent apporter les inversions cinématiques? . . . . .	49
1.6.2 Développement proposé . . . . .	54

<b>2</b>	<b>Le séisme d'El Salvador du 13/01/2001</b>	<b>57</b>
2.1	Introduction . . . . .	60
2.2	Modelling of teleseismic waveforms . . . . .	63
2.2.1	Main earthquake characteristics . . . . .	63
2.2.2	Data used in the teleseismic analysis . . . . .	65
2.2.3	Extended source forward calculations . . . . .	69
2.2.4	Model parametrization . . . . .	71
2.2.5	Inversion method . . . . .	72
2.2.6	Source process inferred by the combined use of body and surface waves . . . . .	73
2.3	Validation with other data . . . . .	79
2.3.1	Regional data . . . . .	79
2.3.2	Near field data . . . . .	81
2.4	Discussion and Conclusion . . . . .	84
 <b>II Description systématique, simplifiée et rapide de la rup- ture</b>		 <b>89</b>
<b>1</b>	<b>Description de la source en zones de glissement</b>	<b>93</b>
1.1	Introduction . . . . .	95
1.2	Methods currently used to retrieve the spatial extension of the rupture . . . . .	96
1.2.1	Second order of the moment tensor . . . . .	96
1.2.2	Subevent analysis . . . . .	97
1.2.3	Extended source . . . . .	97
1.3	Slip patch method . . . . .	98
1.3.1	General description . . . . .	98
1.3.2	Parametrization of an earthquake . . . . .	101
1.3.3	Data used . . . . .	103
1.4	Inverse method: Neighborhood Algorithm . . . . .	106
1.5	Modelling of the 1999 Izmit (Turkey) and 1995 Jalisco (Mexico) earthquakes. . . . .	108
1.5.1	The 1999 Izmit (Turkey) earthquake . . . . .	108
1.5.2	The 1995 Jalisco (Mexico) earthquake . . . . .	111
1.6	Discussion and conclusion . . . . .	115
<b>2</b>	<b>Analyse par Fonction de Green Empirique: développements</b>	<b>121</b>
2.1	Introduction . . . . .	123
2.2	Method . . . . .	123
2.2.1	Empirical Green function analysis . . . . .	123
2.2.2	Development of the projected Landweber method . . . . .	125
2.3	Application to a synthetic example . . . . .	128
2.4	Application to the June 23, 2001 Peru earthquake . . . . .	132
2.4.1	Constrained RSTFs . . . . .	133
2.4.2	Interpretation in terms of line source . . . . .	134
2.5	Discussion and conclusions . . . . .	136

2.6 Annex: Proof of the projection . . . . .	138
<b>Conclusions</b>	<b>143</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>149</b>



# Introduction

L'étude des sources sismiques est un des grands domaines de la sismologie. Les événements sismiques sont étudiés soit pour aider à la connaissance structurale de la Terre, soit au contraire pour étudier les mécanismes de source eux-mêmes. Aujourd'hui, la connaissance de la structure terrestre est en effet suffisante pour permettre l'étude de certains phénomènes de sources en considérant les paramètres de propagation connus. C'est dans cette dernière perspective que s'inscrit cette thèse. Plus spécifiquement, ce travail s'attache à préciser ce qu'on peut connaître - et comment le connaître - de la source sismique à partir de données mondiales. Cela restreint l'étude à des séismes de magnitude assez élevée, puisque la magnitude 5-5.5 peut être considérée comme une borne inférieure de la détection à distance télé-sismique (plus de 3000km) et que les signaux sont rarement bons en dessous de la magnitude 6. En revanche, cette démarche permet une étude systématique de ces forts séismes, puisqu'ils sont tous enregistrés de manière semblable par un nombre similaire de stations. De plus, ces stations mondiales, que l'on doit principalement aux réseaux IRIS et GEOSCOPE sont aujourd'hui accessibles de manière très simple et très rapide. Une méthode efficace permettant d'étudier ces séismes permet donc d'envisager une approche générale et statistique du comportement des grands séismes.

Cette thèse cherche ainsi à développer les méthodes les plus adaptées pour reconstituer l'histoire de la rupture d'un séisme. Typiquement, un séisme de magnitude 8 dure un peu plus d'une minute, pendant laquelle la rupture se développe, à plus ou moins grande vitesse, sur la faille. L'histoire de cette rupture est en partie responsable des sismogrammes, parfois assez complexes, observés dans les différentes directions et distances de l'événement. A l'inverse, la compréhension de ces sismogrammes peut donc permettre de remonter à ce qui s'est passé pendant cette minute de rupture. Ce travail met donc en jeu deux grands problèmes distincts: le problème direct, qui détermine, en fonction de certains paramètres de rupture, la radiation parvenant à une station et le problème inverse qui vise à retrouver ces paramètres à partir de la radiation observée. Dans le cas réel de la Terre, c'est ce dernier problème qui se pose concrètement.

Les applications d'une telle étude sont diverses. D'un point de vue tectonique, une meilleure modélisation de la taille de rupture des séismes, des glissements mis en jeu, permet de mieux comprendre et de mieux imager les mécanismes de déformation d'une région donnée. Physiquement, différents paramètres de la mécanique des séismes restent aujourd'hui mal connus. C'est le cas en particulier, de la vitesse de rupture, c'est à dire de la vitesse à laquelle le séisme se propage sur la faille. Enfin, pour une meilleure appréciation du risque

dû à ces grands séismes, leur connaissance est importante. Par exemple, si l'on est capable de définir la taille de rupture du séisme, cela donne une bonne idée de la zone affectée par la catastrophe. De manière plus prédictive, l'estimation du glissement généré par les séismes de subduction de la ceinture de feu du Pacifique permet l'estimation de la gravité du tsunami qui déferlera, 24 heures plus tard, de l'autre côté de l'océan.

Dans une première partie, nous développerons les méthodes aujourd'hui utilisées pour étudier la rupture sismique et mettrons en évidence les avancées auxquelles elles ont conduit et les limitations auxquelles elles sont confrontées (chapitre I.1). Ensuite, nous montrerons que dans le cas de séismes enregistrés à différentes distances (lointaine, régionale, proche) nous pouvons obtenir des modèles fiables en recoupant les informations apportées par ces différentes données. Le séisme d'El Salvador du 13/01/2001 sera présenté dans le chapitre I.2 comme application de ce type d'étude. Dans la deuxième partie, nous nous intéressons davantage aux propriétés globales de la source: le chapitre II.1 propose une approche alternative, fondée sur une représentation simplifiée de la source en "zones de glissement". Son intérêt est de pouvoir retrouver de manière systématique et rapide les grands traits de la rupture. Cette méthode a nécessité le développement d'une nouvelle approche empirique de la propagation, qui sera détaillée dans le chapitre II.2.

Première partie

Imagerie de la rupture





# Chapitre 1

## Cinématique de la source sismique

### 1.1 Quelles données utiliser?

Les déformations permanentes induites par les séismes peuvent être étudiées avec différentes données (relevés de terrain, GPS, interférométrie radar...), mais seule l'étude des ondes sismiques générées par la source permet de remonter à l'histoire de la rupture. La Figure 1.1 donne une représentation simplifiée de quelques ondes voyageant dans la Terre. Nous présentons ici les ondes utilisables dans une étude de source, en nous focalisant sur les données globales qui permettent une étude systématique.

Depuis une quinzaine d'années, les réseaux de sismologie globale (IRIS et GEOSCOPE principalement, mais aussi GEOFON, NCEDC, ORFEUS, CN ...) ont donné un nouvel essor à l'utilisation des stations mondiales; en effet, aujourd'hui toutes les données sont récupérables très facilement par Internet ou par une simple requête email au FDSN, qui regroupe les données de ces réseaux ( voir *Roult et al.* [1999], ou le site de Géoscope, <http://geoscope.ipgp.jussieu.fr>, pour savoir comment procéder). De plus, un grand nombre d'entre elles sont utilisables dans les heures qui suivent le séisme; cela permet d'envisager une approche à la fois systématique et en temps quasi-réel. Par ailleurs, dans les prochaines années, la couverture terrestre devrait être rendue encore meilleure par la présence de stations Fond de Mer [*Montagner et al.*, 1999]. Ces développements rendront de plus en plus aisées des études globales du type de celle décrite dans la partie II.

#### 1.1.1 Champ lointain: ondes de volume

##### Phases utilisables

L'observation de la Figure 1.1 montre que deux ondes semblent avoir un trajet très simple: les ondes P et S directes, quand la source est à une distance épacentrale  $\Delta$  comprise entre  $30^\circ$  et  $90^\circ$ . Leur propagation s'effectue principalement dans le manteau inférieur, qui est un milieu relativement homogène. La propagation devient plus complexe à la fois quand on atteint  $90^\circ$  (interface

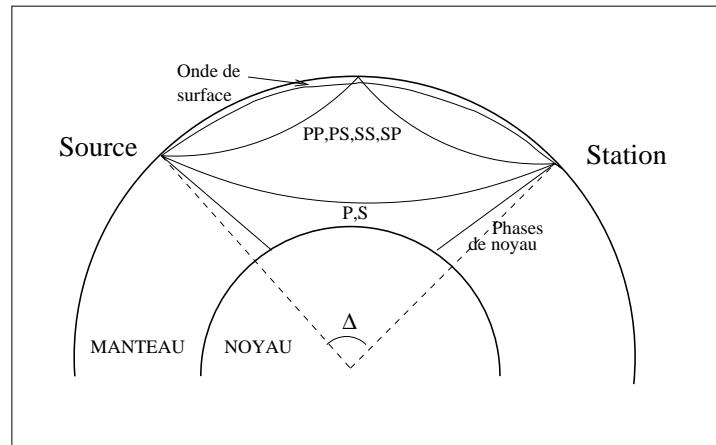


FIG. 1.1 – Cette figure schématise les ondes enregistrées à distance téléseismique dans le cas d’une source superficielle: ondes P et S directes, ondes réfléchies sur la surface libre (seules les réflexions uniques sont représentées), ondes ayant une partie de leur trajet dans le noyau (non détaillées) et enfin ondes de surface.

noyau-manteau) mais aussi quand on s’approche à moins de  $30^\circ$  (manteau supérieur et croûte, où les champs de vitesse sont beaucoup plus hétérogènes). L’étude des ondes P et S dans cette gamme de distance épacentrale est ainsi l’outil le plus “classique” pour caractériser les sources sismiques.

L’onde P présente l’avantage pratique d’être la première onde arrivant aux récepteurs ce qui permet aisément de “pointer” son temps d’arrivée (Figure 1.2). Cela facilite de manière générale les études qui seront détaillées par la suite. De par la direction d’arrivée de l’onde, la composante verticale est plus énergétique et donc plus facile à modéliser que la composante radiale. L’onde S est un peu plus difficile à utiliser. Sa composante SV (direction radiale) arrive dans la coda de la P et de ses phases dérivées et l’origine de la radiation est de ce fait souvent difficile à déterminer. De plus, cette phase arrive souvent à un temps voisin d’autres phases (en particulier la phase PS), rendant son interprétation difficile. Cette composante est de ce fait rarement utilisée directement dans les études de source. Au contraire, la composante SH (transverse) est plus simple à prendre en compte: par rapport à la composante SV, elle présente l’avantage de ne pas avoir d’arrivée concurrente et est théoriquement la première onde du sismogramme dans la direction transverse. Comme cela peut être vu sur la Figure 1.2, cela n’est cependant vrai qu’approximativement - car la Terre n’a pas réellement une symétrie sphérique -, et l’arrivée de cette onde est plus difficile à localiser que la P. Cette difficulté est accrue par sa plus basse fréquence, qui rend l’arrivée moins impulsive. Pour ces deux raisons, il est préférable, pour pointer la SH, de s’aider du temps d’arrivée théorique fourni par les modèles de Terre globaux (*par ex.* IASPE91 [Kennett et Engdahl, 1991]). Dans un second temps, à l’aide des informations apportées par l’onde P, on peut essayer d’affiner cette première estimation.

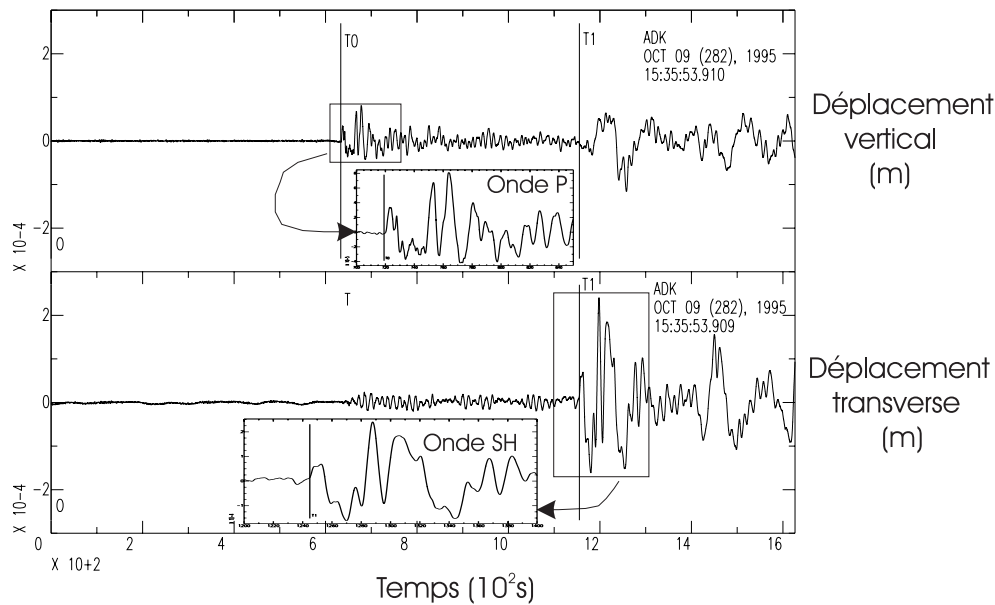


FIG. 1.2 – Exemple d'enregistrements large-bande à la station ADK (Alaska) lors du séisme de Jalisco (Mexique) du 09/10/1995 (15:35:53.9); les fenêtres de temps utiles, pour l'onde P et SH, sont présentées sur la figure. Le temps  $T_0$  est le temps pointé à la main de premier mouvement de l'onde P (incertitude de l'ordre de 1s) et le temps  $T_1$  le temps d'arrivée théorique, selon le modèle IASPE91 [Kennett et Engdahl, 1991], de l'onde S à cette station. Ce temps est probablement un peu tardif dans ce cas précis. Les signaux ont été déconvolués de leur réponse instrumentale puis reconvoqués par un filtre passe-bande entre 0.5s et 80s.

Pour résumer ce paragraphe sur les ondes de volume, les ondes P et SH sont de bons outils pour avoir un accès direct aux mécanismes de source, tandis que les autres phases nécessitent une modélisation plus compliquée; cette modélisation peut être faite, mais elle induit des incertitudes qui seront préjudiciables à la connaissance de la source. Ces ondes seront par contre tout à fait utilisables dans une approche empirique de la propagation (section 1.3.2)

### Traitement des données d'onde de volume

Parmi les données accessibles des réseaux mondiaux, les plus intéressantes pour une étude de la source sont les données Large Bande. Ces signaux peuvent être séparés en 2 catégories : les données Large Bande classiques (BRB) qui ont un bande passante plate (en vitesse) entre environ 0.4s et 80s et les données très Large Bande (VBB) qui ont une bande passante plate entre 0.2s et 200s. Les signaux sont généralement échantillonnés à 0.05s. Dans les études de grands séismes à distance télé-sismique, la borne inférieure de la bande passante - qu'elle soit 0.2s ou 0.4s - n'est jamais un problème car l'énergie relative est très faible dans cette gamme de fréquences. Cela est dû à l'atténuation dans la Terre, mais surtout à l'extension de la source, qui piège efficacement les longueurs d'onde

inférieures à sa propre dimension (section 1.5).

En revanche, pour de très forts séismes, où l'on va s'intéresser à des périodes approchant la centaine de secondes (voir par exemple le cas du séisme de Jalisco (1995) dans le Chapitre II.1), la borne supérieure de la bande passante va empêcher l'observation du mouvement réel du sol, en particulier pour les stations BRB. Il faudra donc travailler, à la fois pour les données et les modélisations avec des données filtrées. La démarche classique de traitement des données sera donc la suivante:

- Récupération des signaux par requête au FDSN
- Sélection des stations (entre 30° et 90° de distance épicertrale avec un échantillonnage régulier des azimuts); si possible, on choisit des distances entre 35° et 80° pour être sûr de ne pas du tout être affecté par les deux limitations du modèle (manteau supérieur et noyau)
- Déconvolution de la réponse instrumentale et reconvolution avec un filtre passe bande (typiquement 1s-80s) (cette étape n'est pas indispensable pour des séismes pour lesquels le spectre enregistré est dans la bande passante des instruments)
- intégration en déplacement
- sélection des fenêtres de temps de l'onde P (composante verticale) et de l'onde SH (composante transverse)

### 1.1.2 Champ lointain: ondes de surface

#### Description

Ces ondes se propageant à la surface de la Terre sont, dans le cas le plus fréquent d'un séisme peu profond, les arrivées les plus visibles du sismogramme (voir Figure 2.4 qui donne un exemple de signaux enregistrés lors du séisme du Salvador). Cela est dû à leur expansion géométrique nettement plus faible que les ondes de volume. Il est donc tentant d'utiliser les informations apportées par les deux types d'ondes de surface observées sur Terre, les ondes de Love et de Rayleigh, dans le cadre d'une étude de la source sismique. Cependant, l'approche directe est très difficile car notre connaissance de la structure terrestre est encore insuffisante pour modéliser des ondes de surface de courte période. Même les méthodes de propagation les plus sophistiquées (*par ex.* éléments spectraux voir *Komatitsch et Tromp*, [2002]) ne permettent guère de descendre en dessous de 30s. Ces périodes empêchent, sauf pour des séismes particulièrement violents ( $M > 8$ ), de les modéliser mieux que par un point-source. Pour les ondes de surface, l'approche empirique (1.3.2) est ainsi la méthode la plus adaptée pour avoir accès au comportement plus haute fréquence de la source sismique.

#### Traitement des données d'onde de surface

Les fréquences mises en jeu dans les ondes de surface permettent de se contenter des données LH du réseau FDSN. Ces canaux ont la même fréquence minimale de la bande passante (c'est à dire 0.0125Hz ou 0.005Hz selon les stations) mais sont échantillonnés à 1Hz. Puisque les ondes de surface seront ici

Distance (°)	$V_{max}$ Rayleigh	$V_{min}$ Rayleigh	$V_{max}$ Love	$V_{min}$ Love
10	3.8	1.5	4.5	1.75
14	3.8	1.8	4.5	1.9
17	3.8	2.2	4.5	2.3
28	3.8	2.2	4.5	2.4
40	3.8	2.3	4.5	2.5
60	3.8	2.5	4.5	2.8
80	3.8	2.7	4.5	3

TAB. 1.1 – Vitesses de phase extrêmes retenues pour les fenêtres des ondes de Love et de Rayleigh en fonction de la distance

toujours utilisées relativement à un autre séisme (“Fonction de Green empirique”, voir section 1.3.2), les corrections instrumentales ne sont pas nécessaires car l’influence de la réponse instrumentale disparaît dans la déconvolution. Le traitement des données est donc très simple: il suffit de connaître les temps et lieux origine du choc principal et de la fonction de Green afin d’isoler les fenêtres temporelles contenant les ondes de surface. Typiquement, nous utilisons une fenêtre isolant les “vitesses de phase moyennes” entre environ 3.8km/s et 2.5km/s pour l’onde de Rayleigh (composante verticale) et 4.5km/s et 2.5km/s pour l’onde de Love (composante transverse) (Figure 2.4). Ces fenêtres doivent cependant être adaptées en fonction de la distance du séisme: un séisme à distance régionale contient de l’énergie à des “vitesses de phase” plus faibles qu’un séisme à distance télé-sismique. Cela est dû à la propagation régionale qui est plus compliquée et à la durée de la source qui a relativement plus d’importance à une distance régionale. Ces fenêtres de temps peuvent être choisies par inspection visuelle des signaux mais nous souhaitons utiliser les ondes de surface dans un cadre semi-automatique (Partie II) et nous présentons donc dans la Table 1.1 les valeurs moyennes que nous avons retenues, pour les ondes de Love et de Rayleigh. Ces valeurs ont été obtenues à partir de l’observation de divers séismes (Izmit, Turquie, 17/08/1999; Kunlun, Chine, 14/11/2001; Oaxaca, Mexique, 09/10/1995) enregistrés à différentes stations. A partir de ces fenêtres temporelles, le principe et les méthodes d’analyse par fonction de Green empirique sont détaillés dans la section 1.3.2.

### 1.1.3 Intérêt de l’utilisation simultanée des ondes de volume et de surface

De nombreuses études de la source sismique utilisent l’une ou l’autre de ces données [*par ex. Mendoza et Hartzell, 1999; Ihmlé, 1998; Courboux et al. 1997a; Gouget et al., 1998*], ou parfois successivement l’une puis l’autre [*par ex. Schwartz, 1999, Abercrombie et al., 2001*]. Il est cependant très utile de les combiner. Nous le montrons à l’aide de l’exemple du séisme du Salvador dans le chapitre I.2 et de manière plus générale dans le chapitre II.1. Les ondes P, SH et de surface sont en effet très complémentaires comme illustré dans la Figure 1.3. La première est une onde plus haute fréquence qui met bien en évidence les détails du processus de rupture. Elle génère aussi fréquemment d’impulsives

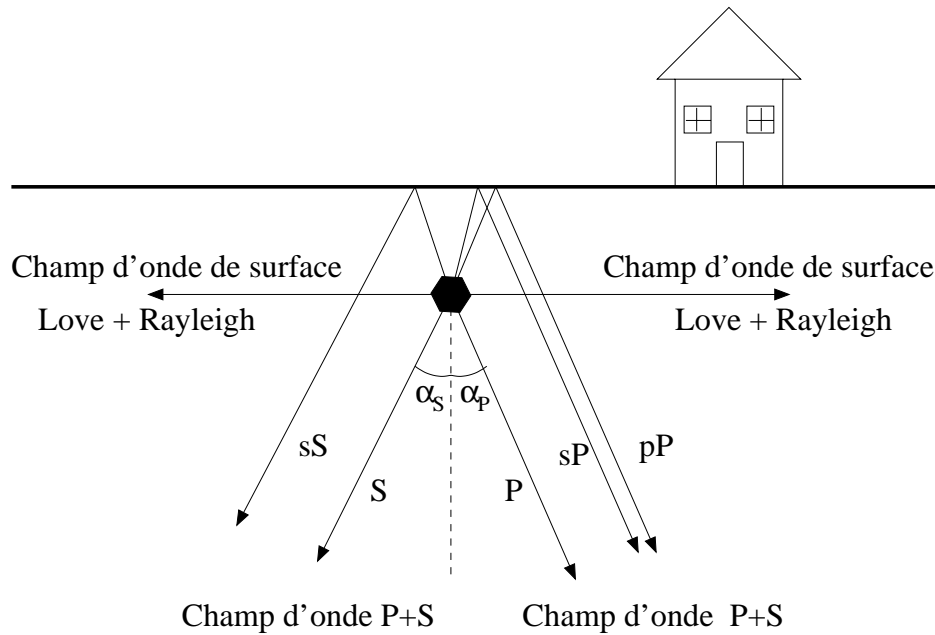


FIG. 1.3 – *Illustration de l'intérêt de l'usage conjoint des ondes de volume et de surface: les ondes de volume et leur phases réfléchies (les ondes S sont schématiquement représentées à gauche et les ondes P à droite) sont sensibles à l'extension verticale. Cela est dû à leur direction de propagation proche de la verticale: les angles  $\alpha_P$  et  $\alpha_S$  avec lesquels les rayonnements P et S quittent la source ("take-off" angles) sont compris entre  $20^\circ$  et  $40^\circ$  pour des distances épacentrales entre  $30^\circ$  et  $90^\circ$ . Les ondes de surface sont sensibles à l'extension latérale à cause de leur propagation horizontale*

phases réfléchies (pP, sP) qui sont utiles pour déterminer la profondeur. Cependant, de par sa propagation presque verticale au voisinage de la source et sa vitesse de phase élevée (par rapport à la vitesse de rupture), l'étendue spatiale et en particulier latérale de la source est mal résolue. L'onde S a une vitesse de phase plus faible et devient donc plus sensible à des effets d'extension de la rupture. Enfin, les ondes de surface ont une propagation latérale et une vitesse d'onde souvent proche de la vitesse de rupture: elles sont donc particulièrement adaptées pour déterminer l'extension latérale de la source; elles seront en revanche peu sensibles à son extension verticale.

#### 1.1.4 Autres données sismologiques

##### Champ régional

Les distances comprises entre 200 et 3000km de la source sont généralement appelées distances "régionales". Comme évoqué précédemment, la modélisation à ces distances est complexe du fait de la structure hétérogène des premiers 600km de la Terre. Les effets de source et de propagation sont très difficiles à séparer.

Une fois de plus, le choix d'une fonction de Green empirique est judicieux, surtout pour des stations dont la distance à la source reste largement supérieure à la taille de la source elle-même. Dans le cas contraire, l'approximation faite dans la section (1.3.2) de considérer une seule fonction de Green pour représenter la source devient fautive. Par ailleurs, pour un séisme quelconque, il est peu fréquent que le nombre de données régionales rapidement utilisables permette de contraindre seul le mécanisme de la source. Les ondes à distance régionale peuvent donc surtout apporter un complément d'information à des modèles produits par d'autres données (champ lointain particulièrement). Ces données sont particulièrement utiles quand une fonction de Green empirique existe, mais est de magnitude trop faible pour être utilisée en champ lointain avec les ondes de surface.

### Champ proche

A proximité immédiate de la source ( $< 200km$ ), on parle de champ proche de la source. A ces distances, les effets de source deviennent de plus en plus visibles, et même si le calcul synthétique est un peu plus complexe qu'en champ lointain (1.3.1), on peut de nouveau avoir une approche directe du problème. D'ailleurs, l'approche empirique devient parallèlement difficile à utiliser, du moins dans la version à fonction de Green empirique unique que nous détaillons en (1.3.2). Les données en champ proche ont logiquement une résolution spatiale meilleure qu'en champ lointain mais ont l'inconvénient d'être surtout sensibles à la zone du séisme la plus proche de la station. Autrement dit, pour pouvoir bâtir un modèle de source complet à partir du champ proche, il faut disposer d'un grand nombre de stations tout autour du séisme, ce qui est rarement le cas. Même dans ce cas très favorable, la résolution en profondeur est généralement médiocre [par ex. Hernandez et al., 1999]. Dernièrement, seule une douzaine de séismes a été enregistrée par une couverture de stations en champ proche réellement satisfaisante. Par contre, il n'est pas rare de disposer d'une ou de quelques stations proches pour un séisme quelconque et il est alors utile de les inclure soit dans une inversion globale, soit pour confirmer les modèles trouvés par ailleurs (chapitre I.2).

## 1.2 Les modélisations cinématiques de la source sismique

Commençons par une précision sur le terme cinématique: nous allons nous attacher dans un premier temps à décrire plutôt qu'à expliquer la rupture sismique. Autrement dit, nous voulons retrouver quel fut le scénario de la rupture qui a conduit aux sismogrammes enregistrés. Nous n'allons donc pas directement aborder le problème plus fondamental qui consiste à reconstruire ce scénario à partir des contraintes existantes sur la faille avant le séisme ainsi que d'une loi de comportement de la faille; cette dernière approche permet la modélisation dynamique de la faille et constitue un problème encore bien plus difficile que l'approche cinématique... Cependant, l'approche cinématique constitue un premier

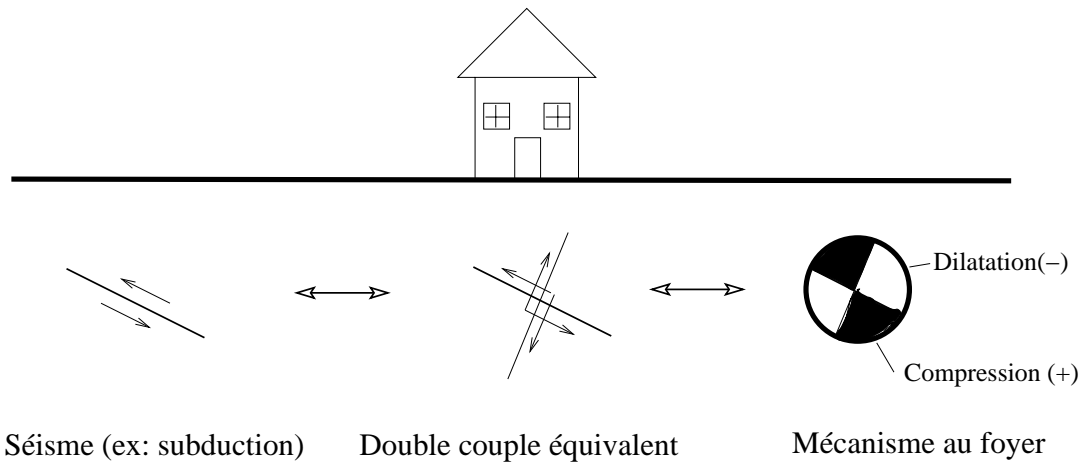


FIG. 1.4 – Mécanisme usuel d’un séisme: un glissement sur une faille plane a pour équivalent mécanique un double couple de forces, qui se représente habituellement par le mécanisme au foyer: les quadrants comprimés vont conduire, pour les stations qui ont leur “take-off” angle dans ce quadrant, à un premier mouvement vers le haut; les quadrants dilatés conduiront à un mouvement vers le bas.

pas logique dans la compréhension de la source; différents paramètres retrouvés par cette méthode peuvent ensuite être utilisés pour contraindre des modèles dynamiques ou pour tout autre approche physique de la rupture sismique.

### 1.2.1 Introduction : le point-source

Historiquement, les ondes de volume en champ lointain furent les premières données sismologiques utilisées pour l’étude quantitative des séismes. Le premier pas fut l’enregistrement à Potsdam (Allemagne) en 1889 d’un séisme s’étant produit au Japon. Jusqu’aux années 1960, ces données lointaines ont principalement été utilisées pour définir la structure profonde de la Terre en utilisant les temps d’arrivée des ondes à différentes distances de la source. Depuis les années 60 et les travaux de *Maruyama* [1963] puis *Burridge et Knopoff* [1964], l’information présente dans les ondes sismiques sur les mécanismes de leur génération a de plus en plus été utilisée. Il a ainsi été acquis que les séismes étaient généralement compatibles avec un mouvement de glissement sur une faille plane, équivalent du point de vue mécanique à un double-couple (Figure 1.4). Si le séisme est modélisé par un point-source, ce mécanisme a pour conséquence que deux plans différents génèrent la même radiation, un seul étant le véritable plan de faille. Retrouver le mécanisme au foyer du séisme (Figure 1.4), représentation classique de ces deux plans, a été la principale motivation des premières études de source. Cela a pu être fait, soit par la polarité des premières arrivées (Figure 1.4), soit par la modélisation des formes d’ondes.



Rappelons pour cela les bases théoriques de la description de la source sismique: on peut montrer [par ex. Backus, 1976, Aki et Richards, 1980] que le déplacement  $U_i(\vec{x}, t)$  enregistré dans la direction  $i$  peut être représenté de la manière suivante:

$$U_i(\vec{x}, t) = \int_{V_s} m_{jk}(\vec{\xi}, \tau) * G_{ij,k}(\vec{x}, t; \vec{\xi}, \tau) d^3\xi \quad (1.1)$$

où:

- $m_{jk}(\vec{\xi}, \tau)$  est un “tenseur de densité de moment” (aussi appelé “stress glut”), qui traduit que les lois d’élasticité sont brisées dans la zone  $V_s$  englobant la source.
- $G_{ij}(\vec{x}, t; \vec{\xi}, \tau)$ , appelé fonction de Green, traduit la réponse du milieu en un point  $\vec{x}$  à un temps  $t$  dans une direction  $i$ , à une force unitaire appliquée en point  $\vec{\xi}$  à un temps  $\tau$  dans une direction  $j$
- Les conventions suivantes - valables pour la suite de cette thèse - s’appliquent:
  - \* dénote la convolution temporelle
  - $G_{ij,k}(\vec{\xi}, \tau)$  dénote  $\frac{\partial}{\partial \xi_k} G_{ij}(\vec{\xi}, \tau)$ ,
  - la répétition des indices implique la somme des termes concernés

Dans ce premier cas simplificateur, on considère que la source est spatialement ponctuelle en  $\vec{\xi}_0$  (point-source) et que son mécanisme ne change pas. Dans ces conditions,  $m_{jk}(\vec{\xi}, \tau)$  s’écrit:

$$m_{jk}(\vec{\xi}, \tau) = \mathcal{M}_{jk} \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi}_0) F(\tau) \quad (1.2)$$

où  $\mathcal{M}$  est un tenseur unitaire. En remplaçant dans (1):

$$U_i(\vec{x}, t) = \mathcal{M}_{jk} G_{ij,k}(\vec{x}, t; \vec{\xi}_0, \tau) * F(\tau) \quad (1.3)$$

En tenant compte maintenant de la fonction de Green dans un milieu à symétrie sphérique, il peut être montré que les déplacements induits par les deux ondes élastiques P et S peuvent s’écrire:

$$U_P(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi\rho^{1/2}(\vec{\xi}_0)\rho^{1/2}(\vec{x})\alpha^{5/2}(\vec{\xi}_0)\alpha^{1/2}(\vec{x})} \frac{1}{R^P(\vec{x}, \vec{\xi}_0)} \mathcal{R}^P \dot{F}(t - T^S) \quad (1.4)$$

$$\vec{U}_S(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi\rho^{1/2}(\vec{\xi}_0)\rho^{1/2}(\vec{x})\beta^{5/2}(\vec{\xi}_0)\beta^{1/2}(\vec{x})} \frac{1}{R^S(\vec{x}, \vec{\xi}_0)} \vec{\mathcal{R}}^S \dot{F}(t - T^S) \quad (1.5)$$

[Aki et Richards, 1980], équation (4.88)

où:

- $\rho, \alpha, \beta$  sont respectivement la densité, la vitesse d’onde P et la vitesse d’onde S
- $R^S$  et  $R^P$  décrivent l’expansion géométrique des ondes P et S (terme simplement égal à  $\|\vec{\xi}_0 - \vec{x}\|$  en milieu homogène) dont l’expression en milieu sphérique est décrite dans la section 1.3.1

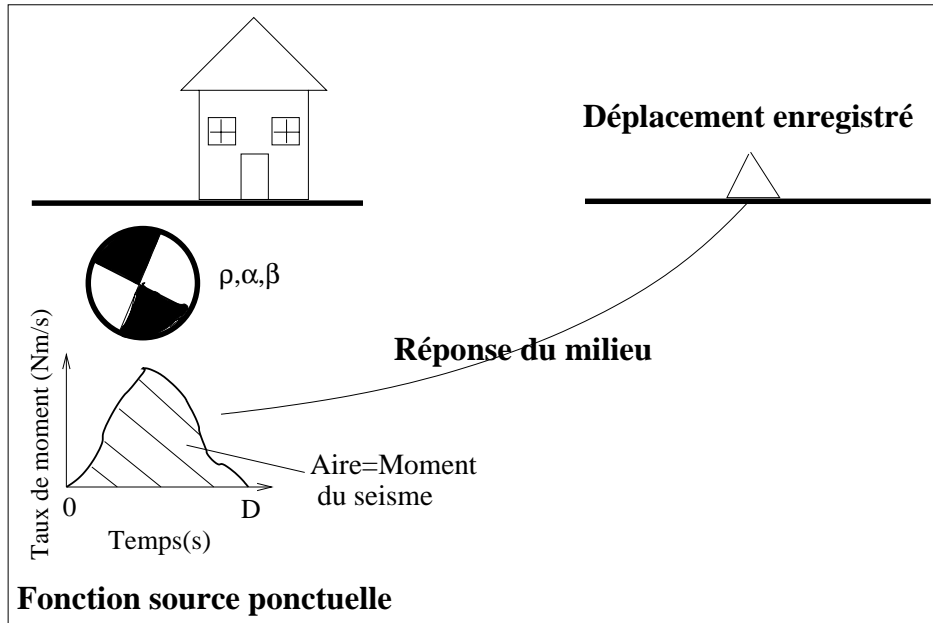


FIG. 1.5 – La source vue comme un point: à partir du mécanisme au foyer, de la fonction source qui décrit le comportement temporel de la source et de la réponse du milieu, les déplacements aux stations peuvent être calculés.

- $\mathcal{R}^P$  et  $\overline{\mathcal{R}}^S$  décrivent les diagrammes de radiation des ondes P et S (mécanisme au foyer). Dans le cas réel de la Terre, cette description n'est pas directement applicable car les séismes (en général) et les stations (toujours) sont au voisinage de la surface de la Terre, qui constitue une discontinuité majeure. L'hypothèse d'un milieu infini est donc violée et il faut prendre en compte les réflexions possibles (ce problème est évoqué en 1.3.1). Dans toute application, il faudra alors considérer une dépendance temporelle  $\mathcal{R}^P(t)$  et  $\overline{\mathcal{R}}^S(t)$
- $T^P$  et  $T^S$  sont les temps de trajet P et S
- $\dot{F}(\tau)$ , dérivée temporelle du moment ponctuel  $F(\tau)$ , est appelée fonction source ponctuelle

Comme le montrent les équations 1.4 et 1.5, la modélisation en point-source donne théoriquement accès, en plus de la localisation et des caractères géométriques des plans focaux (présents dans  $T^P$ ,  $T^S$ ,  $\mathcal{R}^P$  et  $\overline{\mathcal{R}}^S$ ), à l'histoire temporelle du séisme à travers la fonction source ponctuelle. Cette fonction représente la variation temporelle du relâchement de moment en fonction du temps (Figure 1.5). La durée de cette fonction donne donc une idée sur la durée  $D$  du séisme et son intégrale sur l'intervalle  $[0, D]$  donne le moment total du séisme. Une modélisation très classique des séismes a donc logiquement été, de retrouver simultanément mécanisme au foyer et fonction source; c'est l'idée de l'algorithme très utilisé de *Nabelek* [1985].

Ce modèle de point-source, qui présente l'immense avantage de la simplicité, n'apporte cependant qu'une information très limitée sur la réalité de la rupture; il est particulièrement utile dans le cas de séismes relativement petits, quand les fréquences observées aux stations correspondent à des longueurs d'onde supérieures à la taille de la faille. Dans ce dernier cas, l'information sur le déroulement spatial de la rupture est intrinsèquement absente des données. Il est aussi utile quand on se limite volontairement à des périodes très au-delà du temps de rupture du séisme. Enfin, il est intéressant quand la fonction source obtenue est simple (du type d'un pulse unique), stable pour l'ensemble des stations utilisées et apporte un fit raisonnable aux données; on peut alors en conclure que le séisme est effectivement simple et consiste en une rupture approximativement circulaire autour de l'hypocentre. Cependant, la taille de cette zone et la vitesse de rupture devront aussi être précisées dans une étude postérieure. Dans un cas plus général - et plus courant! - d'une rupture plus complexe (dont les effets seront discutés dans la suite), ce formalisme peu physique devient en plus inadapté pour modéliser les données; en effet, de par l'extension spatiale de la rupture, les fonctions source obtenues vont devenir dépendantes de la position des stations. La seule information que le point-source pourra alors apporter est précisément que le séisme est compliqué; par exemple, comme cela a été fait par *Houston* [2001] le nombre de maxima secondaires de "la" fonction source donne une idée de la complexité du séisme.

Ainsi cette concentration du moment en un point est une technique très utile pour retrouver le mécanisme au foyer, une idée de la profondeur moyenne et du moment total, mais est très limitée pour la description de ce qui s'est vraiment passé sur la faille pendant la rupture. Nous présentons maintenant les méthodes, de la plus simple à la plus ambitieuse qui permettent de perfectionner ce modèle trop simple et peu physique du point-source.

### 1.2.2 Le centroid

L'idée d'une complexité de la rupture conduit rapidement à un perfectionnement simple du point-source: plutôt que d'utiliser comme point-source du séisme son hypocentre et comme temps origine son déclenchement, pourquoi ne pas rechercher les barycentres de l'histoire spatiale et temporelle du séisme? Cette méthode fut formalisée par *Backus* [1977]. Cette méthode fut d'abord décrite en termes de modes normaux de la Terre puis proposée en termes de fonction de Green par *Doornbos* [1982]. Par cohérence avec le reste de cette thèse, nous allons nous appuyer sur cette dernière approche. L'idée est de développer en série de Taylor  $G_{ij,k}(\vec{x}, t, \vec{\xi}, \tau)$  autour d'un point  $(\vec{\xi}_s, \tau_s)$ , proche des valeurs de la source du séisme considéré, ce qui va mettre en évidence les moments du stress glut  $m$ . Cependant, les moments temporels de  $m$  n'étant pas définis ( $m$  ne s'annule pas en  $\tau = \infty$ ), il nous faut raisonner avec les moments temporels de  $\dot{m}$ , qui sont bien définis. Commençons par un développement spatial de l'équation (1.1), en s'arrêtant au premier ordre, ce qui se justifie pour de longues périodes:

$$U_i(\vec{x}, t) = G_{ij,k}(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau) * M_{jk}^{(0)}(\tau) + G_{ij,kp}(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau) * M_{jkp}^{(1)}(\vec{\xi}_s, \tau) \quad (1.6)$$

où l'on a recours au moment spatial  $m$  d'ordre 0:

$$M_{jk}^{(0)}(\tau) = \int_{V_s} d^3\xi m_{jk}(\vec{\xi}, \tau) \quad (1.7)$$

et à celui d'ordre 1:

$$M_{jkp}^{(1)}(\vec{\xi}_s, \tau) = \int_{V_s} d^3\xi (\xi_p - \xi_{sp}) m_{jk}(\vec{\xi}, \tau) \quad (1.8)$$

Les dérivées spatiales du tenseur de Green peuvent s'écrire comme des dérivées temporelles d'une fonction  $H$  (voir *Doornbos*, [1981] et le cas simple de l'onde P ou S où la fonction de Green a une dépendance spatiotemporelle en  $\frac{1}{r}\delta(t - \tau - r/\alpha)$  ou  $\frac{1}{r}\delta(t - \tau - r/\beta)$ ). On écrit:

$$G_{ij,k}(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau) = \dot{H}_{ij}^k(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau) \quad (1.9)$$

Après une intégration par parties, l'équation (1.6) s'écrit:

$$U_i(\vec{x}, t) = H_{ij}^k(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau) * \dot{M}_{jk}^{(0)}(\tau) + \dot{H}_{ij}^{kp}(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau) * M_{jkp}^{(1)}(\vec{\xi}_s, \tau) \quad (1.10)$$

On peut alors développer  $H$  autour du temps ( $\tau_s$ ) ce qui donne en s'arrêtant au premier ordre

$$U_i(\vec{x}, t) = H_{ij}^k(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau_s) M_{jk}^{(0,0)} + \dot{H}_{ij}^k(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau_s) M_{jk}^{(0,1)}(\tau_s) + \dot{H}_{ij}^{kp}(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau_s) M_{jkp}^{(1,0)}(\vec{\xi}_s), \quad (1.11)$$

où l'on a utilisé les moments spatiotemporels de  $\dot{m}$ , qui sont bien définis:

$$M_{jk}^{(0,0)} = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_s} d^3\xi \dot{m}_{jk}(\vec{\xi}, \tau), \text{ (tenseur des moments, noté } M) \quad (1.12)$$

$$M_{jk}^{(0,1)}(\tau_s) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_s} d^3\xi (\tau - \tau_s) \dot{m}_{jk}(\vec{\xi}, \tau) \quad (1.13)$$

$$M_{jkp}^{(1,0)}(\vec{\xi}_s) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_s} d^3\xi (\xi_p - \xi_{sp}) \dot{m}_{jk}(\vec{\xi}, \tau) \quad (1.14)$$

On peut définir les points  $\vec{\xi}_c$  et  $\tau_c$  qui minimisent les moments d'ordre 1 [*Backus*, 1977] et qui sont respectivement appelés centroid spatial et temporel du séisme. Dans le cas particulier d'un mécanisme constant ( $\dot{m}$  peut alors s'écrire  $\dot{m}_{jk}(\vec{\xi}, \tau) = \mathcal{M}_{jk} \dot{f}(\vec{\xi}, \tau)$  où  $\mathcal{M}$  est un tenseur unitaire indépendant de  $\vec{\xi}$  et  $\tau$ ),  $\vec{\xi}_c$  et  $\tau_c$  permettent même d'annuler les moments d'ordre 1. Ces valeurs  $\vec{\xi}_c$  et  $\tau_c$  ont l'interprétation intuitive de représenter les lieu et instant de l'événement "les meilleurs possibles", c'est à dire "barycentrés" par l'histoire de la rupture (centre de gravité de la rupture).

En écrivant que

$$M_{jkp}^{(1,0)}(\vec{\xi}_s) = M_{jkp}^{(1,0)}(\vec{\xi}_c) + (\xi_{cp} - \xi_{sp}) M_{jk}^{(0,0)} \quad (1.15)$$

et

$$M_{jk}^{(0,1)}(\tau_s) = M_{jk}^{(0,1)}(\tau_c) + (\tau_c - \tau_s) M_{jk}^{(0,0)}, \quad (1.16)$$

et en négligeant maintenant  $M_{jkp}^{(1,0)}(\vec{\xi}_c)$  et  $M_{jk}^{(0,1)}(\tau_c)$ , on obtient par substitution dans (1.11):

$$U_i(\vec{x}, t) = M_{jk}^{(0,0)}(H_{ij}^k(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau_s) + \Delta\xi_p \dot{H}_{ij}^{kp}(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau_s) + \Delta\tau \dot{H}_{ij}^k(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau_s)) \quad (1.17)$$

où

$$\Delta\vec{\xi} = \vec{\xi}_c - \vec{\xi}_s$$

$$\Delta\tau = \tau_c - \tau_s$$

ce qui peut finalement s'écrire:

$$U_i(\vec{x}, t) = (1 + \Delta\xi_p \frac{\partial}{\partial \xi_p} + \Delta\tau \frac{\partial}{\partial \tau}) M_{jk}^{(0,0)} H_{ij}^k(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau_s) \quad (1.18)$$

La méthode très employée par le groupe d'Harvard (Harvard Centroid Moment Tensor (CMT), *Dziewonski et al.*, [1981]) consiste alors à optimiser simultanément dans l'équation précédente  $M_{jk}^{(0,0)}$ ,  $\Delta\vec{\xi}$  et  $\Delta\tau$ . La fonction H est considérée connue par nos modèles de la structure terrestre. A condition de partir d'un modèle de départ relativement proche pour le tenseur des moments  $M_{jk}^{(0,0)}$ ,  $\xi_s$  et  $\tau_s$  (par exemple l'origine donnée par les premières arrivées), on peut alors converger vers les véritables valeurs du centroid.

L'intérêt pratique d'une telle méthode est une stabilisation des paramètres retrouvés car le modèle est basé sur une formulation intégrale de la source. Le mécanisme au foyer est plus solide et les valeurs de  $\tau_c$  et  $\xi_c$ , comparées à celles de l'hypocentre donnent d'intéressantes informations sur le séisme. Harvard CMT ne fait pas d'hypothèse sur la nature du tenseur des moments et le résultat obtenu donne donc la nature mécanique des sources étudiées. En général, le mécanisme est compatible avec un double-couple, c'est à dire que l'on peut trouver une base où le tenseur des moments s'exprime:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_0 & 0 & 0 \\ 0 & -M_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Cependant, un certain nombre de sources ne répondent pas à ce mécanisme et témoignent soit d'un changement de mécanisme pendant la rupture, soit d'un mécanisme véritablement incompatible avec un glissement sur une faille (explosion par exemple). Dans le cas d'un séisme, il est aussi parfois possible, à partir du centroid, de discriminer les deux plans focaux équivalents. Par exemple, le CMT du séisme du Tibet du 14/11/2001 (Mw=7.8) montre un mécanisme en décrochement sur deux plans possibles (Nord-Sud et Est-Ouest). Or le centroid est déporté de près de 200km vers l'Est par rapport à l'hypocentre, permettant immédiatement d'identifier le véritable plan de faille.

Les modèles de points-source directs, même avec une fonction temporelle compliquée, deviennent très critiquables quand le séisme atteint une certaine magnitude. Au contraire, la méthode du centroid est applicable à n'importe quelle magnitude, car il est toujours possible de définir un centroid, quelle que soit la complexité de l'événement considéré. En revanche l'information sur la durée de la source, sur son extension spatiale et bien évidemment sur des détails d'ordre supérieur est perdue.

### 1.2.3 Les seconds moments de la distribution spatio-temporelle du séisme

En continuant le raisonnement précédent, pour affiner la connaissance de la source, on peut s'intéresser aux moments d'ordres supérieurs du tenseur des moments. Cependant, à ce stade, pour garder un problème raisonnable, on fait généralement immédiatement l'approximation d'un mécanisme constant pendant la rupture:  $\dot{m}_{jk}(\vec{\xi}, \tau) = \mathcal{M}_{jk} \dot{f}(\vec{\xi}, \tau)$ . Les moments que l'on considère alors sont les moments de la fonction scalaire  $\dot{f}(\vec{\xi}, \tau)$ , et ceux du second ordre s'écrivent:

$$\dot{f}_{ij}^{(2,0)}(\vec{\xi}_s) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_s} d^3\xi \dot{f}(\vec{\xi}, \tau) (\xi_i - \xi_{si})(\xi_j - \xi_{sj}) \quad (1.19)$$

$$\dot{f}_i^{(1,1)}(\vec{\xi}_s, \tau_s) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_s} d^3\xi \dot{f}(\vec{\xi}, \tau) (\xi_i - \xi_{si})(\tau - \tau_s) \quad (1.20)$$

$$\dot{f}^{(0,2)}(\tau_s) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_s} d^3\xi \dot{f}(\vec{\xi}, \tau) (\tau - \tau_s)^2 \quad (1.21)$$

En développant maintenant de manière similaire l'équation (1.1) en série de Taylor à l'ordre 2, le déplacement  $U_i(\vec{x}, t)$  peut s'écrire :

$$U_i(\vec{x}, t) = \frac{1}{M_0} \left( M_0 + \dot{f}^{(0,1)}(\tau_s) \frac{\partial}{\partial \tau} + \dot{f}^{(1,0)}(\vec{\xi}_s) \cdot \nabla_s + \frac{1}{2} \dot{f}^{(0,2)}(\tau_s) \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \dot{f}^{(1,1)}(\vec{\xi}_s, \tau_s) \frac{\partial}{\partial \tau} \cdot \nabla_s + \frac{1}{2} \dot{f}^{(2,0)}(\vec{\xi}_s) : \nabla_s \nabla_s \right) \tilde{s}(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau_s) \quad (1.22)$$

par ex. McGuire et al., [2001]

où:

- $M_0$  est le moment scalaire total
- $\tilde{s}(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau_s) = M_{jk}^{(0,0)} H_{ij}^k(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau_s)$ , représente la radiation générée par un point-source en temps et en espace de même mécanisme et de même moment  $M_0$ .

Connaissant la radiation du point-source  $\tilde{s}$ , il est alors possible, par résolution d'un problème inverse, d'avoir accès aux moments de  $\dot{f}$  en fonction des déplacements  $U$  observés à différentes stations. D'autre part, chacun de ces moments peut être relié à une caractéristique de la source. Comme expliqué précédemment, les premiers moments constituent les centroids spatial et temporel du séisme, et il découle de 1.15 et 1.16:

$$\vec{\xi}_c = \dot{f}^{(1,0)}(0)/M_0 \quad (1.23)$$

$$\tau_c = \dot{f}^{(0,1)}(0)/M_0 \quad (1.24)$$

Les seconds moments sont à relier à la "forme" temporelle et spatiale du séisme et on peut évaluer les dimensions caractéristiques  $L$  de la région source dans la direction  $\vec{n}$  par:

$$L(\vec{n}) = 2 \sqrt{\vec{n}^T \cdot \frac{\dot{f}^{(2,0)}(\vec{\xi}_c)}{M_0} \cdot \vec{n}} \quad (1.25)$$

De même, la durée caractéristique de la source s'écrit :

$$D = 2\sqrt{\frac{\dot{f}^{(0,2)}(\tau_c)}{M_0}} \quad (1.26)$$

Enfin, le moment croisé  $\dot{f}^{(1,1)}(\vec{\xi}_c, \tau_c)$  est relié à la vitesse moyenne du centroid spatial instantané  $v_0$  par :

$$v_0 = \frac{\dot{f}^{(1,1)}(\vec{\xi}_c, \tau_c)}{\dot{f}^{(0,2)}(\tau_c)} \quad (1.27)$$

Cette démarche, utilisée par exemple par *Doornbos* [1982], *Gusev et Pavlov* [1988], *Buckchin* [1995], *Dahm et Kruger* [1999] ou *McGuire et al.* [2001] avec différentes approches dans le détail, permet de dépasser le niveau du point-source sans se lancer dans une étude directe du processus de rupture. *McGuire et al.* [2001] et *Clévéde et al.* [2002] ont comparé leurs résultats avec des modèles cinématiques plus détaillés (tels que ceux décrits par la suite de cette thèse) et ont montré la compatibilité des deux approches. Les données utilisées pour ce type d'étude sont des données longues périodes, plus longues que la durée totale de l'événement. L'utilisation de données plus courte période conduit logiquement à une dégradation du fit [*Dahm et Kruger*, 1999].

Il est théoriquement possible de rechercher les moments d'ordre supérieurs qui donnent accès à des caractéristiques de plus en plus fines de la source. Néanmoins, les incertitudes liées à la propagation rendent cette approche très difficile pratiquement et d'autres méthodes sont généralement utilisées pour une modélisation plus haute fréquence de la source sismique.

#### 1.2.4 Les sous-événements

Une autre extension possible de la modélisation en point-source est de représenter le séisme non plus par un point mais par plusieurs. On parle alors généralement de sous-événements. Cette modélisation discrète permet dans une certaine mesure de prendre en compte l'extension de la rupture, en examinant où se situent les différents sous-événements sur le plan de faille. L'idée générale est, comme dans (1.2.1), de rechercher une fonction source, mais de s'intéresser cette fois à sa variation en fonction de la position de la station. Cette méthode a d'abord été utilisée par *Fukao* [1972] et a été développée par *Kikuchi et Kanamori* [1982] et appliquée par exemple au séisme complexe du Guatemala (1976).

Dans l'analyse de *Fukao* [1972], on s'intéresse uniquement aux pics de la fonction source que l'on peut suivre d'une station à l'autre. La Figure 1.6, prise de *Ihmlé* [1998] détaille un cas typique de ce type de modélisation de la rupture. La différence temporelle  $dt_{ij}$  entre le début de la rupture et le sous-événement  $j$  à la station  $i$  s'écrit :

$$dt_{ij} = \|\vec{\xi}_j\|/\tilde{v}r_j + \vec{\xi}_j \cdot \vec{u}_i/v_\phi \quad (1.28)$$

où :

- $\vec{\xi}_j$  est le vecteur reliant l'hypocentre au sous-événement  $j$

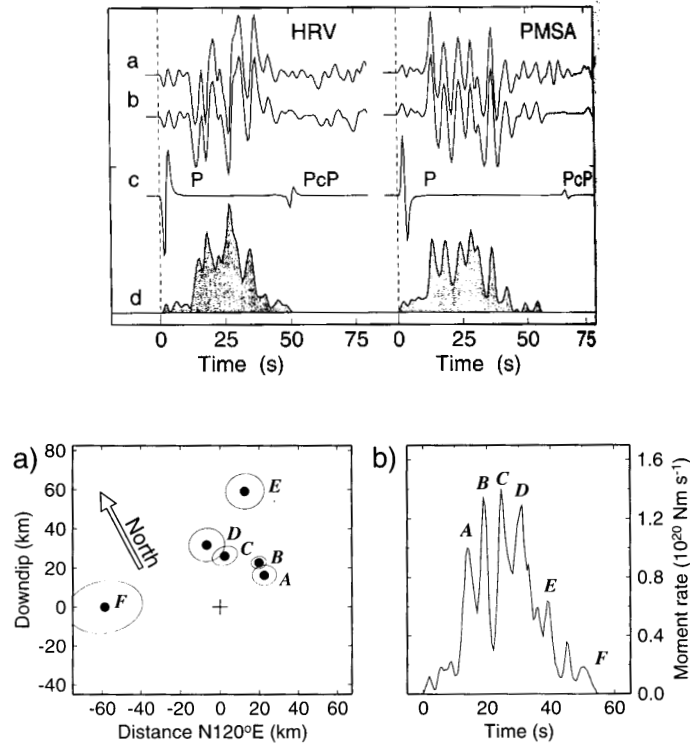


FIG. 1.6 – Exemple d'analyse en sous-événements dans une étude du séisme profond de Bolivie (1994) (tiré de Ihmlé [1998]): dans ce cas les sous-événements sont directement analysés sur les fonctions sources (il est possible de le faire aussi sur les signaux eux-mêmes); la figure du haut donne deux exemples des fonctions sources obtenues (d) à deux stations (8 autres sont utilisées dans cette étude). Les pics visibles sur ces fonctions source sont notés et suivis d'une station à l'autre. Leurs positions temporelles relatives peuvent alors être projetées spatialement sur la faille (equation 1.28). On obtient alors la figure en bas à gauche. La figure de droite représente finalement la fonction source absolue, c'est à dire la fonction source vue perpendiculairement à la faille.



- $v\tilde{r}_j$  est la vitesse moyenne entre l’hypocentre et le sous-événement  $j$
- $\vec{u}_i$  est le vecteur unitaire indiquant la direction de la station dans le repère de la source (pour un type d’onde donné)
- $v_\phi$  est la vitesse de phase de l’onde étudiée

*Kikuchi et Kanamori* [1982, 1991], ne déterminent pas à l’avance le nombre de sous-événements mais recherchent itérativement les contributions des sous-événements jusqu’à ce que l’ensemble du sismogramme puisse être expliqué.

L’avantage de la description en sous-événements est que l’on peut parvenir à une reconstitution satisfaisante des sismogrammes au moyen d’un nombre raisonnable d’inconnues. En pratique, pour chaque sous-événement, trois paramètres sont nécessaires: la position sur la faille (deux inconnues) et la vitesse de rupture. Deux autres permettent une réelle modélisation des formes d’onde: le moment de chaque sous-événement et sa durée. Ce nombre raisonnable d’inconnues est important à double titre: tout d’abord, il est séduisant d’obtenir une source “la plus simple possible” et de plus, dans le cadre des méthodes d’inversion décrites en 1.4, un nombre de paramètres restreint simplifie grandement le problème.

Cependant de par sa nature encore discrète, ce modèle n’est pas satisfaisant: comme expliqué par *Ihmlé* [1998] dans le cas particulier du séisme de Bolivie de 1994, cela conduit à une interprétation douteuse de la rupture. Le problème vient du fait que ces sous-événements représentent en fait les *centroids instantanés* de la rupture, d’où une interprétation difficile en terme de surface de glissement. Un exemple synthétique est présenté dans la Figure 1.7: une rupture symétrique circulaire conduira au mieux à l’identification de deux sous-événements au même endroit et la vitesse de rupture déterminée sera donc nulle... Plus généralement, dans le cas d’une rupture quelconque, une telle modélisation conduira en général à une sous-estimation de la vitesse de rupture et de la dimension de rupture. Cela est particulièrement critique pour des ruptures réellement bidimensionnelles. Dans le cas d’une rupture principalement unidimensionnelle (grand séisme décrochant par exemple type faille de San Andreas ou faille Nord-Anatolienne), l’interprétation en terme de sous-événements sera plus facile.

Nous voyons donc qu’il est difficilement évitable, même pour retrouver des caractéristiques générales telles que la vitesse de rupture moyenne ou la dimension globale de la source, de décrire la source sismique de manière plus réaliste.

### 1.2.5 La source étendue

#### Description de la méthode

Dans cette approche, fréquemment utilisée depuis les travaux de *Olson et Apsel* [1982] et *Hartzell et Heaton* [1983], on cherche à modéliser directement le tenseur de densité de moment  $m_{jk}(\vec{\xi}, \tau)$ . Si le séisme est considéré comme un glissement sur une faille de mécanisme constant, on a:

$$m_{jk}(\vec{\xi}, \tau) = \mathcal{M}_{jk}\mu(\vec{\xi})\Delta u(\vec{\xi}, \tau) \quad (1.29)$$

La connaissance de  $\mathcal{M}$ ,  $\mu$  dans la région source et de la fonction de Green du milieu permet alors de calculer le sismogramme enregistré en fonction de

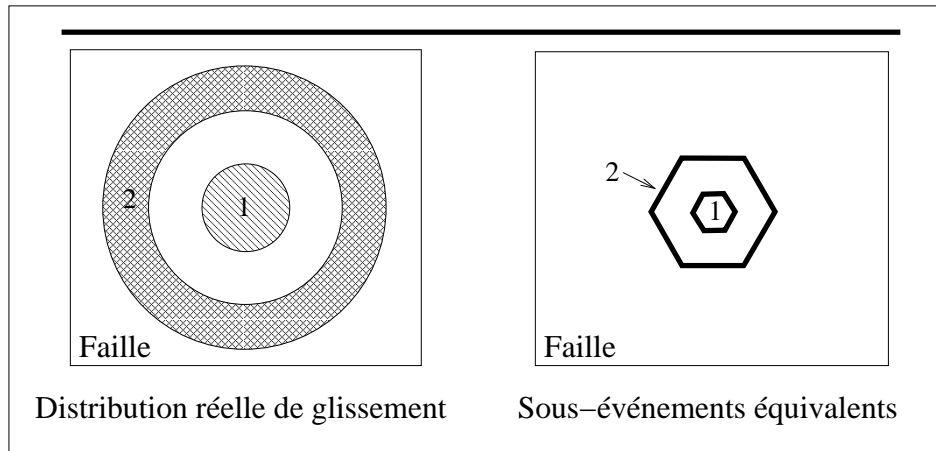


FIG. 1.7 – *Illustration du biais engendré par la modélisation en sous-événements: la distribution de glissement réelle est présentée à gauche: la rupture s’initie au centre du petit cercle où un glissement sensible se produit; la rupture se propage ensuite à vitesse constante dans une zone de faible glissement (anneau blanc); enfin, une zone de glissement important est de nouveau rencontrée (anneau grisé). Puisque les 2 zones de glissement ont leur barycentre spatial au centre de la faille, l’analyse en sous-événements ne va rien apporter sur l’extension spatiale du séisme. C’est ce qui est schématisé dans la figure de droite: les 2 hexagones, dont la taille reflète le moment de chacun des épisodes de glissement, sont positionnés au même endroit.*

l’évolution spatiotemporelle  $\Delta u$  du glissement sur la faille. Les méthodes directes utilisées pour cela sont décrites en (1.3.1). D’un autre côté, l’observation de sismogrammes peut permettre de remonter, par des méthodes décrites en (1.4), à des informations sur  $\Delta u$ .

Souvent, on ne cherche pas à résoudre complètement la “forme” de la fonction  $\Delta u$ . Le modèle le plus simple (dit modèle de Haskell) est de considérer qu’un point  $\vec{\xi}$  de la faille a un glissement nul avant que le front de rupture venant de l’hypocentre ne l’atteigne (à un temps  $T$ ), une valeur fixe égale au glissement statique  $S$  en fin de rupture, et que le passage de l’un à l’autre s’est fait de manière linéaire en un temps  $d$ . Cette forme de  $\Delta u$  est alors appelée fonction “rampe” et la valeur  $d$  est appelée temps de montée. On peut préférer, pour éviter la discontinuité de la dérivée temporelle de  $\Delta u$  en  $\tau = T$  et  $\tau = T + d$ , une fonction plus lisse, intégrale d’une fonction triangle (Figure 1.8). D’autres modèles plus ou moins lisses sont utilisables. Une telle modélisation fait donc l’approximation que la majeure partie du glissement est relâchée au passage du front de rupture et ne permet donc pas de modéliser des séismes où des points de la faille glisseraient de nouveau, longtemps après le passage de la rupture. Il est possible de modéliser ce genre de comportement, en autorisant des fonctions source plus compliquées. De telles complications ont rarement été nécessaires pour parvenir à un accord satisfaisant avec les données: les études de *Das et*

*Kostrov* [1990, 1994] ou *Wald et Heaton* [1994], qui laissaient cette liberté, ont montré que le glissement en arrière du front restait faible.

Avec cette description, on cherche, pour tout point de la faille à retrouver les trois paramètres  $S$  (glissement statique),  $T$  (temps de déclenchement) et  $d$  (temps de montée). Le glissement statique et le temps de montée sont des paramètres pour lesquels la seule contrainte physique que l'on peut appliquer est la positivité. Dans le cadre des méthodes inverses décrites plus tard, il suffira de restreindre l'espace des paramètres aux valeurs positives pour obtenir un modèle final physiquement interprétable. Ce n'est pas le cas du temps de déclenchement  $T$ . Bien sûr, ce temps doit rester positif, mais il doit aussi répondre à des critères de causalité. Si l'on suppose, ce qui est très probable, qu'il n'y a qu'un hypocentre dans chaque séisme, la rupture ne peut s'éloigner de l'hypocentre plus rapidement qu'à la vitesse de l'information dans le milieu, c'est à dire à la vitesse des ondes P. Des contraintes plus fortes existent même selon le type de rupture et une synthèse peut être trouvée dans *Rosakis et al.* [1999]. Il fut généralement admis que la vitesse de propagation de la rupture d'un séisme ne pouvait excéder la vitesse des ondes de Rayleigh, mais des observations récentes le démentent (séisme d'Izmit, Turquie, 17/08/1999, [*Ellsworth et Celeby*, 1999; *Bouchon et al.*, 2002]) ainsi que des expériences analogiques [*Rosakis et al.*, 1999].

Dans un esprit de simplicité, de nombreuses études considèrent la vitesse de rupture constante, ce qui prend en compte automatiquement la contrainte de causalité. Ce modèle n'est pas très satisfaisant, car il va conduire à ne pouvoir modéliser les hautes fréquences observées que par des variations de glissement. Or, des changements de vitesse de rupture sont un moyen tout aussi efficace [*Campillo*, 1983; *Campillo et al.*, 1989] et tout aussi réaliste de produire ces hautes fréquences. Pour donner de la liberté dans ces modèles à vitesse de rupture constante, une autre méthode est couramment utilisée, qui prend aussi en compte la causalité: c'est une méthode fondée sur des fenêtres de glissement ("time window", [*Hartzell et Heaton* 1983, *Mendoza et al.*, 1994]). L'idée est de choisir une vitesse de rupture maximum et de permettre aux points de la faille de glisser, non pas seulement au moment où le front de rupture passe, mais pendant un certain temps suivant le passage de ce front. L'avantage est que l'on relaxe en plus la condition qui impose aux points de la faille de glisser uniquement au moment où passe la rupture. La difficulté vient du fait que l'on peut difficilement se permettre de raisonner sur trop de fenêtres temporelles pour garder le problème traitable. Par conséquent la vitesse maximale en question n'est jamais choisie égale à la vitesse des ondes P (ce qui permettrait en effet tous les types de propagation de la rupture) mais est souvent prise très proche d'une vitesse de rupture moyenne, ce qui limite de fait l'éventail des vitesses de rupture possibles.

Nous utilisons dans le chapitre I.2 une méthode permettant de prendre en compte une vitesse de rupture réellement libre. Dans cette approche, nous ne raisonnons plus sur les temps de déclenchement  $T$  mais directement sur les vitesses de rupture locales. Ainsi, la causalité est très facile à implémenter: il suffit de contraindre ces vitesses de rupture à ne pas dépasser la vitesse des ondes P. La difficulté est alors de recalculer les temps de déclenchement  $T$ , nécessaires aux calcul de la radiation, en fonction des vitesses locales. Ce calcul est l'analogie

direct du calcul du temps d'arrivée des ondes sismiques se propageant dans un milieu 2D. Le milieu de propagation sera ici la faille elle-même et les vitesses à considérer seront les vitesses de rupture locales. Une méthode efficace pour résoudre ces problèmes de temps d'arrivée a été proposée par *Podvin et Lecomte* [1991]: le calcul, réalisé en différences finies, est fondé sur le principe de Fermat local qui impose au "rai" de la rupture de suivre toujours le chemin de temps extrême (ici minimal) entre deux points de la faille. Cette idée a été proposée par *Herrero* [1994] mais n'est généralement pas utilisée dans les inversions cinématiques de la source sismique. Dans cette étude nous l'utiliserons à la fois dans le schéma classique d'une inversion sur une faille discrétisée (chapitre I.2), mais aussi pour permettre à des zones de glissement de rompre à des vitesses différentes (chapitre II.1).

### Discrétisation de la faille

De manière plus concrète, on utilise généralement la paramétrisation suivante de la source: la faille est d'abord discrétisée en sous-failles (Figure 1.8). La taille de la sous-faille doit être choisie en fonction de la résolution spatiale que l'on pense avoir sur les trois paramètres cinématiques  $S$ ,  $T$  et  $d$ . Cette résolution est elle-même dépendante des fréquences qui sont présentes dans les données. Nous approfondissons cette question un peu plus tard. Sur chaque sous-faille, un certain nombre de points-source est disposé afin de permettre un calcul lissé de la radiation (Figure 1.8). En effet, il faut différencier la taille des sous-failles qui définit le pouvoir de résolution, et la taille entre deux points-source, qui est nécessaire pour avoir un calcul exact de la radiation. Si un point-source unique par sous-faille est utilisé, on ne pourra modéliser de manière réelle la propagation de la rupture (on verra apparaître les pics liés à chaque point-source individuel). La distance adaptée entre deux points-source dépend du temps de montée, de la vitesse de rupture minimale et de la vitesse de phase; il est important de ne pas la sous-estimer pour ne pas trop ralentir le temps de calcul.

A partir du nombre approprié de points-source  $n$ , de la réponse du milieu  $G$ , des valeurs des trois paramètres cinématiques  $(S_i, T_i, d_i; 1 \leq i \leq n)$ , et des positions horizontales et verticales des points-source  $(x_i, z_i; 1 \leq i \leq n)$ , la radiation enregistrée s'écrit:

$$U(\omega) = \sum_{i=1}^n G(\omega, x_i, z_i) \Delta \tilde{u}(\omega, S_i, d_i) e^{-i\omega T_i} \quad (1.30)$$

où  $\Delta \tilde{u}$  est la fonction source fréquentielle non déphasée du temps de déclenchement.

La section suivante va décrire les différents moyens d'estimer la réponse du milieu  $G$  afin de faire le lien entre les observables - les sismogrammes - et la cinématique de la source.

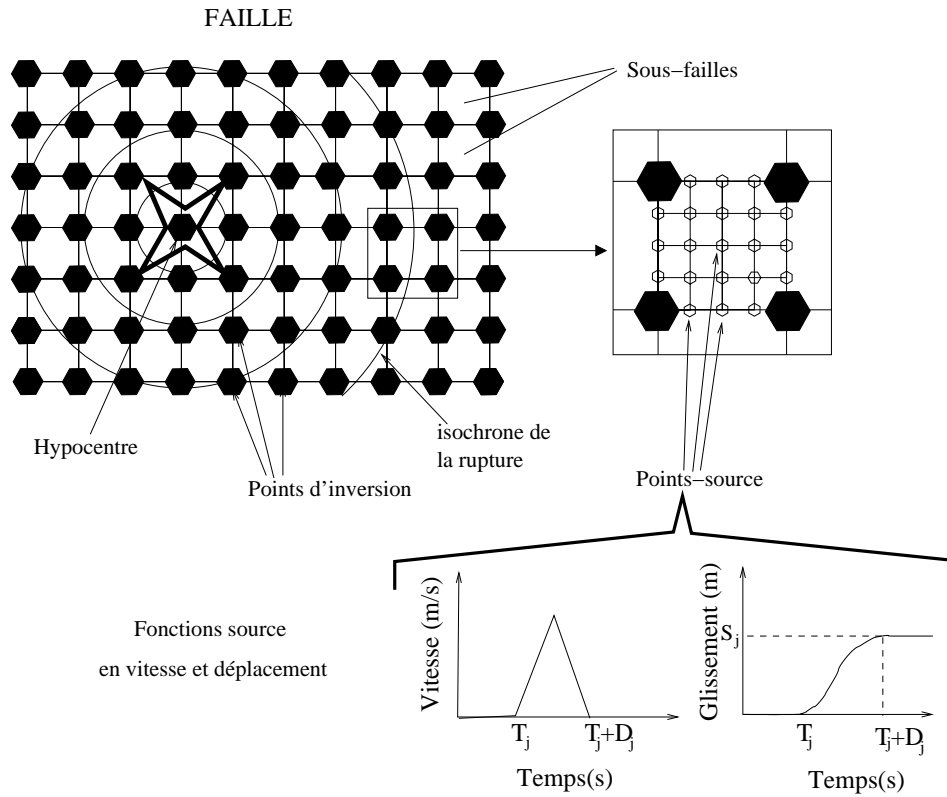


FIG. 1.8 – paramétrisation de la source étendue: il faut différencier les “points d’inversion” qui correspondent à ce que l’on veut résoudre des points-source, qui sont nécessaires au calcul des formes d’ondes. Les paramètres des fonctions source (glissement  $S_j$ , temps de déclenchement  $T_j$  et temps de montée  $d_j$ ) seront déterminés à partir d’une interpolation linéaire des valeurs résolues à l’échelle des points d’inversion.

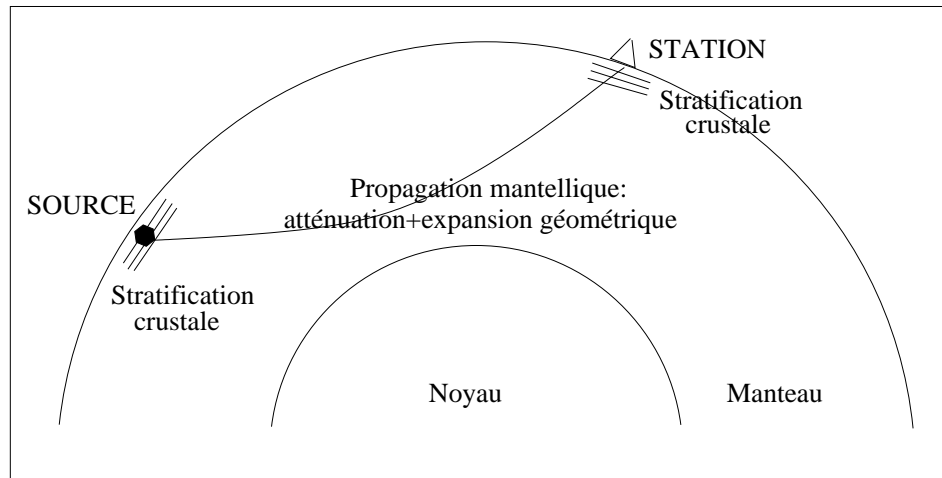


FIG. 1.9 – Différentes contributions intervenant dans le calcul de la radiation en champ lointain: effets successifs de la source, de la structure crustale à la source, de la propagation dans le manteau, de la structure crustale sous la station et enfin de la station elle même (réponse instrumentale).

## 1.3 Comment lier les modèles de source aux données

### 1.3.1 Modélisation déterministe

#### Champ lointain

La modélisation d'une source étendue en champ lointain part du principe de discrétiser cette source étendue en points-source. La radiation de chaque point-source, avec sa propre fonction de Green peut alors être estimée avec une relation du type de (1.4) ou (1.5). Cependant, ces relations sont calculées sans tenir compte d'aucune interaction avec la structure de la Terre. Pour en tenir compte, on peut utiliser une méthode dite de "réflectivité", qui considère la Terre comme stratifiée en couches planes. Un bon descriptif en est donné dans Müller [1985]. En pratique, on ne considère comme stratifiée que la croûte source et la croûte réceptrice. Le manteau est considéré homogène (Figure 1.9). Le problème de coupler une source du type explosive ou double-couple à la méthode de réflectivité a d'abord été résolu par Fuchs [1966]. Une dérivation équivalente et élégante, fondée sur le principe de réciprocité de la fonction de Green a été proposée par Bouchon [1976]; c'est cette dernière qui sera utilisée dans cette thèse et nous en décrivons les résultats principaux pour l'onde P (le raisonnement pour l'onde SH est similaire mais plus simple). Considérons un séisme avec les caractéristiques suivantes: azimut par rapport à la station  $\phi$ , pendage  $d$  et angle relatif du glissement (rake)  $s$  (voir Figure 1.10). Un déplacement unitaire instantané sur un élément de faille de surface  $d\Sigma$ , repéré par sa position  $\xi$ , situé dans la couche  $j$ , va générer, dans la direction  $\theta$ , une onde P dans le manteau

dont l'expression peut s'écrire:

$$M_p(\omega) = \frac{\mu_j d \Sigma e^{ikx}}{i\omega} \sum_{l=1}^4 g_{lj}^P e^{i\Delta_{lj}^P z} \quad (1.31)$$

où:

- $\mu_j$  est la rigidité dans la couche  $j$
- $k$  est le vecteur d'onde horizontal ( $=\omega \sin(\theta)/\alpha_n$  où la couche  $n$  représente le manteau et  $\theta$  l'angle d'incidence sous la croûte qui dépend de la distance source-station, voir IASPE91 [Kennett et Engdahl, 1991] par exemple pour les valeurs)
- $g_{lj}^P$  sont des facteurs combinant le mécanisme au foyer et les coefficients de réflectivité  $A_{1j}, A_{2j}, B_{1j}, B_{2j}$  (voir Müller [1985] pour les expressions détaillées):
  - $g_{1j}^P = A_{1j}(a_1 k^2 + a_2 \nu_j^2 - 2a_3 k \nu_j)$
  - $g_{2j}^P = B_{1j}(-a_3(\gamma_j^2 - k^2) + (a_1 - a_2)k \gamma_j)$
  - $g_{3j}^P = A_{2j}(a_1 k^2 + a_2 \nu_j^2 + 2a_3 k \nu_j)$
  - $g_{4j}^P = B_{2j}(-a_3(\gamma_j^2 - k^2) + (a_2 - a_1)k \gamma_j)$
  - $a_1 = \cos s \sin d \sin 2\phi + \sin s \sin 2d \sin^2 \phi$
  - $a_2 = -\sin s \sin 2d$
  - $a_3 = \cos s \cos d \cos \phi + \sin s \sin 2d \sin^2 \phi$
  - $\nu_j$  est le vecteur d'onde vertical de l'onde P ( $=\sqrt{\omega^2/\alpha_j - k^2}$ )
  - $\gamma_j$  est le vecteur d'onde vertical de l'onde S ( $=\sqrt{\omega^2/\beta_j - k^2}$ )
- $\Delta_{lj}^P = (-\nu_j, -\gamma_j, \nu_j, \gamma_j)$

Ce déplacement causé par une petite zone de la faille sera simulé par l'usage d'un point-source. Le déplacement global généré dans le manteau dans la direction de la station sera estimé par une somme sur les points-source de la faille. Pour obtenir le déplacement à la station, il faut encore tenir compte de la propagation mantellique et de l'influence de la croûte sous la station. La propagation mantellique se modélise simplement par l'usage d'un terme d'expansion géométrique et celui d'un terme d'atténuation. Le terme d'expansion géométrique  $R^P$  - déjà défini en 2.1 - se calcule en considérant l'expansion un tube de rai entre la source et la station [par ex. Lay et Wallace, 1995]. Dans le cas d'une source proche de la surface, ce terme peut s'écrire :

$$R^P = \frac{r_0^2 \cos i_0 \sqrt{\sin \Delta}}{\alpha_0 \sqrt{\frac{dT}{d\Delta} \frac{d^2 T}{d\Delta^2}}} \quad (1.32)$$

où:

- $r_0$  est le rayon de la Terre
- $i_0$  est l'angle d'incidence de l'onde à la surface
- $\alpha_0$  est la vitesse à la source
- $T$  est le temps de trajet

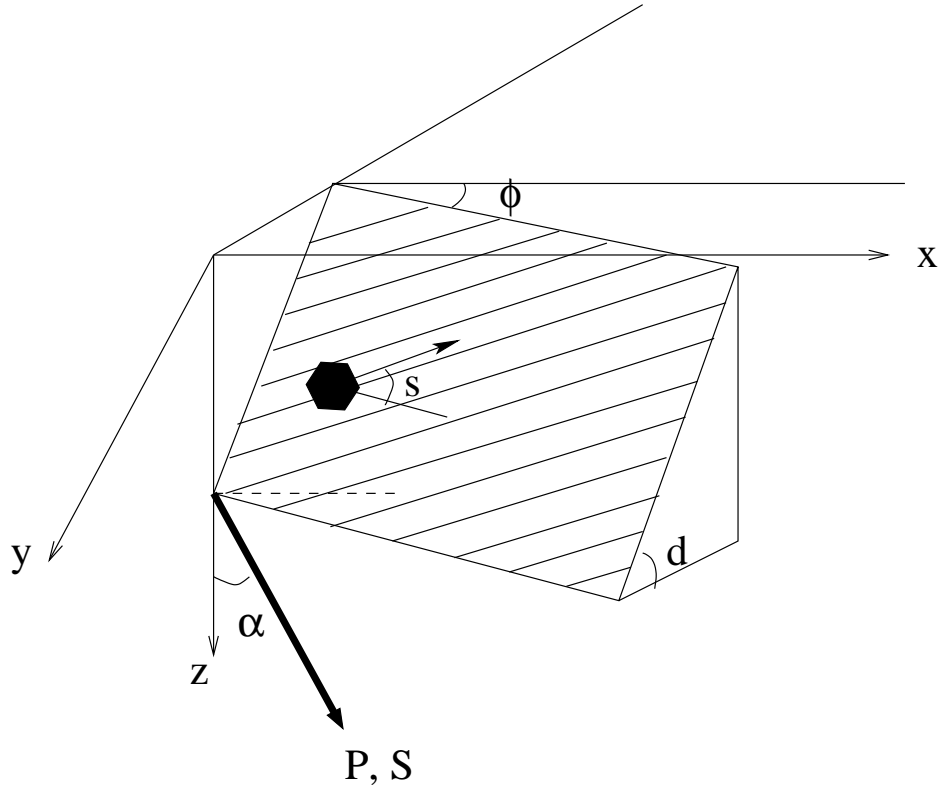


FIG. 1.10 – Géométrie de la faille utilisée pour le calcul de la radiation en champ lointain

\*

Les valeurs de  $\frac{dT}{d\Delta}$  et  $\frac{d^2T}{d\Delta^2}$  sont tabulées dans les modèles de Terre globaux (*par ex.* IASPE91, [Kennett *et al.*, 1991]).

Le terme d'atténuation prend en compte l'intégrale des pertes sur le rai et corrige la réponse fréquentielle par un facteur:

$$A(\omega) = e^{-\omega t^*(\omega)/2} \quad (1.33)$$

où  $t^*$  est le temps de trajet divisé par le facteur de qualité  $Q$ , ce qui s'écrit de manière intégrale:

$$t^*(\omega) = \int_{chemin} \frac{dt}{Q} = \int_{chemin} \frac{ds}{v(s)Q(s, \omega)} \quad (1.34)$$

Les valeurs de  $t^*$  peuvent être estimées à partir des différences d'amplitude par rapport à un modèle élastique. Pour s'affranchir de la source, il est possible d'utiliser des ondes à réflexion multiple [*par ex.* Lay et Wallace, 1988].  $t^*$  peut aussi être estimé à partir des modèles de Terre globaux: pour les fréquences enregistrées à distance téléseismique, le modèle PREM [Dziewonski et Anderson, 1981] donne des valeurs de  $t^*$  comprises entre 0.8s et 1.2s. Une approximation



fréquemment choisie est de fixer  $t^*$  à 1s. Cependant, cette valeur lisse fortement les données et des valeurs nettement plus basses ont été proposées [par ex. *Der et Lees*, 1985]. *Ekström* [1989], dans le cadre d'inversions du processus de rupture, a aussi argumenté que cette valeur de 1s était trop élevée. Dans cette thèse, nous utiliserons  $t^*$  égal à 0.7s, comme l'ont fait par exemple *Mendoza et Hartzell* [1999]. Le  $t^*$  des ondes S est théoriquement environ 4 fois supérieur à celui des ondes P et nous fixerons donc  $t^*$  égal à 2.8 pour les ondes S.

L'équation (1.33) n'est pas complètement satisfaisante car elle conduit à un signal atténué non causal. Il est possible de corriger cet effet indésirable en modifiant ainsi l'équation (1.33) (se déduit de l'équation 5.88 de *Aki et Richards*, [1980]):

$$A(\omega) = e^{-\frac{\omega t^*}{2(1 + \frac{1}{\pi Q} \ln \frac{\omega}{\omega_0})}} e^{i\omega t^* \frac{1}{\pi} \ln \frac{\omega}{\omega_0}} \quad (1.35)$$

L'influence de la structure crustale sous la station est modélisée, de même que pour la croûte source, par la méthode de réflectivité. Le problème est plus simple car il n'y a pas d'interaction réelle entre la source et la croûte. Il s'agit uniquement d'estimer la réponse de la croûte dans la direction verticale à une onde incidente: le champ incident sera ainsi multiplié par un facteur:

$$C_r(\omega) = (TT_{PP} * \nu_1 - TT_{PS} * k) / K_n \quad (1.36)$$

où  $K_n$  est le vecteur d'onde scalaire dans le manteau ( $= \sqrt{k^2 + \nu_n}$ ),  $TT_{PP}$  est le coefficient de transmissivité entre la base de la croûte et la surface pour l'onde P et  $TT_{PS}$  est le coefficient de transmissivité entre la base de la croûte et la surface pour une onde P se convertissant en SV (coefficients pour les potentiels).

En pratique, l'influence de la croûte réceptrice est plus faible que celui de la croûte source. En effet, si l'on considère l'interaction de l'onde P incidente avec le Moho sous la station, la conversion P-S, susceptible de modifier le signal enregistré sera très faible sur la composante verticale: d'une part l'onde incidente arrive presque verticalement ce qui donne une faible conversion P-S à l'interface et d'autre part la composante S a très peu d'influence sur le mouvement vertical. De plus, les fréquences sont basses dans le cas d'un séisme important et l'interaction est donc faible avec les couches crustales. Au contraire, à la source, l'effet est plus important car le diagramme de radiation est couplé à la structure et un changement de cette structure peut modifier sensiblement le champ radié dans le manteau.

La dernière contribution à prendre en compte est celle de la réponse instrumentale  $I$  de la station elle-même: les corrections induites par la bande limitée des capteurs ont été évoquées au début de ce chapitre. Finalement, la réponse globale permettant de relier la source au déplacement observé (notée  $G$  au paragraphe précédent) s'écrit:

$$G(\omega) = M_p(\omega) \cdot \frac{1}{RP} \cdot A(\omega) \cdot C_r(\omega) \cdot I(\omega) \quad (1.37)$$

La Figure 1.9 résume le principe de la modélisation à distance télésismique et illustre comment l'information de la rupture est transmise à la station.

## Champ proche

La modélisation en champ proche a permis à elle-seule une description plus précise de la source sismique dans les quelques régions du monde suffisamment instrumentées (Californie, Japon principalement). Aujourd'hui, beaucoup d'autres endroits n'ont pas cette couverture mais possèdent néanmoins quelques accélérogrammes, qu'il est utile d'inclure dans l'étude qui peut être faite de manière systématique avec les données télésismiques.

Le calcul direct des mouvements engendrés en champ proche est plus compliqué qu'en champ lointain pour la principale raison que les ondes venant de la source atteignent la station par différentes directions et qu'il faut donc sommer sur ces directions. De plus, à distance aussi proche de la source, il n'est pas possible de traiter les différentes phases séparément (P, S, surface) car elles sont fortement liées les unes aux autres. Une méthode très employée est celle des nombres d'ondes discrets [Bouchon, 1981]. Elle permet d'obtenir simplement le champ d'onde complet, et cela à la précision voulue. Nous ne la décrivons pas plus ici, le lecteur peut se reporter à l'article précédent pour plus de détails. De même qu'en champ lointain, le calcul de la radiation permet de relier la fonction  $\Delta u$  aux enregistrements sismiques. En général, en champ proche, on choisit de modéliser la vitesse plutôt que le déplacement; en effet le déplacement permanent propre au champ proche est difficile à retrouver par double intégration des accélérogrammes observés.

### 1.3.2 La fonction de Green empirique

Une autre approche complètement différente de modélisation de la propagation, d'abord proposée par *Hartzell* [1978], est d'utiliser un petit séisme pour modéliser la propagation d'un gros. L'idée générale est de considérer que le déplacement à une station s'écrit comme un terme de source  $f$  (fonction source), modifié par une succession de contributions (comme précédemment pour les ondes de volume) qui sont toutes modélisables par un filtre linéaire. Si l'on rassemble ces filtres sous forme d'un filtre global  $G$ , le mouvement  $u$  à la station peut s'écrire:

$$u(t) = f(t) * G(t) \quad (1.38)$$

Supposons maintenant qu'un séisme similaire (même lieu, même mécanisme) mais d'une magnitude beaucoup plus faible, soit enregistré à la même station. Le déplacement généré par ce petit séisme pourra s'écrire

$$u'(t) = f'(t) * G(t) \quad (1.39)$$

En considérant que ce petit séisme s'est produit instantanément (relativement au séisme principal), le déplacement généré peut alors s'exprimer

$$u'(t) = \delta(t) * G(t) = G(t), \quad (1.40)$$

ce qui explique que l'on nomme habituellement ce petit séisme "fonction de Green Empirique". Ainsi, par une déconvolution de  $u$  par  $u'$ , nous pouvons obtenir la fonction source  $f$  qui va donner de l'information sur le séisme principal.

La fiabilité de la fonction source obtenue peut être testée par l'usage de plusieurs fonctions de Green empiriques, quand celles-ci sont disponibles.

Nous n'approfondissons pas ici cette approche, car le chapitre II.2 en détaille davantage les *a priori*, propose une technique pour stabiliser la déconvolution, et enfin l'applique à des données réelles.

## 1.4 Le problème inverse

### 1.4.1 Méthodes usuelles de résolution

La formulation générale de la modélisation directe permet de calculer un observable théorique  $\tilde{d}$  - qui sera comparé aux données  $d$  - à partir de paramètres notés  $m$  et d'une fonction physique notée  $G$ :

$$G(m) = \tilde{d} \quad (1.41)$$

La démarche inverse va consister à retrouver les paramètres en fonction des données réellement observées, c'est à dire à résoudre l'équation:

$$G(m) = d \quad (1.42)$$

L'estimation des paramètres  $m$  vérifiant (1.42) est noté  $\hat{m}$ . Lorsque la fonction  $G$  est inversible, on peut écrire  $\hat{m} = G^{-1}(d)$ . Dans le cas usuel où le problème est surdéterminé, c'est à dire où le nombre de données est strictement supérieur au nombre de paramètres, l'équation (1.42) n'admet généralement pas de solution exacte. Cela est dû aux imperfections à tous les niveaux de la modélisation. On cherche alors à estimer les paramètres qui minimisent, au sens d'une norme prédéfinie, la relation  $G(m) - d$ .

$$\|G(m) - d\| = \text{minimum} \quad (1.43)$$

Si l'on tient compte de la covariance  $C_D$  entre les données (en pratique la matrice de covariance est fréquemment diagonale et permet principalement d'équilibrer les poids relatifs des données dans l'inversion) et que l'on suppose que les erreurs sont gaussiennes, l'expression à minimiser s'écrira:

$$(G(m) - d)^t C_D^{-1} (G(m) - d) = \text{minimum} \quad (1.44)$$

Cette équation est l'expression usuelle du problème inverse; elle peut être légèrement compliquée si l'on possède des informations *a priori* sur les paramètres [Tarantola, 1987]. Si l'on n'a pas de raison de croire que les erreurs sont gaussiennes, d'autres normes peuvent être plus adaptées que la norme L2 utilisée dans (1.44). La norme L1, où l'on cherche à minimiser la somme des valeurs absolues de  $(G(m) - d)$  plutôt que la somme des carrés présente l'avantage d'être plus robuste. Autrement dit, le résultat sera moins sensible à l'introduction d'une donnée erronée.

Différentes méthodes peuvent être utilisées pour résoudre ce problème. Lorsque le nombre de paramètres est faible, inférieur à 5-6, les meilleures méthodes sont probablement les plus simples, et consistent soit à faire une recherche en grille,

soit à faire une recherche aléatoire. La recherche en grille consiste à discrétiser l'espace des paramètres et à calculer l'équation (1.44) pour toutes les combinaisons possibles afin d'en tirer le meilleur modèle ainsi qu'une estimation de la résolution. Une telle exploration peut être faite également de manière purement aléatoire. Ces méthodes ont le gros avantage d'explorer de manière homogène l'espace des paramètres. Elles deviennent toutes deux inemployables quand l'espace des paramètres croît. La recherche en grille conduit à un nombre prohibitif de calculs du modèle direct et/ou à une sous-discrétisation de l'espace des paramètres. La recherche aléatoire ne conduira jamais à un "bon" modèle et les résultats seront donc difficilement exploitables.

Lorsque le problème est de dimension plus importante mais linéaire, il est généralement traité sous forme matricielle, et  $\hat{m}$  peut s'exprimer simplement [par ex. *Tarantola, 1987*]. Cependant, le problème est très fréquemment mal conditionné c'est à dire qu'une variation infime dans les données donne une estimation des paramètres notablement différente. Le fait que la solution existe et soit unique n'est pas du tout une garantie de qualité. Pour améliorer le conditionnement du problème, on introduit généralement des contraintes de lissage ou de "simplification" de la solution. Dans les cas qui nous intéressent d'inversion de la source sismique, les contraintes classiques sont une minimisation du moment et une minimisation du gradient du glissement. Il faut bien être conscient que ces contraintes ont pour simple but d'obtenir une solution plus simple et sortent donc du cadre de la réelle résolution du problème inverse.

Dans le cas d'un problème non linéaire, les méthodes classiques nécessitent une résolution itérative (méthodes de gradient, méthodes de Newton ou Simplex [*Nelder et Mead, 1965*] par exemple) et une nouvelle difficulté classique vient du choix du point de départ du schéma itératif. En effet, dans le cas usuel d'une fonction coût présentant des minima locaux (Figure 1.11), le minimum global ne pourra être atteint que si l'on choisit un modèle de départ proche du minimum global. Dans de nombreux cas, ce modèle initial "idéal" ne peut être déterminé. La seule solution est alors de répéter l'inversion pour caractériser le minimum le plus global possible du problème. De toute façon, la garantie de trouver le minimum global ne peut être obtenue que par l'exploration systématique de l'espace des paramètres, ce qui ne peut pas être fait dans des espaces de dimension importante.

Des inversions du processus de rupture ont été faites avec les différentes méthodes décrites précédemment; il est rare que la recherche systématique soit possible car le nombre de paramètres est presque toujours trop important. Dans le cas où l'on paramétrise la vitesse de rupture par une approche en fenêtre de glissement (voir section précédente), il est possible de conserver un problème linéaire et le problème peut être résolu de manière directe. C'est l'approche développée par *Hartzell et Heaton [1983]* et régulièrement reprise dans les études de source. Cela implique simplement l'inversion de grandes matrices d'autant plus qu'en général l'approche suivie est d'utiliser une discrétisation fine de la faille couplée avec un lissage important. Un choix adapté du lissage, pas évident à réaliser, permet d'obtenir une solution plus simple sans trop dégrader l'accord aux données. Lorsque le schéma d'inversion n'est pas linéaire, la méthode itérative dite des moindres carrés (une formulation est décrite dans [*Tarantola et*

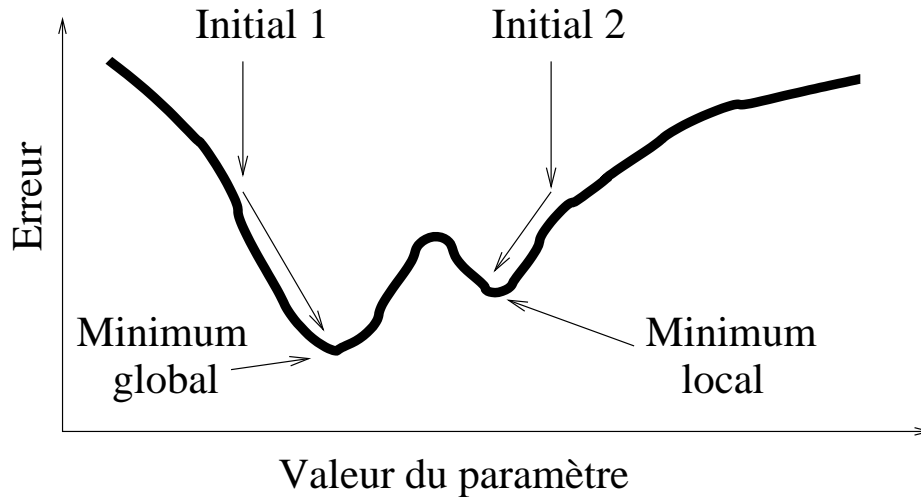


FIG. 1.11 – Illustration du problème lié aux minima locaux dans le cas d’une inversion non linéaire à 1 seul paramètre: avec une méthode de gradient, la solution trouvée dépendra du modèle initial choisi; une recherche en grille, aléatoire ou un algorithme de recherche semi-global pourra éviter cet inconvénient. Dans la réalité de l’inversion, il faut essayer de se figurer à quelle point ce petit schéma peut être compliqué si l’on considère non plus une inversion à 1 paramètre mais plutôt à 10 ou 20 paramètres...

Valette, 1982]) a été utilisée par de nombreux auteurs [*par ex.* Beroza et Spudich, 1988; Cotton et Campillo, 1995]. Le danger de ce type de résolution est de n’obtenir qu’une solution locale du problème inverse.

### 1.4.2 Les méthodes d’inversion semi-globales

Depuis une quinzaine d’années, des méthodes d’inversion dites semi-globales se sont développées en partie grâce à l’amélioration générale de la puissance de calcul. L’idée est d’utiliser des schémas d’inversion tirant parti des avantages respectifs d’une recherche purement “aléatoire” et d’une recherche purement “dirigée” (gradient, Simplex...). L’approche purement aléatoire évite les minima locaux mais ne permet pas de converger vers de bons modèles. L’approche purement dirigée converge vers un modèle qui n’est très probablement pas le meilleur. En couplant dans l’inversion chacune de ces deux approches, on peut améliorer les résultats, particulièrement lorsque le problème présente de nombreux minima locaux.

C’est l’esprit de deux algorithmes bien connus, le recuit simulé [*Metropolis et al.*, 1953; *Kirkpatrick et al.*, 1983] et l’inversion génétique [*Holland*, 1975; *Stoffa et Sen*, 1991] . Dans le recuit simulé, la part entre l’aléatoire et le dirigé est paramétrisée par une température fictive qui décroît au fur et à mesure du processus. Au début, la température est élevée et chaque modèle généré aléatoirement est accepté avec une haute probabilité même si cela conduit à

une significative dégradation du fit. Par la suite, la température est baissée et il devient de plus en plus improbable d'accepter un modèle qui n'améliore pas le fit. Cependant, cela arrive encore de manière épisodique, ce qui permet de s'échapper d'un minimum local. Le processus est arrêté quand la température est basse et quand aucun nouveau modèle n'est accepté, montrant alors qu'on se situe dans un minimum. Comme précédemment, nous n'avons aucune garantie sur la globalité de ce minimum, mais la démarche suivie limite le risque de se trouver dans un minimum très local. Cette approche a été suivie dans des études de source par *Courboux* [1995], *Ihmlé* [1996b, 1998] ou *Kolar* [2000].

L'algorithme génétique repose sur la même idée générale. Lors d'une nouvelle itération du processus, une partie de l'information de l'itération précédente va être conservée, permettant en cela de se diriger vers un bon modèle: ces modèles vont être croisés, conduisant à des modèles "fils" qui ne seront conservés que s'ils sont meilleurs que leurs "parents". D'un autre côté, une autre partie sera modifiée aléatoirement - imitant en cela l'évolution des espèces - pour conduire à de nouveaux modèles. L'algorithme génétique présente l'avantage de conserver la mémoire de toutes les itérations antérieures alors que le recuit simulé ne prend en compte que l'itération précédente. *Cotton* [1995] ou *Hernandez et al.* [1999] ont appliqué cette méthode à des inversions de source.

Un inconvénient commun à ces deux méthodes est le réglage précis que nécessite certains paramètres de l'inversion: dans le cas du recuit simulé la loi de décroissance de la température, le nombre d'itérations à chaque température doivent être testés avant l'inversion ce qui empêche une utilisation immédiate de l'algorithme. Dans le cas de l'algorithme génétique, la combinaison optimale entre taux de mutation, taux de mélange et taux de sélection n'a rien d'évident et doit être choisie avec soin. Par ailleurs, l'algorithme génétique n'est réellement exploratoire qu'au début de l'inversion comme cela été souligné par *Lomax et Snieder* [1994], ou *Sambridge* [1999a]. Dans sa forme classique, l'algorithme génétique converge rapidement car de bons modèles trouvés en début d'inversion vont avoir tendance à dominer la suite de l'inversion. *Lomax et Snieder* [1994] ont tenté de réduire cet inconvénient en rendant l'algorithme génétique plus exploratoire, mais cela reste difficile.

Dans cette thèse, nous avons utilisé un algorithme appelé "algorithme de voisinage" (Neighborhood Algorithm, abrégé NA) proposé par *Sambridge* [1999a, 1999b]. Cette méthode apporte des réponses partielles aux deux problèmes évoqués précédemment: l'ensemble du processus d'inversion est gouverné par seulement deux paramètres entiers, qui permettent simplement de rendre l'algorithme plus ou moins exploratoire. De plus, cet algorithme est réellement un algorithme d'échantillonnage de l'espace des paramètres plutôt qu'un algorithme d'optimisation: il est ainsi plus difficilement piégé dans des minima locaux comme le montrent les exemples de l'article de *Sambridge*. Nous ne décrivons pas plus ici cet algorithme, qui sera repris dans les articles suivants, et dont tous les détails peuvent être trouvés dans *Sambridge* [1999a].

De par sa nature très exploratoire, cet algorithme peut aussi être utilisé, non pas pour obtenir directement la "solution" du problème inverse mais simplement pour déterminer un bon ensemble de départ, qui peut alors être exploité par des méthodes conventionnelles. Dans le chapitre I.2, où le nombre de paramètres est

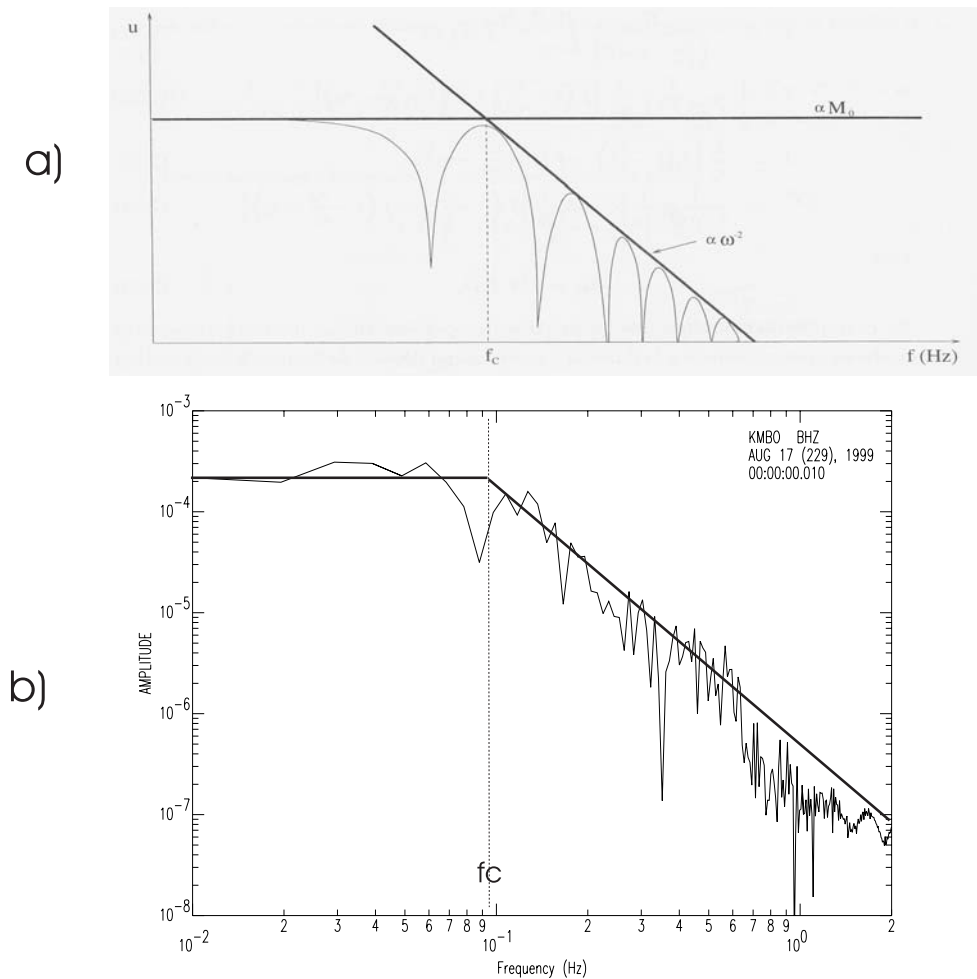


FIG. 1.12 – Comportement fréquentiel du déplacement observé en champ lointain. En haut, modèle de Haskell. En bas, observation du spectre de déplacement de l'onde P à la station KMBO (Kenya) lors du séisme d'Izmit (17/08/1999)

déjà important, nous avons donc choisi de coupler cette approche avec celle du Simplex.

## 1.5 Résolution

Le principal écueil des méthodes décrites pour parvenir à une description utile de la source sismique est de déterminer ce qui peut être solidement résolu de ce qui ne peut pas l'être. On peut séparer plusieurs problèmes: (1) la résolution intrinsèque maximale, qui dépend de l'information apportée par les données; (2) la perte de résolution due à l'erreur inévitable commise dans la modélisation; (3) la perte de résolution due au couplage partiel entre certains paramètres; (4) la complexité du problème inverse, qui peut conduire à des résultats erronés.

La première difficulté est donc liée à l'estimation de la quantité d'information

présente dans les données. La résolution spatiale potentielle sera d'autant plus élevée que les fréquences seront élevées. Plus précisément, une fréquence  $F_0$  donne de l'information sur une dimension spatiale de l'ordre de  $V_\phi/F_0$  où  $V_\phi$  est la vitesse de phase à la source de l'onde étudiée. Or, les modélisations simples de la source sismique montrent que les fréquences donnant des informations sur des échelles plus grandes que la dimension de la faille  $L$  sont atténuées: le modèle simple de *Haskell* [1969], qui considère une ligne source de durée globale  $T_0 (= L/V_r)$  où chaque point a un temps de montée  $d$ , conduit à un déplacement spectral observé:

$$|U(\omega)| = K \left| \frac{\sin \frac{\omega d}{2}}{\frac{\omega d}{2}} \right| \left| \frac{\sin \frac{\omega T_0}{2}}{\frac{\omega T_0}{2}} \right| \quad (1.45)$$

Cette équation montre que deux régimes existent: un niveau plat à basse fréquence et une décroissance en  $\omega^2$  à haute fréquence; entre les deux, la fréquence coin est égale à:

$$F_c = \frac{1}{\pi \sqrt{dT_0}} \quad (1.46)$$

On prend en compte les observations classiques [*Heaton*, 1990], qui montrent que le temps de montée  $d$  est nettement inférieur au temps total  $T_0$ . Les valeurs rassemblées par *Heaton* donnent environ:

$$d \simeq \frac{T_0}{10} \quad (1.47)$$

D'où:

$$F_c \simeq \frac{\sqrt{10}}{\pi T_0} \simeq \frac{1}{T_0} \quad (1.48)$$

La fréquence coin correspond donc à des échelles spatiales:

$$l_c \simeq \frac{V_\phi}{V_r} L \quad (1.49)$$

Puisque  $V_\phi$  est presque toujours supérieur à  $V_r$ , cette relation montre qu'à la fréquence coin, on n'a pas d'information sur des détails inférieurs à la dimension de la source. C'est l'information présente dans les fréquences supérieures qui peut y donner accès. Puisque ces fréquences sont rapidement atténuées, on comprend que ces détails vont être délicats à retrouver. Dans le cas d'un séisme réel, le fait que le glissement, la vitesse de rupture et le temps de montée ne soient pas constants donne de l'information plus haute fréquence qui permet de mieux résoudre les détails de taille inférieure à la source. Il reste néanmoins que ces échelles seront toujours moins bien résolues que le comportement global de la faille. La Figure 1.12 donne un exemple réel du spectre de l'onde P à distance télésismique, comparé au modèle de *Haskell*.

Parallèlement, les hautes fréquences sont aussi plus difficiles à modéliser, parce qu'elles sont plus sensibles à la modélisation exacte du problème physique. Dans le cas précis de l'inversion cinématique de la source, les incertitudes sur les temps d'arrivée des ondes, sur la structure en vitesse à la source, sur la profondeur hypocentrale, sur la géométrie de la faille vont être préjudiciables à la connaissance des détails fins de la rupture sismique. De même, les *a priori* qui



sont habituellement réalisés comme celui de considérer un mécanisme constant, l'impossibilité pour les points de la faille de glisser plusieurs fois, peuvent potentiellement empêcher de résoudre ces détails. Il faut trouver le compromis entre certains *a priori* raisonnables physiquement - qu'il ne faut pas hésiter à faire - et d'autres qui vont empêcher une bonne description de la source. *Das et Suhaldole* [1996] montrent bien l'influence désastreuse que peuvent avoir certains *a priori*, comme celui de sous-estimer la taille de la faille.

L'autre paramètre qui détermine le pouvoir résolvant du schéma d'inversion est le degré d'indépendance des différentes grandeurs physiques que l'on cherche à retrouver. Intéressons-nous donc au couplage entre le glissement, la vitesse de rupture et le temps de montée ainsi qu'au lien de ces grandeurs avec les *a priori* du modèle. Le glissement est assez peu couplé avec la vitesse de rupture et le temps de montée. Variation de glissement et de vitesse de rupture sont deux moyens d'obtenir des fréquences plus élevées dans les sismogrammes mais dans le détail les effets sont différents: la vitesse de rupture déphase les signaux, crée une fréquence plus élevée dans la direction directive et moins élevée dans la direction antidirective, le tout sans intervenir dans le moment global. Une augmentation locale de glissement ne déphase pas, crée une fréquence plus élevée partout et une augmentation du moment global. En revanche, le glissement est fortement couplé avec la surface de glissement. Cela vient directement du fait que la radiation est sensible au moment (plus exactement à sa dérivée temporelle en champ lointain) et que ce moment relie la rigidité, le glissement et la surface de glissement. Des informations solides sur le glissement peuvent néanmoins être retrouvées, car la présence de stations dans différents azimuts, la présence des phases réfléchies contraint en fait les zones de glissement à avoir une certaine taille et donc un certain glissement. C'est une des raisons pour lesquelles il est très utile d'utiliser le maximum de phases sismiques (et en particulier des phases de faible vitesse comme l'onde S ou les ondes de surface).

L'autre couplage concerne le temps de montée et la vitesse de rupture [*Cotton*, 1995]. Ce couplage se comprend bien: on peut obtenir des effets très proches avec une vitesse de rupture élevée et un temps de montée long ou avec une vitesse de rupture lente et un temps de montée court. Cela est simplement dû au fait que l'on est difficilement capable de déceler le passage du front de rupture alors que le paramètre important est le temps où la fonction source locale atteindra son maximum (Figure 1.13)

Puisque la vitesse de rupture doit répondre à des caractéristiques globales du séisme (en particulier vérifier la relation  $L = T_0 V_r$ ), elle reste mieux résolue que le temps de montée, qui est une caractéristique purement locale. La piètre résolution du temps de montée a été soulignée par différents auteurs [*par ex. Ihmlé*, 1998]. Puisqu'il a été montré par ailleurs avec des données locales [*Heaton*, 1990] que ce temps semble être relié au temps total du séisme ( $d \simeq T_0/10$ ), il est fréquemment considéré comme un paramètre connu et n'est pas inversé. Dans les chapitres suivants, nous procéderons également ainsi.

Enfin, l'inversion elle-même peut être une source d'erreur, d'autant plus que le problème n'est jamais très bien posé à cause des approximations décrites précédemment. Par conséquent le minimum absolu du problème inverse peut être très ténu et la présence fréquente de maxima secondaires complique encore

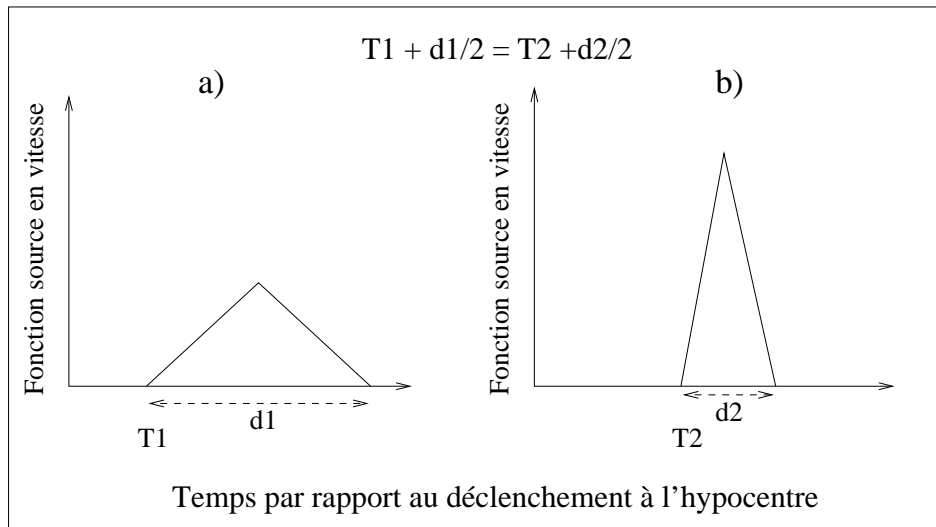


FIG. 1.13 – Illustration du couplage entre vitesse de rupture et temps de montée. Chacune des figures représente une fonction source possible d'une sous-faille: celle de gauche montre une vitesse de rupture rapide lié à un long temps de montée tandis que celle de droite montre une vitesse de rupture rapide lié à un temps de montée court. Les positions des maxima de la fonction source locale sont très proches ce qui va entraîner une radiation similaire.

le problème. L'utilité de l'usage de méthodes d'inversion semi-globales a été détaillée dans une partie antérieure. Nous rappelons simplement ici qu'aucune garantie n'existe, dans ces schémas semi-globaux, d'avoir véritablement identifié le meilleur modèle. Ces méthodes permettent uniquement d'identifier des classes de "bons" modèles qui peuvent, si le problème est mal posé, être notablement différents entre eux.

Ces différentes limitations montrent la nécessité d'une description appropriée de la source afin de retrouver ses caractères les mieux résolus. Si l'on n'y prête pas assez d'attention, l'inversion du processus de rupture est très facilement instable, comme souligné par *Das et Kostrov* [1990, 1994]. Un des problèmes consiste à estimer la taille des sous-failles, qui détermine la résolution spatiale. Cette taille doit être définie en fonction des fréquences présentes dans les données mais la taille optimale n'est pas évidente à déterminer. Si l'on choisit une taille de sous-failles trop petite, on se heurte à une double difficulté: le problème devient non-unique (parce que l'on cherche à résoudre des détails trop fins, correspondant à des fréquences trop atténuées et mal modélisées) et le schéma d'inversion se complique également (car le nombre de paramètres devient élevé). Au contraire, si l'on choisit une taille de sous-failles trop grande, on élimine les deux problèmes précédents, mais on ne peut expliquer que les détails les plus grossiers du processus de rupture et l'accord aux données devient parallèlement moins satisfaisant. La méthode classique pour remédier à ces inconvénients est d'utiliser une taille de sous-faille petite, mais d'imposer des contraintes sur les

modèles, par exemple d'exiger une solution "lisse". Le facteur de lissage utilisé est souvent difficile à déterminer, même s'il obéit à l'idée générale: jusqu'où est il possible de lisser les modèles sans dégrader l'accord aux données?

Dans la suite de cette thèse, nous proposons deux méthodes pour appréhender ce délicat problème de la résolution: dans le chapitre I.2, la fiabilité de des résultats retrouvés sera estimée grâce à l'usage de données extérieures, en l'occurrence des données régionales et proches. Dans le chapitre II.1, nous proposons de modéliser les séismes de la manière la plus simple possible et de ne permettre une complication de modèle que si cela est vraiment requis pour expliquer les données. Pour améliorer la résolution, dans les deux cas, nous raisonnons sur le maximum de données facilement utilisables à savoir les ondes P, SH et de surface, en couplant l'approche déterministe et empirique.

## 1.6 La source à partir des modèles cinématiques

Aujourd'hui, de nombreuses études de la cinématique des séismes ont été réalisées, généralement avec une ou plusieurs des méthodes décrites précédemment. Même s'il faut être prudent sur les détails retrouvés individuellement par chacune de ces études, elles ont cependant apporté d'intéressants éclairages sur la mécanique des séismes. Nous les décrivons ici en soulignant aussi les implications en terme de tectonique et de risque sismique. A la suite de cette description, nous précisons quels ont été les objectifs de notre étude.

### 1.6.1 Que peuvent apporter les inversions cinématiques?

#### Propriétés statistiques de la rupture

Grâce au nombre déjà important de séismes aujourd'hui étudiés, les études cinématiques de la source ont mis en évidence ou confirmé des lois statistiques de la rupture sismique: la première est une corrélation entre glissement et taille de faille; il apparaît que le rapport de ces grandeurs varie assez peu, et cela malgré la large gamme de valeurs que peuvent prendre ces paramètres. Dans le cas d'une rupture circulaire de rayon  $r$  de glissement moyen  $D$ , ce rapport glissement/longueur se relie à la chute de contrainte engendrée par le séisme :

$$\Delta\sigma = 7\pi\mu D/(16r) \quad (1.50)$$

[*Eshelby, 1957*] Les valeurs de  $\Delta\sigma$  sont généralement comprises entre 10 et 100 bars [*Kanamori et Anderson, 1975; Wells et Coppersmith, 1994*] pour toute la gamme de magnitude de séismes témoignant d'une stabilité dans la contrainte relâchée. Seuls les séismes en décrochement très importants semblent s'écarter de cette loi simple, lorsque la largeur de la faille atteint la totalité de l'épaisseur sismogénique [*Wells et Coppersmith, 1994; Mai et Beroza, 2000*]. Si la chute de contrainte peut être résolue par les inversions cinématiques, ce n'est pas le cas des états de contrainte initiaux et finaux. La connaissance de ces niveaux absolus de contrainte nécessite la modélisation dynamique de la rupture; cependant, *Peyrat et al.* [2001], par exemple, montrent que l'inversion est très non-unique et que des contraintes initiales très différentes peuvent expliquer les données

de manière équivalente, cela à cause du fort couplage existant entre contrainte initiale et résistance de la faille. La détermination des niveaux de contraintes absolus est par ailleurs un sujet de controverse en géophysique, la seule conclusion commune étant que la chute de contrainte pendant le séisme est très inférieure à la contrainte initiale, ou autrement dit, qu'un séisme ne relâche qu'une petite partie de la contrainte crustale.

Une autre étude statistique qui peut être envisagée grâce aux inversions cinématiques est l'analyse du spectre spatial de la distribution de glissement. Le module du spectre du glissement est probablement un paramètre mieux résolu que sa phase, ce qui peut en faire un paramètre intéressant. Théoriquement, différents modèles prédisent que l'amplitude du glissement devrait être proportionnelle au carré de la taille de la zone qui a subi ce glissement. Les études de *Frankel* [1991] dans un cas où un séisme est une collection de sous-événements et de *Herrero et Bernard* [1994] dans le cas d'une rupture continue ont toutes deux conduit à ce résultat. Ces lois statistiques en  $r^2$  ou  $k^{-2}$  sont le moyen le plus simple d'expliquer la décroissance en  $\omega^{-2}$  observée pour la plupart des séismes si l'on fait les hypothèses raisonnables suivantes: la chute de contrainte est indépendante de la taille de l'événement et la distribution du glissement est auto-similaire (invariante d'échelle). Qualitativement, les résultats des inversions cinématiques, qui montrent une variabilité à toutes les échelles que l'on peut résoudre, sont en accord avec cette idée d'autosimilarité. Cependant, la résolution n'est pas suffisante pour réellement tester cette hypothèse des modèles en  $k^{-2}$ : dans le meilleur des cas, le spectre spatial du glissement n'est connu que sur un ordre de grandeur.

### Mode de rupture

Les inversions cinématiques ont laissé possible les deux grandes interprétations de la rupture sismique, à savoir le modèle de barrières [*Das et Aki*, 1977] et le modèle d'aspérité [*Kanamori et Stewart*, 1978]. Dans le premier, les zones de glissement sont des zones de résistance faible entourées par des zones de haute résistance (barrières). Si la contrainte initiale est uniforme, la rupture se développe alors sur ces zones de faible résistance en contournant ou en sautant les barrières. La contrainte finale est alors très hétérogène car de très fortes contraintes se sont accumulées sur les bords des barrières. Le modèle d'aspérité suppose qu'un glissement (asismique ou non) s'est déjà produit sur la majorité de la faille, sauf en quelques zones de plus haute résistance (et qui étaient donc jusque là des barrières). La contrainte initiale est donc très hétérogène. Lorsque cette contrainte finit par arriver au seuil de ces zones de forte résistance, se déclenche un séisme engageant presque uniquement ces "aspérités". Cela résulte en une uniformisation de la contrainte finale.

Il est à noter que les hautes fréquences générées par un séisme sont produites de manière tout à fait différente dans l'un ou l'autre modèle. Dans le cas des barrières, c'est l'arrêt de la rupture sur ces barrières qui produit ces hautes fréquences, tandis que dans le modèle d'aspérité, c'est le glissement élevé et brutal de l'aspérité qui rompt qui les provoque. L'appartenance des séismes à l'une ou l'autre de ces catégories n'est pas claire et en plus difficile à résoudre

[Madariaga, 1983]. Il est d'ailleurs tout à fait possible et même probable, pour un même séisme, d'envisager un comportement mixte aspérité - barrières. Les inversions cinématiques apportent un éclairage intéressant sur ce problème car elles permettent de connaître la position des répliques par rapport aux zones de glissement principal. Il est couramment observé (voir chapitre I.2, ainsi que [Zobin et Levina, 2001] ou [Hartzell et Heaton, 1986]) que les répliques ont une tendance à entourer les zones de fort glissement. Si ces répliques se produisent sur le plan de faille, cela favorise le modèle de barrières, dans lequel d'importantes contraintes ont été accumulées pendant le séisme sur les bords de ces barrières.

Un autre sujet intéressant est de comprendre si ces modes de rupture sont intrinsèques à chaque segment de faille, autrement dit si la complexité est d'ordre géologique, ou au contraire si la complexité est complètement due à la dynamique du séisme. Dans le premier cas, on peut s'attendre à une répétabilité des scénarios de séismes tandis que le second prévoit des séismes beaucoup plus variés, car les conditions de contrainte sur la faille ne seront pas les mêmes d'un séisme à l'autre. Le meilleur moyen pour confronter ces hypothèses à la réalité serait de comparer deux séismes bien instrumentés d'une même zone; actuellement le recul est cependant un peu limité pour pouvoir avoir une bonne contrainte sur les deux événements. Par exemple, avant le séisme d'Imperial Valley de 1979, il s'était produit un séisme en un lieu similaire en 1940; mais ce séisme est mal contraint et ne permet pas de conclusions claires. Il semble quand même que le concept de séisme "caractéristique" d'une région donnée ne soit pas valable comme illustré par Schwartz [1999]: pour quatre grands séismes de subduction qui ont rompu dans les années 1990 des segments de failles sur lesquels les derniers grands événements remontaient aux années 1960, aucune corrélation nette n'apparaît dans les distributions de glissement des séismes successifs.

La vitesse de rupture est un autre élément partiellement contraint par les inversions cinématiques. Il est difficile d'en résoudre les détails, à cause du couplage avec le temps de montée que nous avons évoqué précédemment; en revanche, les valeurs moyennes, en particulier lorsqu'elles sont déterminées pour de longues ruptures unilatérales, sont plus fiables. Presque tous les résultats des inversions ont donné des vitesses inférieures à la vitesse de Rayleigh, qui était vue il y a quelques années comme une limite classique - voire physique - de la vitesse de rupture. Cela a conduit d'ailleurs un certain nombre d'études à fixer la vitesse de rupture entre 70% et 90% de la vitesse des ondes S et à ne pas réellement l'inverser. Il est apparu récemment, même s'il cela avait déjà été évoqué par Archuleta [1984] ou plus théoriquement par Freund [1979] ou Day [1982], que la vitesse de rupture pouvait être intersonique, c'est à dire comprise entre la vitesse des S et celle des P. Cela a été vu à la fois par des expériences analogiques [Rosakis et al. 1999] et par l'observation du séisme d'Izmit (Turquie, 1999, [Ellsworth et Celeby, 1999, Bouchon et al., 2002]). Cette vitesse a pu être identifiée en champ proche grâce à une station placée quasiment sur la faille et qui a donc "vu" passer le front de rupture, ce qui a permis cette fois de découpler la vitesse de rupture du temps de montée. Par contre, à distance télé-sismique, cette très haute vitesse de rupture peut difficilement être mise en évidence ([Delouis et al., 2002], ainsi que le chapitre II.1): d'une part la rupture est bilatérale, mais aussi le temps de montée dans la région où la vitesse est supershear est élevé (aux

alentours de 5s, [Bouchon, 2000]). Cette vitesse supershear suscite encore des interrogations, en particulier parce que l'onde de choc liée à ce dépassement de la vitesse des ondes S n'a jamais été identifiée. Des radiations très importantes, de l'ordre de ce qui est ressenti sur la faille, devraient en effet être enregistrées même à une certaine distance de la faille [Bernard, 2002].

Enfin, la dernière information que peuvent apporter les inversions cinématiques est le temps de montée. Des modèles réalisés avec une inversion de ce paramètre ont montré [Heaton, 1990] qu'il est très inférieur au temps total de la rupture. Cette observation favorise l'idée que la rupture se déroule uniquement au voisinage du front de rupture et ne correspond *a priori* pas au modèle classique de fracture. Dans ce dernier modèle [Madariaga, 1976], l'hypocentre ne cesse jamais de glisser tant que la rupture ne s'est pas terminée et même plus précisément tant que l'information "fin de la rupture" n'est pas parvenue à l'hypocentre. Cette observation de temps de montée court reste cependant conciliable avec un modèle de fracture, si l'on suppose qu'un séisme est composé de sous-événements, et que chacun de ces sous-événements se comporte lui-même comme une fracture [Cotton et Campillo, 1995].

### L'inversion cinématique utilisée comme une donnée

Depuis une dizaine d'années, les inversions cinématiques ont également servi comme point de départ d'analyses plus fines: les deux principales sont l'étude des transferts de contraintes créés par le séisme et celle de la dynamique du séisme lui-même. L'idée intuitive que les répliques mais aussi la sismicité en général sont influencées par l'occurrence d'un événement important, peut en effet être testée de manière plus quantitative grâce à la distribution de glissement du séisme; celle-ci permet de connaître les déformations dans le milieu (formules d'Okada analytiques [1992] si l'on considère un demi-espace ou traitement numérique sinon) et d'en déduire les contraintes sur les plans de faille voisins. Au moyen d'un critère de rupture (le plus utilisé est celui de Coulomb qui relie la contrainte tangentielle à la contrainte normale par un coefficient de friction), il est alors possible de déterminer si le séisme principal a favorisé ou au contraire défavorisé d'autres séismes. Ce type d'étude a été très souvent fait ces dernières années. Les répliques du séisme de Landers ont été bien expliquées [King *et al.*, 1994] et d'autres corrélations intéressantes ont été remarquées (migration des séismes sur la faille Nord-Anatolienne, sismicité induite au Nord-Chili après le séisme du Pérou du 23/06/2001 [Martinod *et al.* 2002]). Cela n'est cependant pas toujours le cas, de nombreux séismes se produisant dans des zones d'ombre. Parsons [2001] a par exemple estimé à partir du catalogue Harvard CMT que 40% des séismes suivant un choc principal se situaient dans des zones défavorisées par le choc principal. Nous rappelons ici qu'un des biais vient du simple fait que l'on considère parfaitement connu le glissement sur la faille alors qu'il provient lui-même d'une inversion dont nous avons précisé les limites.

A partir de la cinématique, il est aussi possible de déterminer les variations de contrainte dynamique, liées au passage des ondes. Les pics de contrainte dynamique ne sont pas forcément du même signe que la contrainte statique considérée précédemment, ce qui peut être une cause de la complexité des déclenchements

observés.

Les inversions cinématiques ont aussi servi de contraintes aux modèles dynamiques; la démarche utilisée [Olsen *et al.*, 1997; Peyrat *et al.*, 2001; Campillo *et Madariaga*, 2001; Aochi *et Fukuyama*, 2002] est de déterminer les contraintes initiales et/ou la résistance de la faille, qui permettent, avec une loi de friction donnée, de reproduire l'histoire cinématique de la rupture. Ce problème difficile ne permet pas aujourd'hui de tirer des informations fiables sur les contraintes crustales, car ces contraintes sont couplées avec deux autres grandeurs: la résistance de la faille et la loi de friction, qui sont aussi mal connues. Ces études ont cependant montré qu'il était possible d'obtenir des modèles dynamiques - en général assez compliqués - qui conduisent à un accord aux données proche de ce qu'il est possible d'obtenir avec l'approche cinématique.

### Implications pour la tectonique et le risque sismique

L'occurrence d'un séisme est toujours partiellement explicable par le contexte tectonique auquel il appartient; à l'inverse, ce séisme apporte aussi de l'information sur les mécanismes mis en jeu. Nous n'entrons pas dans le détail de toutes les études qui ont permis de mieux comprendre quel était le fonctionnement des zones de subduction, des dorsales, des grands décrochements... Le mécanisme au foyer et la localisation permettent de comprendre beaucoup de choses mais deux informations plus fines sont utiles: la taille de la rupture et plus basiquement la détermination du plan de faille. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour déterminer ces valeurs: observation sur le terrain, géodésie (GPS, interférométrie radar, données satellites SPOT), localisation des répliques ou inversion cinématique. Dans des régions inaccessibles (typiquement en mer), seules les deux dernières sont applicables. Or, la localisation des répliques surestime presque toujours la taille de la zone de rupture (voir par exemple chapitre I.2) pour deux raisons: physiquement, la zone affectée par les répliques est plus grande que la zone de rupture, et de manière plus pratique, les localisations imparfaites vont aussi avoir une tendance à agrandir cette zone. Le développement systématique des inversions cinématiques peut donc apporter des éléments plus précis sur le mécanisme des zones tectoniques.

Les gaps de sismicité, qui sont en général déduits des zones de répliques des séismes précédents, peuvent être affinés par la connaissance des distributions de glissement. Ceci est aussi important pour l'évaluation du risque sismique: l'exemple actuel le plus connu de ces gaps de sismicité est la ville d'Istanbul qui n'a pas connu de séismes depuis plus d'un siècle, et qui se trouve dans une position d'autant plus dangereuse que le récent séisme d'Izmit s'est propagé jusque dans la mer de Marmara.

Dans le domaine du risque sismique, la connaissance de la cinématique de la source est utile pour plusieurs autres raisons. Tout d'abord, toute méthode qui permet de découpler la source sismique de la propagation est intéressante, car cela permet de mettre en évidence les effets locaux, qui peuvent être très importants dans certaines structures géologiques (le cas extrême est la ville de Mexico qui a été très touchée par le séisme de Michoacan en 1985 pourtant situé à plusieurs centaines de kilomètres). Il est aussi concrètement très utile

d'avoir une idée de la cinématique d'un séisme qui vient de se produire; cela permet de cibler la zone touchée, et même de prévoir les zones qui seront les plus affectées par des effets de directivité; le séisme du Guatemala de 1976 a montré de façon très nette les conséquences dévastatrices de ce type d'effet: la plupart des destructions ont eu lieu en bout de faille [*Espinosa et al.*, 1978] dans la direction principale de propagation de la rupture [*Kikuchi et Kananori*, 1982]. L'information apportée par la cinématique peut donc, si elle est disponible rapidement, permettre un déploiement plus approprié des secours.

Finalement, la cinématique des séismes de subduction permet aussi de mieux connaître les tsunamis que ces séismes génèrent. L'utilité de la prise en compte d'un glissement non uniforme a été montrée par plusieurs auteurs [*par ex. Heinrich et al.*, 1998]. Or, ce glissement ne peut être retrouvé dans ce cas que par une inversion cinématique des formes d'onde. En dehors du caractère intéressant de la compréhension du phénomène de tsunami, il y a ici une possible application à la prédiction de ce risque. En effet, peu de choses peuvent être faites contre les tsunamis qui se produisent sur la côte bordant la zone de subduction et qui déferlent quelques minutes après le séisme: leur prédiction nécessiterait de prédire le séisme... En revanche, les tsunamis transpacifiques peuvent être aussi très meurtriers, comme en témoigne le bilan très lourd au Japon du tsunami lié à l'énorme séisme de 1960 au Sud-Chili. Or, le temps de propagation est d'environ 24 heures, ce qui permet de déclencher une alerte, dans le cas où les deux étapes de modélisation de glissement cosismique puis de modélisation du tsunami peuvent être faites suffisamment rapidement.

### 1.6.2 Développement proposé

Dans cette thèse, nous avons cherché à proposer des images de la rupture les plus fiables possibles en vue d'apporter une contribution aux différentes applications que nous venons de détailler. Volontairement, nous nous restreignons à l'étude de séismes "normalement" instrumentés, c'est à dire que nous n'incluons pas directement dans notre étude l'information qui peut être apportée par de grandes densités d'accéléromètres ou par la géodésie. Nous n'allons donc pas pouvoir nous intéresser à des caractéristiques qui requièrent la modélisation haute fréquence de la source. Au contraire, notre but est de retrouver des caractères plus globaux mais plus solides de la rupture.

Nous nous sommes intéressés à deux points de vue un peu différents:

- (1) Le premier consiste à étudier spécifiquement un séisme donné qui de par sa gravité, son intérêt tectonique ou tout autre raison justifie une étude propre et détaillée. L'exemple auquel nous avons appliqué ce type d'étude est le séisme d'El Salvador du 13/01/2001. Dans ce cas, nous utiliserons le maximum de données disponibles: données télé-sismiques bien sûr, mais aussi quelques données régionales ou proches, comparaison avec les répliques...
- (2) L'autre approche vise à une étude plus globale, plus systématique des séismes dans laquelle nous sacrifierons volontairement l'analyse de certains détails de la rupture en vue de ne rechercher que ses caractéristiques les mieux résolues. Nous nous restreindrons alors aux données télé-sismiques.



Un des objectifs de cette approche est de tendre vers une description en temps quasi-réel de la cinématique, ce qui est difficile à envisager dès que l'on cherche une modélisation plus détaillée (l'ajout d'autres données et/ou la recherche de l'explication complète des formes d'onde requièrent généralement divers ajustements manuels peu compatibles avec une analyse rapide).

Dans les deux cas, nous souhaitons apporter une attention particulière à la résolution atteinte par ces inversions cinématiques. Les différents paramètres qui limitent cette résolution ont été détaillés dans la section (1.5). Concrètement, nous voudrions à la fois obtenir une bonne résolution mais aussi être en mesure de la quantifier. Pour améliorer la résolution, nous proposons de diversifier les types de données (usage simultané des ondes P, SH et des ondes de surface téléseismiques) et les approches (modélisation empirique et déterministe de la propagation). Pour estimer la résolution obtenue, nous utilisons un algorithme de recherche semi-globale - le "Neighborhood Algorithm" proposé par *Sambridge* [1999a], voir section (1.4) - qui va nous permettre d'explorer l'espace des paramètres et donc d'évaluer la résolution des solutions trouvées. Finalement, nous chercherons à tester les modèles que nous avons déterminés, soit par l'ajout de nouvelles données (voir l'exemple du séisme du Salvador au chapitre I.2), soit par la comparaison avec des modèles existants ( voir l'exemple du séisme d'Izmit (Turquie, 1999) au chapitre II.1).

Parmi les axes possibles d'étude que nous avons détaillés précédemment, les suivants seront concrètement envisagés dans cette thèse:

- La vitesse de rupture:

Cette grandeur physique est rarement réellement inversée dans les études cinématiques de la source; cela se justifiait partiellement dans les modèles de rupture classiques, où la vitesse de rupture était supposée varier assez peu autour de valeurs comprises entre 0.7 et 0.9 fois la vitesse des ondes S. Or, des études diverses montrent en fait que cette vitesse peut très bien être très lente, inférieure à 2km/s comme pour le séisme du Nicaragua de 1992 [*Kanamori et Kikuchi*, 1993; *Ihmlé et al.*, 1996b, *Velasco et al.* 1994c], mais aussi très rapide, comme pour le séisme d'Izmit (1999) où elle dépasse localement largement la vitesse des ondes S [*Bouchon et al.*, 2000]. Cela nous conduit donc à proposer des schémas d'inversion où la vitesse de rupture est très libre et où ce paramètre a potentiellement autant d'influence que le glissement sur la faille.

- La compréhension tectonique:

Dans le chapitre I.2, nous proposons une explication du séisme du Salvador du 13/01/2001, qui est un événement assez peu courant: ce type de séisme (mécanisme en extension en profondeur intermédiaire) se produit régulièrement dans les zones de subduction, mais très peu atteignent une telle magnitude ( $M_w=7.7$ ). Nous montrons que la cinématique du séisme et en particulier la propagation de la rupture sur le plan le plus raide est compatible avec un mécanisme d'accommodation de la flexion de la plaque plongeante.

- L'approche statistique des mécanismes de rupture:

Dans le chapitre II.1, nous proposons une nouvelle méthode d'analyse de la source sismique dont l'objectif est d'obtenir une solution simple et solide de la source tout en gardant une description physique en terme de source étendue. Cette méthode est fondée sur une subdivision de la faille en zones de glissement. Elle utilise aussi une nouvelle méthode de déconvolution par fonction de Green empirique, qui sera détaillée dans le chapitre II.2. La simplicité de la méthode ouvre la possibilité de constituer des catalogues pour les grands séismes et ainsi d'avoir une approche statistique: dans l'avenir, il sera par exemple possible d'étudier les caractéristiques des séismes d'une région donnée, d'observer comment varie la vitesse de rupture en fonction du type de séisme ou plus généralement de rechercher diverses corrélations dans la cinématique de la rupture. Actuellement, ce type d'étude statistique n'est mené qu'avec des approches en point-source (Harvard CMT ou catalogue de *Tanioka et Ruff* [1997]), ce qui en réduit l'intérêt.

- Le risque lié aux grands séismes:

La simplicité de l'étude globale du chapitre II.1 permet aussi un accès rapide à la cinématique et peut donc apporter des informations utiles pour réduire la gravité des catastrophes; comme expliqué précédemment, la localisation des zones de glissement principaux est un paramètre clé, à la fois pour le déploiement des secours, mais aussi dans l'objectif plus ambitieux de prévoir les tsunamis associés; dans ce dernier cas, l'estimation de la vitesse de rupture est aussi importante, car il a été souvent proposé qu'une vitesse de rupture lente génère des tsunamis anormalement importants [*Kanamori*, 1972]. Actuellement ce type d'informations en temps quasi réel n'est proposé que par ERI (Earthquake Research Institute, Tokyo, Japon, <http://www.eri.u-tokyo.ac.jp/>), qui fournit une inversion cinématique classique (discrétisation en sous-failles) à partir des ondes P en général une journée après le séisme. Leurs résultats ont par exemple prévu que les dégâts liés au séisme du Pérou du 23/06/2001 seraient à attendre au Sud-Est de l'hypocentre, ce qui s'est avéré exact. Cependant, l'usage des seules ondes P et les contraintes liées à la discrétisation en sous-failles (choix a priori de la taille de la faille et des sous-failles) ont aussi conduit à des résultats erronés comme pour le séisme du Tibet du 14/11/2001: dans la première version de leur inversion, la longueur de rupture a été largement sous-estimée, leur évaluation donnant environ 200km alors que la longueur des ruptures en surface s'élève à 400km. De par le plus grand nombre de données utilisées et la plus grande liberté donnée à notre inversion, nous pouvons limiter ce genre de problèmes.

## Chapitre 2

# Le séisme d'El Salvador du 13/01/2001

Nous proposons ici une étude détaillée du séisme d'El Salvador (13/01/2001), qui constitue à la fois un séisme intéressant en tant que tel et un exemple assez classique des données qui peuvent être incluses dans une étude de source. Ce chapitre est constitué par un article actuellement sous presse dans *Journal of Geophysical Research*.

### Résumé

Le 13 janvier 2001, un important séisme ( $M_w = 7.7$ ) s'est produit à 40 km des côtes d'El Salvador (Amérique centrale). Près de 1000 personnes ont péri lors de cette catastrophe, principalement à cause du déclenchement d'importants glissements de terrain. Cet événement n'est pas un séisme en faille inverse à l'interface des plaques Nazca et Amérique, mais un séisme en faille normale à l'intérieur même de la plaque Nazca. Nous l'analysons au travers de l'étude combinée des données à distance télésismique, régionale, et locale. Nous construisons d'abord un modèle cinématique de la source par l'inversion simultanée des trois données lointaines suivantes: (1) déplacements générés par l'onde P, (2) par l'onde SH, et (3) fonctions sources obtenues à partir des ondes de surface, au moyen d'une approche empirique de la propagation. Le mécanisme au foyer indique deux plans de failles possibles: le premier avec un pendage de  $60^\circ$  vers le continent et l'autre avec un pendage de  $30^\circ$  vers l'océan. Dans un souci de discriminer sismologiquement ces deux possibilités, nous avons considéré parallèlement dans cette étude les deux mécanismes.

Après avoir relocalisé la profondeur hypocentrale à 54km, nous recherchons les propriétés cinématiques de la rupture par une combinaison du Neighborhood Algorithm de *Sambridge* [1999a] et du Simplex. Nous permettons dans cette inversion une grande variabilité du glissement et de la vitesse de rupture. L'inversion favorise une propagation de la rupture vers la surface et conduit à une profondeur du centroid d'environ 47km pour les deux plans possibles. Cependant, l'accord avec les données est supérieur pour le plan plongeant vers la côte. Afin de confirmer cette première analyse, nous confrontons les deux mo-

dèles cinématiques aux enregistrements régionaux et locaux de ce séisme. Les données locales [UCA, 2001] confirment que le plan le plus raide est préféré: la rupture s'est propagée principalement vers le haut et vers le Nord-Ouest, conduisant à une zone de rupture d'environ 25km x 50km où le glissement moyen est d'environ 3.5m. les glissements les plus importants se sont produits à proximité de l'interface entre les deux plaques tectoniques, en un lieu où le slab se raidit nettement. L'occurrence de ce séisme s'explique donc bien par des mécanismes d'accommodation de la flexion de la plaque plongeante.

---

# The January 13, 2001 El Salvador Earthquake: A multi-data analysis

Martin Vallée

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

Michel Bouchon

*Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.*

Susan Y. Schwartz

*Earth Sciences Department and IGPP, University of California, Santa Cruz, USA*

## Abstract

On January 13, 2001, a large normal faulting intermediate depth event ( $M_w=7.7$ ) occurred 40 km off the El Salvadorian coast (Central America). We analyze this earthquake using teleseismic, regional and local data. We first build a kinematic source model by simultaneously inverting P and SH displacement waveforms and source time functions derived from surface waves using an empirical Green's function analysis. In an attempt to discriminate between the two nodal planes ( $30^\circ$  trenchward dipping and  $60^\circ$  landward dipping), we perform identical inversions using both possible fault planes. After relocating the hypocentral depth at 54 km, we retrieve the kinematic features of the rupture using a combination of the Neighborhood algorithm of *Sambridge* [1999a] and the Simplex method allowing for variable rupture velocity and slip. We find updip rupture propagation yielding a centroid depth around 47km for both assumed fault planes with a larger variance reduction obtained using the  $60^\circ$  landward dipping nodal plane. We test the two possible fault models using regional broadband data and near-field accelerograms provided by Universidad Centroamericana [UCA, 2001]. Near-field data confirm that the steeper landward dipping nodal plane is preferred. Rupture propagated mostly updip and to the northwest, resulting in a main moment release zone of approximately 25km x 50km with an average slip of about 3.5 m. The large slip occurs near the interplate interface at a location where the slab steepens dip significantly. The occurrence of this event is well-explained by bending of the subducting plate.

## 2.1 Introduction

A large ( $M_w=7.7$ ) earthquake occurred at a depth of about 50 km within the subducting Cocos plate, 40 km off the El Salvadorian coast on January 13, 2001. This earthquake caused a lot of damage, mainly because of landslides triggered by the mainshock. According to the Comité de Emergencia Nacional [COEN, 2001], 944 people were killed including 300 in the Las Colinas landslide in the neighborhood of Santa Tecla. The number of deaths might have been even greater if the event had occurred during the wet season when landslides are more easily triggered. A detailed report of this earthquake as well as the following shallow inland  $M=6.6$  earthquake (02/13/01) can be found in *Bommer et al.* [2002]. Large intraplate earthquakes in subduction zones are quite common although very few have reached the magnitude of the January 2001 earthquake. In El Salvador, the largest earthquake over the past century was a  $M_w=7.2$  intraslab normal event that occurred in 1982 at a location very close to the 2001 event. Yet an understanding of both the stresses that generate these events and the mechanics of their occurrence are poorly understood.

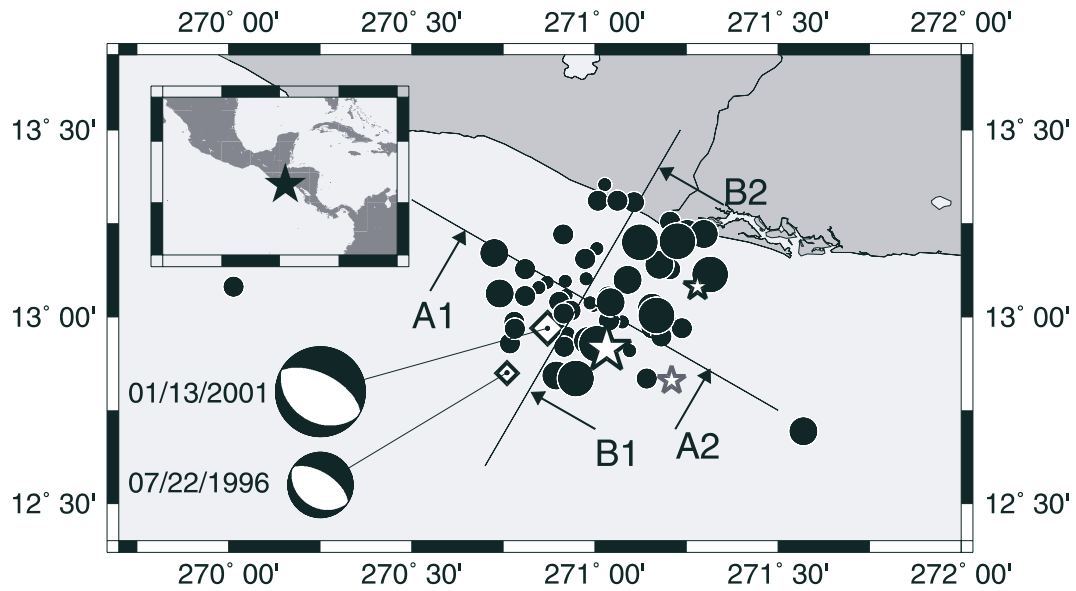
The 2001 El Salvador earthquake was a normal faulting event with both nodal planes striking parallel to the coast with one dipping  $55 - 60^\circ$  to the northeast, towards Central America, and the other dipping about  $30^\circ$  to the southwest, towards the Pacific Ocean. The location of the aftershocks, concentrated landward and down dip of the mainshock, suggests a preference for the steeper dipping plane (Figure 2.1), but this is not definitive. For many tensional intermediate depth events in slabs, the steeper of the two nodal planes has been assumed to be the fault plane (e.g., the 1950 northern Chile event, [Kausel and Campos, 1992] or the 1999 Oaxaca, Mexico earthquake [Singh et al., 2000]). Yet, when a careful seismological analysis is conducted, for example with aftershock relocations, results have varied. For instance, *Ratchkovski and Hansen* [2001] identify the subvertical nodal plane as the fault plane for events of the 1999-2000 Kodiak Island, Alaska sequence, while the subhorizontal nodal plane was favored by *Takeo et al.* [1993] for the 1993 Kushiro-Oki, Japan event. *Hernandez et al.* [2001] tested both nodal planes using near field data for the 1999 Oaxaca, Mexico event and found only a very slight preference for the steeper plane. *Cocco et al.* [1997], studying the Zihuatanejo, Mexico, event (12/10/1994,  $M_w=6.6$ ), also favored the steeper plane from a subevent analysis but could not completely reject the conjugate plane. In this respect, the very large  $M_w=8.0$  1977 Tonga event has been very controversial: *Christensen and Lay* [1988] argued that the two planes could not be discriminated due to the very small vertical extent of the rupture while *Lundgren et Okal* [1988] concluded that the actual fault plane was the steeper one after having identified both a deeper subevent and a deeper centroid. Determination of the fault plane for intermediate depth slab events is important as it may help to discriminate between several proposed mechanisms for their generation.

Both static and dynamic mechanisms have been proposed to explain the occurrence of large intraplate earthquakes at subduction zones. Stresses induced by the subduction process including sinking, flexure, warping, or tearing of the slab, as well as its thermal equilibration have all been attributed to earth-

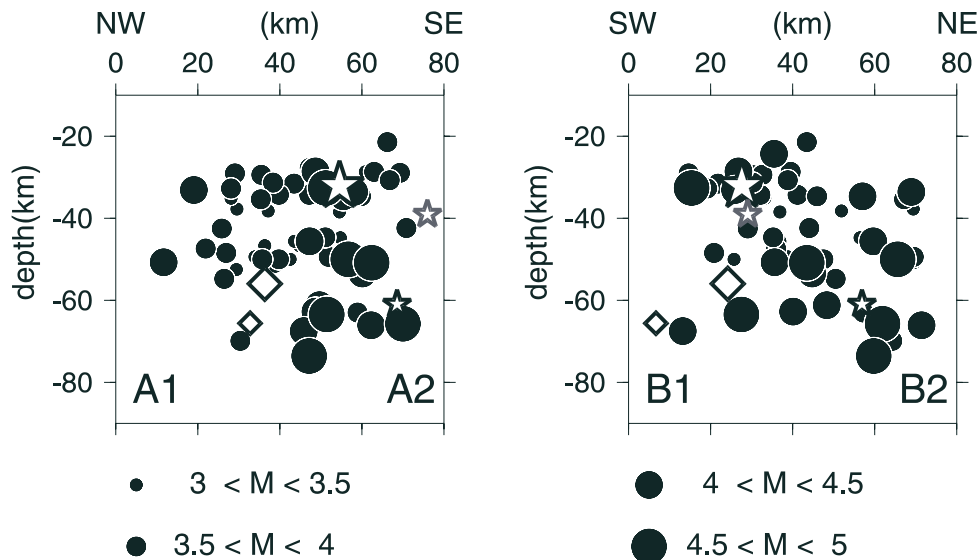
quake generation at intermediate depth within subducting lithosphere. Bending stresses, as slabs plunge into the mantle, have been identified as the principle cause of outer rise earthquake activity, where a neutral surface separates tensional outer rise events at shallow depth from compressional events deeper within the slab. A few very large tensional outer rise events, such as the 1977 Sumba ( $M_w = 8.2$ ) and the 1931 Sanriku ( $M_w = 8.3$ ) earthquakes, where rupture appears to have propagated through the entire lithosphere, require an alternative explanation. Enhanced gravitational effects of the sinking slab (slab pull) at relatively weakly coupled subduction zones have been attributed to rupture of the entire oceanic lithosphere during these events (e.g., *Lynnes and Lay, 1988* or *Given and Kanamori, 1980*).

Dynamic mechanisms to explain intraplate earthquakes at subduction zones have also been proposed. *Astiz and Kanamori [1986]*, *Christensen and Ruff [1988]*, and *Lay et al. [1989]* all provide evidence, from focal mechanisms of intraplate events, for temporal variations in subduction zone stresses that are related to large underthrusting events on the plate interface. These studies have found that in coupled subduction zones, tensional faulting events in the outer rise and at intermediate depth tend to follow and precede large underthrusting events respectively, while compressional events in the outer rise and at intermediate depth tend to precede and follow the great thrust events respectively. *Dmowska and Lovison [1992]* found that moderate to large earthquakes at intermediate depth in slabs tend to concentrate near the down dip edge of the coupled plate interface where the locked plate boundary causes stress concentrations in adjacent regions. Examples of intraslab earthquakes that occur just below the down dip edge of a coupled plate interface include the 1931 ( $M=7.8$ ) and 1999 ( $M_w=7.5$ ) Oaxaca, Mexico ([*Singh et al., 2000*] and [*Mikumo et al., 2002*]), the 1994 ( $M_w=6.6$ ) and 1997 ( $M_w=7.3$ ) Michoacan, Mexico ([*Cocco et al., 1997*] and [*Mikumo et al., 1999*]), the 1999 ( $M_w=7$ ) and 2000 ( $M_w=6.5$ ) Kodiak Island [*Ratchkovski and Hansen, 2001*] and the 1982 ( $M_w=7.2$ ) and 2001 ( $M_w=7.7$ ) El Salvador events. These dynamic models for intraplate events open the possibility that both the 1982 and 2001 tensional, intermediate depth El Salvador events are heralding the occurrence of a large underthrusting event in this region and identifying the moment release locations for this future earthquake. Yet, in the Oaxaca, Michoacan and Kodiak Island cases, large underthrusting earthquakes are well documented with the last events occurring in Oaxaca in 1978, in Michoacan in 1985 and in Alaska in 1964. The El Salvador segment of the Middle American Trench has not experienced a great underthrusting earthquake in the 20th century. Therefore it may be weakly coupled and more relevant to compare it with the Tonga subduction zone where the largest known intermediate depth tensional event occurred ( $M_w=8$  on 06/22/1977) and where very large underthrusting events are rare. In this case, dynamic interactions would not be expected to strongly influence the seismicity of the region and static mechanisms described before would dominate.

We investigate the source process of the 2001 event to determine which of the two nodal planes is the fault plane and the slip and rupture velocity distributions on that plane. In a first stage, we attempt to do so with teleseismic data alone and will find that there is only a moderate distinction between the two planes.



a)



b)

c)

FIG. 2.1 – Location of the mainshock and its aftershocks occurring within 10 days of the event determined by Centro de Investigaciones Geotecnicas (CIG), El Salvador in a) mapview and b) cross section along A1-A2 and c) B1-B2. The large star gives the regional hypocentral location of the mainshock from CIG while the small grey star gives the USGS location of the mainshock. The small black star shows the USGS location of the EGF. The focal mechanism determined in this study (slightly modified from the Harvard CMT solution) and the Harvard CMT solution for the EGF are also indicated. The large and small diamonds represent the Harvard CMT locations of the mainshock and of the EGF, respectively.



	MS HRV	MS USGS	MS ERI	MS (CIG)	MS (this study)	EGF HRV
longitude ( $^{\circ}$ )	-89.13	-88.79	*	-88.97	*	-89.24
latitude ( $^{\circ}$ )	12.97	12.83	*	12.91	*	12.85
strike1 ( $^{\circ}$ )	121	149	*	*	119	125
dip1 ( $^{\circ}$ )	35	45	*	*	31	31
rake1 ( $^{\circ}$ )	-95	-73	*	*	-88	-88
strike2 ( $^{\circ}$ )	307	306	315	*	297	302
dip2 ( $^{\circ}$ )	56	48	61	*	58	59
rake2 ( $^{\circ}$ )	-86	-107	-103	*	-93	-91
depth ( <i>km</i> )	56.	39.	50.	32.	48.	65.5
Mw	7.7	7.6	7.6	*	7.7	5.6

TAB. 2.1 – *Earthquake parameters for the EGF and mainshock (MS) determined by different agencies and in this study. (sources: CIG: Centro de Investigaciones Geotecnicas, El Salvador; ERI: Earthquake Research Institute, Japan; HRV: Harvard University, USA; USGS: United States Geological Survey, USA).*

This is why, in a second stage, we add regional and local data sets to further help us discriminate between the two planes. Incorporating various data allows us to test the consistency between teleseismic, regional, and near-field data. Our results will be used to assess possible models for the generation of this event.

## 2.2 Modelling of teleseismic waveforms

We first determine the best event depth and focal mechanism and then use these in a simultaneous inversion of body and surface wave data to retrieve the kinematic parameters of the rupture. P and SH displacement waveforms are combined with source time functions, obtained from an empirical Green function analysis of surface waves, to solve for the slip distribution on both possible nodal planes. The following sections describe: 1) determination of the main characteristics of the event (depth and focal mechanism); 2) data used in the inversion for kinematic source parameters; 3) methods used to extract kinematic source parameters from the data; 4) model parameterization; 5) inversion method; and 6) the results.

### 2.2.1 Main earthquake characteristics

Before retrieving details of the rupture, the event hypocentral depth and focal mechanism must be carefully determined. Table 2.1 lists values of hypocentral depth, strike, dip and rake obtained for this event by various groups. Depths range between 32km (regional data from Centro de Investigaciones Geotecnicas, CIG) and 56km (Harvard CMT). To determine the best event depth to use in our source modeling, we use a smaller event (Mw=5.6), which occurred on July 22, 1996 at nearly the same location (Figure 2.1), as a reference event to relocate the hypocentral parameters of the mainshock. The main advantage of the reference event is that its pP phase is very clear at many teleseismic sta-

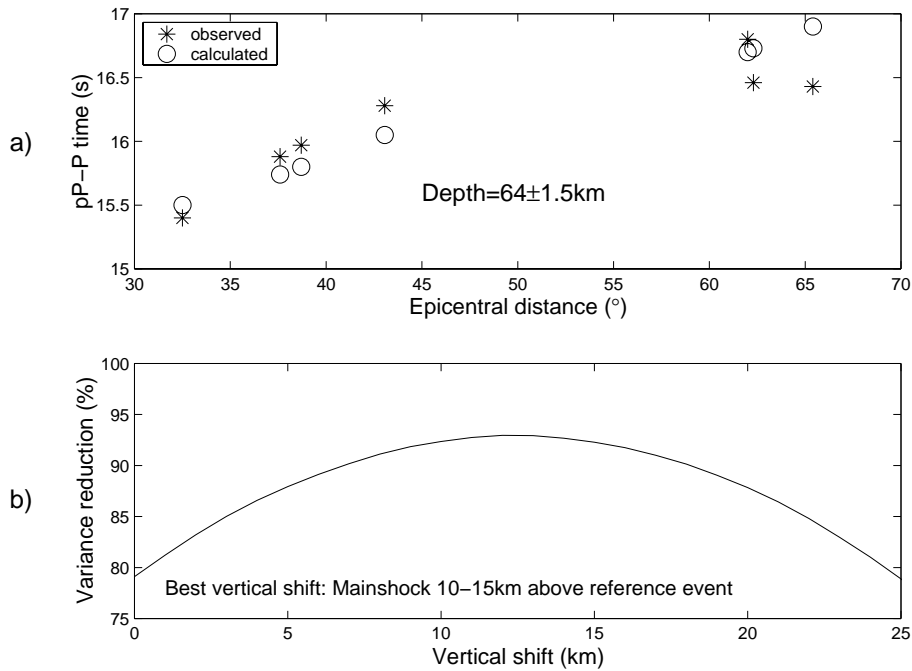


FIG. 2.2 – Relocation analysis of the mainshock relative to a small reference event. a) A depth of 64 km is obtained for the reference event by modeling the pP-P times at stations located at different distances. b) A mainshock depth between 10-15 km shallower than the reference event provides the largest variance reduction for time shifts between the two events.

tions. Moreover, its small size allows us to assume that the pP time is controlled by its hypocentral depth. Figure 2.2a shows observed pP times for the reference event at several stations in North America along with calculated values using the crustal model listed in Table 2.2 [Kim *et al.* 1982]). The best fit to the pP times is obtained for an hypocentral depth of 64km.

Table 2.3 indicates the arrival time differences between the two events observed at common stations at different distances and azimuths (the station PTGA is chosen as a reference station). Arrivals from the reference event are often noisy at South American stations and therefore few values come from this azimuthal range (Southeast). The very small time shifts indicate that both events are located close to one other. We inverted these time shifts using take-off angles from *Pho and Behe* [1972], a source P-wave velocity of 8km/s and a grid search algorithm to obtain the spatial and temporal offset between events ( $\delta x, \delta y, \delta z, \delta t$ ). Figure 2.2b shows the variance reduction obtained as a function of the depth difference. The best fit is obtained for a mainshock hypocenter lying 10-15km above the reference event. The corresponding values of  $\delta x, \delta y$  and  $\delta t$  are 3km south, 14km east and 0.436s from the reference event respectively. We therefore adopt an hypocentral depth of 49-54km for the mainshock, deeper than the values determined by CIG (32km) and USGS (39km).

The Harvard CMT focal mechanism fits the SH waves from near nodal sta-

thickness (m)	$V_P$ (m/s)	$V_S$ (m/s)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$Q_P$	$Q_S$
9600	5690	3285	2650	400	200
14600	6140	3545	2800	500	200
13200	6800	3926	2900	400	200
0	8000	4619	3300	800	400

TAB. 2.2 – .

]Local source crustal structure [*Kim et al.* 1982].

station	azimuth(°)	take-off angle(°)	time shift (s)
UNM	304.00	89.99	2.00
PFO	314.11	39.75	2.42
BKS	315.70	37.60	2.58
TUC	317.58	40.76	2.44
CMB	317.61	38.15	2.62
ANMO	327.09	40.86	2.51
COLA	336.30	28.30	2.47
INK	342.86	29.27	2.00
FFC	348.90	36.56	2.18
RES	358.00	29.42	1.80
SSPA	17.30	40.63	1.72
DRLN	29.15	35.84	1.08
SJG	73.00	48.28	.50
PTGA	113.25	40.00	.00
NNA	153.84	40.86	1.10

TAB. 2.3 – Observed time shifts between the mainshock and the reference event used in the relative relocation analysis. The time reference is defined by the station PTGA.

tions poorly: particularly, the SH displacement at station SFJ (which is very weak, see Figure 2.5). We therefore modified this solution and obtained a superior fit to all P and SH data with the mechanism indicated in Table 2.1.

### 2.2.2 Data used in the teleseismic analysis

#### Body waves

We used 16 P and 8 SH waveforms provided by the IRIS and GEOSCOPE networks. These stations are at epicentral distances ranging between 35° and 80° so that mantle propagation is simple to model. The azimuthal distribution (Figure 2.3) is satisfactory although denser on the northern side of the event. Additional stations exist at northern azimuths, but their inclusion may bias the inversion results without assigning differential weighting which is often difficult to determine. *Ihmlé* [1998] showed the high consistency of the body waves in his study of the 1994 Bolivia earthquake; by modelling only 10 stations, well distributed around the event, he reproduced the waveforms at stations not included in the inversion.

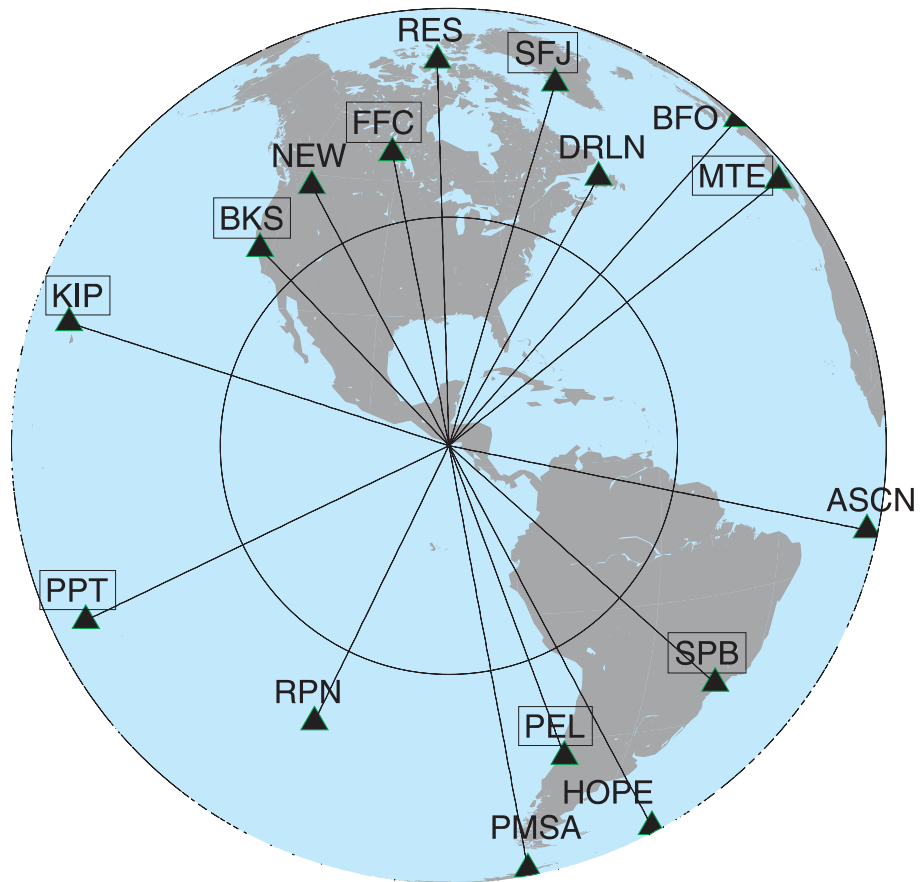


FIG. 2.3 – Location of teleseismic stations used in the body wave inversion. Framed stations are those from which both  $P$  and  $SH$  waves are used.

The first 60 s of the vertical P and transverse SH displacements obtained through direct integration of the broadband velocity records, which include the direct source radiation and its crustal and free surface reflections, were selected. Although SH waves are often noisier and have lower frequency content than P waves, they are important in constraining the focal mechanism and have more sensitivity to directivity effects because of their lower phase velocities.

### Surface waves

Surface waves are very sensitive to horizontal directivity because of their low phase velocities and can therefore provide important constraints on the lateral extent of the rupture. Nevertheless, unlike body waves, knowledge of the Earth's interior is not good enough to allow high frequency modeling of these waves. Direct use of long period surface waves for source inversion, usually does not allow for more than a point source characterization, except for very large events ( $M > 7.5-8$ ). For this reason we use an Empirical Green Function (EGF) approach and will combine information from this analysis with P and SH displacement waveforms in our source parameter inversion. We use the same  $M_w = 5.6$  reference event used to relocate the mainshock as the EGF (Figure 2.1). This event is the only one which meets all the requirements of an EGF: similar location, focal mechanism and depth, much smaller magnitude and therefore source duration compared with the mainshock and it is recorded by many stations in common with the mainshock. We selected 8 stations which recorded both events and have good signal to noise for the small EGF (Figure 2.4). These stations are all less than  $50^\circ$  from the source area but have a good distribution in the "directivity parameter"  $\Gamma$  ( $\Gamma = \cos(\theta)/v_\phi$ , where  $\theta$  is the station azimuth and  $v_\phi$  the phase velocity of the selected wave). The similarity of the waveforms from both events is illustrated in Figure 2.4 by the recordings at station FFC. This provides confidence in the suitability of the EGF chosen in this study.

Good descriptions and applications of the EGF analysis can be found in *Velasco et al.* [1994a], *Courboulex et al.* [1997a] and *Schwartz* [1999]. Theoretically, the method provides direct access to the relative source time functions (RSTFs) by simply deconvolving, at different stations, the EGF from the main event. Therefore, the main advantage of the method is that no assumption is made about the propagation between the source and the receiver. Nevertheless, we can only obtain the low frequency source time function because no details above, or of the order of, the corner frequency of the EGF can be retrieved. Moreover, if the medium is strongly laterally heterogeneous at the source or if the rupture has a large vertical extent, this method becomes more questionable because different Green functions should be used depending on the position of the rupture. Another limitation arises due to the difference in location between the mainshock and the EGF; even if the EGF is very close to the mainshock, the finite rupture extent of the mainshock may prevent the high frequency details of the rupture from being retrieved. *Velasco et al.* [1994b] tested quantitatively the influence of the position of the EGF for different rupture lengths. Their results show that for a 25km long rupture, periods down to 10s are really reliable when the EGF and the Mainshock centroid are separated by 10-20km. For a 100km

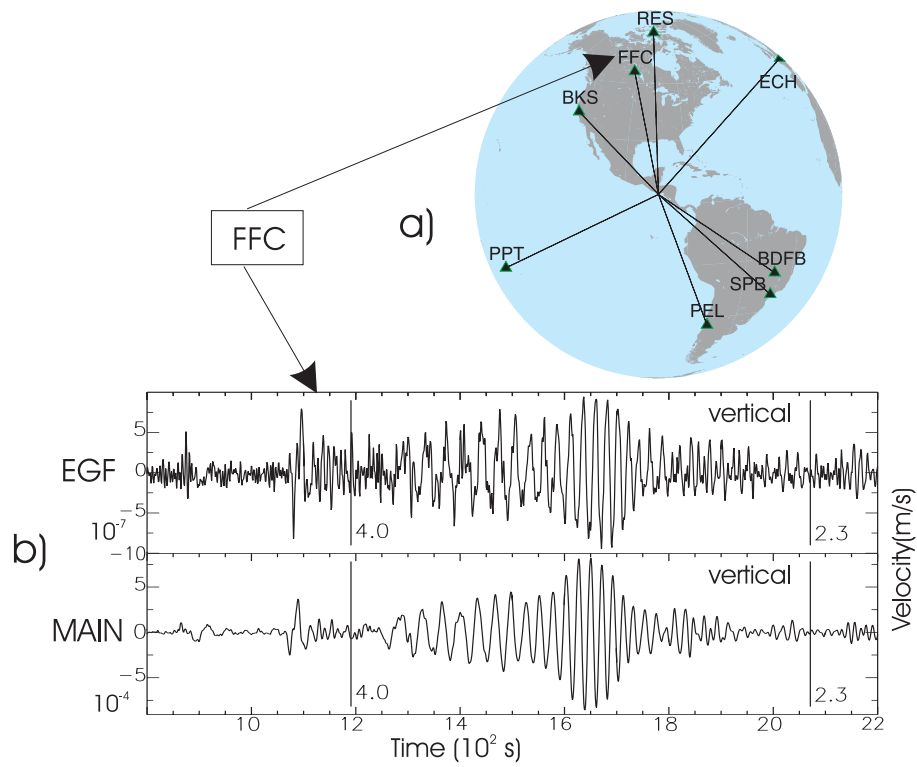


FIG. 2.4 – a) Location of the stations used in the surface waves analysis. b) Comparison of vertical component EGF and Mainshock waveforms at station FFC. Note the similarity in the waveforms and the 1000 times larger amplitude of the mainshock. The time window used to isolate the Rayleigh waves for the deconvolution is defined by phase velocities between 2.3 and 4.0 km/s and is indicated on the seismograms.

long rupture, it is more appropriate to use periods only above 20s. For the El Salvador earthquake, with a rupture length on the order of 25 km, (which will be confirmed by the inversion results) our results should contain information at periods down to 10s.

Because of the very good similarity between the EGF and the Mainshock, the deconvolution is performed directly in the frequency domain, without using the usual “water level technique”. We consider only Rayleigh waves which avoids the uncertainties related to the use of different phase velocities in the directivity parameter. Moreover, Love waves do not improve the directivity parameter distribution because of their higher phase velocities. We use the vertical components and isolate the Rayleigh wave using a phase velocity window between 4km/s and 2.3km/s (indicated on Figure 2.4). Deconvolutions are stable and the RSTFs are presented in Figure 2.5b. Lower amplitude and longer duration RSTFs at stations to the southeast compared to the north suggest northwest rupture directivity. This will be validated by our formal inversion for the kinematic source parameters described in the following sections.

### 2.2.3 Extended source forward calculations

#### Body wave displacements

In order to define the slip distribution on the fault and attempt to discriminate between the two possible fault planes, we modeled the earthquake as an extended source. In this model, the fault is discretized into subfaults and the kinematic parameters, onset time  $T$ , rise time  $d$ , and the amount of slip  $s$  are retrieved for each subfault [Hartzell and Heaton, 1983]. Each subfault is itself represented by an array of point sources which must be fine enough to mimic continuous rupture. The spectral displacement at a station is simply given by a sum over all the  $n$  point sources, with the appropriate time and space shift. This can be written:

$$U(\omega) = S \cdot \sum_{j=1}^n G(z_j) \cdot \mu_j \cdot TF(Tr(t, s_j, d_j)) \cdot e^{i \cdot (k \cdot l_j - \omega \cdot T_j)}, \quad (2.1)$$

[e.g. Cotton and Campillo, 1995]

where:

- $G(z_j)$  represents the ground motion for a unit moment point-source at a depth  $z_j$  with a given source mechanism
- $\mu_j$ , rigidity around the point source  $j$
- $S$ , surface modelled by one point source
- $Tr(t, s_j, d_j)$  is the assumed local source time function: triangle of width  $d_j$  and maximum amplitude  $2 \cdot s_j / d_j$ .
- $k$  is the horizontal wavenumber
- $l_j$  is the horizontal space shift between the hypocenter and point source  $j$
- $TF$  denotes the Fourier Transform

$G(z)$  for both P and SH waves are computed using the reciprocal approach [Bouchon, 1976]. The source crust is represented by the one-dimensional crustal

model of *Kim et al.* [1982] (Table 2.2). This model was obtained using wide angle reflections between shallow earthquakes in Guatemala and a station in Honduras. It therefore gives a good estimation of the El Salvador crust. The recent study of *Walther et al.* [2000] in Nicaragua confirms a Moho depth around 40km in this region. Although more refined velocity models taking into account dipping layers may be more appropriate to represent the complex structure around the source [*Wiens* 1989], such detailed information is not available and we therefore use a simple one dimensional model rather than a poorly constrained complex model. The more robust features should be relatively independent of precise knowledge of the velocity structure. Moreover, we consider that the different approaches used in this study, and particularly use of the Empirical Green Function analysis will allow us to limit the errors caused by use of a simplified velocity structure. Receiver crustal structures are taken from the global study of *Mooney et al.* [1998] and thus, the effect of different Moho depths below each station is included in this study. Attenuation in the mantle is taken into account through a  $t^*$  factor equal to 0.7s for P waves and 2.8s for S waves. Values derived from the PREM model would yield a  $t^*$  factor equal to 1s for P waves but this value seems too high as documented by *Ekström* [1989].

### Surface wave relative source time functions

The source time functions retrieved by the EGF method are not the absolute source time functions but the relative source time functions (RSTF) that depend on the azimuth  $\theta$  of the station, the phase velocity  $v_\phi$  at the source and the kinematic parameters of the source. If we denote  $f(x, z, t)$  the local source time function at a point  $(x, z)$  on the fault, the RSTF noted  $F_\theta(t)$  may be written:

$$F_\theta(t) = \iint_F f(x, z, t + D(\theta, x, z)/v_\phi) dx dz \quad (2.2)$$

where

- $D(\theta, x, z) = x \cdot \cos(\theta - \theta_F) + z \cdot \cotan(\delta_F) \cdot \sin(\theta - \theta_F)$
- $\delta_F, \theta_F$  are respectively the dip and strike of the fault F

which gives in the discrete case (subfault grid) with the assumed local source time function and the notations of equation (2.1):

$$F_\theta(t) = S \cdot \sum_{j=1}^n \mu_j \cdot Tr(t - T_j + D_j/v_\phi, s_j, d_j) \quad (2.3)$$

The Rayleigh wave phase velocity is approximated to be 3.8km/s according to *Schwartz* [1999]. As equation (2.1), equation (2.3) gives the forward relationship between kinematic parameters on the fault and observed data. Next we describe the inverse problem to deduce the source parameters from our observations.



## 2.2.4 Model parametrization

### Grid size

We perform the source inversion using both possible nodal planes. Both fault planes are modeled using a 70km by 70km grid, positioned such that the 54km deep hypocenter is located 30km along strike of the southeast extremity and 30 km updip of the fault plane termination. This yields a depth extent between 20-80 km for the 60° dipping plane and between 33-69 km for the 30° dipping plane. These values were chosen to encompass the 10 day aftershock distribution which is assumed to represent the maximum rupture area (Figure 2.1). The size of the subfault grid has to be tuned to the resolving power of the data: if too fine a grid is used, the problem becomes highly non-unique because the high frequency energy of the waveforms is very low. Moreover, the inverse problem becomes complicated due to the high number of unknowns. On the contrary, if the grid is too large, the solution may be unique but only the very large-scale details of the rupture can be retrieved. To avoid these difficulties, numerous studies [e.g., *Hartzell and Heaton, 1983, Mendoza et al., 1994*] use a fine grid combined with a large smoothing parameter. In our case, this approach would necessitate the use of iterative gradient methods because of the high-dimensional, non-linear nature of our problem (a completely free rupture velocity makes the inverse problem non-linear). We prefer to solve for fewer parameters and employ semi-global inversion methods. Thus, we choose to use a relatively large subfault grid of 10km by 10km and only slight smoothing. Because the P-wave velocity  $c$  is around 8km/s in the source region, this grid size allows us to model frequencies up to 0.4Hz ( $f_{max} = c/\lambda_{min} = c/(2.dx)$ ). The final discretization of the fault is done in an array of 7x7 subfaults themselves discretized in arrays of 4x4 point sources.

### Kinematic parameters

Slip is retrieved for each subfault and is allowed to vary between 0 and 10m but is constrained to go to zero on the borders of the fault. This is why we have oversized the dimension of the fault. To allow for variable rupture velocity, we use the finite difference scheme of *Podvin and Lecomte [1991]*. This algorithm, based on the local Fermat principle, was originally designed to compute arrival times in 2D and 3D models. Yet, it can also be used to compute onset rupture times on a fault with variable rupture velocity. It has been used in this respect by *Herrero [1994]*. This algorithm naturally imposes rupture causality (i.e., one subfault cannot slip if the rupture front has not reached one of its neighbors). Moreover, the rupture velocity is a completely free parameter which is not the case with the time window approach introduced by *Hartzell and Heaton, [1983]*. In our case, possible rupture velocity values will range between 1000m/s and 4300m/s, this last value representing approximately 0.9Vs in the hypocentral region.

Finally, we consider the local duration to be constant (this parameter is usually poorly resolved, [*Ihmlé, 1998*] and equal to 2s. Taking into account that the kinematic parameters are fixed on the borders of the fault, we will invert for a

total of 72 parameters ((6x6) values for both the rupture velocity and the slip).

### 2.2.5 Inversion method

To retrieve the values of subfault slip and rupture velocity, we simultaneously minimize the L1 norm of the residuals between observed and calculated body wave displacements (using equation 1) and the residuals between the widths of source time functions deconvolved from Rayleigh waves and calculated using equation 3. The body waves are sampled at 0.625s and the first 38s and 58s were inverted respectively for P and SH waves. The width of the source time functions was estimated as the half peak value width, i.e. the time during which the moment rate function is above half of its maximum value. This is a more robust value to estimate than either the total duration of the source time functions or the time to attain the peak value since there is often a negative part, without any physical significance, at the beginning of the observed RSTFs (see Figure 2.5b). Another possibility would be to invert the peak value itself but this parameter is very dependent on the filtering used in the EGF determination of the source time functions.

The L1 norm was shown by *Ihmlé* [1998] to be superior in fitting small details in the waveforms. Although the L2 norm is much more often used, *Hartzell et al.* [1991] have shown that both norms have advantages, and that the robustness of the L1 norm is useful to avoid overweighting a single bad data point.

To solve this inverse problem, we combined a method called Neighborhood Algorithm (NA) [*Sambridge*, 1999a] with the Simplex method [*Nelder and Mead*, 1965]. This procedure can be compared to the one used by *Hartzell and Liu* [1996]. NA is a method which belongs to the same class of algorithms as simulated annealing or genetic algorithms, and is therefore well adapted to nonlinear multiparameter problems. The main strategy of the method is to remain exploratory throughout the convergence process to reduce the risk of being trapped by a local minimum. As shown by *Sambridge* [1999a] this method is even more exploratory than genetic algorithm or simulated annealing, which are generally exploratory only at the beginning of the process. *Lomax and Snieder* [1995] also pointed out the difficulty of turning the genetic algorithm into a fully exploratory algorithm.

One advantage of NA over genetic algorithm is that it requires the definition of only two tuning parameters which makes this algorithm easier to use. The idea behind NA is to decompose the parameter space in Voronoi or “neighborhood” cells and to identify, more and more precisely, throughout the process the location of the “good” cells. More details of NA are fully explained in *Sambridge's* [1999a] paper. Applications to source studies can also be found in *Kennett et al.* [2000] and *Marson-Pidgeon et al.* [2000]. The two tuning parameters, called *ns* and *nr*, describe respectively the number of models tested at each iteration and the number of the best-fit cells that will be considered at the following iteration to define the *ns* new models. In our case, NA was used with *ns*= 30, *nr*= 4 and a total number of iterations of 1500. These parameters represent a trade-off between too exploratory a scheme, which would never converge on an

acceptable model, and too directed a search, which would probably lead to a local minimum.

Nevertheless, particularly in high-dimensional inverse problems (here the number of parameters is  $nd=72$ ), NA cannot be used directly to deduce the best model. As a matter of fact, its goal is to identify possible models and not to converge towards one best model. This is why we use the  $(nd+1)$  best models found by NA as starting points for the Simplex method. Contrary to NA, which is a sampling algorithm, Simplex is an optimization algorithm. These types of algorithms (like gradient methods) are very dependent on the starting model and this is why it is necessary to use these methods with good starting values. We validate the stability of our final solution by using the Simplex method on a variety of starting models generated with NA. This approach allows us to estimate the standard errors of our results by using the marginal distributions in the same way as *Ihmlé* [1998].

### 2.2.6 Source process inferred by the combined use of body and surface waves

For each of the possible fault planes 20 runs of the inversion method, with different values of the smoothing parameter and the relative weight between body and surface waves, were performed. We show in Figure 2.6 and 7 the results of this analysis. In Figure 2.6, we present first our preferred models, for both the slip and the rupture velocity. Then, in Figure 2.7, based on the marginal distributions of the 20 tested models, we present the mean models and the standard errors. The mean model is not chosen as our preferred model because it induces a too smooth source process.

Waveforms corresponding to the preferred models are presented in Figure 2.5a for body waves and 5b for surface waves. Displacements presented in Figure 2.5a are not filtered however, the computed apparent source time functions are low-pass filtered at 10s according to the intrinsic high frequency limitation of the EGF analysis. The fit of our preferred models is better for the  $60^\circ$  dipping plane with a variance reduction of 75.4% for P waves and 53.7% for SH waves compared respectively to 65.8% and 53.7% for the  $30^\circ$  dipping plane. Note that the lower variance reduction obtained for SH waves is partly due to the inclusion of station PEL: the fit for SH waves would be 60.9% and 61.4% if we did not use this station. The fit for surface waves is more difficult to estimate in terms of variance reduction since we only compare the pulse widths and it is difficult to estimate the prior variance of this parameter. Yet, the direct comparison of misfit with the L1 norm also gives a better fit for the  $60^\circ$  dipping plane:  $\sum |width_{calc} - width_{obs}| = 3.2s$  for the  $60^\circ$  dipping plane and 6.5s for the  $30^\circ$  dipping plane.

Some rupture characteristics are common for the 2 fault plane models: both yield similar moments of  $4.8 \times 10^{20} N.m$ , rupture surfaces consisting principally of a single patch with a dimension of approximately 50kmx25km, similar rupture velocity distribution and mainly updip rupture propagation. This last characteristic is necessary to explain the impulsive reflected P phases (see for example RPN, PPT or PEL in Figure 2.5a). More efficient updip directivity for the stee-

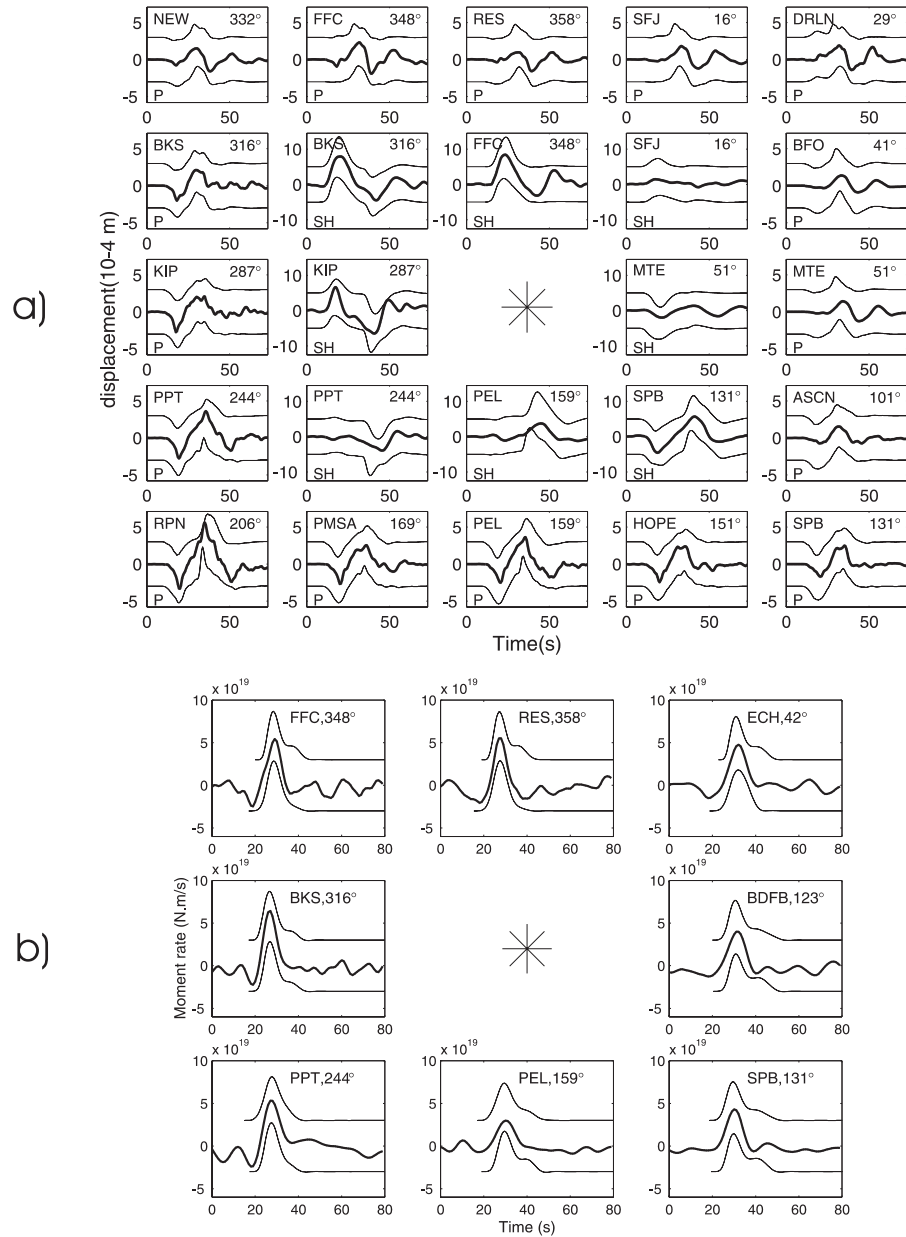


FIG. 2.5 – Preferred model fits to teleseismic data: the thick lines are the data, thin lines beneath the waveforms are obtained with the 60° dipping plane while thin lines above the waveforms are obtained with the 30° dipping plane. The representations are approximately geographical and station azimuths are labeled in the upper right corner of the seismograms. a) Comparison between actual and computed body wave displacements. The P waves are presented in the outer part and SH waves in the inner part. A different scale is used for P waves and SH waves. b) Comparison between actual and computed apparent source time functions for Rayleigh waves. Computed source time functions are low-pass filtered at 10s and the EGF magnitude is assumed to be 5.8.

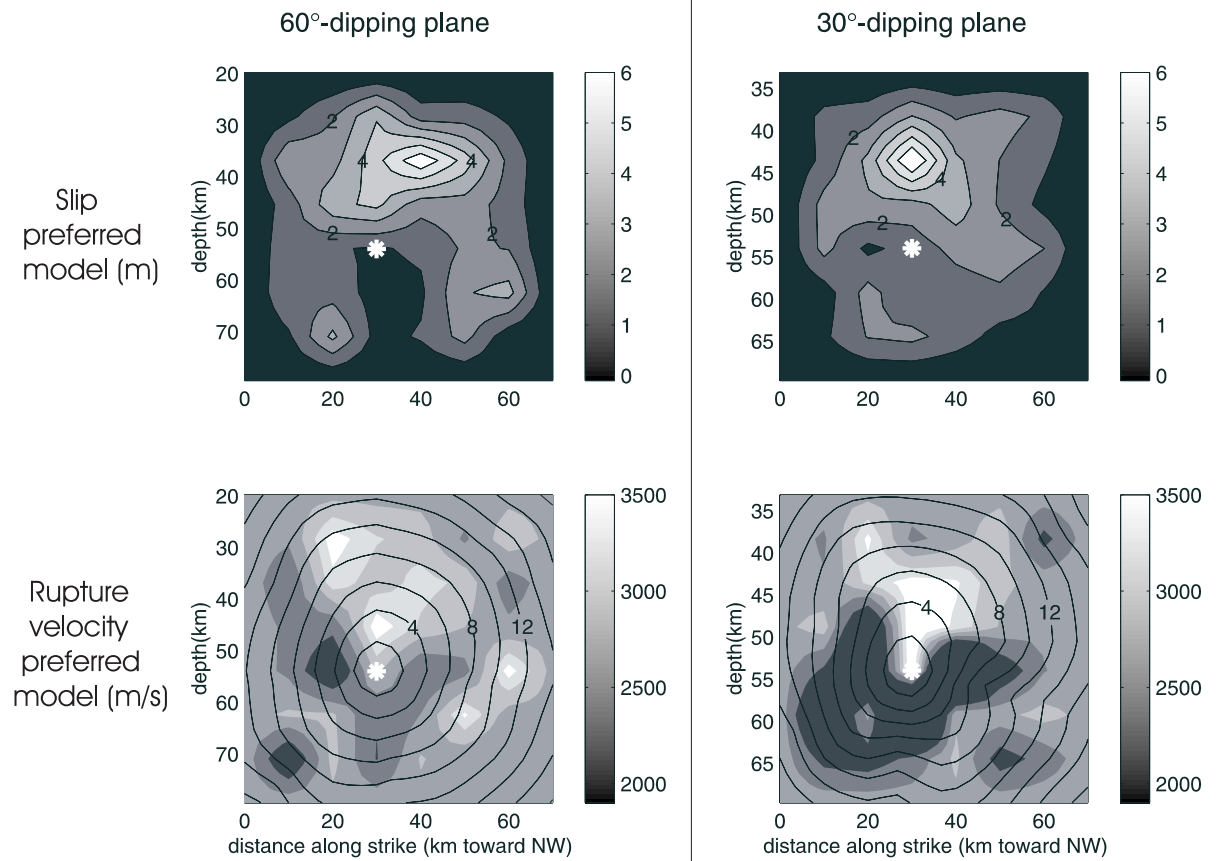


FIG. 2.6 – Preferred rupture models obtained with the extended source analysis. The hypocenter is denoted by the star. The top row shows the slip and the bottom row the rupture velocity for the 60° dipping plane (left) and the 30° dipping plane (right). Slip is contoured every 1m, rupture velocity every 300m/s. Isochrons of the onset time are superimposed on the rupture velocity distributions.

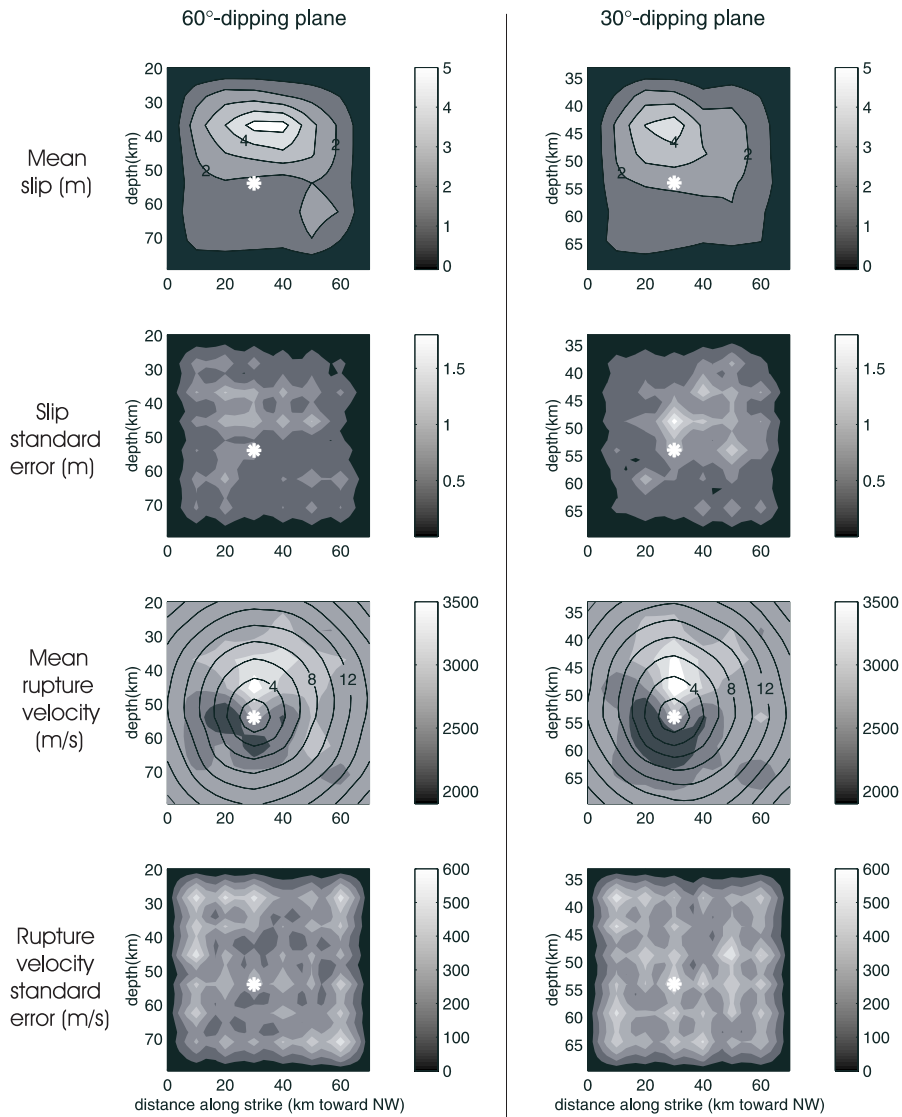


FIG. 2.7 – Mean rupture models and standard errors as in Figure 2.6. The slip standard error and rupture velocity error are contoured at 0.3m and 100m/s intervals.

per dipping plane is precisely one of the reasons that the 60° dipping plane fits the data better. This fault plane model yields a maximum slip around 6 meters and a centroid depth at 47km. It also shows northwesterly rupture propagation, needed to explain the impulsive P wave at KIP compared with SPB (given the focal mechanism, the waveforms at these stations would be identical for a symmetric rupture) and the higher amplitude shorter duration source time functions at BKS compared with PEL and SPB (Figures 5a and 5b). Slip values are better resolved for the 60° dipping plane as can be seen by the standard errors in Figure 2.7. Slip standard errors average around 0.6m for this plane with an extremal value of 1.2m.

Rupture velocities, although completely free to range between 1km/s and 4.3km/s at the beginning of the inversion process, cluster around 3.2km/s over the majority of the fault plane. In the 60° dipping plane model, this value is quite well resolved, as can be seen by the standard errors in the zone updip of the hypocenter: a typical value is 200m/s. For the 30° dipping plane, the standard errors are significantly higher. The rupture velocity obtained represents approximately 0.7 to 0.8 Vs depending on the position of the rupture compared to the 37km deep Moho in our crustal model, thus it seems to be a classical sub-Rayleigh phase velocity value. Because we do not smooth the rupture velocity (we slightly smooth the slip which can have an indirect effect), our results indicate a smooth, circular rupture front propagating over the fault plane with a rupture duration of 13s, relatively short for such a large event. Simpler and shorter source time functions with increasing depth have been observed for intraplate [Bilek and Lay, 2000] events and also for global seismicity [Houston, 2001].

The area of main moment release for this earthquake is concentrated near the hypocenter and is small for an event of this size, which partly explains why it is so difficult to discriminate between the two possible nodal planes. An illustration of this characteristic is given by the relatively high value of the stress drop. In the case of a circular fault of radius  $r$  and average dislocation  $D$ , the stress drop is given by:

$$\Delta\sigma = 7\pi\mu D/(16r) \quad (2.4)$$

[Eshelby, 1957]

Replacing  $\mu D\pi r^2$  by the moment  $M_w$ , (2.4) can be written:

$$\Delta\sigma = 7M_w/(16r^3) \quad (2.5)$$

Approximating the earthquake source as a circular rupture of source radius  $r$  equal to 25km (also consistent with the aftershock area, Figure 2.1), relation (2.5) yields  $\Delta\sigma = 130$  bars for the 60° dipping plane. This value is high compared with other intraplate events. Among 21 events of seismic moment larger than  $5 \times 10^{19}$  N m Kanamori and Anderson [1975] found none with a stress drop higher than 100 bars. Other studies based on more recent earthquakes have confirmed this observation. The El Salvador earthquake has a higher stress drop than the intraplate events analyzed by Scholz *et al.* [1986] and very few intraplate events

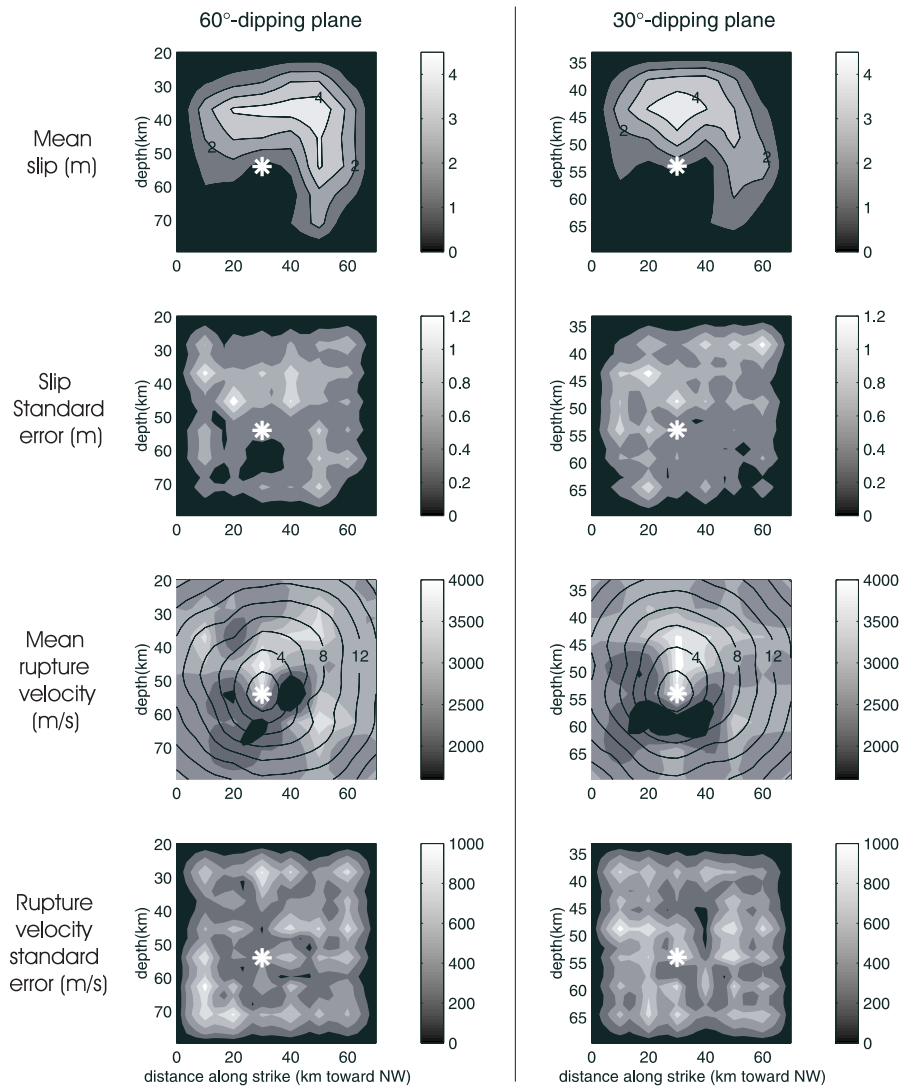


FIG. 2.8 – Rupture models obtained using only *P* and *SH* waves. as in Figure 2.7 but slip is contoured every 1m, rupture velocity every 400m/s, slip standard error every 0.3m and rupture velocity standard error every 200m/s.



thickness (m)	Vp (m/s)	Vs (m/s)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	Qp	Qs
7000	5000	2887	2450	200	100
7000	5700	3291	2650	500	200
10000	6000	3464	2750	500	200
7000	6600	3811	2900	500	200
15000	7000	4041	3000	500	200
0	8000	4619	3330	800	400

TAB. 2.4 - .

]Source crustal structure used in the regional study [*Ligorria and Molina, 1997*].

analyzed by *Mohammadioun and Serva* [2001], based on the work of *Wells and Coppersmith* [1994] have stress drops above 100 bars.

Finally, as an illustration of the utility of the combining body and surface waves in a combined inversion we present results obtained using body waves alone. For each of the possible fault planes 10 runs of the inversion method using 2 different smoothing parameters were performed. The mean models and the standard errors, for both the slip and the rupture velocity, are presented in Figure 2.8. These models lead to a variance reduction of 78% and 70% for P waves and 60% and 57% for SH waves for the 60° and 30° dipping planes, respectively. The fit is slightly better than body and surface waves combined. The models have noticeable differences; the 60° fault plane body wave solution has the main moment release zone extending farther to the northwest. This model is close to the ERI model [*ERI,2001*], which was determined with P waves alone. This northwest extension of the rupture is inhibited in the combined inversion due to the lack of northwest directivity observed in the surface waves. The rupture velocity is much more scattered than in the combined inversion (both the mean models and the standard errors are more variable). This is expected because the surface waves phase velocity is much closer to the rupture velocity, therefore allowing surface waves to better constrain this parameter.

## 2.3 Validation with other data

In this section, we test our best teleseismically determined rupture models obtained for both nodal planes against regional and local data sets. The better fit to the teleseismic data for the steeper dipping nodal plane is moderate and additional data is required if we hope to discriminate between these two fault planes. Moreover, we have made various assumptions in the extended source analysis (crustal source structure, subfault size, constant duration, smoothing parameter etc.) and therefore validation of the resulting models from independent data will significantly improve our confidence in them.

### 2.3.1 Regional data

The presence of broadband stations a few hundred kilometers from the source allows us to investigate the earthquake rupture using regional data. We use the

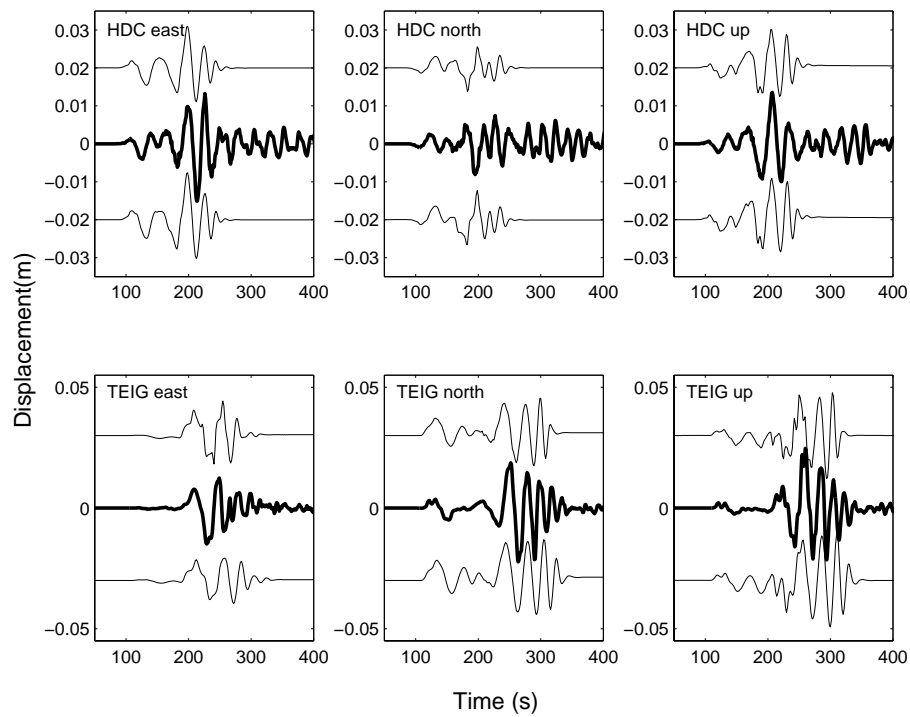


FIG. 2.9 – Model fits to three-component regional data: the thick lines are the data, thin lines beneath the waveforms are obtained with the  $60^\circ$  dipping plane while thin lines above the waveforms are obtained with the  $30^\circ$  dipping plane.

two closest stations of the IRIS and GEOSCOPE networks, HDC in Heredia, Costa Rica and TEIG, in Yucatan, Mexico, located at distances of 620km and 815km from the hypocenter, respectively. We modeled the recorded ground displacements at these two locations with the discrete wavenumber method [Bouchon, 1981], assuming the regional crustal model of *Ligorria and Molina* [1997] (Table 2.4). This model, obtained in Guatemala, is similar to those obtained in Chiapas, Mexico [Castro, 1980] and northern Costa Rica [Matumoto *et al.* 1977] and therefore seems to be a good approximation of the crust at a regional scale. The two preferred models shown in Figure 2.6 were successively tested and the results are presented in Figure 2.9. Although these two stations are at different azimuths from the source, at these distances the waveforms are very similar for both source models and fit the data equally well. Thus, the regional data cannot discriminate between the two possible rupture planes.

### 2.3.2 Near field data

Universidad Centroamericana [UCA, 2001; Bommer *et al.*, 1997] has accelerometers in El Salvador which recorded this earthquake allowing us to test our source models with near-field data. The geographic distribution of the stations is shown in Figure 2.10. The stations span an azimuthal range between  $328^\circ$  and  $9^\circ$  from the source and are located at distances between 67 and 109km. As in the regional data analysis, we used the discrete wavenumber method to compute synthetic waveforms, but with the local crustal model used in the teleseismic inversion (Table 2.2).

Figure 2.11 shows the fit comparison between the vertical component data and synthetics computed using the two fault models. Data and synthetics have both been low-pass filtered at 6s. Unfiltered data and synthetics are also shown for the two least noisy stations, NOO and ZAO on the right of the figure. The fit between data and synthetics is noticeably better for the  $60^\circ$  dipping fault plane (bottom synthetics in Figure 2.11). The main pulse amplitude is too high at stations NOO and ZAO for the  $30^\circ$  dipping fault plane. This can be simply understood since both fault plane models yield mainly updip rupture propagation which is precisely in the coastal direction toward stations NOO and ZAO for the  $30^\circ$  dipping fault plane. On the contrary, updip propagation on the  $60^\circ$  dipping fault results in a lower directivity effect at near-field stations and agrees better with the observations. The slightly broader pulse for this plane compared to the observations may result from the rupture model being derived from teleseismic data on a relatively broad grid. Thus, it is not surprising that our solution is less impulsive than the observed near-field data.

A secondary pulse is clearly visible in the observed waveforms at about 40s. This arrival is apparent in the  $60^\circ$  dipping fault model synthetics but absent in the  $30^\circ$  dipping fault model synthetics. Synthetics computed in a half space velocity model for either fault dip do not contain this pulse. We believe that this pulse results from interactions with the Moho discontinuity (at 35-40km depth) and this structural effect is more pronounced for the  $60^\circ$  dipping fault model.

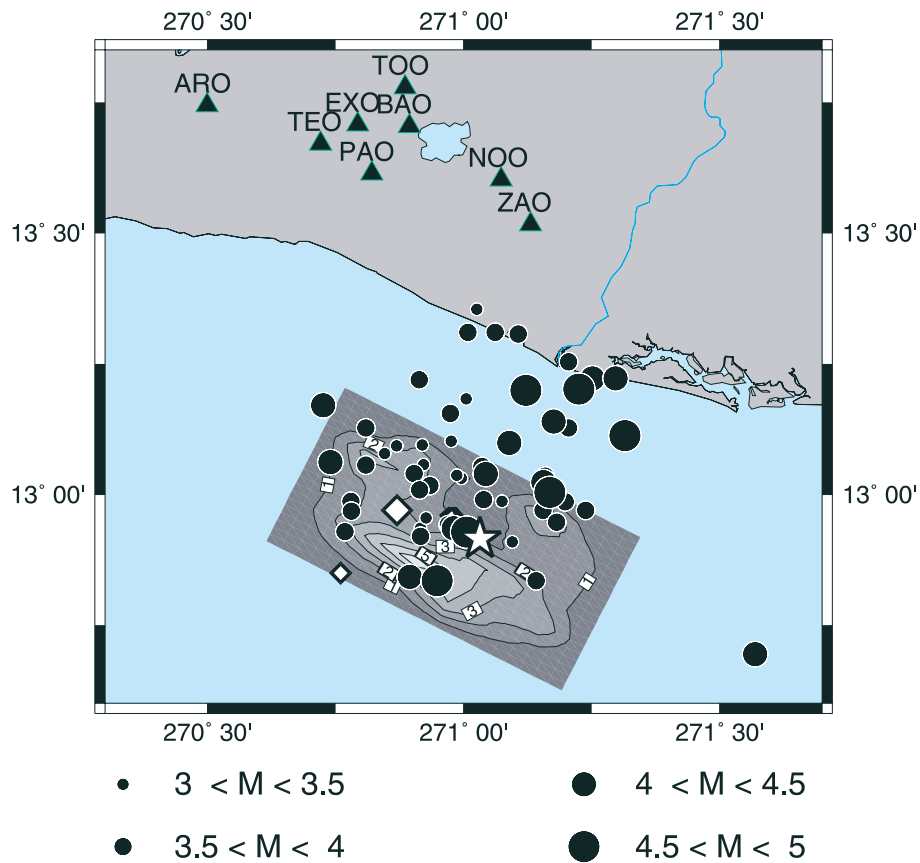


FIG. 2.10 – Location of the near-field accelererometer stations (triangles), the mainshock slip distribution obtained for the 60° dipping fault plane projected onto the surface, and the mainshock and 10 day aftershock locations determined by CIG. Although many of the aftershocks probably occur off the mainshock fault plane, few aftershocks appear to occur in the region of concentrated mainshock slip.

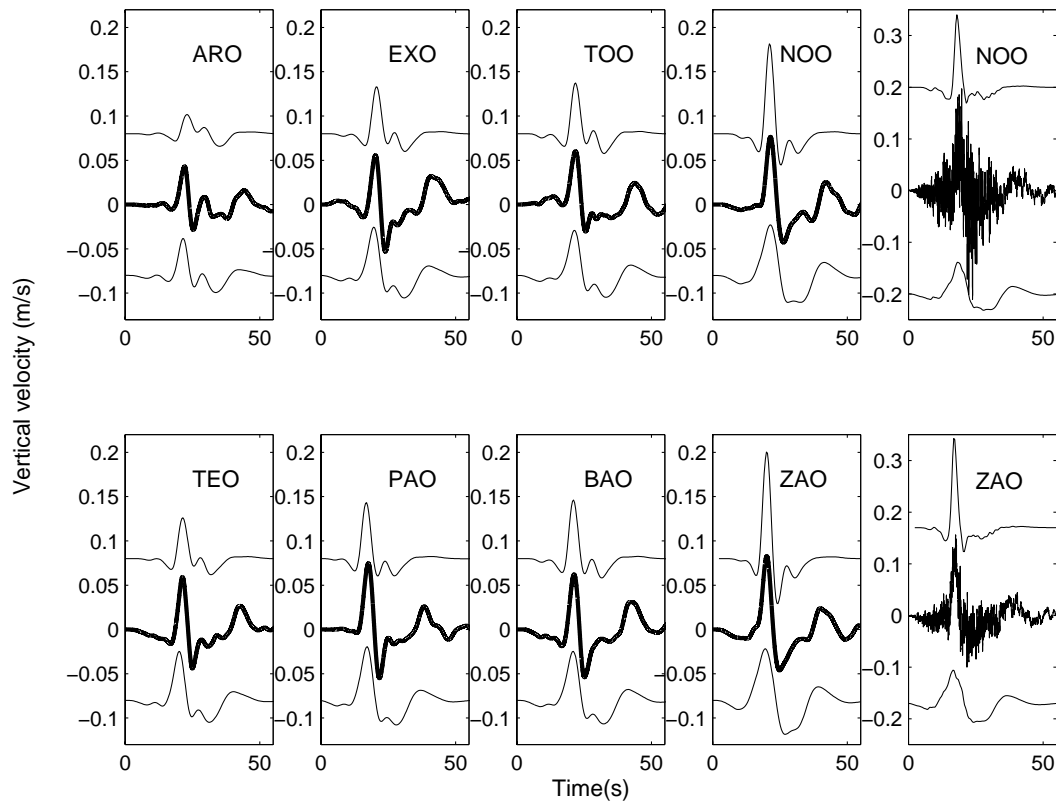


FIG. 2.11 – Model fits to near field data: the thick lines are the data, the thin lines beneath the waveforms are obtained with the  $60^\circ$  dipping plane while the thin lines above the waveforms are obtained with the  $30^\circ$  dipping plane. Data and synthetics are lowpass filtered at 6s except for the two seismograms on the right which have not been filtered.

## 2.4 Discussion and Conclusion

Analysis of both teleseismic and local data provides evidence that the January 13, 2001 El Salvador earthquake occurred on a  $60^\circ$  dipping plane plunging toward Central America. Our preferred fault plane with strike, dip and rake of  $297^\circ$ ,  $58^\circ$ ,  $-93^\circ$  respectively, is consistent with the Harvard CMT or Earthquake Research Institute (ERI) determinations but our centroid depth is shallower, around 47km. We find that little rupture occurred above 25km depth, which is consistent with both the intraplate nature of this event and the very weak or even absent tsunami observed in the Pacific Ocean [Bommer *et al.*, 2002]. Rupture propagated mostly updip and toward the northwest resulting in a 50km wide by 25km along-dip zone of high moment release (Figure 6). Average and maximum slip are respectively 3.5m and 6m which yields a relatively high stress drop of approximately 130 bars. The rupture velocity clusters around 3-3.5km/s on the majority of the rupture plane, a typical sub-Rayleigh value (0.7-0.8 Vs). Moreover, we have estimated a low standard error on this parameter, around 200m/s. This kinematic model has some similarities to the one reported by ERI [2001], but our inclusion of surface waves has shown that the large northwest rupture propagation of their model is unlikely.

In map view the aftershocks appear to cover the entire northwest-southeast lateral extent of the earthquake rupture zone (Figure 2.10), but extend much farther downdip than the along-dip rupture extent. Relatively few aftershocks fall within the region of maximum slip (greater than 3 m) and the CMT location of the EGF relative to the mainshock (Figure 2.10) occupies a conspicuous region of no aftershock activity. Although this seems to suggest that regions of the fault plane having slipped in previous events tend to experience little subsequent slip, the quality of the aftershock locations may not be high enough to make a meaningful comparison with the mainshock slip distribution. Figure 2.1c shows that the aftershocks scatter considerably in cross-sectional view and it is difficult to identify a single steeply dipping fault plane from the aftershock pattern. Therefore it is impossible to discriminate between aftershocks that do and do not occur on the fault plane. Our relative location of the EGF (07/22/1996) is 3km north and 14km west of the mainshock, placing it in the region of main moment release for the mainshock; however, its depth places it 15km below this zone and off the mainshock fault plane.

We find that the combination of body waves and surface waves to determine the source process is very effective because these two data sets are complementary; body waves are more sensitive to the vertical extent of the rupture while surface waves are more sensitive to its lateral extent. These data sets allowed us to define the source process of the El Salvador event without imposing many constraints on the kinematic parameters. In particular, slip and rupture velocity were completely free to vary between reasonable bounds. Confidence in our preferred model is improved by the fact that we used different data (P waves, SH waves, surface waves), different approaches (theoretical Green function, empirical Green function), and regional and near-field data, even more sensitive to source effects, and obtained consistent results. In cases like the El Salvador event, where rupture is very concentrated, near field data (even one accelerome-

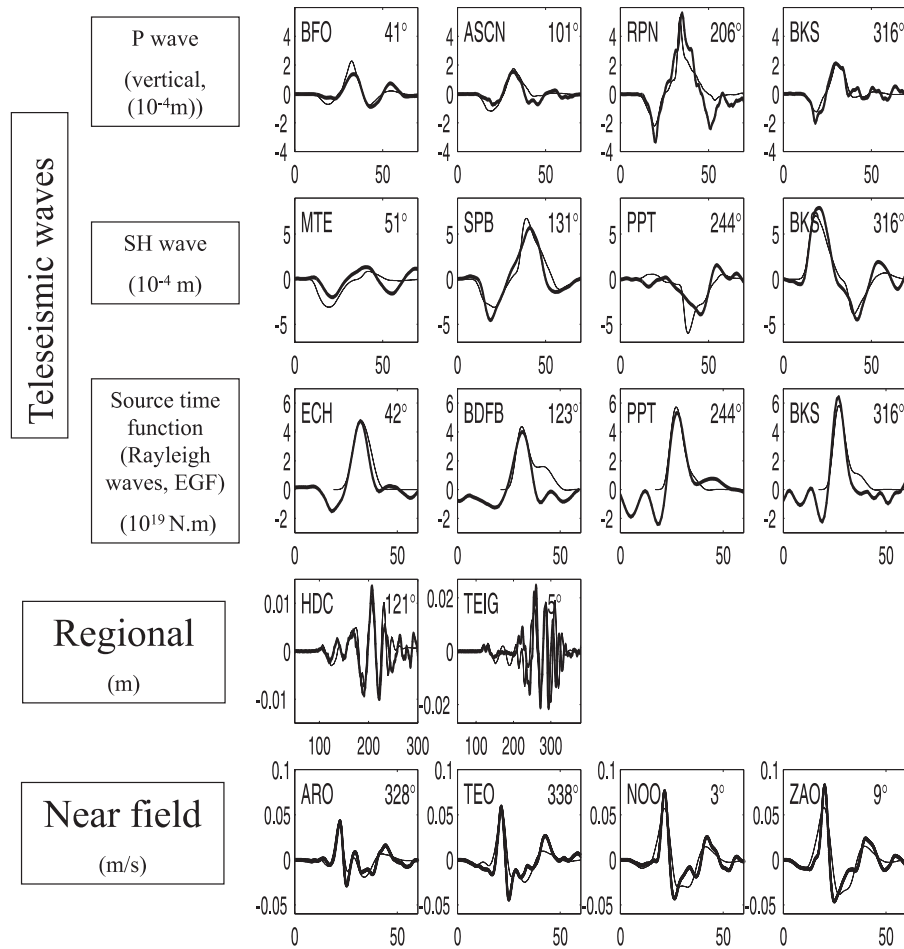


FIG. 2.12 – *Synthesis of data used in this study and their fit to our preferred 60° dipping plane rupture model. Thick lines are the data, thin lines the synthetics. Azimuths of the stations are presented in the upper right corner of the seismograms.*

ter) are very useful to confirm the actual fault plane. Figure 2.12 sums up the main data we modeled in this study and illustrates how well each fits our preferred kinematic source model (Figure 2.6) at stations located at various azimuths and distances.

Tectonically, the updip rupture propagation, which yields large slip very near the plate interface (Figure 2.13) is consistent with a “bending event” hypothesis. In fact, the vicinity of the plate interface is the location of maximal stress in this model. Moreover the location of background seismicity, as defined by the *CASC* [2001] catalog for El Salvador, shows that there is a dip increase of the subducting plate precisely at the place where the earthquake occurred (Figure 2.13). Observation of the figure shows that there are some mislocated events (the 33 km depth lines) but unfortunately, we have no information about different location qualities to be able to select only the best located events. Yet, even with this far-from-perfect background seismicity, the bend of the slab is clearly visible and the 2 seismicity zones (volcanic and subduction) can be well differentiated. The steepening of the dip was already reported by *Burbaich and Frohlich* [1984] in different parts of Central America and particularly in El Salvador. This characteristic locally increases the bending stress of the slab and has been logically shown to be a high activity zone for tensional events. Two other purely normal faulting events occurred almost in the same place in 1982 ( $M_w=7.2$ ) and 1996 ( $M_w=5.6$ ) [*Peyrat*, 1997]. *Lemoine* [2001] has shown that the correspondence between a dip increase and tensional events is often observed in other subduction zones. Our interpretation of this event is illustrated in Figure 2.13b: the earthquake nucleates in a moderately stressed region, inside the slab, propagates updip toward the plate interface, where the maximum slip occurred due to the large bending stresses. If “slab pull” were the dominant mechanism responsible for this event we might expect a complete decoupling of the subducting plate since this would create a roughly homogeneous tension in the whole slab. Given the small rupture area and the slip concentration near the plate interface, this hypothesis seems unlikely. Yet, if only the upper part of the subducting slab is brittle, as proposed for instance by *Spence* [1986] to explain the Sumba event (1977), the “slab pull” tectonic interpretation remains possible.



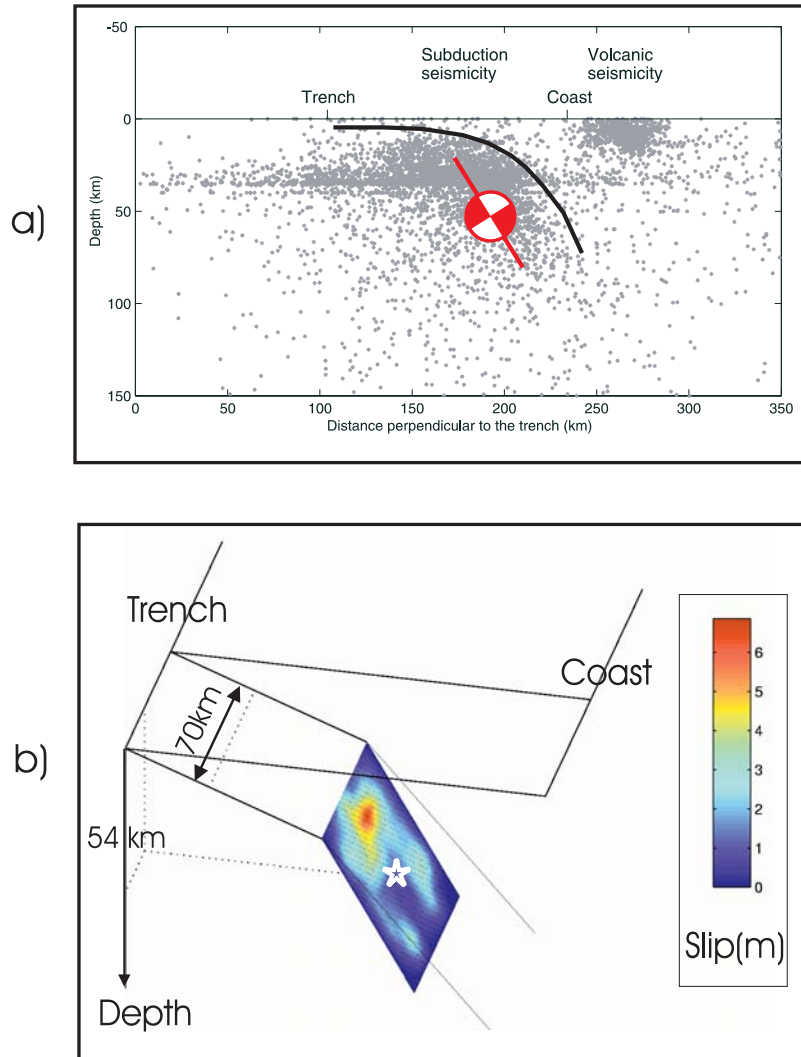


FIG. 2.13 – *Tectonic interpretation of the earthquake. a) Cross section perpendicular to the strike showing seismicity recorded by CASC in El Salvador between 1996 and 2000, and the fault plane defined by this study. The bending of the subducting plate is schematically shown by a thick line. b) Perspective map view of the slip distribution associated with the earthquake, schematically illustrating the tectonic features of the subduction zone. The dip of the subducting plate increases at the location of the main moment release zone.*

### Acknowledgements

We thank Malcolm Sambridge for providing us with the Neighborhood Algorithm code and Pascal Podvin for providing us with the finite difference scheme relative to the method described in *Podvin and Lecomte* [1991]. We are grateful to the IRIS, GEOSCOPE and NCEDC networks from which we retrieved the worldwide recordings of the earthquake and to Universidad Centroamericana for the free access to the accelerograms. We thank Jocelyn Guilbert, Bruno Feignier, Anne Lemoine and André Herrero for discussions. Finally, we thank the two anonymous referees who helped to improve the final version of this article. This work was supported by a grant from the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) and from the Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA/DASE).

Deuxième partie

Description systématique,  
simplifiée et rapide de la rupture



Nous proposons maintenant d'étudier la source sismique avec un esprit différent de la partie précédente. Ici, nous ne cherchons pas à rassembler le maximum de données pour contraindre la source, mais nous nous intéressons à ce qui peut être résolu avec les seules données systématiquement et rapidement utilisables, c'est à dire les enregistrements des stations mondiales. Comme nous l'avons évoqué précédemment, de telles données permettent difficilement d'envisager une réelle tomographie de la source sismique. Cependant des informations sur l'étendue spatiale et temporelle sont bien présentes dans les sismogrammes enregistrés et nous avons cherché à développer des méthodes adaptées afin de pouvoir en rendre compte.

Cette partie est composée de deux chapitres qui font chacun l'objet d'un article soumis à publication. Dans le premier, nous proposons une description de la source en termes de zones de glissement ("slip patch"), qui présente les avantages suivants: c'est un modèle simple de la source sismique, avec peu de paramètres, mais qui permet cependant d'avoir accès à des grandeurs importantes de la source: position et dimension de la zone de glissement principale, glissement moyen, vitesse de rupture moyenne. De plus, selon l'accord aux données, il est possible de compliquer progressivement le modèle (c'est à dire d'ajouter une nouvelle zone de glissement). Ceci est un moyen d'obtenir le modèle le plus simple possible capable d'expliquer les données. Ce dernier point est un avantage important sur les inversions globales du processus de rupture: dans ces dernières, il est difficile de déterminer si certains détails du processus de rupture sont réellement requis par les données ou au contraire s'ils ne sont que du "bruit". La simplicité de la méthode et la facilité d'accès aux données utilisées (onde P, SH et onde de surface télésismiques) en fait une méthode qui peut être appliquée systématiquement après chaque séisme important ( $M_w > 7 - 7.5$ ). Nous avons illustré ces aspects par l'étude de deux séismes importants de ces dernières années: celui d'Izmit (Turquie, 1999) et celui de Jalisco (Mexique, 1995).

Dans le premier chapitre, nous avons utilisé une nouvelle méthode de déconvolution pour retrouver les fonctions sources relatives à partir des signaux du choc principal et d'une fonction de Green empirique (EGF). Le deuxième chapitre détaille les caractéristiques de cette technique, qui est un développement de la "méthode de Landweber projetée" [Bertero *et al.*, 1997]. L'idée générale est de contraindre le résultat de la déconvolution, c'est à dire les fonctions sources relatives, à respecter certaines caractéristiques bien précises; en effet la fonction source relative a les quatre propriétés physiques suivantes: (1) causalité, (2) positivité (3) support borné (4) aire égale au rapport des moments du choc principal et de l'EGF. Ces quatre contraintes sont incluses dans la méthode que nous proposons et conduisent à des fonctions sources plus fiables. Cette fiabilité est illustrée par un exemple synthétique simple, où la rupture se propage unilatéralement sur une faille verticale. Cette technique est ensuite appliquée à l'étude du très fort séisme s'étant produit au Pérou le 23 juin 2001 ( $M_w=8.4$ ).



# Chapitre 1

## Description de la source en zones de glissement

Ce chapitre est constitué d'un article soumis en décembre 2002 à *Geophysical Journal International*.

# Imaging coseismic rupture in far field by slip patches

Martin Vallée and Michel Bouchon

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

## Abstract

Since the end of the 70's, teleseismic waves are used routinely to infer the first order characteristics of the event (location, depth, duration, focal mechanism) but finding the second-order kinematic parameters (spatial distribution of slip, rupture velocity and more basically the discrimination between the fault plane and the other nodal plane) of distant events remains a difficult task. Classically, these events are studied by two different methods; either they are seen as a succession of subevents, each of which being considered as a point source or, like in near-field, they are considered as extended sources where the kinematic parameters are retrieved on a grid. The first approach is not physically satisfactory and can lead to erroneous interpretations of the rupture process [Ihmlé, 1998] while the second one often gives highly non-unique results. In this work, we present a method which aims at finding a simplified source model able to explain the main features of the teleseismic data. The basic idea is to consider the event as an ensemble of slip patches, breaking at different rupture velocities. In order to obtain a simple and stable model, we use at most 2 slip patches and model only periods longer than a third/fourth of the earthquake global duration. We use three different types of data: P and SH body waves through direct modeling, and surface waves through an Empirical Green Function (EGF) technique. We extend *Bertero et al.*'s technique [1997] to stabilize the EGF deconvolutions with physical constraints. The method is applied to the Izmit (Turkey, 1999) and Jalisco (Mexico, 1995) earthquakes and gives results consistent with previous studies of these events. Thanks to its simplicity, this method can be applied almost routinely after each large earthquake, and can give interesting insights on the physical properties of the rupture (size, slip, rupture velocity) as well as important clues on the risk associated with the event (for example tsunami risk).



## 1.1 Introduction

Since the emergence of centroid models [Backus, 1977], this method has been the most widely used tool to retrieve the basic properties of an earthquake. When an earthquake occurs, location, depth, magnitude and focal mechanism can be quickly and reliably determined with the global networks (Harvard centroid moment tensor, [Dziewonski *et al.*, 1981]). Nevertheless, for many reasons, it is useful to study the more refined characteristics of the event. Physically, the centroid model is not satisfactory, because all the radiated energy is mapped into one point whereas it is clear that this energy is spread. Such a simple model is not able to show how earthquake rupture propagates. Tectonically, we would like to know at least which plane of the focal mechanism is the fault plane and to have an estimate of the size of the fault. At last, in some applications, we need to know the spatial distribution of slip along the fault: for example, modelling tsunamis caused by earthquakes requires the knowledge of the coseismic slip close to the ocean bottom.

This is why a lot of efforts have been done, with different types of data, to infer the second-order characteristics of earthquake kinematics. Since the San Fernando earthquake (1971) and more especially the Imperial Valley earthquake (1979) [Archuleta, 1982; Olson and Apsel, 1982; Hartzell and Heaton, 1983], near field data are included when the earthquake occurs inland in a well-instrumented area. This allows to detect small-scale details of the rupture (down to 5 kilometers) but it is important to have a large network of stations to retrieve the global behavior of the fault because the stations are highly influenced by the nearest feature of the source process. GPS measurements, INSAR interferometry [Massonnet *et al.*, 1993] and more recently SPOT data [Michel and Avouac, 2002] are also used in inland areas to infer the static displacements due to earthquakes. Combinations of these technics are of course possible and sometimes used [e.g. Hernandez *et al.*, 1999; Delouis *et al.*, 2002]. Nevertheless, none of these data allows a systematic analysis of the earthquakes as teleseismic data do: no matter where the earthquake occurs, inland or offshore, in a well instrumented area or not, it is always recorded, with a good azimuthal coverage, by a similar number of distant stations.

In the next sections, we shall first discuss the current methods which try to improve the centroid models with teleseismic data. We show that a real source tomography is generally too ambitious a goal except in extremely well instrumented areas. This is why we propose a global method - based on the representation of coseismic rupture by slip patches - to identify the most robust features of large earthquakes source processes. We start from simple uniform models and allow complication of such models only if the data clearly requires it. Applications to widely studied earthquakes (Izmit, 1999, Turkey; Jalisco, 1995, Mexico) will finally be shown.

## 1.2 Methods currently used to retrieve the spatial extension of the rupture

### 1.2.1 Second order of the moment tensor

Firstly, it is possible to use directly the high order informations of the moment tensor as described for example by *Buckchin* [1995] or *McGuire et al.* [2001], based on the early work of *Backus* [1977]. We assume that the event has a constant mechanism, i.e. the time derivative of the stress glut  $m$  can be written:

$$\dot{m}_{jk}(\vec{\xi}, \tau) = \mathcal{M}_{jk} f(\vec{\xi}, \tau), \quad (1.1)$$

where:

- $\mathcal{M}$  is a constant unit moment tensor
- $f$  is a scalar function
- $\vec{\xi}$  and  $\tau$  denote the space and time dependences

At low frequencies, we can write the far field displacement component  $U_i(\vec{x}, t)$  produced by an earthquake as:

$$U_i(\vec{x}, t) = \frac{1}{M_0} \left( M_0 + f^{(0,1)}(\tau_s) \frac{\partial}{\partial \tau} + \vec{f}^{(1,0)}(\vec{\xi}_s) \cdot \vec{\nabla}_s + \frac{1}{2} f^{(0,2)}(\tau_s) \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \vec{f}^{(1,1)}(\vec{\xi}_s, \tau_s) \frac{\partial}{\partial \tau} \cdot \vec{\nabla}_s + \frac{1}{2} f^{(2,0)}(\vec{\xi}_s) : \vec{\nabla}_s \vec{\nabla}_s \right) \tilde{s}(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau_s) \quad (1.2)$$

where  $\tilde{s}(\vec{x}, t, \vec{\xi}_s, \tau_s)$  denotes the displacement produced by a point source in  $(\vec{\xi}_s, \tau_s)$  of the same mechanism and same global moment  $M_0$ . We use in (1.2) the spatiotemporal moments  $f^{(i,j)}$  of  $\dot{f}$  relative to an origin  $(\vec{\xi}_s, \tau_s)$ , which has to be chosen close to the hypocenter of the earthquake:

$$f^{(0,0)} = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_s} d^3\xi \dot{f}(\vec{\xi}, \tau) = M_0 \quad (1.3)$$

$$f_i^{(1,0)}(\vec{\xi}_s) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_s} d^3\xi \dot{f}(\vec{\xi}, \tau) (\xi_i - \xi_{si}) \quad (1.4)$$

$$f^{(0,1)}(\tau_s) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_s} d^3\xi \dot{f}(\vec{\xi}, \tau) (\tau - \tau_s) \quad (1.5)$$

$$f_{ij}^{(2,0)}(\vec{\xi}_s) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_s} d^3\xi \dot{f}(\vec{\xi}, \tau) (\xi_i - \xi_{si})(\xi_j - \xi_{sj}) \quad (1.6)$$

$$f_i^{(1,1)}(\vec{\xi}_s, \tau_s) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_s} d^3\xi \dot{f}(\vec{\xi}, \tau) (\xi_i - \xi_{si})(\tau - \tau_s) \quad (1.7)$$

$$f^{(0,2)}(\tau_s) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_s} d^3\xi \dot{f}(\vec{\xi}, \tau) (\tau - \tau_s)^2 \quad (1.8)$$

The first moments  $f^{(0,1)}$  and  $\vec{f}^{(1,0)}$  are related to the temporal and spatial centroids of the rupture whereas the second moments  $f^{(0,2)}$ ,  $\vec{f}^{(1,1)}$  and  $f^{(2,0)}$  are related to 3 characteristic parameters of the rupture: the longitudinal extension, the down-dip extension and the average rupture velocity (see for example *Buckchin* [1995] for the relationships between these parameters).

By such a study, it becomes possible to discriminate the 2 focal planes and to have an idea of the spatial and temporal extents of the rupture. Nevertheless, the obtained values are difficult to relate with the reality of the rupture: for example, the “characteristic” dimensions cannot be directly interpreted as the real rupture size. Moreover, observations of teleseismic waveforms show some coherent high frequency details which should allow us to obtain a non-uniform distribution of slip or rupture velocity on the fault. The following methods are usually used to retrieve these characteristics.

### 1.2.2 Subevent analysis

The most common improvement of the point-source model is to consider that the rupture is constituted of several point sources, generally called subevents. The most classical way to do such an analysis is to retrieve the relative source time functions for each considered station. This can be done by deconvolving the signals from a theoretical Green function [e.g. *Kikuchi and Kanamori, 1982*] or from an empirical Green function [e.g. *Velasco et al., 1994a*]. Through the analysis of the time-shifts [*Fukao, 1972*] between some well-identified peaks in the relative source time functions, the locations of the subevents on the fault can be obtained.

This method often leads to a satisfactory fit to the data but the physical interpretation of these subevents in terms of location of the moment release is difficult. As shown by *Ihmlé [1998]* for the 1994 deep Bolivia earthquake, these subevents do not have to be a place of high moment release but are only representative of the instantaneous centroid of this moment release; typically, if the rupture front is circular, all the subevents will be around the center of the circle (see the instructive figure 10 in *Ihmlé’s* paper). A direct interpretation of the location of these subevents would lead to the erroneous conclusion that this part of the fault broke several times. This can explain why numerous subevent analysis present this dubious characteristic of rerupturing some parts of the fault. Although this phenomenon is of course theoretically possible, some inversions in the near-field where this possibility is allowed tend to show that it happens only marginally [*Das and Kostrov, 1990, 1994*]. Lastly, the rupture velocity - found by the time shifts between subevents - will be underestimated for the same reason: when a subevent is identified at a time  $t_0$ , it does not mean that the rupture front is at this location at this time  $t_0$ . At this time  $t_0$ , the rupture front will be generally further from the hypocenter than the subevent. This is why, even in the far field, a real extended image of the fault is useful to retrieve some physical insights of the rupture process.

### 1.2.3 Extended source

The goal of this method, introduced by *Olson and Apsel [1982]* and *Hartzell and Heaton [1983]*, is to reproduce what happened on the fault during the earthquake. The fault is usually discretised into subfaults and the kinematic parameters, classically slip  $s$ , onset time  $T$  and rise time  $d$  are retrieved for each subfault. Each subfault is itself represented by an array of point-sources

which must be fine enough to mimic a continuous rupture propagation. The spectral displacement  $U$  at a station is simply given by a sum over the  $n$  point sources, with the appropriate time and space shifts. It can be written:

$$U(\omega) = \sum_{j=1}^n G(\omega, z_j) f_j^l(\omega) e^{i(k.l_j - \omega.T_j)} \quad (1.9)$$

where:

- $G(\omega, z_j)$  represents the ground motion for a unit moment point-source at a depth  $z_j$  with a given source mechanism
- $f_j^l(\omega)$  is the local spectral source time function which depends on slip  $s_j$  and rise time  $d_j$
- $k$  is the horizontal wavenumber
- $l_j$  is the horizontal space shift between the hypocenter and point source  $j$
- $T_j$  is the time of rupture propagation between the hypocenter and point source  $j$ .

Theoretically, by solving an inverse problem, the kinematic parameters can be retrieved at each point of the fault. Nevertheless, the main problem with this type of analysis is its high non-unicity [Das and Kostrov, 1994]. One of the main difficulties concerns the size of the grid: to be able to retrieve high frequency details in the rupture history, we have to use a fine enough grid. Yet, high frequencies are dominated by lower frequencies (see the simple Haskell model which gives a  $\omega^2$  law or other more refined laws) and trying to model small details makes the problem unstable. To reduce this instability, we can either use larger subfaults or keep small subfaults and introduce a smoothing parameter. Neither method is really satisfactory: the first one completely forbids to model details, yielding a very smooth model and a relatively poor fit while the other one leads to a trade-off between size of the grid and smoothing parameter. Resolution limits of these detailed analyses, particularly if the event is complex, are also shown by comparing the various results obtained for the recent 1999 Chi-Chi (Taiwan) earthquake [Ma *et al.*, 2001; Zeng *et Chen*, 2001; Wu *et al.*, 2001] or 1999 Izmit (Turkey) earthquake, for which the various inverted models gathered by Clévéde *at al.* [2002] (Figure 1.1) show the high variability of the results. This instability can also be partly understood if we consider that some poorly known parameters such as precise fault geometry [Das and Suhaldole, 1996], hypocentral depth, constant mechanism are extremely important in the retrieval of the precise source process.

## 1.3 Slip patch method

### 1.3.1 General description

The idea of the method presented here is to keep an extended representation of the source so that the model has a physical meaning, but to obtain a more robust solution than the one coming from the classical discretisation of the fault into subfaults. We plan to construct a source model giving more information

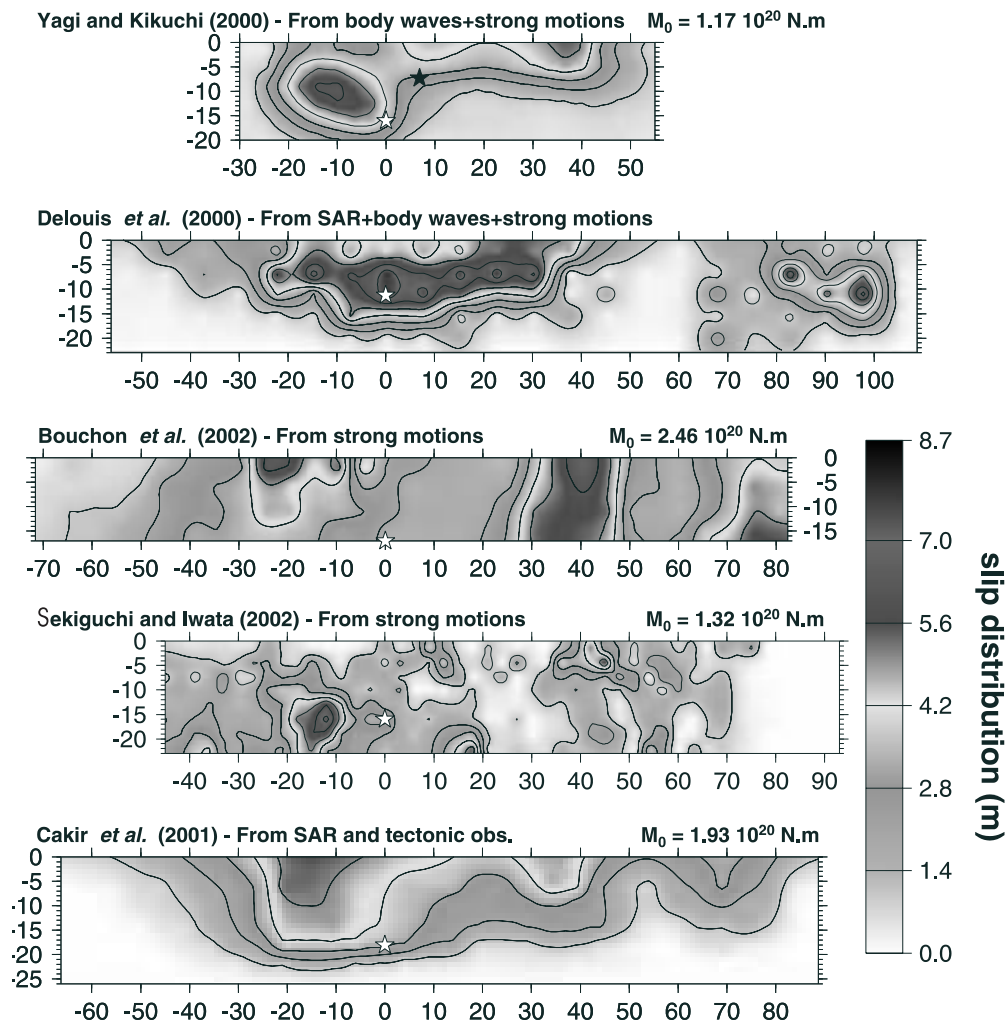


FIG. 1.1 – Figure adapted from Clévéde *et al.* [2002]; Five inversions results for the slip distribution of the Izmit earthquake (Turkey, 17/08/1999) are presented. This figure illustrates the high variability of the details of the rupture process in the case where only a few accelerometers are present.

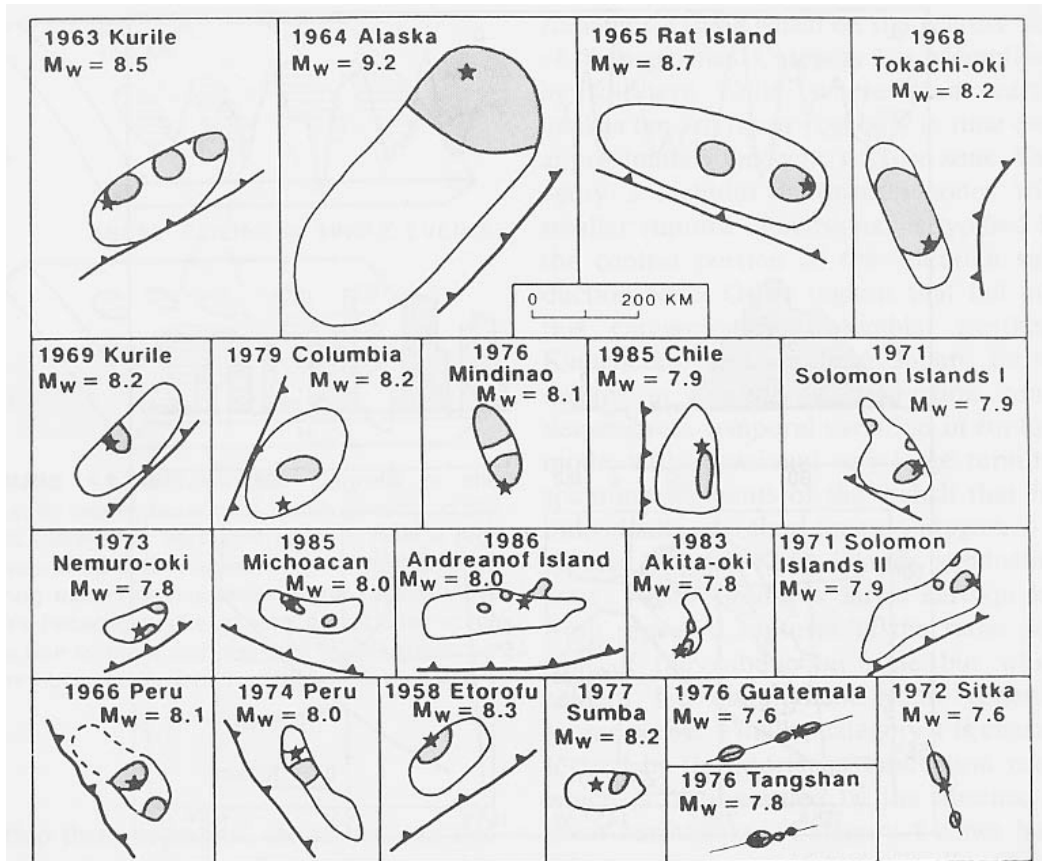


FIG. 1.2 – Figure from Thatcher [1990]: the most robust features of the slip distribution of several very large earthquakes are presented. The large ellipses represent the aftershock zone of each event whereas the smaller grey zones represent the high moment release zones. We usually are not able to reliably identify more than a few slip zones.

than a centroid approach without doing a real source tomography. To do so, we propose to model an earthquake by 1 or 2 “slip patches”, rupturing at possibly different rupture velocities. Simple or relatively small earthquakes will be described by a unique slip patch whereas other events will require the addition of another slip patch. Of course, even represented with 2 slip patches, we only propose a very simplified image of the reality of an earthquake. Nevertheless, we justify our modeling by different observations:

- As mentioned before, attempts to really explain all the details of the rupture are not really reliable, particularly in the general case where there are no or only a few near-field accelerograms. Yet, in most cases, we can see that there are some large scale-details that are constant from one model to the other: in the case of the Taiwan event, a 60km long northward rupture propagation with an average slip of 6-8m; In the case of the Izmit event, a bilateral rupture with a main slip zone of about 70km. We aim to represent this type of details and we show in the next paragraphs that

our approach is able to do so.

- The study of *Thatcher* [1990] (Figure 1.2), which gathers a number of results of the main features of different kinematic inversions, shows also what was reliably resolved: typically 1, 2 or 3 slip patches. Other studies often focus on the main slip zone or main asperity of an earthquake, which is responsible for a large part of the waveforms and therefore is the most resolvable feature of the source [e.g. *Ihmlé et Ruegg*, 1997; *Ma et al.*, 2000; *Abercrombie et al.*, 2001]. In our method, such a model will be simply described by two slip patches: some slip at the hypocenter and a larger slip patch, elsewhere on the fault, to describe the main slip zone.
- Addition of a third, fourth, fifth, ... patch yields an increasingly complicated inverse problem to search details more and more subtle.
- This modelling has different practical advantages which will be discussed further: few parameters, no need of a smoothing parameter, possibility of largely oversizing the fault in the starting model, possibility of inverting simultaneously the first order kinematic parameters (hypocentral depth and focal mechanism) if we do not rely on them.
- Finally, this is a simple modelling which is generally able to explain the data with a good approximation. This simplicity criteria is researched in all source kinematics inversions, when smoothing is used to regularize the solution.

This approach will not allow us to explain really physically the rupture because the parametrization is too restrictive. But we will be able to determine the size of the zone which has been ruptured, the part of the fault which has slipped the most... and more basically which one of the 2 nodal planes is the fault plane. We can also obtain insights on the rupture velocity, because slip patches will be allowed to rupture at different velocities, and thus zones of high or slow rupture velocities are potentially resolvable.

In the following three subsections, we will describe more precisely how we parametrize an earthquake with this slip patch method, what data we use and at last how we solve the inverse problem.

### 1.3.2 Parametrization of an earthquake

We consider that the fault is constituted of  $p$  patches and that each patch  $\mathcal{P}_k$  has a constant slip  $s_k$ , constant local rise time  $d_k$  and constant rupture velocity  $Vr_k$  ( $k = 1, p$ ). The precise parametrisation is detailed in Figure 1.3 in the 2-patch model case: we need 2 parameters to describe the shift of the first patch center compared to the hypocenter; 4 parameters to describe the first patch itself: geometry of the patch represented as an ellipse (2), slip and rupture velocity; and finally 5 parameters to describe the second patch: the same 4 parameters as for the first patch and another one to describe the position of the second patch compared to the first one (angle  $\alpha$ ). The rise times  $d_k$  are not inverted because of the usual low resolution of this parameter [e.g. *Ihmlé*, 1996b] and we simply fix them to values smaller than the periods considered in the inversion. This yields a total of 11 parameters, which keeps the inverse

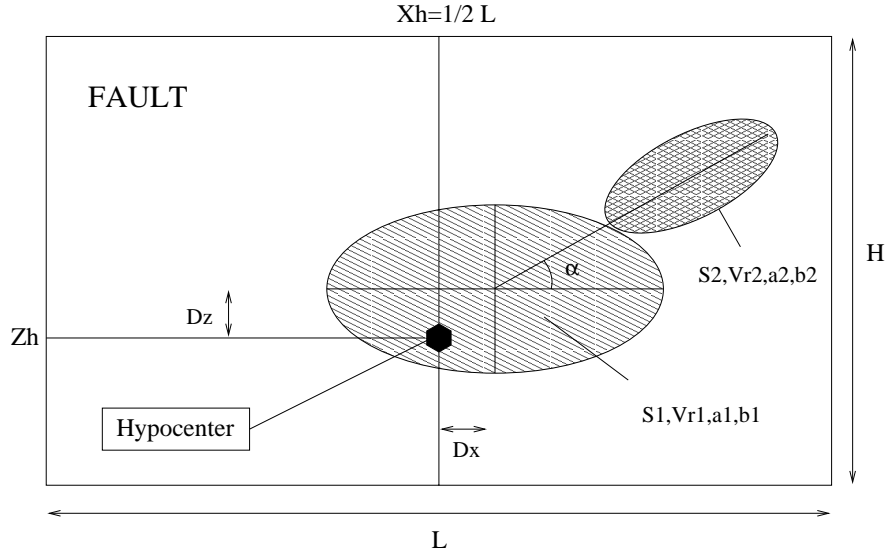


FIG. 1.3 – Description of the rupture process by two slip patches. Both patches have an elliptical shape and the first slip patch contains the hypocenter of the earthquake. 11 parameters are necessary to describe the rupture in this modelling: space shift between hypocenter and center of the first slip patch (2 parameters, noted  $Dx$  and  $Dz$ ); slip, rupture velocity, large and small axis of the ellipses (4 parameters for each patch :  $S_i, Vr_i, a_i, b_i$ ); and finally an angle noted  $\alpha$  which describes the position of the second patch compared to the center of the first one. The lateral position of the hypocenter  $X_h$  is chosen in the middle of the fault and does not reduce the generality of the problem. Its vertical position  $Z_h$ , like the focal mechanism, is assumed to have been determined previously, for example by the use of the one-patch model. The fault, parametrized by its length  $L$  and height  $H$ , is largely oversized and does not limit the extent of the rupture process.

problem manageable (see the corresponding section). In the simpler one-patch model case, we do not consider the 5 parameters related to the second patch, but we usually try to refine the focal mechanism and hypocentral depth of the earthquake. In this case, we therefore model the earthquake by 10 parameters.

To compute the body wave teleseismic displacements, we still use a subfault grid and equation (1.9) is modified:

$$U(\omega) = \sum_{k=1}^p f_k^l(\omega) \sum_{j \in \mathcal{P}_k} G(\omega, z_j) e^{i \cdot (k \cdot l_j - \omega \cdot T_j)} \quad (1.10)$$

In this modelling, the onset times  $T_j$  are calculated given the values of  $(Vr_k; k = 1, p)$  by the finite difference scheme of *Podvin and Lecomte* [1991]. This scheme was already used in this respect by *Herrero* [1994] and an application to a source study can be found in *Vallée et al.* [2003]. This modelling allows the different patches to have different slip amounts and different rupture velocities. Contrary to equation (1.9), we do not sum on the  $n$  point sources of the fault but only on the points of the fault which have experienced some slip. This allows us to



largely oversize the fault without making the forward modelling too slow.

In our study of surface waves (see next section), we are interested in the relative source time function (RSTF), noted  $F_\theta$ ; this is the source time function distorted by the fact that we observe it through one station, i.e. in one particular direction. It can be written:

$$F_\theta(t) = \sum_{k=1}^p \sum_{j \in \mathcal{P}_k} f_j^l(t - T_j + D_j(\theta)/v_\phi) \quad (1.11)$$

where:

- $v_\phi$  is the phase velocity surface wave; because of the dispersion of these waves, we have to choose an average value dependent on the dominant frequencies of the RSTF and of the source velocity structure.
- $D_j$  is the relative distance between the hypocenter and a point  $j$ , which is determined on the fault by its horizontal and vertical coordinates  $x_j$  and  $z_j$ . Given the azimuth  $\theta$  of the station, the strike azimuth  $\theta_F$  of the fault and the dip  $\delta_F$  of the fault, this relative distance can be written:

$$D_j(\theta) = x_j \cos(\theta - \theta_F) + z_j \cotan(\delta_F) \cdot \sin(\theta - \theta_F) \quad (1.12)$$

In this method, our goal is to retrieve the simplest model able to explain the data. This is why we will first try to explain the data with a single patch and we will add another patch only if the agreement with the data is not satisfactory. The use of a single patch model is also useful because in this simple case, we can also simultaneously determine the first order rupture parameters, such as the hypocentral depth and the focal mechanism. Then, these values are considered known if we want later to refine the model with a second patch. Generally, we do not try to complicate the model with a third, fourth ... patch because the inverse problem becomes more and more complicated to explain parallelly details more and more subtle. Thus, we prefer to limit the study to relatively long periods (typically one third or one fourth of the global rupture time) which generally leads to a satisfactory agreement with the observations using at most two patches.

### 1.3.3 Data used

#### Body waves

Body P and SH waves, at epicentral distances between  $30^\circ$  and  $90^\circ$  are often used in teleseismic source analysis. Their mantellic propagation, essentially in the homogeneous lower mantle, is in fact easy to model and allows to look for source effects. Moreover, it is today very easy and fast, through the IRIS-GEOSCOPE networks, to retrieve the waveforms. In this study, we will classically use vertical P displacements and transverse SH displacements, obtained by integration of the broadband velocity records. To take into account the various instrumental responses of the stations, we deconvolve the data from their instrumental responses and then convolve them with a common bandpass filter (the high frequency corner is generally chosen as one third to one fourth of the

earthquake global duration  $D$  and the low frequency corner is chosen equal to 0.0125Hz). The time after the first P or SH arrival that we consider depends on the duration  $D$  of the earthquake, which can be estimated by the prior use of surface waves (see next paragraph). Time windows have to be chosen longer for SH waves than for P waves to take into account lower frequencies and stronger directivity effects.

### Empirical Green Function technique for Surface waves

Surface waves are difficult to use in detailed source studies except if we choose an Empirical Green Function approach. As a matter of fact, the direct theoretical approach does not allow to model periods shorter than about 30s, because of the complicated structure of the first hundred kilometers of the Earth, and these are precisely the periods which are interesting to constrain the source process. The Empirical Green Function (EGF) analysis is used in seismology since the work of *Hartzell* [1978]. The idea is to find a similar but smaller event in the vicinity of the Mainshock. By deconvolving the Mainshock from EGF waveforms at several stations, we retrieve the Relative Source Time Functions (RSTFs) of the Mainshock.

Different descriptions, applications and developments of this method can be found in *Velasco et al.* [1994b], *Courboux et al.* [1997b] or *Schwartz* [1999]. A recent improvement was proposed by *Bertero et al.* [1997]: they used the physical constraints of the RSTF through an approach called “projected Landweber method” to stabilize the deconvolution and to retrieve a more reliable RSTF. Namely, they used the positivity, the causality and the bounded-support properties of the RSTF. We have extended their method [*Vallée*, submitted 2002] to take into account a fourth constraint on the RSTF: the area of the RSTFs which represents the ratio between the Mainshock and the EGF moments has to remain constant for all stations, that is:

$$\int_{-\infty}^{\infty} F_{\theta}(t) dt = \frac{M_{MAIN}}{M_{EGF}}, \quad (1.13)$$

This physical constraint is very useful in the waveform inversion of RSTFs. If all RSTFs do not have the same area, they *intrinsically* cannot be fitted by our forward modelling in which this physical constraint is naturally respected. Quality of the constrained RSTFs can be simply evaluated by the quality of the reconstruction of the Mainshock waveform by convolution with the EGF. Practically, we will consider RSTFs leading to a variance reduction of the Mainshock reconstruction better than 65-70%.

The method requires to calculate the RSTFs twice: first, we do not impose the moment constraint and then, based on the relative moments inferred by the best RSTFs, we recalculate the RSTFs with this new constraint. Precisely, we are choosing as the relative moment between the two earthquakes the highest values among the best RSTFs, because we show in *Vallée* [submitted, 2002] that moments are generally underestimated in presence of noise. These values are generally lower than the Harvard CMT inferred values because we can only explain the part of the mainshock which is consistent with the EGF. For example,

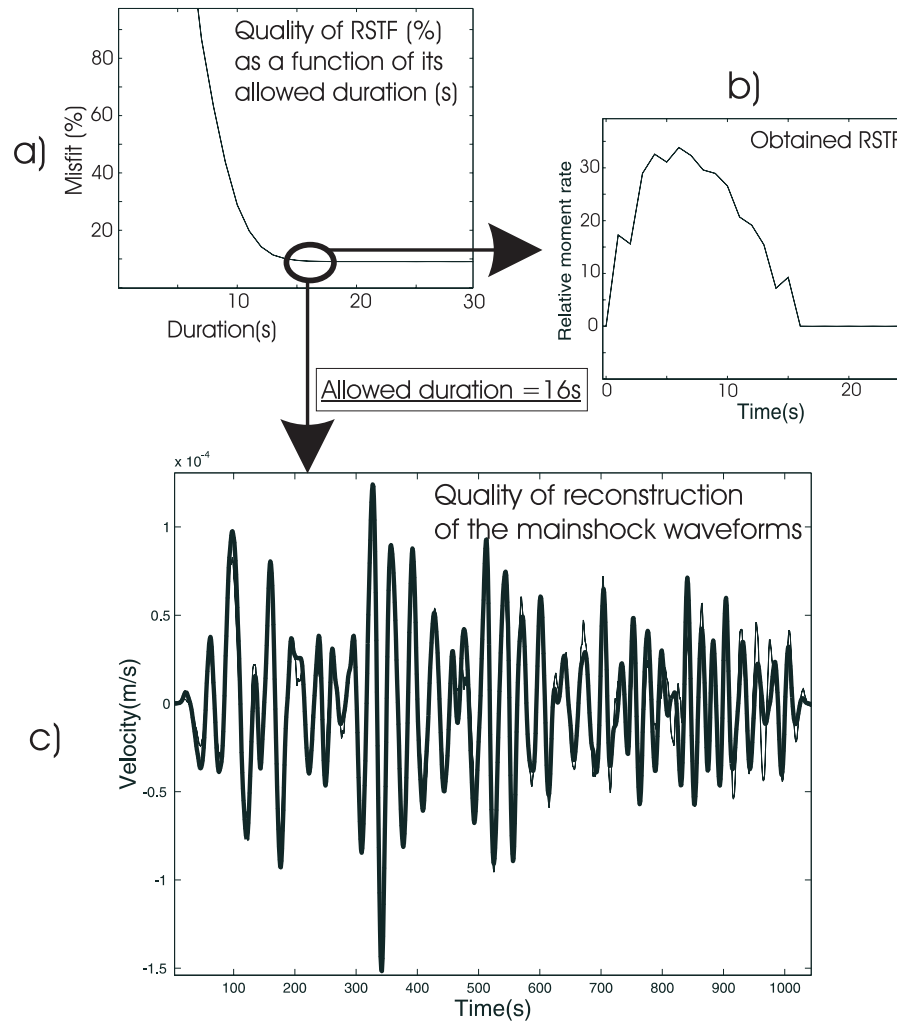


FIG. 1.4 – Illustration of the deconvolution technique for Love waves of the Izmit earthquake recorded at station KDAK . Deconvolution is done with the four physical constraints (causality, positivity, bounded duration, and constant moment ratio fixed to 350.). We first impose a very short duration of the RSTF which of course leads to a very bad reconstruction of the mainshock waveforms by reconvolution with the EGF. The error associated with this reconstruction is our definition of the misfit used in (a). Then, we allow a longer and longer duration which decreases the misfit (a). When we reach an allowed duration of 16s, the misfit is low (9%), and cannot be improved anymore by a longer allowed duration. We therefore choose this 16s long RSTF, presented in (b), as our selected RSTF. The convolution of this RSTF with the EGF yields the thin line in (c) whereas the thick line is the real mainshock waveform.

if there is a slight change of the mechanism during rupture, the moment involved in this part of the rupture process will be partly lost in the deconvolution.

As an example of the application of the technique, we present in Figure 1.4 the EGF analysis at station KDAK for the Izmit earthquake (see the section concerning this event for more details). The method detailed here leads to the determination of a physical RSTF, the quality of which can be estimated by reconvolution with the EGF. We will select the best quality RSTFs for the global inversion process.

## 1.4 Inverse method: Neighborhood Algorithm

The expression we aim to minimize is the weighted sum of the misfit to the three types of data we use: P-wave displacements (noted  $U^P$ ), SH-wave displacements (noted  $U^S$ ), and RSTFs coming from the empirical Green function analysis of surface waves (noted  $F_\theta$ ); we use the L1 norm for its robustness and superiority in fitting small details [Ihmlé, 1998]. The global misfit can then be written:

$$\begin{aligned}
 Misfit = & \sum_{i_P=1}^{n_P} \int_{t_P}^{t_P+D_P} |U_{i_P}^P(t) - \tilde{U}_{i_P}^P(t)| dt + \\
 & W_S \sum_{i_S=1}^{n_S} \int_{t_S}^{t_S+D_S} |U_{i_S}^S(t) - \tilde{U}_{i_S}^S(t)| dt + \\
 & W_{surf} \sum_{i_{surf}=1}^{n_{surf}} \int_{-\infty}^{\infty} |F_{\theta, i_{surf}}(t) - \tilde{F}_{\theta, i_{surf}}(t)| dt \quad (1.14)
 \end{aligned}$$

$t_P$  and  $t_S$  are the arrival times of P and S waves,  $D_P$  and  $D_S$  the duration we model for each of these waves. The  $\tilde{\phantom{x}}$  symbol denotes the computed displacements.  $n_P$ ,  $n_S$ , and  $n_{surf}$  are respectively the number of stations we use for each data set. Finally,  $W_S$  and  $W_{surf}$  denote the relative weight of S-wave displacement and RSTFs, compared to the P-wave displacement. Minimization of equation (1.14), as a function of the kinematic parameters we have defined in section (1.3.2), will allow us to define the possible source processes of the earthquake.

The way in which the problem is defined limits the number of parameters (at most 11) but it also makes the inverse problem very nonlinear, with different local minima. Rather than trying to linearize the problem which would probably lead to a local minimum, we prefer to do a direct investigation of the parameter space. Because a completely random search is impossible in such high dimension spaces, we have to use a directed search, belonging to the same class as simulated annealing or genetic algorithms. These two algorithms have been used in recent years in different areas of geophysics [ e.g. *Stoffa and Sen*, 1991; *Gibert and Virieux*, 1991; *Ihmlé*, 1996b] when the problem becomes nonlinear. Nevertheless, *Sambridge* [1999a] and *Lomax and Snieder* [1995] have shown that in highly nonlinear problems, even genetic algorithms are not exploratory enough to escape local minima.

This is why we use here the Neighborhood Algorithm (NA) developed by *Sambridge* [1999a]. All the details are presented in *Sambridge*'s paper, and we just recall here the main ideas of the algorithm. When we calculate the fit corresponding to a certain combination of the model parameters (represented by a point in the parameter space), we assume, as a first approximation, that the fit is the same in the neighborhood of this point. Therefore, by choosing  $n$  points and drawing their neighborhood cells [*Voronoi*, 1908], it is possible to represent an approximation of the misfit function in the whole parameter space. We remind the several useful properties of these cells: they can be defined in a space of all dimensions, they are unique and define a convex, space filling, pavement of the space.

The idea of *Sambridge* is to use the properties of these cells in an inversion scheme. Two parameters must be defined: the number of models considered at each iteration, called  $n_s$ , and the number of Voronoi cells in which we randomly select the  $n_s$  models, called  $n_r$ . Then, if we consider one iteration  $j$ , we calculate the fit for  $n_s$  models randomly chosen in  $n_r$  cells and we keep for the iteration  $(j + 1)$  the  $n_r$  cells defined by the  $n_r$  best points (in terms of misfit) generated so far. When the number of iteration increases, we are sampling more and more precisely the "interesting parts" of the parameter space as illustrated by the figure 1 of *Sambridge*'s paper. It is important to note that this algorithm is not easily trapped in a local minimum because a Voronoi cell is not "fixed" but evolves when the number of points increases. Moreover we can choose a more or less exploratory algorithm by increasing or decreasing the only 2 parameters  $n_s$  and  $n_r$ .

In the practical case of our slip patch method, we use the following methodology: we first test the one-patch model (10 inverted parameters), in which case we select  $(n_s, n_r)$  equal to (40,25) and the total number of iterations equal to 150. Then, when we try to model an earthquake by two patches (11 inverted parameters), we run different inversions where the best angle  $\alpha$  is searched by a grid search and the other parameters by a real inversion. In fact, direct inversion of  $\alpha$  together with the other parameters makes the inversion unstable. In the two-patch model, NA is used with  $(n_s, n_r)$  equal to (120,60) and a total number of iterations equal to 300.  $n_s$  and  $n_r$  have larger values than in the one-patch model to make the algorithm more exploratory, which is needed in this more complex case. To estimate the reliability of our results, we consider not only the best model given by NA but all the models which have a similar misfit. Thanks to the good sampling of the parameter space by NA, these models can be significantly different if the inverse problem is badly resolved. Moreover, we improve our appraisal of the results by using independent runs of NA. Finally, we obtain a good sampling of the possible "good" models: this allows to estimate the means and standard deviations of the parameters by considering their marginal distributions [*Ihmlé*, 1998].

## 1.5 Modelling of the 1999 Izmit (Turkey) and 1995 Jalisco (Mexico) earthquakes.

We propose to model two earthquakes which have been widely investigated in other studies. These two earthquakes illustrate the two main mechanisms candidate for a  $M > 7$  earthquake, a strike slip continental and a subduction thrust earthquake. Source studies of the 1999 Izmit earthquake can be found in *Delouis et al.* [2002], *Yagi and Kikuchi* [2000], *Çakir et al.* [2001], *Bouchon et al.* [2002] or *Sekiguchi and Iwata* [2002]. Source studies of the 1995 Jalisco earthquake can be found in *Courboux et al.* [1997a], *Melbourne et al.* [1997], *Escobedo et al.* [1998], *Mendoza and Hartzell* [1999] or *McGuire et al.* [2001].

### 1.5.1 The 1999 Izmit (Turkey) earthquake

#### Description

The Izmit earthquake caused a real devastation in western Turkey on August 17, 1999: at least 18000 people were killed, and a lot of towns were almost completely destroyed. The causative fault is the western part of the North-Anatolian fault. Because of the gravity of the event itself, and the potential seismic risk for the town of Istanbul, this earthquake was extensively studied. We will later compare the insights brought by our approach with the results found by these studies.

We applied our method to determine the large features of the Izmit earthquake. The earthquake was well recorded by the broadband stations of the IRIS-GEOSCOPE networks and we have selected 12 P and 8 SH records with a satisfactory azimuthal coverage (see Figure 1.5). A good candidate for an EGF analysis ( $M_w=5.8$ , approximately 10km east from the mainshock hypocenter, similar mechanism according to Harvard CMT) occurred on 09/13/99. We applied the projected Landweber method to all the IRIS-GEOSCOPE stations which recorded both events. The first part of our analysis leads us to conclude that a good approximation of the moment ratio between the Mainshock and the EGF is 350. (Harvard values give 480.). We then constrain our deconvolution to respect this moment and we present in Figure 1.6 the 8 RSTFs we have selected for their quality. Because Love waves yield generally better RSTFs in this case, we have chosen to select only transverse component deconvolutions to avoid the use of different phase velocities in the inverse problem. Average phase velocity will be taken equal to 4.5km/s [*Schwartz*, 1999]. The average of the durations of the RSTFs gives the absolute duration of the earthquake, which is here approximately equal to 18s. Inversion will aim to fit simultaneously these RSTFs, the first 36s of the P-wave displacement and the first 48s of the SH-wave displacement. Periods longer than 80s, and shorter than 4.5s which corresponds to one-fourth of the global duration, are not considered in the inversion.

#### Results of our analysis

We present in Figure 1.7 the results for the one-patch model. The mean and standard errors values are evaluated by the marginal distributions given by a

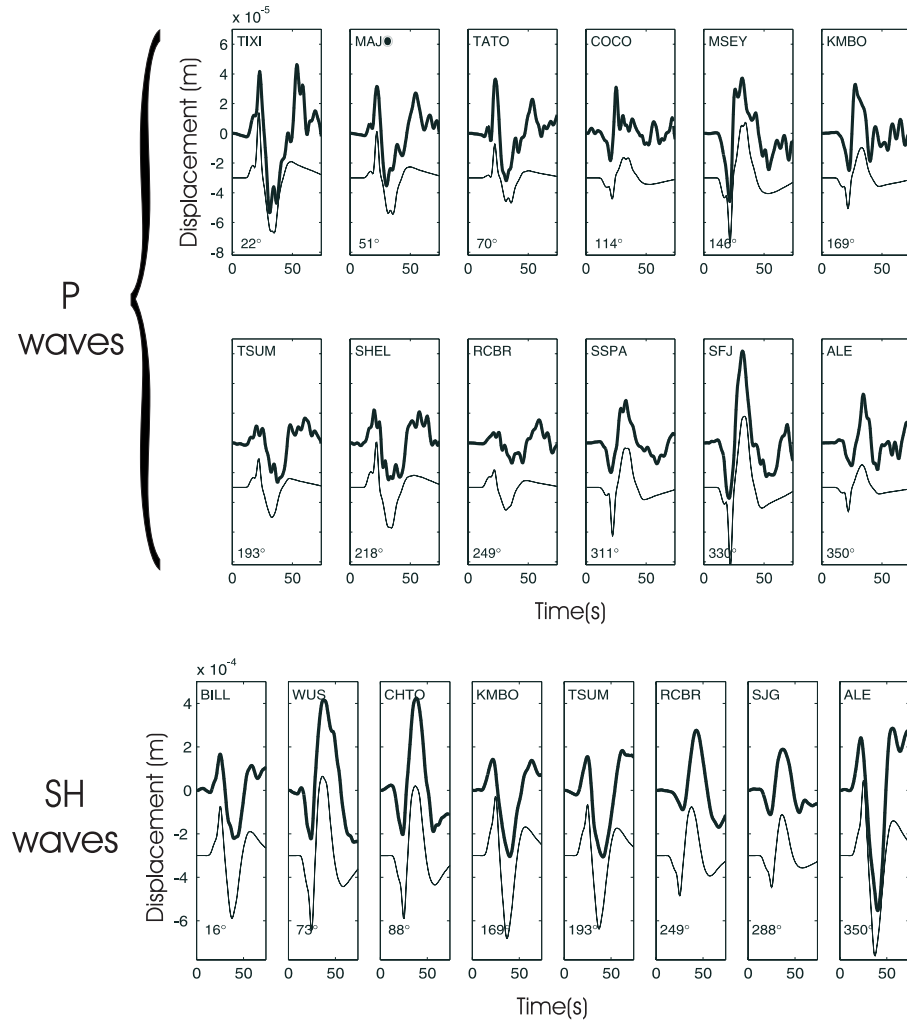


FIG. 1.5 – *Body waves analysis of the Izmit earthquake. The 12 selected P waveforms are plotted in the upper part of the figure. The thick lines are the data whereas the thin lines are the synthetics related to the model of Figure 7. Names and azimuths of the stations are specified inside each subfigure. The 8 selected SH waves are presented in a similar way in the lower part of the figure. Both P and SH waves have been bandpass filtered between 4.5s and 80s.*

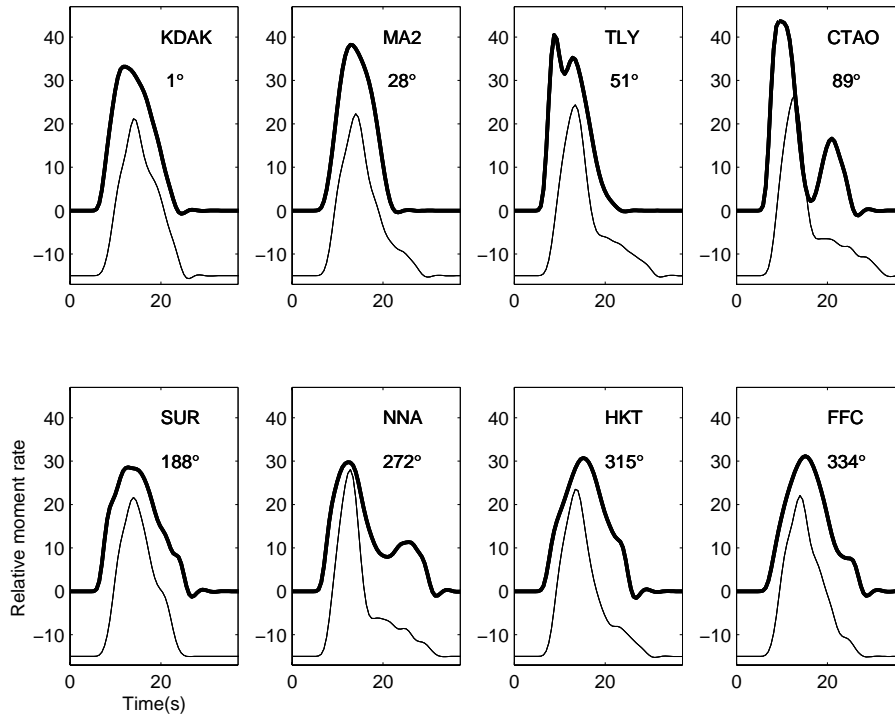


FIG. 1.6 – *Surface waves analysis of the Izmit earthquake. The thick lines are the “real” RSTFs, that is the RSTFs obtained by our constrained deconvolution for Love waves. The thin lines are synthetics related to the model of the Figure 7. Names and azimuths of the stations are specified inside each subfigure. Data and synthetics have been low-pass filtered at 4.5s.*

number of “good” models. Namely, we use 110 models coming from the 11 best models of 10 independent runs of NA. The fits obtained with the typical model of Figure 1.7 are presented in Figure 1.5 for body waves and in Figure 1.6 for the RSTFs. The earthquake is satisfactorily modelled even with this simple representation and we consider that the addition of any complication (i.e. another patch) is not useful. Our defined mechanism (pure strike slip on a vertical East-West fault) is consistent with the various observations and modellings of this earthquake and the 15km hypocentral depth is also comparable with the one inferred from local data [Toksöz *et al.*, 1999]. We find that the Izmit main rupture zone is a surface of about 70km long and 15-20 km depth. Average slip is around 5-6m and mean rupture velocity 2.3km/s. Rupture is globally bilateral even if a slightly larger extension in the eastward direction is found by several inversion runs. These findings are consistent with the main common features of the other detailed kinematic studies (see Figure 1.1). *Delouis et al.* [2002], *Çakir et al.* [2001], *Bouchon et al.* [2002], *Yagi and Kikuchi* [2000] all identified a 60-80km long central moment release zone and typical slip values between 4m and 7m. Slip in the eastern part of the fault (70km east of the hypocenter) is less well constrained and more dependent on the studies. We find that the presence of a high slip at this location is not clearly required by the data we used.



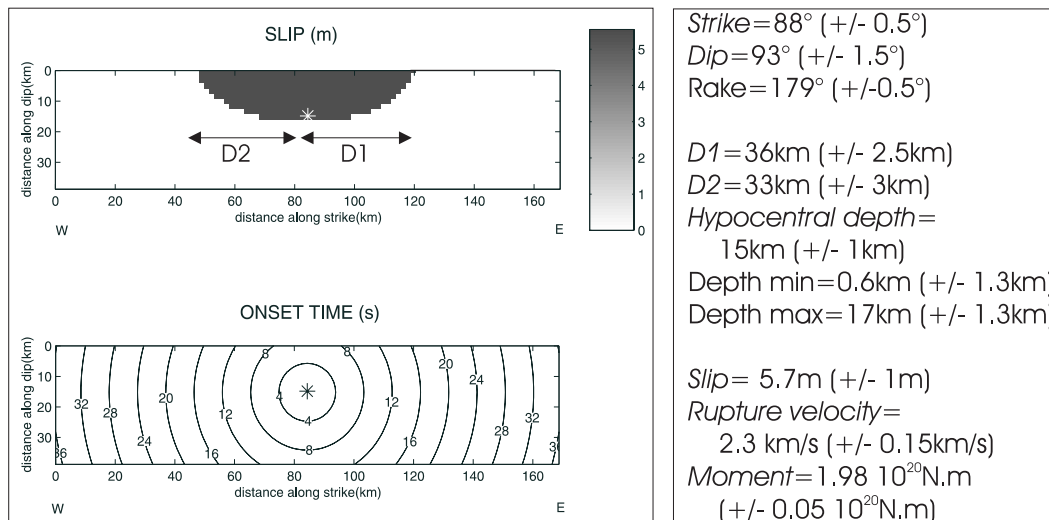


FIG. 1.7 – Results of the one-patch modeling of the Izmit earthquake. Typical slip and onset times distributions are respectively reproduced in the upper and lower part of the figure. In both figures, hypocenter is denoted by a star. We also present the mean and standard errors values on different rupture parameters (see the definition of  $D1, D2$  in the upper figure). These values are obtained by the analysis of 110 models, coming from the 11 best models of 10 independent runs of the NA.

The slip patch that we obtain covers the zone where large surface slip occurred during the earthquake [Barka *et al.*, 2002; Michel and Avouac 2002].

The obtained rupture velocity is lower than in most studies and particularly the one of Bouchon *et al.* [2002] who identified supershear rupture velocity on the eastern segment of the fault. Yet, we remind that we do not allow for long rise times and complicate local source time functions and thus, we impose that the moment release occurs close to the rupture front, which may be not always the case. In fact, we identify an apparent rupture velocity, which is a lower bound of the real rupture velocity. In this sense, the obtained rupture velocity is consistent with the study of Delouis *et al.* [2002] (see Figure 17 of their study) where we can see that the apparent rupture velocity is around 2km/s, whereas the real rupture velocity is higher. Nevertheless, we find some clues indicative of a high rupture velocity in the eastern direction: we cannot fit the very impulsive initial parts of the RSTFs at stations TLY and CTAO (Figure 1.6).

### 1.5.2 The 1995 Jalisco (Mexico) earthquake

#### Description

On 10/09/1995, a very large thrust earthquake ( $M_w=7.9-8.$ ) occurred in the Mexican subduction zone, in front of the town of Jalisco. The earthquake caused the death of at least 49 people and was also responsible for a substantial tsunami [Ortiz *et al.*, 1998]. Aftershocks lie on a 70km x 170km (along trench) surface [Pacheco *et al.*, 1997]. The earthquake was well recorded by the broadband

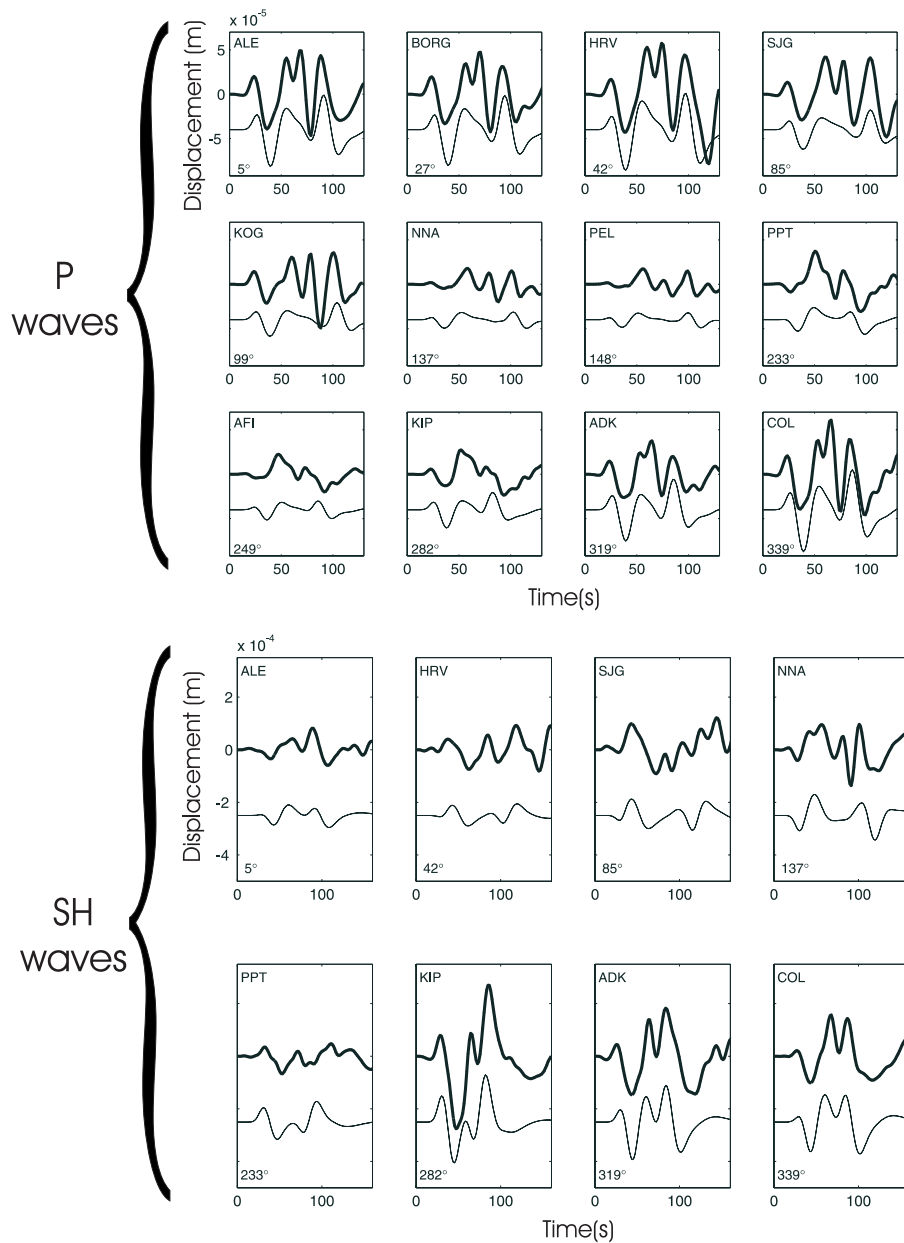


FIG. 1.8 – Body waves analysis of the Jalisco earthquake (one-patch model). The 12 selected P waveforms are plotted in the upper part of the figure. The thick lines are the data whereas the thin lines are the synthetics related to the one-patch model of the Figure 9. Names and azimuths of the stations are specified inside each subfigure. The 8 selected SH waves are presented in a similar way in the lower part of the figure. Both P and SH waves have been bandpass filtered between 20s and 80s.

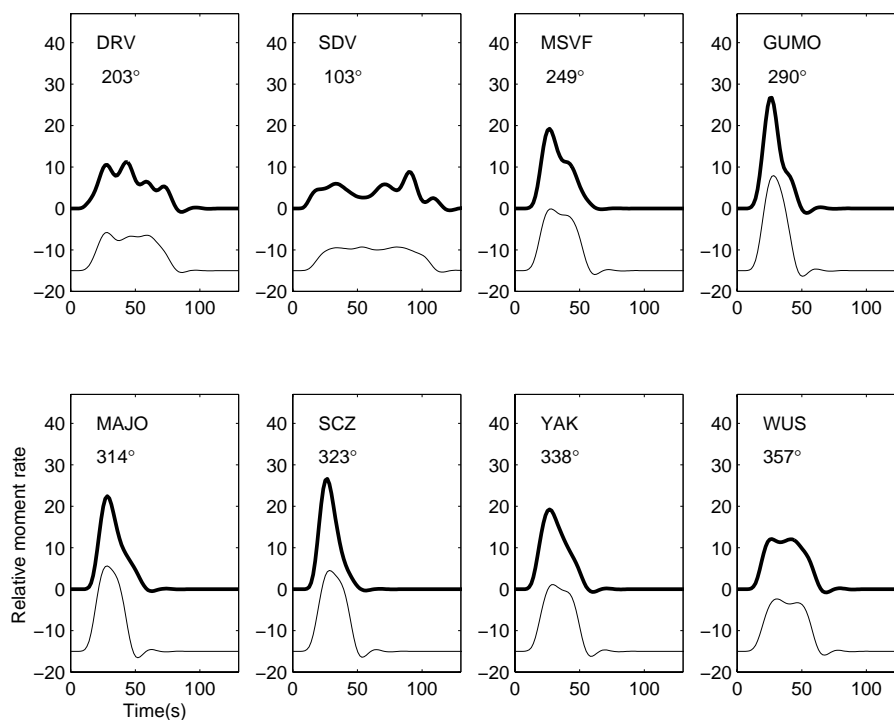


FIG. 1.9 – *Surface waves analysis of the Jalisco earthquake (one-patch model). The thick lines are the “real” RSTFs, that is the RSTFs obtained by our constrained deconvolution. The thin lines are synthetics related to the model of the Figure 10. Names and azimuths of the stations are specified inside each subfigure. Data and synthetics have been low-pass filtered at 20s.*

stations of the IRIS-GEOSCOPE networks and we have selected 12 P and 8 SH records with a satisfactory azimuthal coverage (Figure 1.8). This earthquake was preceded and followed by two M=6. events, both of which allowing an Empirical Green Function analysis of the Mainshock [Courboulex *et al*, 1997a]. We selected the 1995/10/12 event as the Empirical Green Function for our subsequent analysis.

We begin with the EGF analysis because it requires no hypothesis on the Mainshock source process. We first use the projected Landweber method without the moment constraint which yields, for the best deconvolutions, a maximum value of 450. (Harvard values give 1095.). Thus, we constrain the deconvolutions to this value and the selected RSTFs are presented in Figure 1.9. The global duration of the event can be estimated to 60s by the average of the apparent durations. A clear directivity effect can be seen on the RSTFs: they have a much longer duration and a lower amplitude in the Southeastern direction (station SDV) than in the Northwestern direction (stations GUMO, MAJO, SCZ). We propose now to model quantitatively these RSTFs, simultaneously with the body waves, by our slip-patch method. Here, we have used both Rayleigh and Love waves, and we are averaging the phase velocities of these waves to 3.8km/s and 4.5km/s, respectively. We model the first 110s of the P-wave displacement

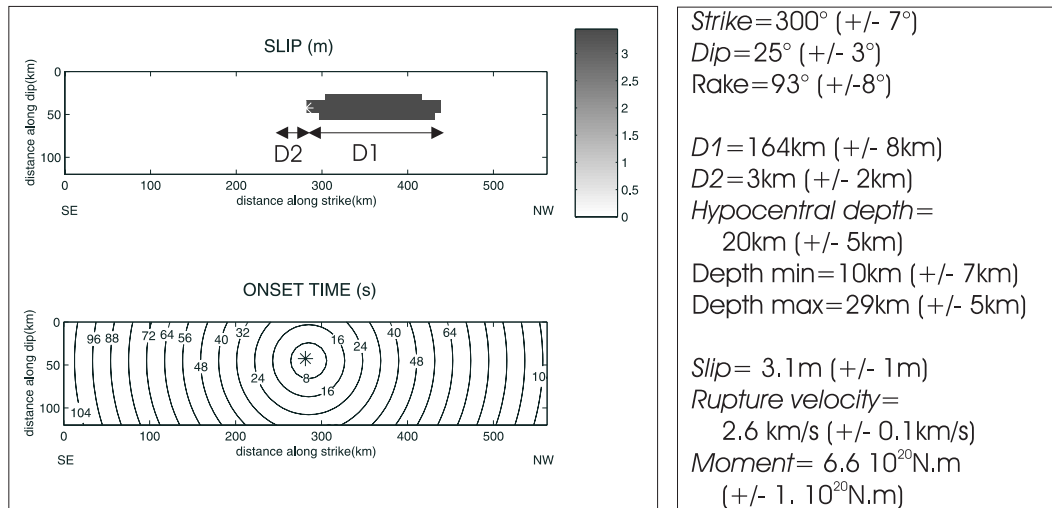


FIG. 1.10 – Results of the one-patch modeling of the Jalisco earthquake. Typical slip and onset times distributions are respectively reproduced in the upper and lower part of the figure. In both figures, hypocenter is denoted by a star. We also present the mean and standard errors values on different rupture parameters (see the definition of  $D1, D2$  in the upper figure). These values are obtained by the analysis of 110 models, coming from the 11 best models of 10 independent runs of the NA.

and the first 140s of the SH-wave displacement. Periods longer than 80s, and shorter than 20s which corresponds to one-third of the global duration, are not considered in the inversion.

## Results of our analysis

We first describe the results inferred by the one-patch model. Because some coherent features of the waveforms cannot be modelled with this simple approach, we add another patch and show in this case that the global agreement with the data is significantly improved.

### One-patch model

Figure 1.10 describes the results obtained by this simple modelling. As for the Izmit earthquake, estimation of the means and standard errors comes from the marginal distributions of 110 “good” models. The fits obtained with the typical model of Figure 1.10 are presented in Figure 1.8 for body waves and in Figure 1.9 for the RSTFs. A large part of the data is explained with this simple unilateral model. Slip is found to occur at shallow depths which is consistent with the studies of *Melbourne et al.* [1997] and *Mendoza and Hartzell* [1999] and with the substantial generated tsunami. The rupture length (160km) has to be compared with the 120km found by *Escobedo et al.* [1998] or *McGuire et al.* [2001], the 150km found by *Courboux et al.* [1997a] and the 170km long aftershock zone inferred by *Pacheco et al.* [1997]. Rupture velocity (2.6km/s) is between the 2.2km/s obtained by *Escobedo et al.* [1997] and the 2.8km/s

obtained by *Courboulex et al.* [1997a]. The mean slip (3m) is consistent with the typical slip values of the inversions of *Melbourne et al.* [1997] and *Mendoza and Hartzell* [1999]. Yet, we notice that an important and coherent pulse of the P-waveforms is not well modelled (see Figure 1.8, at a time around 70s). This observation leads us to refine this simple model, that is to add another patch. In this second step, we keep the values of the focal mechanism (strike=300°; dip=25°; rake=93°) and of the hypocentral depth (20km) that we have inferred here.

### Two-patch model

Figure 1.11 shows a typical model obtained by this modelling as well as the uncertainties on slip and rupture velocity distributions. The fits obtained with this model are presented in Figure 1.12 for body waves and in Figure 1.13 for the RSTFs. Agreement with the late part of P-waves displacement is clearly improved by the addition of the second patch. Variance reductions, which were about 58% for P-waves and 83% for SH-waves with the one-patch model, are now equal to 67% for P-waves and 86% for SH-waves. Fit to RSTFs, which is more difficult to express in terms of variance reduction, is also improved. Thus, it is well resolved that this rupture complication is needed in the Northwestern part of the fault. Yet, in Figure 1.11e and 1.11f, we can see through the standard errors that this part of the rupture can be modelled by different kinematic scenarios. In fact, among the models with similar fit to the data, the most frequent one is the typical model we present in figure 1.11: a zone with smaller slip, smaller rupture velocity, and larger extension in the downdip direction. Nevertheless, other models, for example with a smaller zone and higher rupture velocity, are also possible.

This rupture complexity is consistent with other studies of the Jalisco earthquake. *Courboulex et al.* [1997a] have shown by an inverse Radon transform, that the earthquake kinematics becomes more complex in the last 20s of the rupture. *Mendoza and Hartzell* [1999] have proposed a model with an excellent fit to teleseismic P-waves in which complex local source time functions are required at the end of the rupture.

## 1.6 Discussion and conclusion

This paper presents a method to estimate reliably the large-scale features of the earthquake rupture. The simplicity of the source description as well as the variety of modelled data (P, SH and surface waves) reduces the instability of this classical inverse problem. The aim of this “slip patch method” is not to infer the precise rupture scenario - a very difficult problem which requires a large number of near-field stations -, but to obtain the following types of results: location and size of the main moment release zone(s), mean slip, mean rupture velocity. This approach is intermediary between centroid models and a real source tomography. It also offers an easier comparison with the earthquake reality than the second moments analysis of the moment tensor, which only give some “characteristic” values. This approach allows to control the inverse problem and to estimate which features of the slip distribution are really needed to explain the data. We

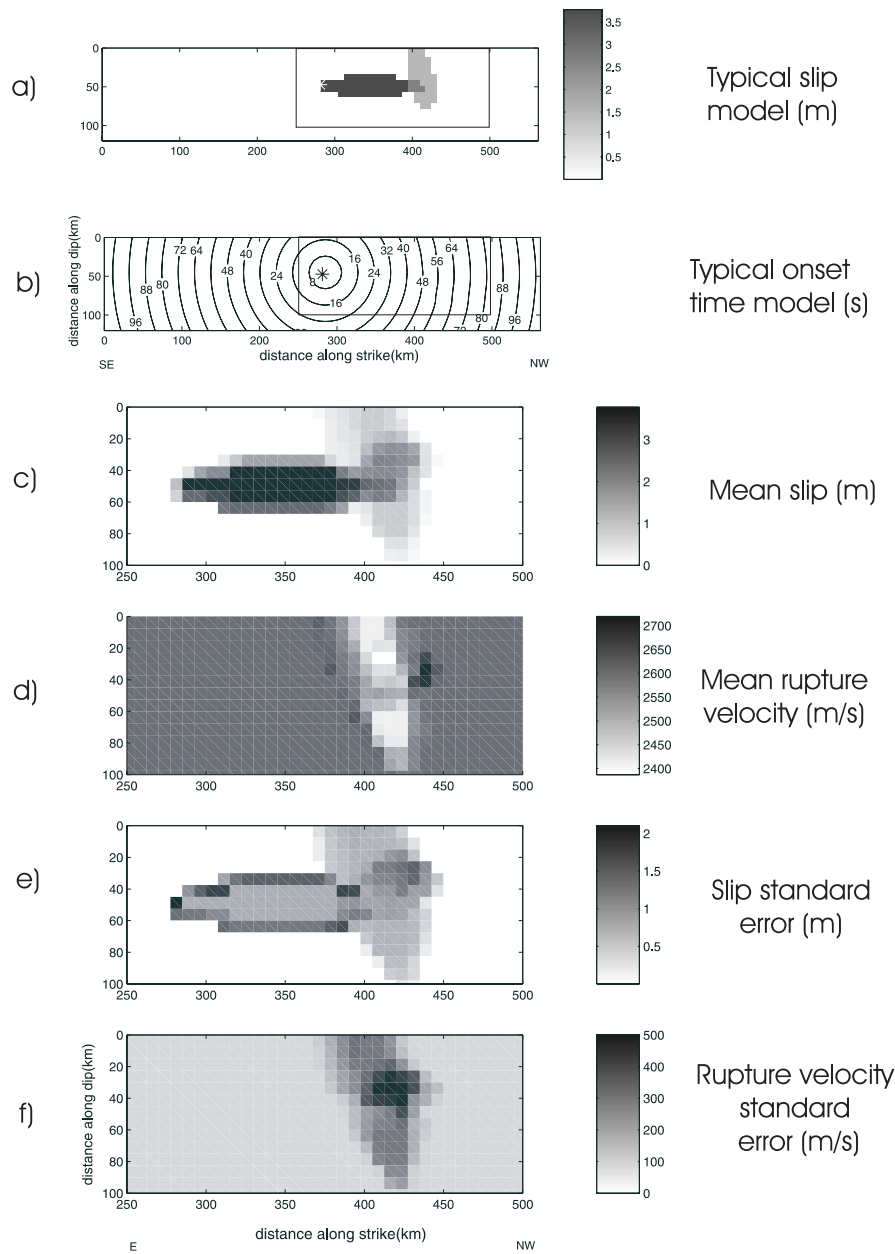


FIG. 1.11 – Results of the two-patch modeling of the Jalisco earthquake. a) and b) A typical model, with its slip and onset time distribution, is first represented. Hypocenter is denoted by the star. c), d), e), and f) Statistical variations of slip and rupture velocity distributions. These values are obtained by the analysis of 110 models, coming from the 11 best models of 10 independent runs of the NA. Only the part of the fault corresponding to the boxes in a) and b) is reproduced.

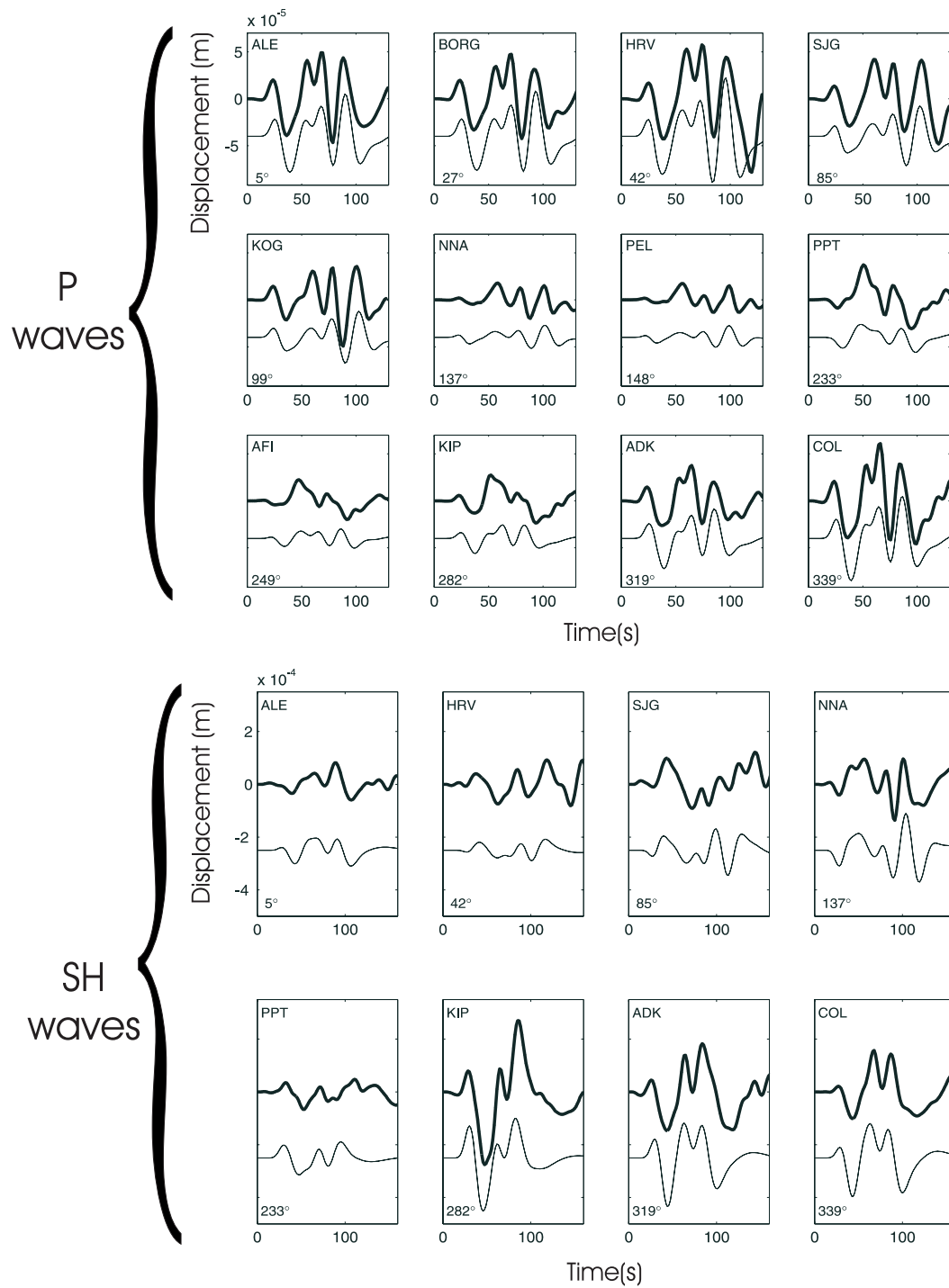


FIG. 1.12 – Body waves analysis of the Jalisco earthquake (two-patch model). Same notations as in figure 8. Note that the late part of the seismicograms is clearly better modelled with two patches, particularly for P waves.

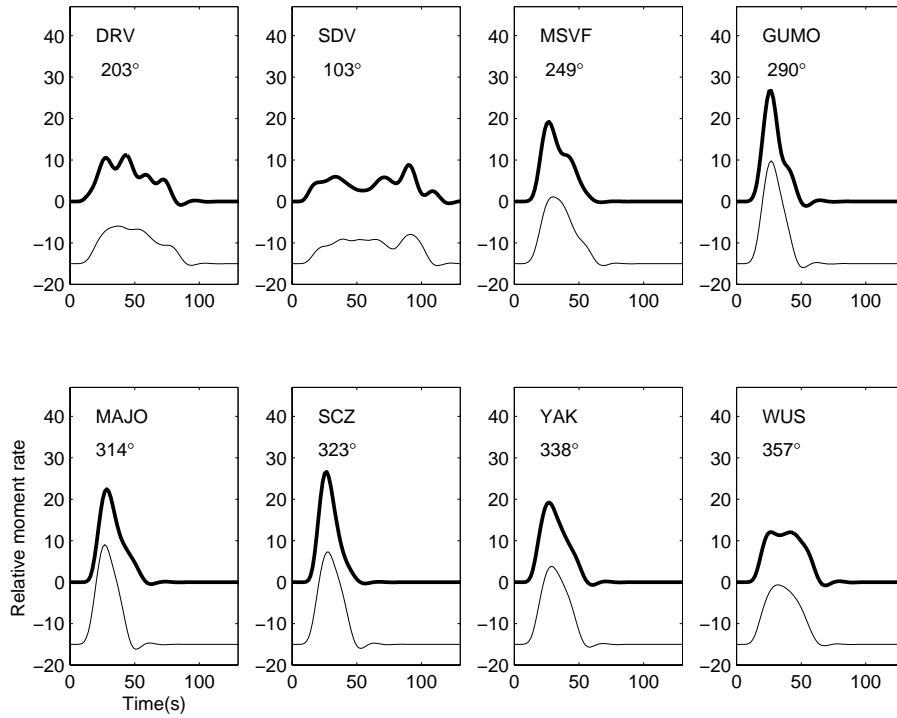


FIG. 1.13 – Surface waves analysis of the Jalisco earthquake (two-patch model). Same notations as in figure 9.

begin the analysis by using only one patch and we complicate the model only if it is necessary. By such a proceeding, we identify a simple kinematic model and we do not introduce useless features in the source model.

In this study, body waves are analysed in a classical way: we directly model the first tenths of seconds of P and SH displacements. On the contrary, for surface waves, we are proposing a development of the well-known Empirical Green Function (EGF) technique. Starting from Bertero's projected Landweber method [Bertero *et al.*, 1997], we impose the physical constraint that the area of the RSTFs have to be the same at all stations, and that this value is equal to the moment ratio between the mainshock and the EGF. This physical constraint has the double advantage of stabilizing the deconvolutions and allowing an easier comparison with synthetics. More details about this technique can be found in Vallée [submitted, 2002].

Finally, this method does not require much processing and the data needed are easily available soon after the earthquake thanks to the global networks. Only the EGF analysis is not completely straightforward: a suitable EGF may not always be available, as for the January 26th, 2001 India earthquake. On the contrary, when several EGF are available, which is often the case for subduction earthquakes, it may be useful to test these different possibilities. Yet, this approach allows a quasi-systematic study of large earthquakes and thus offers the possibility to look for global features of the earthquake rupture. Parallely, it can be used for near-real-time reports of the main features of the rupture pro-



cess. This is particularly important to identify the size and the location of the zone affected by an earthquake. Another ambitious goal would be to use such a study for tsunami alerts : in fact, our modelling is potentially able to identify shallow slip and/or slow rupture velocity which are known to largely amplify the resulting tsunami. Today, only the Earthquake Research Institute [ERI, 2002] provides a complete kinematic inversion of the source process typically one or two days after the earthquake. Their inversion, which uses only body waves, is based on a classical subfault discretisation of the fault plane. Our method, which uses more data and looks for larger-scale features of the source process may yield less detailed but more robust results.

### Acknowledgements

We thank Malcolm Sambridge for providing us with the Neighborhood Algorithm code and Pascal Podvin for providing us with the finite difference scheme relative to the method described in *Podvin and Lecomte* [1991]. We are grateful to the IRIS and GEOSCOPE networks from which we retrieved the worldwide recordings of the Izmit and Jalisco earthquakes. We thank Jean-Robert Grasso, Jocelyn Guilbert, Bruno Feignier and Ludovic Margerin for discussions. This work was supported by a grant from the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) and from the Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA/DASE).

## Chapitre 2

# Analyse par Fonction de Green Empirique: développements

Ce chapitre est constitué d'un article soumis en décembre 2002 à *Bulletin of the Seismological Society of America*.

# Stabilizing the Empirical Green Function analysis: development of the projected Landweber method

Martin Vallée

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

## Abstract

The empirical Green function approach is a very useful tool to study the seismic source properties when we are not able to model the propagation accurately. One of the problems of implementing the method, however, arises from the usual instability of the deconvolution inherent to the approach. Starting from the projected Landweber method introduced in seismology by *Bertero et al.* [1997], we propose to stabilize the process by taking into account physical constraints on the result of the deconvolution, which is in this case the relative source time function. Compared with *Bertero et al.*'s method, we add a new constraint which imposes that the area of the relative source time functions - which represents the seismic moment ratio - has to remain the same for all stations. We show how to take into account this important constraint in the framework of the projected Landweber method. Then, we illustrate with a synthetic example how this constraint is useful to model the earthquake kinematic process. Finally, we apply this technique to the very large June 23, 2001 Peru earthquake ( $M_w = 8.4$ ), for which we infer an along-trench rupture length of about 180km. We image a high moment release zone, with a large downdip extension, 150km away from the hypocenter.

## 2.1 Introduction

The knowledge of the seismic source requires the modelisation of the propagation between the source and the receiver. Although simple teleseismic body waves (P and SH direct waves) can be precisely and deterministically estimated, most parts of the seismograms cannot and that is why it is sometimes very helpful to use a smaller event to image the propagation between the source and the receiver. This approach was first proposed by *Hartzell* [1978]. It was subsequently used and developed by *Mueller* [1985], *Fukuyama and Irikura* [1986], *Mori and Frankel* [1990], *Ammon et al.* [1993], *Velasco et al.* [1994] and *Courboux* [1995]. The idea is to deconvolve the mainshock from the smaller event called Empirical Green Function (EGF) to obtain a Relative Source Time Function (RSTF) at each considered station. The durations of each RSTF are then examined to retrieve some interesting properties on the extent and rupture velocity of the event. Yet, information on the amplitude and shape of the RSTF is less easy to use because it is more sensitive to the deconvolution process. We propose here a deconvolution method which takes into account various physical constraints of the RSTF to stabilize the deconvolution. The obtained RSTF is more reliable and it becomes possible to model it completely. The method is based on the projected Landweber method introduced in seismology by *Bertero et al.* [1997], but to which we have added an important constraint: the area of the RSTF, which represents the scalar moment of the earthquake has to remain the same at all stations. In a first part, we recall where the physical constraints on the RSTFs come from. Then, we detail how to compute the deconvolution. Finally we illustrate, with both a synthetic example and the June 23, 2001 Peru earthquake, the usefulness of the method.

## 2.2 Method

### 2.2.1 Empirical Green function analysis

We recall here the theory of the EGF analysis to derive the physical constraints existing on the RSTFs. We start from the representation theorem [e.g *Aki and Richards*, 1980] to express the spectral displacement  $U_i(x, \omega)$  due to a discontinuity on a surface  $S$  represented by the moment density tensor  $m_{pq}$ :

$$U_i(\vec{x}, \omega) = \int \int_S m_{pq}(\vec{\xi}, \omega) G_{ip,q}(\vec{x}, \vec{\xi}, \omega) d^2\xi \quad (2.1)$$

where  $G_{ip,q}$  denotes the spatial derivative of the Green function. We note  $\vec{\xi}_0$  the hypocenter and we assume that the Green function  $G_{ip}$  is the same for all the points of the fault except for a phase shift  $\vec{k} \cdot (\vec{\xi} - \vec{\xi}_0)$  due to the varying distance between source and receiver. We obtain:

$$U_i(\vec{x}, \omega) = -ik_q G_{ip}(\vec{x}, \vec{\xi}_0, \omega) \int \int_S m_{pq}(\vec{\xi}, \omega) e^{-i\vec{k} \cdot (\vec{\xi} - \vec{\xi}_0)} d^2\xi \quad (2.2)$$

We assume now that the earthquake has a constant mechanism, that is  $m_{pq}$  can be written:

$$m_{pq}(\vec{\xi}, \omega) = \mathcal{M}_{pq} M f(\vec{\xi}, \omega) \quad (2.3)$$

where:

- $\mathcal{M}$  is a unit tensor independant of  $\vec{\xi}$  and  $\omega$
- $M$  is the scalar moment
- $f(\vec{\xi}, t)$  - inverse Fourier transform of  $f(\vec{\xi}, \omega)$  -, is a causal, positive scalar function, monotonically increasing over  $[0D]$  where  $D$  is the (unknown) duration of the source, and constant elsewhere.

Thus the time derivative of  $f$  obeys the following properties:

$$\dot{f}(\vec{\xi}, t) \begin{cases} \geq 0 & \text{if } 0 < t < D \\ = 0 & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (2.4)$$

Moreover, because of the use the scalar moment  $M$ ,  $\dot{f}$  has the following property:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int \int_S \dot{f}(\vec{\xi}, t) dt d^2\xi = 1. \quad (2.5)$$

For a large earthquake of moment  $M_1$ , we have:

$$U_i^1(\vec{x}, \omega) = -\mathcal{M}_{pq} M_1 i k_q G_{ip}(\vec{x}, \vec{\xi}_o, \omega) \int \int_S f(\vec{\xi}, \omega) e^{-i\vec{k} \cdot (\vec{\xi} - \vec{\xi}_o)} d^2\xi \quad (2.6)$$

If we can find, at the same location, a similar but smaller earthquake of scalar moment  $M_0$ ,  $f(\vec{\xi}, \omega)$  can be approximated by:

$$f(\vec{\xi}, \omega) = \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi}_o) TF(H(t)) = \frac{\delta(\vec{\xi} - \vec{\xi}_o)}{i\omega}, \quad (2.7)$$

where  $TF(H(t))$  is the Fourier transform of the Heaviside function, which leads to:

$$U_i^0(\vec{x}, \omega) = -\mathcal{M}_{pq} \frac{M_0}{i\omega} i k_q G_{ip}(\vec{x}, \vec{\xi}_o, \omega) \quad (2.8)$$

Therefore, by deconvolving (2.6) from (2.8), we obtain a function called Relative Source Time Function (RSTF) and noted  $F_\theta$  in the equations:

$$F_\theta(\omega) = \frac{M_1}{M_0} i\omega \int \int_S f(\vec{\xi}, \omega) e^{-i\vec{k} \cdot (\vec{\xi} - \vec{\xi}_o)} d^2\xi \quad (2.9)$$

We now write  $\vec{k}$  as  $\omega \cdot \vec{u} / v_\phi$ , where  $v_\phi$  is the phase velocity and where the wave propagation direction  $\vec{u}$ , is assumed constant. This condition imposes to study separately each wavetype in the EGF analysis. We can then come back to the time domain:

$$F_\theta(t) = \frac{M_1}{M_0} \int \int_S \dot{f}(\vec{\xi}, t - \vec{u} \cdot (\vec{\xi} - \vec{\xi}_o) / v_\phi) d^2\xi \quad (2.10)$$

The use of surface waves theoretically adds some complexity to this method because they are dispersive and therefore  $v_\phi$  should be taken dependent on the frequencies. This should impose to remain in the frequency domain (2.9) and to consider separately each frequency with a given phase velocity, as done by *Ihmlé* [1996a]. Nevertheless, according to the global models, phase velocities do not vary a lot in the considered frequency range ( $0.01Hz < f < 0.1Hz$ ), except for the very low frequencies. Moreover the precise determination of these

variations requires the precise knowledge of the structure at the source, which is not always available. For these reasons, we shall consider, as *Ammon et al.* [1993], that the use of an average phase velocity is a reasonable choice.

Equation (2.10) is interesting because it relates an observation to the spatio-temporal characteristics of the source  $\dot{f}(\vec{\xi}, t)$ , without any complications due to the wave propagation between source and receiver. Even if we only know  $\dot{f}(\vec{\xi}, t)$  by its integral on the fault, the use of different stations and/or different waves (and therefore the modification of  $\vec{u}$  and  $v_\phi$  in equation (2.10)) will allow us to retrieve some information on  $\dot{f}(\vec{\xi}, t)$  itself.

Because of the properties of the function  $\dot{f}$ , RSTF is a positive, borned-support function. RSTF may be noncausal, but we usually assume a propagating rupture, that is  $\dot{f}(\vec{\xi}, t) = 0$  for  $t < \|\vec{\xi} - \vec{\xi}_0\|/v_r$ , where the rupture velocity  $v_r$  is here taken constant for clarity. Then, RSTF can be noncausal only if the rupture velocity is faster than the wave velocity. Even in this case, it would happen only for stations where propagation vector  $\vec{u}$  verifies:

$$\|\vec{\xi} - \vec{\xi}_0\|/v_r - \vec{u} \cdot (\vec{\xi} - \vec{\xi}_0)/v_\phi < 0 \quad (2.11)$$

The duration of the RSTF will also depend on the position of the station, the phase and the rupture velocity but will of course remain borned. Using (2.5), we note a last property of the RSTF

$$\int_{-\infty}^{\infty} F_\theta(t) dt = \frac{M_1}{M_0} \int \int_S \int_{-\infty}^{\infty} \dot{f}(\vec{\xi}, t - \vec{u} \cdot (\vec{\xi} - \vec{\xi}_0)/v_\phi) dt d^2\xi = \frac{M_1}{M_0}, \quad (2.12)$$

which means that this value is independent of the stations or the wave type used in the deconvolutions, and equal to the relative moment between the Mainshock and the EGF.

In the derivation of (2.10), we have specified the usual conditions of use of the EGF analysis. The three main restrictions are: (a) we have to find a much smaller earthquake than the mainshock so that equation (2.7) is verified. (b) the mechanism and location have to be similar; when there is some difference between both events, it is possible to correct for these effects [*Ihmlé*, 1996a] but it adds some complexity to the procedure. (c) The mainshock has to have a constant mechanism and a reasonable extension so that the Green function can be considered the same in the whole source zone. Biases due to this last condition have been examined by *Velasco et al.* [1994].

None of these conditions can be exactly fulfilled and we cannot avoid the errors introduced in the empirical determination of the Green function. The classical problem arises because these errors then appear in a division process (deconvolution) and can lead to instable and erroneous results. The following paragraph tries to reduce this instability by taking into account the physical constraints on RSTF that have been shown in this paragraph.

### 2.2.2 Development of the projected Landweber method

The most classical technique used to reduce the deconvolution instability is the “water-level” method. The idea is to do a classical spectral division but to

stabilise the denominator - i.e. the spectrum of the EGF - by fixing a minimal value equal to this “water level”. By doing this, we avoid the inexact high amplitudes of some frequencies due to holes in the EGF spectrum. This method has been extensively used in the EGF analysis for example by *Velasco et al.* [1994], *Schwartz* [1999], *Courboulex et al.* [1997a]. However, when this technique is used, we usually can identify some non-physical features - i.e not compatible with assumptions described in 2.1 -, in the obtained RSTFs:

- (1): There are some negative parts
- (2): There is some non-causal signal, i.e. some signal arrives before the assumed beginning of the source time function (this is not theoretically impossible but can only happen when equation (2.11) is verified).
- (3): There is some signal after the assumed duration of the source-time functions.
- (4): the area of the source-time function, i.e the relative moment between the mainshock and the EGF is different from one station to another.

The incompatibilities (1) and (2) are sometimes taken into account, for example by *Courboulex* [1995], who considers the deconvolution as an inverse problem and can therefore reduce the parameter space to physical values only. However, by doing so, deconvolution becomes a complex process, not easy to use in a global analysis. Another approach is used by *Velasco et al.* [2000] based on an iterative deconvolution technique proposed by *Kikuchi and Kanamori* [1982]. The idea is to look in the RSTFs for common contributions, and then strip successively these contributions from the RSTFs until a complete explanation of the RSTFs is reached. The positivity is simply taken into account.

*Bertero et al.* [1997] have developped a simple method to take into account conditions (1), (2) and (3), based on the projected Landweber method. This is also an iterative method and we refer to their work for more extensive details.  $U^1(t)$  and  $U^0(t)$  are the Mainshock and EGF waveform, respectively. The Landweber method predicts that a successive approximation of the RSTF can be given by:

$$F_{\theta}^{(n+1)} = F_{\theta}^{(n)} + \tau U^0(-t) * (U^1 - U^0 * F_{\theta}^{(n)}) \quad (2.13)$$

where  $\tau$  is a relaxation parameter which can be chosen as:  $\tau = (1/\sup_{\omega} |U^0(\omega)|)^2$ . If used directly in the form (2.13), this iterative process gives results similar to the water-level technique. However, a simple modification allows to take into account some physical constraints on the RSTF. Suppose that we know that the RSTF belongs to some closed and convex set  $C$ . Then (2.13) can be modified as follows:

$$F_{\theta}^{(n+1)} = P_C(F_{\theta}^{(n)} + \tau U^0(-t) * (U^1 - U^0 * F_{\theta}^{(n)})) \quad (2.14)$$

where  $P_C$  denotes the metric projection on  $C$ . In absence of noise,  $F_{\theta}^{(n)}$  is shown to converge, but only weakly, toward the expected solution, that is the solution of

$$\|U^0 * F_{\theta} - U^1\| = \text{minimum}, F_{\theta} \in C \quad (2.15)$$

*Bertero et al.* [1997] define  $C$  as the *set of nonnegative causal functions which are zero for  $t > D$* . But, in fact, we can be even more restrictive and let  $C$  be



the set of nonnegative causal functions which are zero for  $t > D$  and for which the integral over  $[0D]$  is equal to  $M_1/M_0$ . We thus take into account conditions (1), (2), (3) and (4). Figure 13 in *Bertero et al.*'s paper shows how the equal moment constraint is important: when it is not used, the resulting moments can be very different depending on the stations (a factor 2). Because of that, it forbids completely the real modelling of the source time functions and the only available information is the relative duration at each station.

It can be immediately verified that the new defined set is closed and convex and we call it  $Cm$ . We now have to define the projection  $P_{Cm}$  itself in order to compute (2.14). Given a function  $h$ , we show in Annex A that  $P_{Cm}(f)$  can be naturally computed as follows. Suppose that:

$$\int_0^D P_+(h(t))dt = M' \quad (2.16)$$

where  $P_+$  is defined by

$$P_+h(t) = \begin{cases} h(t) & \text{if } h(t) > 0 \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (2.17)$$

We define the suite of functions  $g_k$

$$g_k(t) = h(t) + k \frac{M' - M_1/M_0}{\alpha D} \quad (2.18)$$

with  $k$  being an integer number and  $\alpha$  a constant verifying  $\alpha > 1$ . We now consider

$$I_k = \int_0^D P_+(g_k(t))dt, \quad (2.19)$$

and we evaluate  $I_k$  until

$$I_k - M_1/M_0 < \epsilon \quad (2.20)$$

We note  $k_0$ , the integer number verifying (2.18)  $P_{Cm}$  is then defined, at the precision  $\epsilon$ , by:

$$P_{Cm}h(t) = \begin{cases} P_+(h(t) + k_0 \frac{M' - M_1/M_0}{\alpha D}) & \text{if } t \in [0D] \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (2.21)$$

In this procedure,  $k_0$  is of the order of  $\alpha$  (sometimes noticeably bigger because of large negative parts of function  $f$ ). The value of  $\alpha$  has to be tuned to the desired precision  $\epsilon$ , knowing that a value of  $\alpha$  allows to reach a precision of the order of  $\frac{M' - M_1/M_0}{\alpha}$ . We usually take in our applications  $\alpha = 5$  which sometimes leads to  $k_0$  around 20.

Given  $P_{Cm}$ , the computation procedure is again completely similar of the one of *Bertero et al.* [1997]: we start form  $F_\theta^{(0)} = 0$ , compute (2.13) in the frequency domain, come back to the time domain to use  $P_{Cm}$  as defined by (2.14) and (2.21). We then obtain  $F_\theta^{(1)}$  and we repeat the operation: going to the frequency domain to compute again (2.13) and so on. Lastly, a few words about the stopping rules of the procedure. In the real case of noisy data, it has been numerically shown [*Piana and Bertero, 1997*] that the scheme (2.14) is semi-convergent, that is, it goes near the solution before starting away after. However, the minimum seems very flat and good results are obtained for a number of iterations equal to a few hundred.

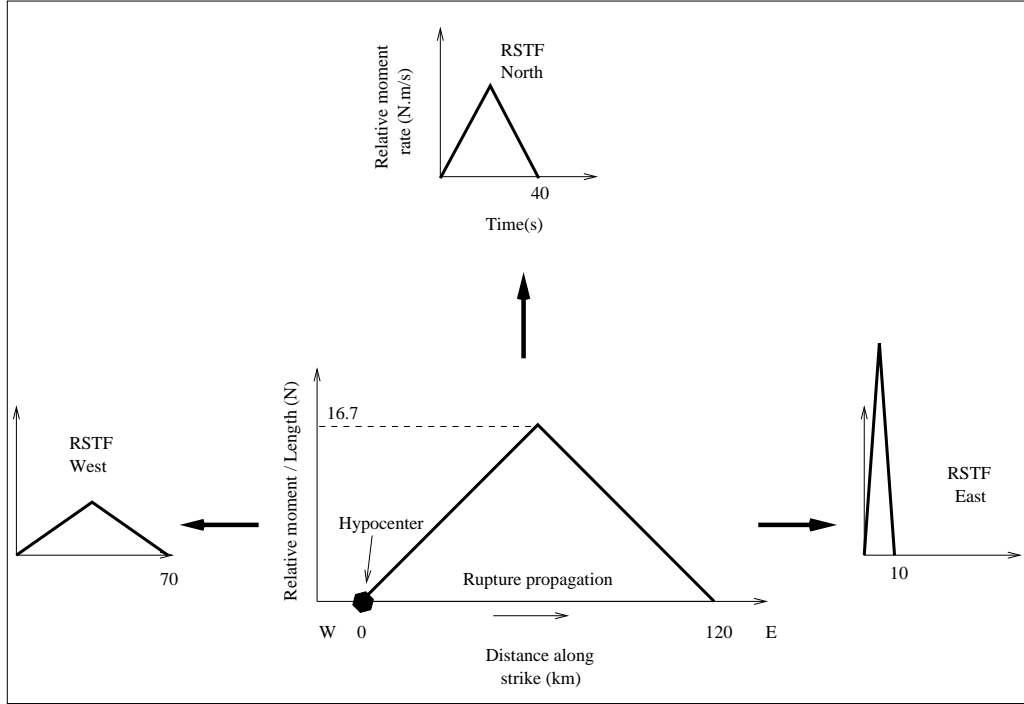


FIG. 2.1 – *Source model used in the synthetic example: The hypocenter is located at the Western extremity of the fault and rupture propagates toward the East at 3km/s. Slip occurs instantaneously at each point of the fault. Thus, the RSTFs observed in various azimuths have all the same triangular shape. The RSTFs are represented in the three considered azimuths, assuming a phase velocity equal to 4km/s.*

### 2.3 Application to a synthetic example

As an example of the usefulness of this “equal moment constraint”, we propose to study a very classical example, which is a unilateral rupture on a straight fault. The rupture is assumed to occur on a 120km long, vertical, W-E trending fault with a rupture velocity of 3km/s. Slip occurs instantaneously and the slip repartition on the fault has a triangular shape with the maximum occurring at the center of the fault (Figure 2.1). Moment ratio between the Mainshock and the EGF is chosen to be 1000. As the EGF, we choose a real signal, which is the Love wavefield of a  $M_w=5.8$  earthquake which occurred on the North-Anatolian fault on 09/13/1999 and was recorded at IRIS station MA2 (Figure 2.2). Assuming a phase velocity of 4km/s, we can immediately compute the Relative Source Time Functions in different azimuths of the event; we compute them in the three most interesting azimuths which are the perpendicular direction (i.e South or North), the directive direction (East) and the antidirective direction (West). In this simple case, the effect of the directivity is simply a compaction or a decompaction of the absolute source time function (i.e source time function in the perpendicular direction). Source time functions have a width of 40s in

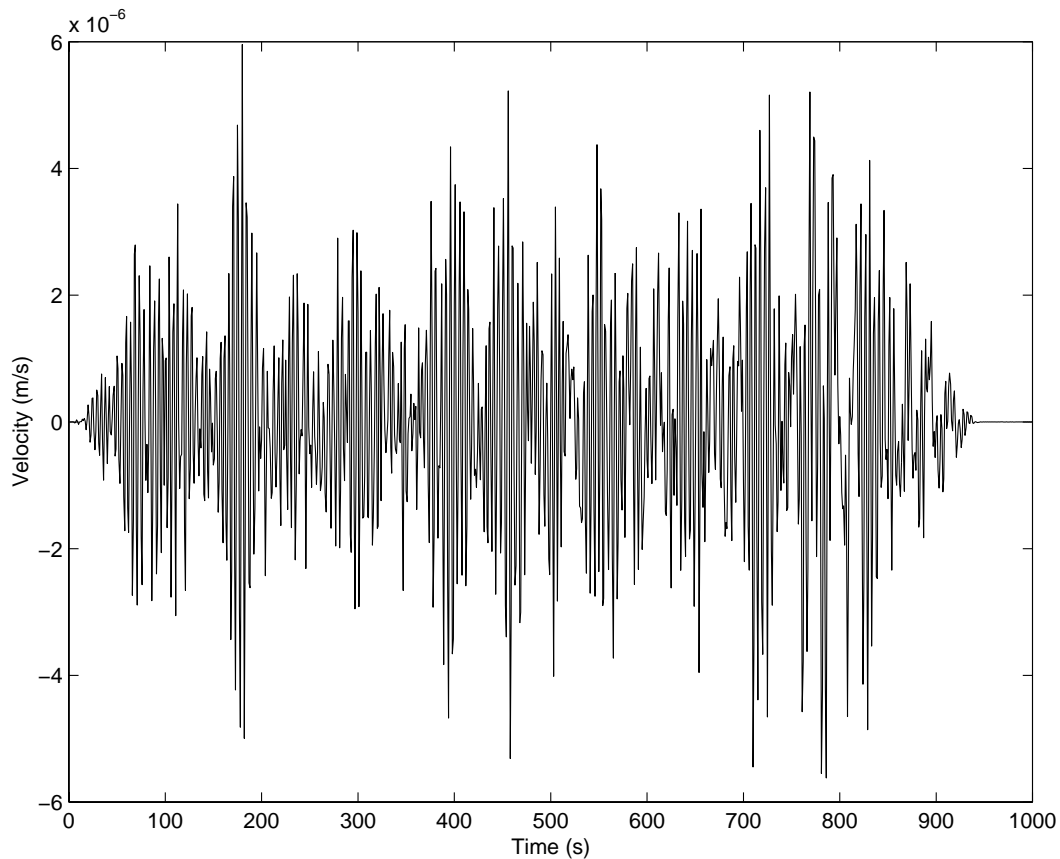


FIG. 2.2 – *Empirical Green Function used in the synthetic example. The EGF is a real earthquake occurring on the North-Anatolian fault, recorded at IRIS station MA2. This signal is convolved with the synthetic RSTFs to obtain the synthetic mainshocks. To test the deconvolution techniques, we have added some colored noise to this signal.*

the perpendicular direction, 10s in the directive direction and 70s in the anti-directive direction (Figure 2.1). By convolution of these three synthetic source time functions with the EGF signal, we obtain synthetic mainshock waveforms. Obtained waveforms are presented in Figures 2.3d, 2.4d, 2.5d. We are now going to consider the inverse problem: the RSTFs and mainshock waveforms that we have obtained here will be referred to as the “real” waveforms.

We now examine how well we are able to retrieve the relative source time functions - given the Mainshock and EGF signals - by different deconvolution techniques. To consider a more real case, we have corrupted the real EGF used to compute the synthetic waveforms: a colored noise, different for each station, having a similar spectral shape as the EGF, was added to the real EGF. Relative level of noise is about 25%. Deconvolution techniques are tested with these “noisy” EGFs. We use our version of the Landweber method which takes into account not only causality, positivity and finite duration of the RSTFs but also the fact that the moment ratio between Mainshock and EGF is 1000. We use

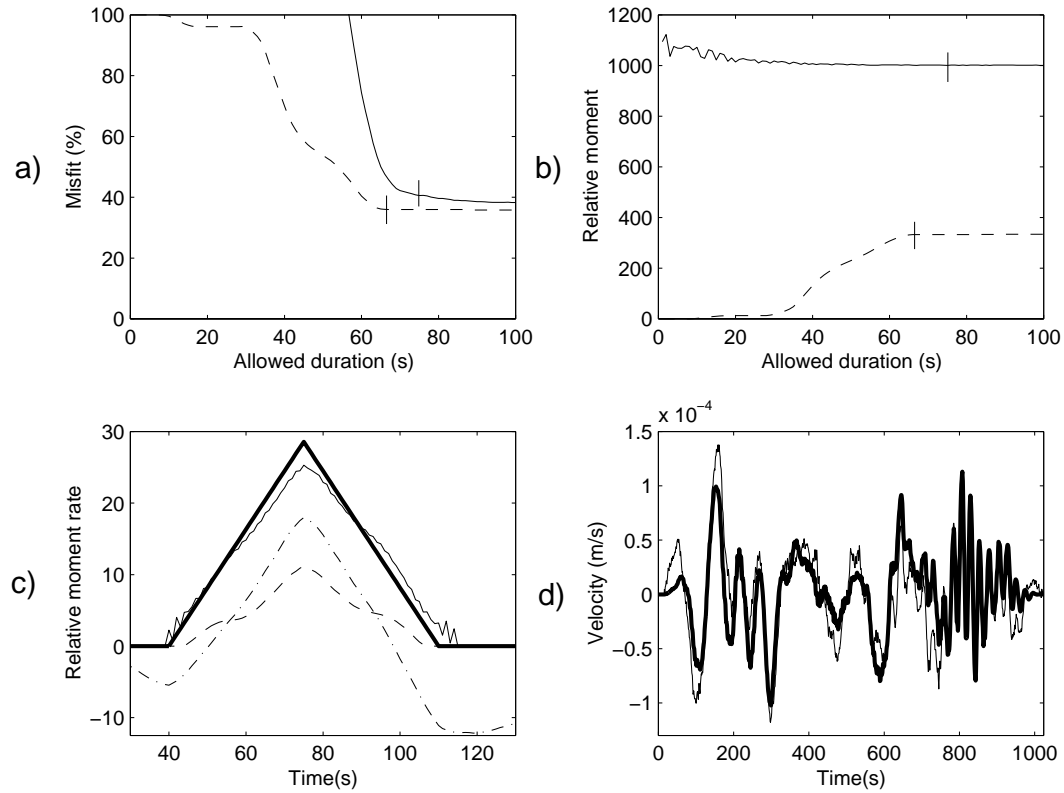


FIG. 2.3 – Results obtained, in the antidirective direction, for the three deconvolution techniques considered in the synthetic case: (1) constrained moment method, (2) Bertero et al.’s method, and (3) classical waterlevel method. Plain lines refers to (1), dashed lines to (2) and dashed-dot lines to (3). (a) Presents, for methods (1) and (2), the misfit between the real mainshocks and the reconstituted mainshock obtained by re-convolution of the RSTF with the EGF, as a function of the allowed duration of the RSTF. The vertical ticks indicate the time after which there is no more improvement of the reconstituted mainshock. (b) Presents, for techniques (1) and (2), the evolution of the obtained seismic moment as a function of the allowed duration of the RSTF. (c) Presents the preferred RSTF for techniques (1) and (2), as well as the RSTF obtained by (3). The preferred RSTFs are the RSTFs constrained to the durations indicated by the vertical ticks in a) and b). The thick line is the real RSTF. (d) presents a comparison between the real mainshock (thick line) and the reconstituted mainshock for the preferred RSTFs with technique (1) (thin line).

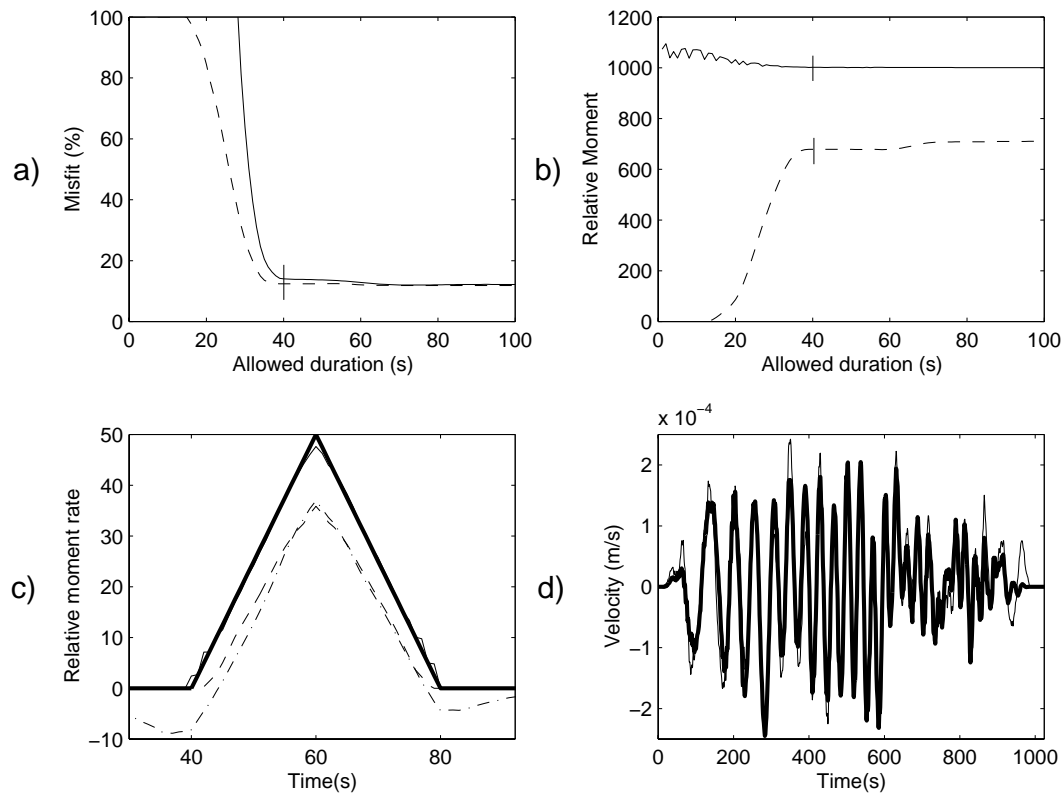


FIG. 2.4 – Results obtained, in the perpendicular direction, for the three deconvolution techniques considered in the synthetic case. Same notations as in Figure 2.3. For clarity, the scale in (c) is different from figure 2.3c). In this direction, the reconstruction of RSTF with technique (1) is very close from the real RSTF.

500 iterations of the scheme (2.13) and we only use the projected equation (2.14) every 10 iterations. This is a way to accelerate the procedure [Piana and Bertero, 1997]. We present in Figures 3, 4, 5 for each of the three directions (a) the misfit between the real mainshocks and the reconstituted mainshock obtained by reconvolution of the RSTF with the EGF, as a function of the allowed duration of the RSTF; this misfit is a good indicator of the quality of the obtained deconvolution; (b) the evolution of the obtained seismic moment as a function of the allowed duration of the RSTF, (c) the preferred RSTF, and (d) a comparison between the real mainshock and the reconstituted mainshock for the preferred RSTF. Parallely, we present the corresponding results with Bertero *et al.*'s technique which takes into account only three physical constraints: causality, positivity and finite duration. The preferred RSTFs are also compared (Figure 2.3c, 2.4c, 2.5c) with the RSTF obtained by the classical water-level method.

We notice that the durations are correctly retrieved whatever technique is used but that the amplitudes are not reliable when we do not impose the moment. Our constrained moment deconvolution gives better results than the other techniques: reconstruction of the RSTFs is very good in the antidirective and perpendicular directions. Only in the directive direction, where the noise added

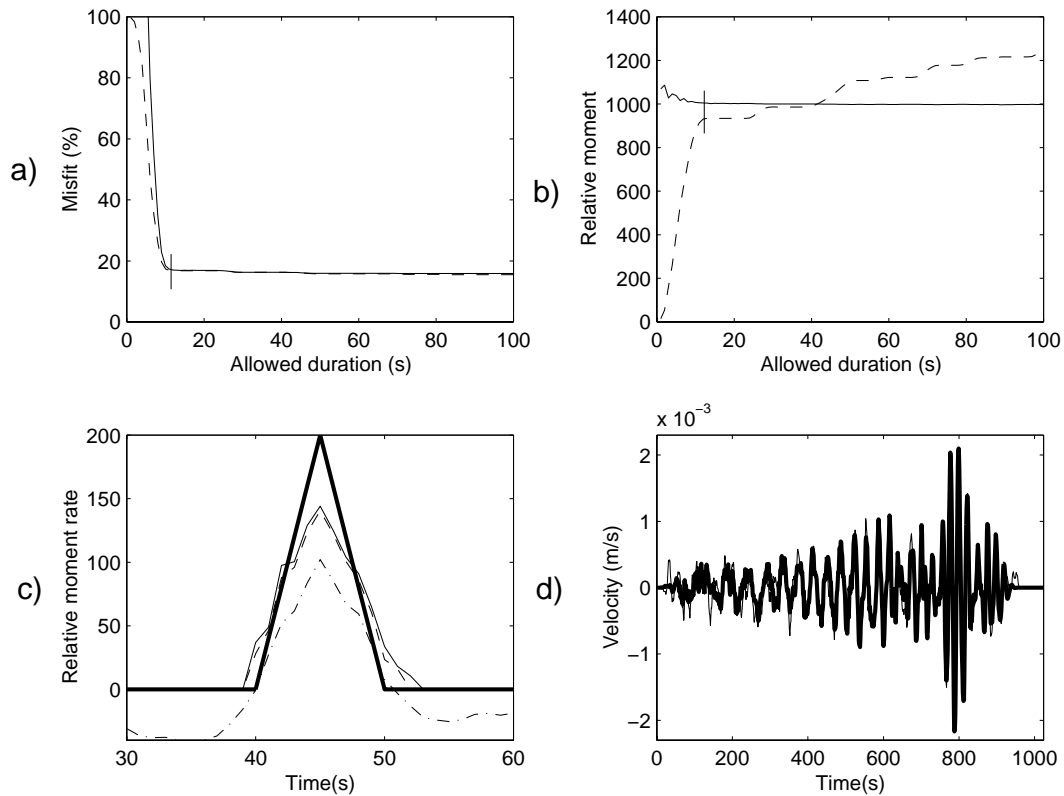


FIG. 2.5 – Results obtained, in the directive direction, for the three deconvolution techniques considered in the synthetic case. Same notations as in Figure 2.3. For clarity, the scale in (c) is different from figure 2.3c). In this direction, all techniques underestimate the moment release peak of the real RSTF.

to the EGF was high at low frequencies, the moment release peak is not completely retrieved. We now propose to test this technique against real data, and we choose as the Mainshock the very large 06/23/2001 Peru earthquake.

## 2.4 Application to the June 23, 2001 Peru earthquake

The June 23, 2001 Peru earthquake ( $M_w = 8.4$ ) is the largest earthquake of the Harvard CMT catalog, that is the largest earthquake since 1976. A complete report of the earthquake can be found in *Tavera et al. [2002]*; these authors estimate the aftershock zone to be a rectangle of 160km x 370km (along trench), which is located almost completely southeast of the hypocenter. Three days after the earthquake, a  $M_w = 6.8$  earthquake occurred in the mainshock rupture zone. Its thrust focal mechanism is similar to the mainshock mechanism, its source time function seems simple [*Seismological Observatory, University of Michigan, 2001*], and this earthquake is therefore selected as an Empirical Green Function (EGF) of the mainshock. We use the method detailed in the previous sections to infer the main rupture properties of this major event. The along-trench rupture dimension is dominant in such a large subduction earthquake, and thus, we limit

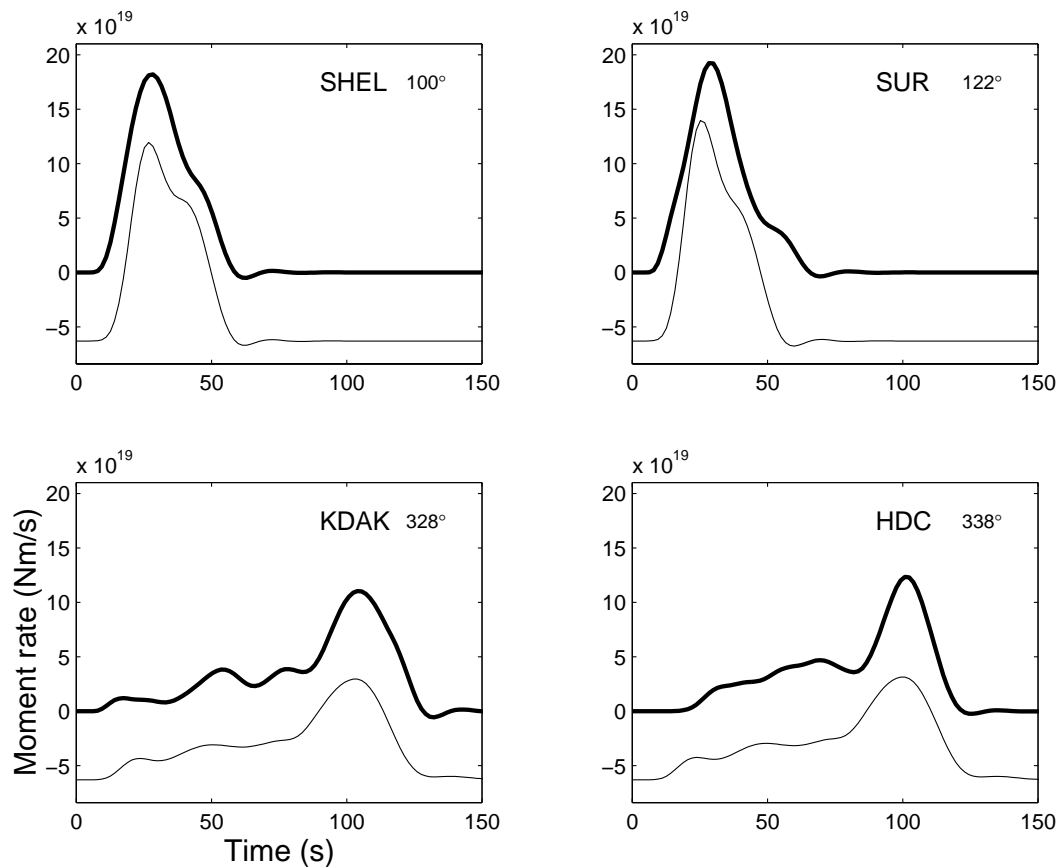


FIG. 2.6 – Selected RSTFs for the June 23, 2001 Peru earthquake. The thick lines are the “real” RSTFs, that is the RSTFs obtained by our constrained deconvolution. The thin lines are the synthetics related to the line source analysis of the mainshock (Figure 2.7). Names and azimuths of the stations are specified inside each subfigure. Both data and synthetics have been lowpass filtered at 20s.

our study to a line source analysis along this direction.

### 2.4.1 Constrained RSTFs

According to the Harvard CMT, the Mainshock moment is  $4.6710^{21} N.m$  and the moment of the selected EGF is  $1.410^{19} N.m$ , yielding a ratio of 333. We will therefore constrain the RSTFs to respect this value in our deconvolution method. The deconvolutions are systematically tested with all stations of the IRIS-GEOSCOPE networks which recorded both events. We consider both Rayleigh waves and Love waves windows, but because of their higher quality, we finally select only RSTFs coming from Love waves. Since we model the event as a line source, we choose to restrict our analysis to azimuths close to the fault strike: concretely, we only consider stations which have an azimuth around  $N120^\circ$  or around  $N300^\circ$ . Stations in other azimuths are in fact more sensitive to along-dip details of the rupture, which are not modelled in a simple line source

analysis. To be selected, RSTFs have to respect the following criteria: (1) when reconvolved by the EGF, they yield a good fit to the real mainshock waveforms; (2) the flat level of the misfit function (see Figure 2.3a), 2.4a), 2.5a)) can be identified. With these criteria, we select 2 stations in the southeast direction (SHEL and SUR), and 2 stations in the northwest direction (KDAK and HDC). The corresponding RSTFs are presented in Figure 2.6. Because of the finite duration of the EGF and of the intrarupture surface wave dispersion [Velasco *et al.*, 1994], short periods are not reliable, and thus, RSTFs are lowpass filtered at 20s.

### 2.4.2 Interpretation in terms of line source

The shape of the obtained RSTFs immediately confirms that rupture propagated toward the southeast: the RSTFs are shorter and more impulsive at stations SUR and SHEL compared to stations KDAK and HDC. This is consistent with the aftershock zone of the earthquake, or with the kinematic models of *ERI* [2001] and *Sladen and Madariaga* [2002]. To retrieve more quantitatively the rupture properties of this earthquake, we model it as a line source: we consider after a few tests that the maximum rupture length  $L$  is 300km, and we locate the hypocenter 60km away from the northwestern end of the rupture. Observation of the antidirective RSTFs shows that they consist of two main features: a low energy pulse during the first 80s and a larger pulse centered around 100s. We thus propose the following parametrization: the moment per unit width  $M_l$  is retrieved for each point of the line source, whereas the rupture velocity  $v_r$  and the duration of  $M_l$ , noted  $d$ , can only take two different values, one for each of the main pulses. We assume a triangular moment rate time function  $Tr(M_l, d, t)$ , so the synthetic RSTF  $\tilde{F}_\theta$  in a given azimuth  $\theta$  is defined by:

$$\tilde{F}_\theta(t) = \int_0^L Tr(M_l(x), d(x), t - T(x) + \frac{x \cos(\theta - \theta_F)}{v_\phi}) dx, \quad (2.22)$$

where  $T$  is the onset time (depending on the rupture velocity model) and  $\theta_F$  is the fault azimuth, approximated here to  $122^\circ$ . The phase velocity of Love waves  $v_\phi$  is averaged to 4.4km/s [Ammon *et al.*, 1993]. We discretise the fault in 30km-long segments, and so, the synthetic RSTFs are described with 15 parameters (11 parameters for  $M_l$ , and 2 parameters for both  $d$  and  $v_r$ ).  $v_r$  is constrained to be slower the Rayleigh wave velocity, which is here considered equal to 3.5km/s. To find the optimal combination of the parameters, we minimize the relation:

$$Misfit = \sum_{i=1}^N \int_0^D |\tilde{F}_{\theta_i}(t) - F_{\theta_i}(t)| dt \quad (2.23)$$

where  $N$  is the number of stations, and  $D$  the maximum duration of the RSTFs. This inverse problem is solved by the Neighborhood Algorithm (NA) proposed by *Sambridge* [1999a]. We do not develop here the principles of this method. Details are fully explained in *Sambridge's* paper and applications to source studies can be found in *Marson-Pidgeon et al.* [2000] or *Vallée et al.* [2003].

We show in Figure 2.7 the source models found by the inversion. We present the models obtained for  $M_l$ ,  $v_r$  and  $d$  as well as the absolute source time function.



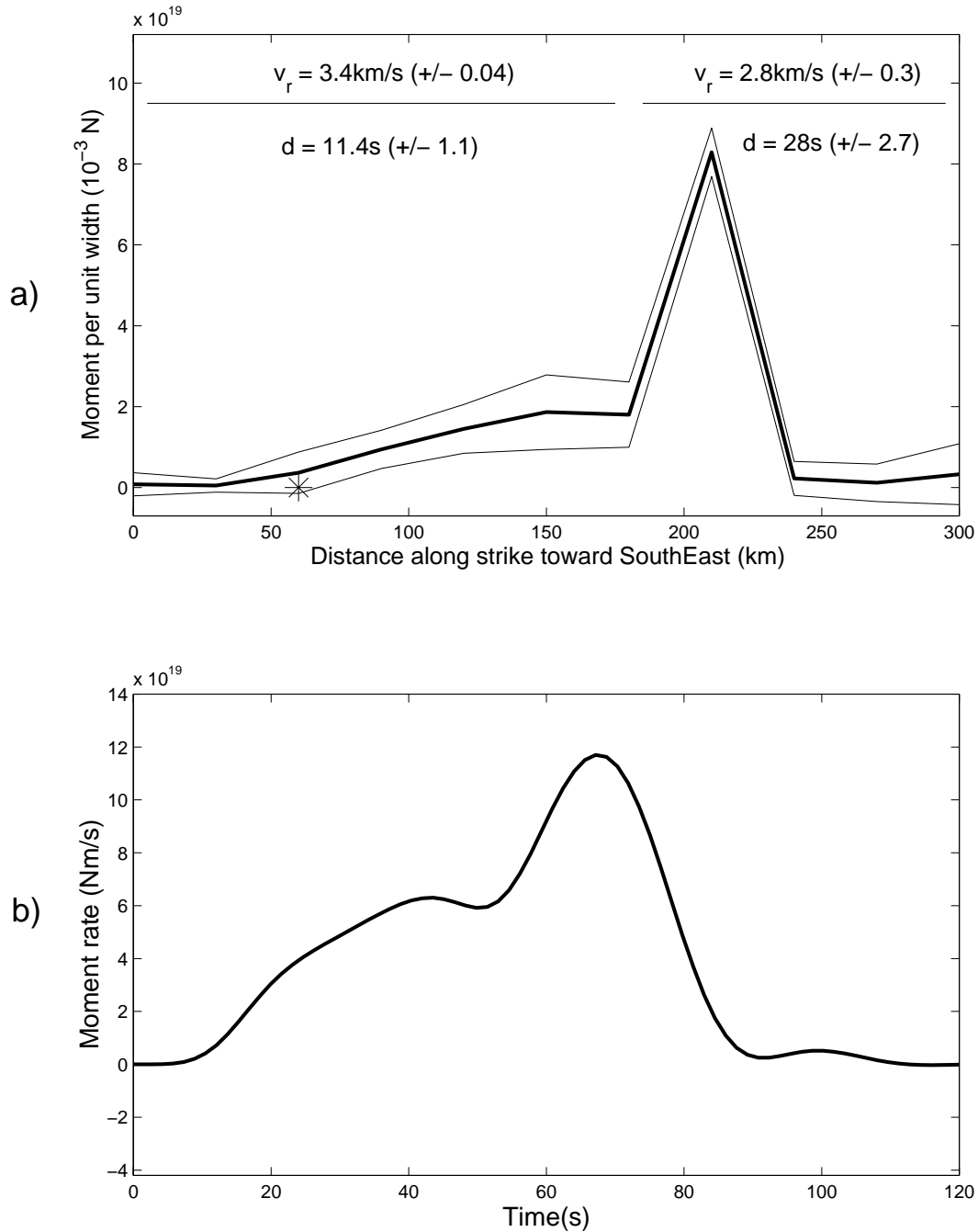


FIG. 2.7 – Line source modelling of the mainshock. (a) Line source model for the moment per unit width. The thick line is the mean model of 10 independent runs of NA. The two thin lines represent the extremal models (mean model  $\pm 3$  times the standard error). The hypocenter is denoted by a star. We have also represented the inferred mean values for both the duration and the rupture velocity, as well as their standard errors. (b) Absolute source time function corresponding to the the mean line source model presented in a).

As in *Vallée et al.* [2003], the standard errors on the parameters are evaluated by the use of a number of independent runs of NA. The main moment release zone is located 150km away from the hypocenter and its large associated duration (28s) is consistent with a large down-dip extension of the rupture in this part of the fault. This is coherent with the kinematic model defined by *ERI* [2001]. If we assume a fault width of 120km and a rigidity of  $4.8 \cdot 10^{10} \text{N.m}^{-2}$  ( $V_s \simeq 4 \text{km/s}$  and  $\rho \simeq 3000 \text{kg/m}^3$  at 30km depth), slip reaches about 13m on this part of the fault. Global rupture lasted about 90s, and the mean rupture velocity can be estimated to 3km/s.

## 2.5 Discussion and conclusions

In this article, we have proposed a new method to stabilize the Empirical Green Function technique. Classically, the EGF analysis is more reliable when used to identify the RSTF durations in various azimuths from the source. This gives an estimation of the length and mean rupture velocity of the event but bring little information about the locations and sizes of the main moment release zones. Moreover, the determination of these durations often depends on the interpretation of the author: when the end of the rupture is poorly defined, or when the RSTFs have a large negative part, different choices are possible. It would be more robust to rely on a global fit of the shape of the RSTFs, but this requires that their quality is good enough.

We show here that the quality of the obtained RSTFs is largely improved if we take into account various physical constraints. The usefulness of the positivity, causality, and banded duration constraints has already been shown by *Bertero et al.* [1997]. In this study, we demonstrate that another physical constraint is particularly important: the area of the RSTFs - which is equal to the moment ratio between Mainshock and EGF - has to remain the same at all stations. Moreover, this constraint can easily be included in the same “projected Landweber” algorithm as the one introduced by *Bertero et al.*

Examples in a simple synthetic case shows that the RSTFs are more reliable when we use the “equal moment constraint” defined in this study. Thus, in the case of real source analysis, we can directly infer the rupture properties by a fit of the shape of the RSTFs. Our modelling of the large 06/23/2001 Peru earthquake reveals that rupture propagated toward the southeast at about 3km/s and lasted about 90s. The inferred rupture length is about 180km and a zone of high moment release, with a large downdip extension, is well identified 150km away from the hypocenter.

### Acknowledgements

I am grateful to Michel Bouchon for his suggestions and comments. I thank Malcolm Sambridge for providing me with the Neighborhood Algorithm code and the IRIS and GEOSCOPE networks from which I retrieved the worldwide recordings of the Peru earthquake. I thank Olivier Sèbe and Jocelyn Guilbert for helpful discussions. This work was supported by a grant from the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) and from the Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA/DASE).

## 2.6 Annex: Proof of the projection

In the body of the article, we have detailed how to compute the projection on the set of the “nonnegative causal functions which are zero for  $t > D$  and for which the integral over  $[0D]$  is equal to  $M_1/M_0$ . Yet, we have not proven that the proposed function is really the metric projection on this set. This annex gives a proof of that, based on the work of *Youla and Webb* [1982]. Given the natural scalar product in the euclidian space of functions  $L^2(\mathfrak{R})$ ,  $P_{C_m}$  has to verify, for any function  $h$  belonging to this space:

$$I = ||h - P_{C_m}(h)|| = \int_{-\infty}^{\infty} (h(t) - P_{C_m}(h)(t))^2 dt = \text{minimum} \quad (2.24)$$

For simplicity, we now denote  $P_{C_m}(h)$  as  $G$ . By definition of  $P_{C_m}$ ,  $G$  obeys the following restrictions:

$$G(t) \geq 0, \forall t \in \mathfrak{R} \quad (2.25)$$

$$G(t) = 0, \forall t < 0 \quad (2.26)$$

$$G(t) = 0, \forall t > D \quad (2.27)$$

$$\int_0^D G(t) dt = M_1/M_0 \quad (2.28)$$

Let  $t_0$  and  $t_1 \neq t_0$  be any two continuity points of  $G$  verifying  $0 < t_0 < D$  and  $0 < t_1 < D$ . We denote  $\delta_a(t; t_l, h)$  the rectangular pulse centered on  $t = t_l$  of width  $a > 0$  and height  $h > 0$ . Clearly, for any preassigned positive value of  $h$  and all sufficiently small positive  $a$  and  $\mu$ ,

$$\tilde{G}(t) = G(t) - \mu\delta_a(t; t_0, h) + \mu\delta_a(t; t_1, h) \quad (2.29)$$

is nonnegative for  $0 < t < D$  and also satisfies (28). Moreover, the value  $\tilde{I}$  obtained by substituting  $\tilde{G}(t)$  for  $P_{C_m}(h)(t)$  in (24) is given by:

$$\begin{aligned} \tilde{I} = I + 2\mu \int_0^D (h - G)[\delta_a(t; t_0, h) - \delta_a(t; t_1, h)] dt + \\ \mu^2 \int_0^D [\delta_a(t; t_0, h) - \delta_a(t; t_1, h)]^2 dt \end{aligned} \quad (2.30)$$

Since  $I \leq \tilde{I}$ , and  $\mu > 0$ ,

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \frac{\tilde{I} - I}{\mu} = 2 \int_0^D (h - G)[\delta_a(t; t_0, h) - \delta_a(t; t_1, h)] dt \geq 0. \quad (2.31)$$

Clearly, as  $a \rightarrow 0$  and  $h \rightarrow \infty$  so that  $ah \rightarrow 1$ , the two  $\delta'_a$ s tend to *delta* functions centered on  $t_0$  and  $t_1$  and (31) yields

$$h(t_0) - G(t_0) \geq h(t_1) - G(t_1). \quad (2.32)$$

But  $t_0$  and  $t_1$  are symmetric and

$$h(t_1) - G(t_1) \geq h(t_0) - G(t_0), \quad (2.33)$$

finally

$$h(t_0) - G(t_0) = h(t_1) - G(t_1). \quad (2.34)$$

In short, for this couple  $(t_0, t_1)$ , there exists a constant  $c$  such that

$$G(t) = h(t) + c \quad (2.35)$$

This relationship holds only in the interval  $[0D]$  and only if  $h(t) + c > 0$ . Consequently,  $G$  and thus  $P_{C_m}$  is defined by the following relations:

$$P_{C_m}(h)(t) = \begin{cases} P_+(h(t) + c) & \text{if } t \in [0D] \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (2.36)$$

where  $c$  verifies the following relation:

$$\int_0^D P_+(h(t) + c) dt = M_1/M_0 \quad (2.37)$$

$c$  is estimated by successive approximations of the integral, as we have done in section (2). These last two relations are consistent with the way we have computed the projection.



# Conclusions





L'inversion du processus de rupture des grands séismes est un problème très facilement instable, pour de nombreuses raisons; la plupart d'entre elles ont été détaillées dans la section 1.5 de cette thèse. Retrouver à l'échelle de 5km les propriétés cinématiques de la source requiert probablement une couverture de stations excellente en champ proche ainsi qu'un mécanisme simple et une structure crustale bien connue. Le séisme qui a le mieux rassemblé ces diverses contraintes est celui de Landers (Californie, 1992), mais même dans ce cas les détails des inversions réalisées ont été différents (voir les modèles de *Cohee et Beroza [1994]*, *Wald et Heaton [1994]* et *Cotton et Campillo [1995]*). Dans ce travail, nous ne nous sommes pas engagés dans cette voie mais nous avons plutôt cherché à constituer des modèles de source - éventuellement moins précis - mais surtout bien contraints. Par ailleurs, nous nous sommes intéressés à des méthodes qui peuvent être appliquées systématiquement après chaque séisme; nous avons donc principalement porté notre attention sur les données lointaines.

Nous rappelons ici successivement les méthodes novatrices que nous avons employées dans cette thèse, puis les applications à des données réelles que nous avons effectuées. Enfin, nous proposons quelques pistes - plus ou moins ambitieuses - de poursuite de ce travail.

## Méthodologies

### La liberté de la vitesse de rupture

La vitesse de rupture est le paramètre cinématique le plus délicat à prendre en compte dans l'inversion du processus de rupture; il faut en effet tenir compte de la causalité, qui empêche un point de la faille de bouger tant qu'un de ces voisins n'a pas lui-même glissé. Or, l'approche classique raisonne sur les temps de déclenchement, ce qui rend cette condition de causalité difficile à prendre en compte pour une rupture bidimensionnelle. Nous proposons dans cette thèse de raisonner directement sur les vitesses de rupture locales. De cette manière, la causalité est automatiquement prise en compte dès lors que l'on interdit à ces vitesses de rupture de dépasser la vitesse d'onde P. Les temps de déclenchement sont ensuite retrouvés en tout point de la faille par la méthode en différences finies de *Podvin et Lecomte [1991]*. Cette paramétrisation de la vitesse de rupture, introduite par *Herrero [1994]*, n'est généralement pas appliquée à l'inversion cinématique de la source sismique. Dans cette thèse, nous l'avons utilisée aussi bien pour l'imagerie précise du processus de rupture (chapitre I.2) que pour l'imagerie globale (chapitre II.1).

### La multiplication des données et des approches

L'usage de données variées permet logiquement d'améliorer la résolution des modèles de source. Quand un séisme est bien instrumenté, il est ainsi utile d'inclure à la fois des données en champ proche et lointain. Dans le cas où les téléseismogrammes sont les seules informations disponibles, il faut essayer d'exploiter le plus complètement possible cet unique type de données. Nous montrons qu'il est en particulier très utile de combiner l'usage des ondes de

volume avec celui des ondes de surface (chapitre I.2 et II.1). En effet, ces deux types d'ondes sont très complémentaires: la faible sensibilité latérale des ondes de volume est compensée par celle des ondes de surface tandis que la réciproque s'applique pour la sensibilité verticale.

Par ailleurs, il est aussi utile, afin d'améliorer notre confiance dans les modèles obtenus, d'utiliser simultanément les deux grandes approches de la propagation: la modélisation déterministe à partir des modèles de Terre globaux, et la modélisation empirique, où la propagation est simulée par un séisme similaire, mais de magnitude inférieure (fonction de Green empirique). La modélisation empirique permet un découplage entre les effets de propagation et de source: cela représente un avantage sur la modélisation déterministe, où il est parfois délicat d'affirmer si une caractéristique des formes d'onde vient de la source ou de la propagation. Par exemple, *Li et al.* [2002], en s'appuyant sur une étude des ondes de volume, ont proposé que le séisme d'Izmit avait une durée d'au moins 45s: en effet, ils ont pu trouver des signaux cohérents aux différentes stations jusqu'à un temps d'environ 60s. Or, la déconvolution par une fonction de Green empirique (chapitre II.1) montre que l'essentiel du processus de rupture n'a pas dépassé 20s. Il est ainsi probable que les formes d'ondes tardives soient dues à des effets de propagation. De son côté, la modélisation déterministe permet une modélisation plus haute fréquence, et est bien sûr utile dès lors qu'il n'existe pas de fonction de Green empirique satisfaisante.

### **La rupture vue comme un ensemble de zones de glissement**

Nous avons cherché à développer durant cette thèse une méthode d'imagerie intermédiaire entre les modèles de centroid et une réelle tomographie de la source. Les motivations étaient les suivantes: conserver un problème bien résolu, tout en imageant les caractéristiques spatio-temporelles majeures de la rupture. L'idée est fondée sur une description de la faille en zones de glissement uniformes. Les périodes relativement longues (supérieures au tiers ou au quart du temps de rupture globale) des télégrammes sont alors inversées en vue de retrouver les caractéristiques de ces zones (dimension, glissement moyen, vitesse de rupture). De manière à ne pas introduire de complexité inutile dans la cinématique de la rupture, le processus d'inversion est itératif: dans un premier temps, une seule zone est considérée, et l'inversion est alors réalisée. L'addition d'une zone de glissement supplémentaire ne se fait que dans le cas où l'accord aux données n'est pas satisfaisant. L'usage d'au maximum deux de ces zones permet en général d'expliquer la plupart des caractéristiques des formes d'ondes (chapitre II.1).

### **Techniques d'inversion et de déconvolution**

De manière plus technique, deux problèmes dits "inversés" se sont posés lors de cette thèse: un problème d'inversion classique, où un observable synthétique est construit à partir d'un certain nombre de paramètres (dans cette thèse quelques dizaines au plus). Le but est alors de définir une combinaison optimale de ces paramètres par minimisation des écarts entre les observables synthétique

et réel. Quand la relation qui lie les paramètres à l'observable synthétique est non-linéaire, ce problème est compliqué, car la seule méthode efficace passe par une exploration de l'espace des paramètres. Nous avons utilisé dans cette thèse un algorithme de recherche semi-globale proposé par *Sambridge* [Neighborhood Algorithm, 1999a], qui s'est révélé adapté aux différentes inversions que nous avons traitées (chapitres I.2, II.1, II.2).

D'un autre côté, nous avons aussi proposé un perfectionnement de l'approche par fonction de Green empirique. Cela consiste à contraindre la déconvolution (qui est un problème inverse particulier) à respecter certaines contraintes physiques. En effet, la déconvolution entre le séisme majeur et un séisme similaire conduit à la fonction source relative, qui a les quatre propriétés suivantes: c'est une fonction causale, positive, à support borné, et dont l'intégrale sur ce support est égale au rapport des moments entre les deux séismes. Par l'utilisation de la méthode de Landweber projetée [Bertero, 1997], nous montrons comment prendre en compte ces quatre contraintes. Grâce à cette amélioration, il est possible de comparer directement les RSTFs venant de la déconvolution et celles provenant d'un réel modèle de source. L'efficacité de cette méthode est illustrée par un exemple simple, où la rupture se propage unilatéralement sur une faille verticale (chapitre II.2).

## Application à des données réelles

### Le séisme d'El Salvador du 13 janvier 2001

Nous avons proposé une étude détaillée de ce séisme, qui fut un événement peu fréquent : dans les zones de subduction, très peu de séismes extensifs de profondeur intermédiaire (entre 40km et 200km) atteignent une telle magnitude ( $M_w = 7.7$ ). Les différentes données utilisées sont compatibles avec le processus de rupture suivant: le séisme a eu lieu à 50km de profondeur, sur une faille plongeant à  $60^\circ$  vers la côte, et a engagé une zone de rupture d'environ 50km x 25km. La rupture s'est propagée à la fois vers le Nord-Ouest et vers la surface à une vitesse sous-Rayleigh classique de 3-3.5km/s. Le glissement moyen important (3.5m) sur une surface de rupture faible conduit à une chute de contrainte élevée, aux environs de 130bars. L'observation de la sismicité historique montre que le lieu où s'est produit cet important séisme correspond à une zone où le slab se raidit nettement. L'accommodation de la flexion du slab est donc une explication logique de l'occurrence d'un tel événement (chapitre I.2).

### Séismes d'Izmit (1999, Turquie), de Jalisco (1995, Mexique) et d'Arequipa (Pérou, 2001)

Au travers de deux séismes très étudiés, nous avons montré que la description en zones de glissement (chapitre II.1) conduisait à des modèles compatibles avec les grands traits des inversions plus détaillées. Le séisme d'Izmit (1999) est un séisme où des modèles très variés ont été déterminés (figure II.1.1). On peut en conclure qu'à partir des données disponibles pour ce séisme, il est très difficile d'imager complètement le scénario de la rupture. Nous proposons donc

un modèle simplificateur, constitué d'une seule zone de 70km de long et 15km de profondeur qui a subi un glissement de 5-6m; cette description permet un accord satisfaisant avec les différentes données étudiées, et par ailleurs, la position et la dimension de la zone de rupture imagée est en accord avec les ruptures de surface observées. Dans le cas du séisme de Jalisco (1995), les études précédentes sont plus compatibles entre elles: dans leur globalité, elles identifient une rupture purement unilatérale, peu profonde, d'une longueur de 120-170km, et imagent une complexité à l'extrémité Nord-Ouest de la zone de rupture. Notre modélisation avec deux zones de glissement rend compte de ces grands traits de la rupture et montre qu'une large partie des données utilisées est expliquée par un modèle très simple: la rupture s'est propagée vers le Nord-Ouest à une vitesse de 2.6km/s durant 120km, avec un glissement d'environ 3m. Par la suite, la rupture change d'aspect, avec probablement une extension plus importante dans la direction perpendiculaire à l'azimut de la faille. Finalement, ce séisme aura engagé une longueur de faille de 160km, à des profondeurs comprises entre 10 et 30km.

Le récent séisme du Pérou (23/06/2001) est étudié à partir des seules ondes de surface, au moyen de notre analyse par fonction de Green empirique (chapitre II.2). En utilisant des stations dans l'azimut de la faille, nous avons pu déterminer que la rupture était purement unilatérale et s'étendait sur 180km; nous avons imagé, à 150km de l'hypocentre, une zone de très fort glissement (de l'ordre de 13m) et de large extension dans la direction perpendiculaire à l'azimut de la faille. Ces résultats sont cohérents avec la position des répliques et les premières études cinématiques disponibles de ce séisme [ERI, 2001; Sladen and Madariaga, 2002].

## Perspectives

### D'autres séismes intéressants

Dans cette thèse, nous avons présenté une étude spécifique du séisme d'El Salvador du 13/01/2001. D'autres séismes très intéressants se sont produits ces deux dernières années, en particulier celui du 14/11/2001 au Kunlun (Chine). La longueur de rupture de ce très grand séisme en décrochement est d'environ 400km [Lin *et al.*, 2002] et son temps de rupture autour de 100s. Il apparaît immédiatement que la vitesse de rupture est probablement élevée. Nous travaillons actuellement sur ce séisme, à la fois par une approche directe et par une approche en fonction de Green empirique. De par sa longueur record (en dehors des zones de subduction, aucun séisme plus long n'est documenté), cet événement est un très bon candidat pour étudier de manière précise la vitesse de rupture. La bonne qualité des données du NCDSN (New China Digital Seismograph Network), ainsi que la grande proximité entre la fonction de Green empirique (séisme du 26/11/2000) et l'hypocentre du choc principal sont d'autres éléments favorables pour l'étude approfondie de ce séisme.

Par ailleurs, des enregistrements infrasons en Mongolie de ce séisme sont aussi disponibles. Même si la propagation dans l'air est plus complexe que celle dans le sous-sol, il est possible que ces données puissent apporter de l'information

sur la source (un des avantages est la lenteur des ondes sonores, voir à ce sujet l'étude de *Le Pichon et al.* [2002] sur le séisme du Pérou du 23/06/2001).

Enfin, le dernier séisme d'Alaska (03/11/2002,  $M_w = 7.9$ ), qui s'est produit sur une faille décrochante de faible activité mérite aussi une étude particulière; la zone de rupture semble longue ( $> 200km$ ), ce qui peut permettre de bien contraindre la vitesse de rupture. Il sera possible d'en faire une étude complète car de nombreuses données accélérométriques seront disponibles.

### **Autres types de description possibles de la source**

Dans le chapitre II.1, nous avons proposé une modélisation simplifiée de la source en zones de glissement uniformes. Dans le même esprit, d'autres descriptions simples sont possibles: en particulier, il peut apparaître plus physique d'utiliser un ensemble de zones de chute de contrainte uniformes plutôt qu'un ensemble de zones de glissement. La formulation directe serait moins immédiate à mettre en place, mais l'inversion ne serait pas plus compliquée, le nombre de paramètres gardant une valeur raisonnable.

### **L'approche systématique**

Les données lointaines ont le grand avantage de permettre l'étude systématique des grands séismes mondiaux. Actuellement, les types d'informations disponibles pour chaque séisme sont leur centroid, leur mécanisme au foyer ou leur fonction source ponctuelle [Harvard CMT, *Tanioka and Ruff*, 1997]. Seul ERI (Japon) propose depuis trois ans une analyse cinématique de ces grands séismes à partir des ondes de volume télé-sismiques. De notre côté, nous proposons, à partir de la méthode en zones de glissement (chapitre II.1), de fournir des informations sur la position et l'extension des zones de rupture principales, ainsi que sur les glissement et vitesse de rupture moyens. Ce type d'information permet d'envisager un grand nombre d'études statistiques de la rupture; un exemple en a été donné par *McGuire et al.* [2002], qui ont montré à partir d'un catalogue depuis 1994, que la rupture des séismes avait une tendance à être unilatérale. Beaucoup d'autres analyses, où l'on recherche des corrélations entre les caractéristiques de la rupture, éventuellement en se restreignant à des mécanismes ou à des régions donnés, sont possibles.

### **Le temps quasi-réel**

L'approche systématique est aussi envisageable en temps quasi-réel. Cela nécessiterait aujourd'hui encore quelques améliorations à différents niveaux de la modélisation. Tout d'abord, il faudrait que les sismogrammes complets des stations mondiales soient disponibles juste après le séisme. Actuellement, un nombre important de stations ne fournit que l'onde P du séisme, ce qui limite l'utilisation de notre approche globale, fondée sur l'analyse couplée des ondes P, SH et des ondes de surface. De plus, il serait souhaitable d'avoir un catalogue de fonctions de Green empiriques facilement accessible: cela permettrait, juste après un événement majeur, de visualiser les séismes qui pourraient être utilisés comme fonctions de Green. Enfin, la résolution du problème inverse devrait être

accélérée, surtout dans le cas où l'on ne se contente pas d'un modèle à une seule zone. Une telle approche aurait des intérêts pratiques évidents: en premier lieu, la détermination de la position et de la taille de la zone de rupture est une information précieuse pour le déploiement des secours. Par ailleurs, dans le cas d'un séisme de subduction, les positions des zones de glissement par rapport au fond de la mer, les glissements et les vitesses de rupture mis en jeu permettent une meilleure appréhension du risque de tsunami lié à ces séismes.

# Bibliographie

Abercrombie, R.A., M. Antolik, K. Felzer, and G. Ekström, The 1994 Java tsunami earthquake: Slip over a subducting seamount, *J. Geophys. Res.*, *106*, 6595-6607, 2001.

Aki, K. and P. Richards, Quantitative seismology: Theory and methods, W.H. Freeman and Co, 1980.

Ammon, C.J., A.A. Velasco, and T. Lay, Rapid estimation of rupture directivity: application to the 1992 Landers ( $M_S = 7.4$ ) and Cape Mendocino ( $M_S = 7.2$ ), California earthquakes, *Geoph. Res. Lett.*, *20*, 97-100, 1993.

Aochi, H., and E. Fukuyama, Three-dimensional nonplanar simulation of the 1992 Landers earthquake, *J. Geophys. Res.*, *107*, ESE4-1-4-12, 2002.

Archuleta, R.J., Analysis of near-source static and dynamic measurements from the 1979 Imperial Valley earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *72*, 1927-1956, 1982.

Archuleta, R.J., A faulting model for the 1979 Imperial Valley earthquake, *J. Geophys. Res.*, *89*, 4559-4585, 1984.

Astiz, L., and H. Kanamori, Interplate coupling and temporal variation of mechanisms of intermediate-depth earthquakes in Chile, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *83*, 811-829, 1986.

Backus, G.E., Moment tensors and other phenomenological descriptions of seismic sources. II. Discontinuous displacements, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *47*, 301-329, 1976.

Backus, G.E., Interpreting the seismic glut moments of total degree two or less, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *51*, 1-25, 1977.

Barka, A., H.S. Akyuz, E. Altunel, G. Sunal, Z. Cakir, A. Dikbas, B. Yerli, R. Armijo, B. Meyer, J.B. de-Chabalier, T. Rockwell, J.R. Dolan, R. Hartleb, T. Dawson, S. Christofferson, A. Tucker, T. Fumal, R.

- Langridge, H. Stenner, W. Lettis, J. Bachhuber, and W. Page, The surface rupture and slip distribution of the 17 August 1999 Izmit earthquake (M 7.4), North Anatolian fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *92*, 43-60, 2002.
- Bernard, P. Shock waves from supershear seismic ruptures, *ESC, XXVIII General Assembly*, Genova, 2002.
- Beroza, G.C., and P. Spudich, Linearized inversion for fault rupture behaviour: application to the 1984 Morgan Hill, California, earthquake, *J. Geophys. Res.*, *93*, 6275-6296, 1988.
- Bertero, M., D. Bindi, P. Boccacci, M. Cattaneo, C. Eva, and V. Lanza, Application of the projected Landweber method to the estimation of the source time function in seismology, *Inverse Problems*, *13*, 465-486, 1997.
- Bilek, S., and T. Lay, Variation of interplate fault zone properties with depth in the Japan subduction zone, *Science*, *281*, 1175-1178, 1998.
- Bommer, J.J., A. Udías, J.M. Cepeda, J.C. Hasbun, W.M. Salazar, A. Suárez, N.M. Ambraseys, E. Buforn, J. Cortina, R. Madariaga, P. Méndez, J. Mezcua, and D. Papastamatiou, A new digital accelerograph network for El Salvador, *Seismol. Res. Lett.*, *68*, 426-437, 1997.
- Bommer, J.J., M.B. Benito. M. Ciudad-Real, A. Lemoine, M.A. López-Menjívar, R. Madariaga, J. Mankelov, P. Méndez de Hasbun, W. Murphy, M. Nieto-Lovo, C.E. Rodríguez-Pineda, and H. Rosa, The El Salvador earthquakes of January and February 2001: context, characteristics and implications for seismic risk, *Soil Dyn. Earthq. Engin.*, *22*, 389-418, 2002.
- Bouchon, M., Teleseismic body wave radiation from a seismic source in a layered medium, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *47*, 515-530, 1976.
- Bouchon, M., A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *71*, 959-971, 1981.
- Bouchon, M., N.M. Toksoz, H. Karabulut, M.P. Bouin, M. Dietrich, M. Aktar, and M. Edie, Seismic imaging of the 1999 Izmit (Turkey) rupture inferred from the near-fault recordings, *Geoph. Res. Lett.*, *27*, 3013-3016, 2000.
- Bouchon, M., N.M. Toksoz, H. Karabulut, M.P. Bouin, M. Dietrich, M. Aktar, and M. Edie, Space and time evolution of rupture and faulting during the 1999 Izmit (Turkey) earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *92*, 256-266, 2002.
- Buckchin, B.G., Determination of stress glut moments of total de-



gree 2 from teleseismic surface wave amplitude spectra, *Tectonophysics*, *248*, 185-191, 1995.

Burbach, G., and C. Frohlich, Seismicity and tectonics of the subducted Cocos Plate, *J. Geophys. Res.*, *89*, 7719-7735, 1984.

Burridge, R., and L. Knopoff, Body force equivalents for seismic dislocations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *54*, 1875-1888, 1964.

Çakir, Z., J.B. De Chabaliér, A. Armijo, B. Meyer, A. Barka, and G. Peltzer, The August 17, 1999, Turkey, earthquake seen with InSAR imagery and tectonic field observations, *EUG XI Meeting*, Strasbourg, France, 2001.

Campillo, M., Numerical evaluation of near-field, high-frequency radiation from quasi-dynamic circular faults, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *73*, 723-734, 1983.

Campillo, M., J.C. Gariel, K. Aki, and F.J. Sanchez-Sesma, Destructive strong ground motion in Mexico City: source, path, and site effects during great 1985 Michoacan earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *79*, 1718-1735, 1989.

Campillo, M., and R. Madariaga, Processus de rupture dynamique d'un grand séisme et loi de friction sur les failles, *C. R. Acad. Sci.*, *333*, 531-544, 2001.

Castro, R.R., Un modelo de la corteza terrestre para el sur de Mexico mediante el uso de sismos profundos, thesis, Facultad de Ingenieria, UNAM, 75 pp, 1980.

Central American Seismological Center (CASC), Base de datos, *ftp 163.178.105.34.*, 2001.

Christensen, D.H., and T. Lay, Large earthquakes in the Tonga region associated with subduction of the Louisville Ridge *J. Geophys. Res.*, *93*, 13367-13389, 1988.

Christensen, D.H., and L.J. Ruff, Seismic coupling and outer rise earthquakes, *J. Geophys. Res.*, *93*, 13421-13444, 1988

Clévéde, E., M.P. Bouin, B. Bukchin, A. Mostinski, and G. Patau, Integral estimates of the geometry, source duration and rupture propagation of the 17 august 1999 Izmit-Kocaeli earthquake, submitted, 2002.

Cocco, M., J. Pacheco, S.K. Singh, and F. Courboux, The Zihuatanejo, Mexico, earthquake of 1994 December 10 (M=6.6): source

characteristics and tectonic implications, *Geophys. J. Int.*, 131, 135-145, 1997.

Cohee, B.P., and G.C. Beroza, Slip distribution of the 1992 Landers earthquake and its implications for earthquake source mechanics, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 84, 692-712, 1994.

Comite de Emergencia National (COEN), <http://www.coen.gob.sv/-Estal30101.htm>, 2001.

Cotton, F., Imagerie de la source sismique par inversion de mouvements forts et étude des variations de contraintes associées aux séismes, *Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble*, 183p, 1995.

Cotton, F., and M. Campillo, Frequency domain inversion of strong motions: application to the 1992 Landers earthquake, *J. Geophys. Res.*, 100, 3961-3975, 1995.

Courboux, F., Inversion spatio-temporelle de la source sismique à l'aide des fonctions de Green empiriques, *Thèse de l'Université Paris VI*, 163p, 1995.

Courboux, F., S.K. Singh, J.F. Pacheco, and C.J. Ammon, The 1995 Colima-Jalisco, Mexico, earthquake (Mw 8): a study of the rupture process, *Geoph. Res. Lett.*, 24, 1019-1022, 1997a.

Courboux, F., M.A. Santoyo, J.F. Pacheco, and S.K. Singh, The 14 September 1995 (M=7.3) Copala, Mexico, earthquake: a source study using teleseismic, regional, and local data, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 87, 999-1010, 1997b.

Dahm, T. and F. Kruger, Higher-degree moment tensor inversion using far-field broad-band recordings: theory and evaluation of the method with application to the 1994 Bolivia deep earthquake, *Geophys. J. Int.*, 137, 35-50, 1999.

Das, S., and K. Aki, Fault plane with barriers: a versatile earthquake model, *J. Geophys. Res.*, 82, 5658-5670, 1977.

Das, S., and B.V. Kostrov, Inversion of seismic slip rate history and distribution with stabilizing constraints: application to the 1986 Andreanof Islands earthquake, *J. Geophys. Res.*, 95, 6899-6913, 1990.

Das, S., and B.V. Kostrov, Diversity of solutions of the problem of earthquake faulting inversion; application to SH waves for the great 1989 Macquarie Ridge earthquake, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 85, 293-318, 1994.

Das, S., and P. Suhadolc, On the inverse problem for earthquake rupture: the Haskell-type source model, *J. Geophys. Res.*, *101*, 5725-5738, 1996.

Day, S.M., Three-dimensional simulation of spontaneous rupture: the effect of nonuniform prestress, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *72*, 1881-1902, 1982.

Delouis, B., D. Giardini, P. Lundgren, and J. Salichon, Joint inversion of InSAR, GPS, teleseismic, and strong-motion data for the spatial and temporal distribution of earthquake slip: application to the 1999 Izmit mainshock, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *92*, 278-299, 2002.

Der, Z.A., and A.C. Lees, 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, 1985.

Doornbos, D.J., Seismic moment tensors, in *Identification of Seismic Sources*, p 207-232, Dordrecht, Holland, 1981.

Doornbos, D.J., Seismic moment tensors and kinematic source parameters, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *69*, 235-251, 1982.

Dmowska, R., and L.C. Lovison, Influence of asperities along subduction interfaces on the stressing and seismicity of adjacent areas, *Tectonophysics*, *211*, 23-43, 1992.

Dziewonski, A.M., T.A. Chou, and J.H. Woodhouse, Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity, *J. Geophys. Res.*, *86*, 2825-2852, 1981.

Dziewonski, A.M., and D.L. Anderson, Preliminary reference Earth model, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *25*, 297-356, 1981.

Ellsworth, W.L., and M. Celeby, Near field displacement time history of the M7.4 Kocaeli (Izmit), Turkey, earthquake of August 17, 1999, *Am. Geophys. Union Fall Meeting Supplement*, it 80, F648, 1999.

Ekström, G., A very broad band inversion method for the recovery of earthquake source parameters, *Tectonophysics*, *166*, 73-100, 1989.

ERI (Earthquake Research Institute), EIC seismological note: El Salvador Earthquake on January 13, 2001, [http://www.eic.eri.u-tokyo.ac.jp/EIC/EIC\\_News/010113.gif](http://www.eic.eri.u-tokyo.ac.jp/EIC/EIC_News/010113.gif), Univ. of Tokyo, 2001.

ERI (Earthquake Research Institute), EIC seismological note: Peru Earthquake on June 23, 2001, [http://www.eic.eri.u-tokyo.ac.jp/EIC/EIC\\_News/105E.html](http://www.eic.eri.u-tokyo.ac.jp/EIC/EIC_News/105E.html), Univ. of Tokyo, 2001.

Escobedo, D., J.F. Pacheco, and G. Suarez, Teleseismic body-wave analysis of the 9 October, 1995 ( $M_w = 8.0$ ), Colima-Jalisco, Mexico earthquake, and its largest foreshock and aftershock, *Geoph. Res. Lett.*, *25*, 547-550, 1998.

Eshelby, J.D., The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems, *Proc. Roy. Soc. London, Series A*, *241*, 376-396, 1957.

Espinosa, A.F., R. Husid, and A. Quesada, Intensity distribution and source parameters from field observations, The Guatemalan Earthquake of February 4, 1976, A preliminary report, *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, *1002*, 52-66, 1976.

Frankel, A., High-frequency spectral falloff of earthquakes, fractal dimension of complex rupture,  $b$  value, and the scaling of strength on faults, *J. Geophys. Res.*, *96*, 6291-6302, 1991.

Freund, L.B., The mechanics of dynamic shear crack propagation, *J. Geophys. Res.*, *84*, 2199-2209, 1979.

Fuchs, K., The transfer function for P-waves for a system consisting of a point source in a layered medium, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *56*, 75-108, 1966.

Fukao, Y., Source process of a large deep-focus earthquake and its tectonic implications-The western Brazil earthquake of 1963, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *5*, 61-76, 1972.

Gibert, D., and J. Virieux, Electromagnetic imaging and simulated annealing, *J. Geophys. Res.*, *96*, 8057-8067, 1991.

Given, J. W., and H. Kanamori, The depth extent of the 1977 Sumbawa, Indonesia earthquake, *Eos. Trans. AGU*, *61*, 1044, 1980.

Gouget, K., P.F. Ihmlé, J. Campos, and J.P. Montagner, Self-consistent retrieval of source parameters using mantle waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *88*, 995-1002, 1998.

Gusev, A.A., and V.M. Pavlov, Determination of space-time structure of a deep earthquake source by means of power moments, *Tectonophysics*, *152*, 319-334, 1988.

Hartzell, S.H., Earthquake aftershocks as Green's functions, *Geoph. Res. Lett.*, *5*, 1-4, 1978.

Hartzell, S.H., and T.H. Heaton, Inversion of strong ground motion and teleseismic waveform data for the fault rupture history of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake *Bull. Seism. Soc. Am.*, *73*, 1553-1583, 1983.

Hartzell, S.H., and T.H. Heaton, Rupture history of the 1984 Morgan Hill, California, earthquake from the inversion of strong motion records, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *76*, 649-674, 1986.

Hartzell, S.H., G.S. Stewart, and C. Mendoza, Comparison of L1 and L2 norms in a teleseismic waveform inversion for the slip history of the Loma Prieta, California, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *81*, 1518-1539, 1991.

Hartzell, S.H., and P. Liu, Calculation of earthquake rupture histories using a hybrid global search algorithm: Application to the 1992 Landers, California, earthquake, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *95*, 79-99, 1996.

Haskell, N.A., Elastic displacements in the near-field of a propagating fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *59*, 865-908, 1969.

Heaton, T.H., Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *64*, 1-20, 1990.

Heinrich, P., F. Schindele, S. Guibourg, and P.F. Ihmlé, Modeling of the February 1996 Peruvian tsunami, *Geoph. Res. Lett.*, *25*, 2687-2690, 1998.

Hernandez, B., F. Cotton, and M. Campillo, Contribution of radar interferometry to a two-step inversion of the kinematic process of the 1992 Landers earthquake, *J. Geophys. Res.*, *104*, 13083-13099, 1999.

Hernandez, B., N.M. Shapiro, S.K. Singh, J.F. Pacheco, F. Cotton, M. Campillo, A. Iglesias, V. Cruz, J.M. Gomez, and L. Alcántara, Rupture history of September 30, 1999 intraplate earthquake of Oaxaca, Mexico ( $M_W = 7.5$ ) from inversion of strong-motion data, *Geoph. Res. Lett.*, *28*, 363-366, 2001.

Herrero, A., Space-time and spectral parameterisation of seismic sources and its application to seismic hazard, Ph.D. thesis, IPGP, Paris, France, 1994.

Herrero, A., and P. Bernard, A kinematic self-similar rupture process for earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *84*, 1216-1228, 1994.

Holland, J.H., Adaptation in Natural and Artificial Systems, *Univer-*

sity of Michigan Press, 1975.

Houston, H., Influence of depth, focal mechanism, and tectonic setting on the shape and duration of earthquake source time functions, *J. Geophys. Res.*, *106*, 11137-11350, 2001.

Ihmlé, P.F., Frequency-dependent relocation of the 1992 Nicaragua slow earthquake: an empirical Green's function approach, *Geophys. J. Int.*, *127*, 75-85, 1996a.

Ihmlé, P.F., Monte Carlo slip inversion in the frequency domain: application to the 1992 Nicaragua slow earthquake, *Geoph. Res. Lett.*, *23*, 913-916, 1996b.

Ihmlé, P.F., and J.C. Ruegg, Source tomography by simulated annealing using broad-band surface waves and geodetic data: application to the  $M_w = 8.1$  Chile 1995 event, *Geophys. J. Int.*, *131*, 146-158, 1997.

Ihmlé, P.F., On the interpretation of subevents in teleseismic waveforms: the 1994 Bolivia deep earthquake revisited, *J. Geophys. Res.*, *103*, 17919-17932, 1998.

Kanamori, H., Mechanism of tsunami earthquakes, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *6*, 346-359, 1972.

Kanamori, H., and D.L. Anderson, Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *65*, 1073-1095, 1975.

Kanamori, H., and G.S. Stewart, Seismological aspects of the Guatemala earthquake of february 4, 1976, *J. Geophys. Res.*, *83*, 3427-3434, 1978.

Kanamori, H., and M. Kikiuchi, The 1992 Nicaragua earthquake: a slow tsunami earthquake associated with subducted sediments, *Nature*, *361*, 714-716, 1993.

Kausel, E., and J. Campos, The  $M_S = 8$  tensional earthquake of 9 December 1950 of northern Chile and its relation to the seismic potential of the region, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *72*, 220-235, 1992.

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

Kennett, B.L.N., K. Marson-Pidgeon, and M.S. Sambridge, Seismic source characterization using a neighbourhood algorithm, *Geoph. Res. Lett.*, *27*, 3401-3404, 2000.

- Kikuchi, M. and H. Kanamori, Inversion of complex body waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *72*, 491-506, 1982.
- Kikuchi, M. and H. Kanamori, Inversion of complex body waves. III, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *81*, 2335-2350, 1991.
- Kim, J.J., T. Matumoto, and G.V. Latham, A Crustal Section of Northern Central America as Inferred from Wide-Angle Reflections from Shallow Earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *72*, 925-940, 1982.
- King, G.C.P, R.S. Stein, and Jian-Lin, Static stress changes and the triggering of earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *84*, 935-953, 1994.
- Kirkpatrick, S., J. Gellat, and M. Vecchi, Optimization by Simulated Annealing, *Science*, *220*, 671-680, 1983.
- Kolar, P., Two attempts of study of seismic source from teleseismic data by simulated non-linear inversion, *J. Seismology*, *4*, 197-213, 2000.
- Komatitsch, D., and J. Tromp, Spectral-element simulations of global seismic wave propagation. I. Validation, *Geophys. J. Int.*, *149*, 390-412, 2002.
- Lay, T., and T.C. Wallace, Multiple ScS attenuation and travel times beneath western North America, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *78*, 2041-2061, 1988.
- Lay, T., L. Astiz, H. Kanamori, and D.H. Christensen, Temporal variation of large intraplate earthquakes in subduction zones, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *54*, 258-312, 1989.
- Lay, T., and T.C Wallace, Modern global seismology, *Academic Press*, San Diego, 521p, 1995.
- Le Pichon, A., J. Guilbert, A. Vega, M. Garcès, and N. Brachet, Ground-coupled air waves and diffracted infrasound from the Arequipa earthquake of June 23, 2001. *Geoph. Res. Lett.*, in press, 2002.
- Lemoine, A., Grands séismes intraplaques en Amérique du Sud et en Amérique Centrale, *Thèse de l'Université Paris Sud (Paris XI)*, 264p, 2001.
- Li, X., F. Cormier, and M.N. Toksöz, Complex source process of the 17 August 1999 Izmit, Turkey, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *92*, 267-277, 2002.
- Ligorria, J.P., and E. Molina, Crustal velocity structure of southern Guatemala using refracted and Sp converted waves, *Geofisica Internacio-*

*nal*, 36,, 1, 1997.

Lin, A., B. Fu, J. Guo, Q. Zeng, G. Dang, W. He, and Y. Zhao, Co-seismic strike-slip and rupture length produced by the 2001  $M_s$ 8.1 Central Kunlun earthquake *Science*, 296, 5575, 2015-2017, 2002.

Lomax, A., and R. Snieder, Finding sets of acceptable solutions with a genetic algorithm with application to surface wave group dispersion in Europe *Geoph. Res. Lett.*, 21, 2617-2620, 1994.

Lundgren, P.R., and E.A. Okal, Slab decoupling in the Tonga arc: the June 22, 1977, earthquake, *J. Geophys. Res.*, 93, 13355-13366, 1988.

Lynnes, C.S., and T. Lay, Source process of the great 1977 Sumba earthquake, *J. Geophys. Res.*, 93, 13407-13420, 1988.

Ma, K.F., T.R.A. Song, S.J. Lee, H.I. Wu, Spatial slip distribution of the September 20, 1999, Chi-Chi, Taiwan, earthquake ( $M_W = 7.6$ )-inverted from teleseismic data, *Geoph. Res. Lett.*, 27, 3417-3420, 2000.

Ma, K.F., J. Mori, S.J. Lee, and S.B Yu, Spatial and Temporal distribution of slip for the 1999 Chi-Chi Taiwan earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 91, 1069-1087, 2001.

Madariaga, R., Dynamics of an expanding circular fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 66, 639-666, 1976.

Madariaga, R., High frequency radiation from dynamic earthquake fault models, *Ann. Geophysicae*, 1, 17-23, 1983.

Mai, M., and G.C. Beroza, Source scaling properties from finite-fault-rupture models, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 90, 604-615, 2000.

Marson-Pidgeon, K., B.L.N. Kennett, and M. Sambridge, Source depth and mechanism inversion at teleseismic distances using a neighborhood algorithm, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 90, 1369-1383, 2000.

Martinod, J., D. Comte, C. David, B. Glass, E. Correa, M. Vallée, L. Audin, G. Hérail, and M. Farias, Superficial crustal seismicity in northern Chile, and the seismic cycle on the Nazca subduction zone, *European Geophysical Society meeting*, 2002.

Maruyama, T., On the force equivalents of dynamic dislocations with reference to the earthquake mechanism, *Bulletin of the Earthquake research Institute*, 41, 467-486, 1963.

Massonnet, D., M. Rossi, C. Carmona, F. Adragna, G. Peltzer, K.



- Feigl, and T. Rabaute, The displacement field of the Landers earthquake mapped by radar interferometry, *Nature*, *364*, 6433, 138-142, 1993.
- Matumoto, T., M. Ohtake, G. Latham, and J. Umana, Crustal Structure in Southern Central America, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *67*, 121-134, 1977.
- McGuire, J.J., Li Zhao, and T.H. Jordan, Teleseismic inversion for the second-degree moments of earthquake space-time distributions, *Geophys. J. Int.*, *145*, 661-678, 2001.
- McGuire, J.J., Li Zhao, and T.H. Jordan, Predominance of unilateral rupture for a global catalog of large earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, in press, 2002.
- Melbourne, T., I. Carmichael, C. Demets, K. Hudnut, O. Sanchez, J. Stock, G. Suarez, and F. Webb, The geodetic signature of the M8.0 Oct. 9, 1995, Jalisco subduction earthquake, *Geoph. Res. Lett.*, *24*, 715-718, 1997.
- Mendoza, C., S. Hartzell, and T. Monfret, Wide-band analysis of the 3 March 1985 central Chile earthquake: overall source process and rupture history, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *84*, 269-283, 1994.
- Mendoza, C., and S. Hartzell, Fault-slip distribution of the 1995 Colima-Jalisco, Mexico, earthquake *Bull. Seism. Soc. Am.*, *89*, 1338-1344, 1999.
- Metropolis, N., A. Rosenbluth, M. Rosenbluth, A. Teller, and E. Teller, Equation of state calculation by fast computing machines, *J. of Chem. Phys.*, *21*, 1087-1092, 1953.
- Michel, R., and J.P. Avouac, Deformation due to the 17 August 1999 Izmit Turkey, earthquake measured from SPOT images, *J. Geophys. Res.*, *107*, B4, ETG2, 2002.
- Mikumo, T., S.K. Singh, and M.A. Santoyo, A possible stress interaction between large thrust and normal-faulting earthquakes in the Mexican subduction zone, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *89*, 1418-1427, 1999.
- Mikumo, T., Y. Yagi, S.K. Singh, and M.A. Santoyo, Coseismic and postseismic stress changes in a subducting plate: possible stress interactions between large interplate thrust and intraplate normal-faulting earthquakes, *J. Geophys. Res.*, *107*, B1, ESE5-1-12, 2002.
- Mohammadioun, B., and L. Serva, Stress drop, slip type, earthquake magnitude, and seismic hazard, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *91*, 694-707, 2001.

- Montagner, J.P., P. Lognonné, R. Beaudoin, G. Roullet, J.F. Karczewski, and E. Stutzmann, Towards multiscalar and multiparameter networks for the next century: the French efforts, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *108*, 155-174, 1998.
- Mooney, W.D., G. Laske, and T.G. Masters, CRUST 5.1: a global crustal model at 5 degrees \*5 degrees, *J. Geophys. Res.*, *103*, 727-747, 1998.
- Müller, G., The reflectivity method: a tutorial, *J. Geophys.*, *58*, 153-174, 1985.
- Nabelek, J., Geometry and mechanism of faulting of the 1980 El Asnam, Algeria, earthquake from inversion of teleseismic body waves and comparison with field observations, *J. Geophys. Res.*, *90*, 12713-12728, 1985.
- Nelder, J.A., and R. Mead, *Computer Journal*, vol. 7, 308-313, 1965.
- Okada, Y., Internal deformation due to shear and tensile faults in a half space, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *82*, 1018-1040, 1992.
- Olsen, K.B., R. Madariaga, and R.J. Archuleta, Three-dimensional dynamic simulation of the 1992 Landers earthquake, *Science*, *278*, 834-838, 1997.
- Olson, A.H., and R.J. Apsel, Finite fault and inverse theory with applications to the 1979 Imperial Valley earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *72*, 1969-2001, 1982.
- Ortiz, M., S.K. Singh, J. Pacheco, and V. Kostoglodov, Rupture length of the October 9, 1995 Colima-Jalisco earthquake ( $M_w = 8$ ) estimated from tsunami data, *Geoph. Res. Lett.*, *25*, 2857-2860, 1998.
- Pacheco, J., S.K. Singh, J. Dominguez, A. Hurtado, L. Quintanar, Z. Jimenez, J. Yamamoto, C. Gutierrez, M. Santoyo, W. Bandy, M. Guzman, and V. Kostoglodov, The October 9, 1995 Colima-Jalisco, Mexico earthquake ( $M_w 8$ ): an aftershock study and a comparison of this earthquake with those of 1932, *Geoph. Res. Lett.*, *24*, 2223-2226, 1997.
- Parsons, T., Global observation of Omori-law decay in the rate of triggered earthquakes *EOS Trans. AGU*, *82*, No 47, 2001.
- Peyrat, S., Etude du séisme du 22/07/1996 au Salvador. *Rapport de DEA du laboratoire Terre-Atmosphère-Océan de l'ENS*, 35p, 1997.
- Peyrat, S., K. Olsen, and R. Madariaga, Dynamic modeling of the

- 1992 Landers earthquake, *J. Geophys. Res.*, *106*, 26467-26482, 2001.
- Pho, T.P., and L. Behe, Extended distances and angles of incidence of P waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *62*, 885-902, 1972.
- Piana, M., and M. Bertero, Projected Landweber method and preconditioning, *Inverse Problems*, *13*, 441-463, 1997.
- Podvin, P., and I. Lecomte, Finite difference computation of travel-times in very contrasted velocity models: a massively parallel approach and its associated tools, *Geophys. J. Int.*, *105*, 271-284, 1991.
- Ratchkovski, N.A., and R.A. Hansen, Sequence of strong intraplate earthquakes in the Kodiak Island region, Alaska in 1999-2001, *Geoph. Res. Lett.*, *28*, 3729-3732, 2001.
- Rosakis, A.J., O. Samudrala, and D. Coker, Cracks faster than the shear wave speed, *Science*, *284*, 1337-1340, 1999.
- Roult, G., J.P. Montagner, E. Stutzmann, S. Barbier, and G. Guive-neux, The GEOSCOPE program: its data center, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *113*, 25-43, 1999.
- Sambridge, M., Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm. I. Searching a parameter space, *Geophys. J. Int.*, *138*, 479-494, 1999a.
- Sambridge, M., Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm. II. Appraising the ensemble, *Geophys. J. Int.*, *138*, 727-746, 1999b.
- Scholz, C.H., C.A. Aviles and S.G. Wesnousky, Differences between interplate and intraplate earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *76*, 65-70, 1986.
- Schwartz, S.Y., Noncharacteristic behavior and complex recurrence of large subduction zone earthquakes, *J. Geophys. Res.*, *104*, 23111-23125, 1999.
- Seismological Observatory, University of Michigan, Catalog of Source time functions, [http://www.geo.lsa.umich.edu/SeismoObs/STF/010626\\_Peru](http://www.geo.lsa.umich.edu/SeismoObs/STF/010626_Peru), 2001.
- Sekiguchi, H., and T. Iwata, Rupture process of the 1999 Kocaeli, Turkey, earthquake estimated from strong-motion waveforms, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *92*, 300-311, 2002.
- Singh, S.K., M. Ordaz, L. Alcantara, N. Shapiro, V. Kostoglodov,

- J.F. Pacheco, S. Alcocer, C. Gutierrez, R. Quaas, T. Mikumo, and E. Ovando, The Oaxaca earthquake of September 30, 1999 (Mw=7.5): A normal-faulting event in the subducted Cocos plate, *Seism. Res. Lett.*, *71*, 67-78, 2000.
- Sladen, A., and R. Madariaga, Nonlinear Inversion of Body Waveforms of the June 2001 Earthquakes in Southern Peru, *Eos Trans. AGU*, *83*, Fall Meet. Suppl., 2002.
- Spence, W., The 1977 Sumba earthquake series: evidence for slab pull force acting at a subduction zone, *J. Geophys. Res.*, *91*, 7225-7239, 1986.
- Stoffa, P.L., and M.K. Sen, Nonlinear multiparameter optimization using genetic algorithms: Inversion of plane wave seismograms, *Geophysics*, *56*, 1794-1810, 1991.
- Tanioka, Y., and L. Ruff, Source time functions, *Seism Res. Lett.*, *68*, 386-400, 1997.
- Tarantola, A., and B. Valette, Generalized nonlinear inverse problems solved using the least squares criterion, *Rev. Geophys. and Space Phys.*, *20*, 219-232, 1982.
- Tarantola, A., Inverse problem theory, *Elsevier*, Amsterdam-Oxford-New York-Tokyo, 613p, 1987.
- Takeo, M., S. Ide, and Y. Yoshida, The 1993 Kushiro-Oki, Japan, earthquake: A high stress-drop event in a subducting slab, *Geoph. Res. Lett.*, *20*, 2607-2610, 1993.
- Tavera, H., E. Buforn, I. Bernal, Y. Antayhua, and L. Vilacapoma, The Arequipa (Peru) earthquake of June 23, 2001, *J. Seismology*, *6*, 279-283, 2002.
- Toksöz, M.N., R.E. Reilinger, C.G. Doll, A.A. Barka, and N. Yalcin, Izmit (Turkey) earthquake of 17 August 1999: first report, *Seism. Res. Lett.*, *70*, 669-679, 1999.
- Thatcher, W., Order and diversity in the modes of circum-Pacific earthquake recurrence, *J. Geophys. Res.*, *95*, 2609-2623, 1990.
- Universidad CentroAmericana (UCA), Strong motion data from the January-February earthquakes in El Salvador, Universidad Centroamericana, San Salvador, El Salvador, 2001.
- Vallée, M., Stabilizing the empirical Green function analysis: deve-

lopment of the projected Landweber method, submitted, 2002.

Vallée, M., and M. Bouchon, Imaging coseismic rupture in far field by slip patches, submitted, 2002.

Vallée, M., M. Bouchon, and S.Y. Schwartz, The January 13, 2001 El Salvador earthquake: a multi-data analysis, *J. Geophys. Res.*, in press, 2003.

Velasco, A.A., C.J. Ammon, and T. Lay, Recent large earthquakes near Cape Mendocino and in the Gorda plate: Broadband source time functions, fault orientations, and rupture complexities, *J. Geophys. Res.*, *99*, 711-728, 1994a.

Velasco, A.A., C.J. Ammon, and T. Lay, Empirical Green function deconvolution of broadband surface waves: rupture directivity of the 1992 Landers, California ( $M_W = 7.3$ ), *Bull. Seism. Soc. Am.*, *84*, 735-750, 1994b.

Velasco, A.A., C.J. Ammon, T. Lay, and Jiajun-Zhang, Imaging a slow bilateral rupture with broadband seismic waves: The September 2, 1992 Nicaraguan tsunami earthquake, *Geoph. Res. Lett.*, *21*, 2629-2632, 1994c.

Velasco, A.A., C.J. Ammon, and S.L. Beck, Broadband source modeling of the November 8, 1997, Tibet ( $M_w = 7.5$ ) earthquake and its tectonic implications, *J. Geophys. Res.*, *105*, 28065-28080, 2000.

Voronoi, M.G., Nouvelles applications des paramètres continus à la théorie des formes quadratiques, *J. reine Angew. Math.*, *134*, 198-227, 1908.

Wald, D.J., and T.H. Heaton, Spatial and temporal distribution of slip for the 1992 Landers, California, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *84*, 668-691, 1994.

Walther, C.H.E., E.R. Flueh, C.R. Ranero, R. Von-Huene, and W. Strauch, Crustal structure across the Pacific margin of Nicaragua: evidence for ophiolitic basement and a shallow mantle sliver *Geophys. J. Int.*, *141*, 759-777, 2000.

Wells, D.L., and K.J. Coppersmith, New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *84*, 974-1002, 1994.

Wiens, D.A., Bathymetric effects on body waveforms from shallow subduction zone earthquakes and application to seismic processes in the Kurile trench, *J. Geophys. Res.*, *94*, 2955-2972, 1989.

- Wu, C., M. Takeo, and S. Ide, Source process of the Chi-Chi earthquake: a joint inversion of strong motion data and Global Positioning System data with a multifault model, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *91*, 1128-1143, 2001.
- Yagi, Y., and M. Kikuchi, Source rupture process of the Kocaeli, Turkey, earthquake of August 17, 1999, obtained by joint inversion of near-field data and teleseismic data, *Geoph. Res. Lett.*, *27*, 1969-1972, 2000.
- Youla, D.C., and H. Webb, Image restoration by the method of convex projections. I. Theory, *IEEE Trans. Medical Imaging*, *MI-1*, 81-94, 1982.
- Zeng, Y., and C.H. Chen, Fault rupture process of the 20 september Chi-Chi, Taiwan , earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *91*, 1088-1098, 2001.
- Zobin, V.M., and V.I. Levina, The rupture process of the  $M_W = 7.8$  Cape Kronotsky, Kamchatka, earthquake of 5 December 1997 and its relationship to foreshocks and aftershocks, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *91*, 1619-1628, 2001.