

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

THÈSE DE DOCTORAT
(mention sciences)

en vue de l'obtention du titre de
Docteur de l'Université de Strasbourg

Spécialité : géophysique interne

Présentée par

Zacharie DUPUTEL

**Détermination rapide des paramètres
de la source des grands séismes
à partir de la phase W**

préparée à l' Institut de Physique du Globe de Strasbourg (UMR 7516)
au sein de l'École et Observatoire des Sciences de la Terre.

Soutenue le 14 novembre 2011 devant le jury composé de :

M. Michel CAMPILLO	- Université Joseph Fourier	- <i>Rapporteur externe</i>
M. Pascal BERNARD	- Institut de Physique du Globe de Paris	- <i>Rapporteur externe</i>
M. Jean-Jacques LÉVÊQUE	- Université de Strasbourg	- <i>Rapporteur interne</i>
Mme Hélène HEBERT	- Commissariat à l'énergie atomique	- <i>Examineur</i>
M. Mark SIMONS	- California Institute of Technology	- <i>Examineur</i>
M. Hiroo KANAMORI	- California Institute of Technology	- <i>Invité</i>
M. Luis RIVERA	- Université de Strasbourg	- <i>Directeur de thèse</i>

Résumé

Depuis une vingtaine d'années, un effort considérable a été effectué dans le développement d'outils dédiés à la caractérisation rapide de la source sismique. Jusqu'à récemment, plusieurs heures étaient encore nécessaires pour obtenir une information fiable sur la source des grands tremblements de terre. C'est dans ce cadre que s'inscrit ce travail, dont l'objectif principal est le développement et la mise en oeuvre d'une méthode de détermination rapide du tenseur moment sismique centroid (CMT) basée sur l'utilisation de la phase W pour les grands séismes.

La phase W est une phase sismique correspondant essentiellement à la superposition des modes normaux supérieurs à très longue période (entre 100 s et 1000 s) arrivant entre l'onde P et les ondes de surface. Nous montrons que la phase W a l'avantage de ne pas être affectée par les hétérogénéités latérales superficielles puisque la majeure partie de son énergie se propage en profondeur. De par son caractère longue période, la phase W est particulièrement bien adapté à la caractérisation de la source pour les événements de $M_w \geq 7.5$. Pour les grands séismes en effet, la complexité de la source apparaît de plus en plus évidente aboutissant inévitablement à une variabilité des scénarios de sources estimés à courte période dans des bandes fréquentielles étroites. Les "séismes tsunami" et les séismes "outer-rise" sont des exemples extrêmes illustrant bien ce problème (Kanamori, 1972 ; Lay et al., 2009).

Nous démontrons la robustesse de l'algorithme phase W développé pendant ce travail pour effectuer la caractérisation rapide et systématique de la source sismique. Il est aujourd'hui implémenté en temps réel dans plusieurs centres d'alerte à l'échelle globale et à l'échelle régionale. A des distances téléseismiques, la méthode permet l'obtention du CMT dans la première demi-heure après le temps origine. A des échelles régionales, les résultats sont disponibles beaucoup plus rapidement, entre 6 et 12 minutes après le temps origine. Les résultats obtenus en temps réel à l'United States Geological Survey (USGS), au Pacific Tsunami Warning Center (PTWC), à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg (IPGS) et à l'échelle régionale au Mexique montrent clairement la robustesse et la fiabilité des solutions CMT obtenues en utilisant la phase W.

En suivant une formulation bayésienne, nous proposons une analyse d'erreur formelle lors de l'inversion de la source sismique à longue période. La prise en compte plus réaliste de l'erreur sur les données permet non-seulement une estimation fiable de l'incertitude sur le modèle de source mais aussi l'amélioration de la solution elle même. Nous développons également une approche pour estimer l'erreur sur la profondeur du centroid. Ce paramètre est important étant donné son influence sur le moment sismique scalaire et le pendage du plan de faille déterminés lors des inversions CMT.

Abstract

Considerable effort has been made in the last two decades regarding the design and implementation of tools aimed at fast characterization of earthquake sources. As a fruitful harvest, a preliminary magnitude estimation is often available within fifteen minutes for a $M_w = 6.0$ earthquake occurring anywhere in the world. But until recently, it still took several hours to determine the first order attributes of a great earthquake (e.g. $M_w \geq 8.0$) even in a well instrumented region. Our goal here is to develop a method providing fast centroid moment tensor (CMT) estimates for large earthquakes based on the *W* phase.

The *W* phase is a very long period phase (100 – 1000 s) starting at the same time as the *P*-wave. It is conspicuous on broadband displacement records before the surface waves arrivals and can then be used for fast characterization of the source. We show that the *W* phase is not affected by shallow heterogeneities since a significant part of its energy is propagating deep into the mantle. Because of its long period nature, the *W* phase algorithm is particularly well suited for robust determination of CMT parameters for $M_w \geq 7.5$ earthquakes. For large earthquakes indeed, the source complexity is more evident which translates into significant variations of narrow-band magnitude estimations performed at short period. Tsunami earthquakes and outer-rise events provide good examples of this problem (Kanamori, 1972; Lay et al., 2009).

In the last three years, several international collaborations have been established to use and test the algorithm online either at global or at regional scale. At teleseismic distances, the *W* phase method allows CMT estimates within half an hour after the earthquake origin time. At the regional scale, the CMT solutions are available between 6 min and 12 min after the origin time. The results obtained in real-time at the United States Geological Survey (USGS), the Pacific Tsunami Warning Center (PTWC), the Institut de Physique du Globe de Strasbourg (IPGS) and in the region of Mexico clearly indicate the robustness and the accuracy of CMT solutions computed using the *W* phase.

Using a bayesian formulation, we propose a formal error analysis for seismic source inversion based on long period seismological data. Taking into account more realistic data uncertainties allows us to improve error estimates on the source model parameters but also to improve the solution itself. In this study, we also develop a method to estimate the uncertainty on the centroid depth. This parameter has a strong influence on the scalar seismic moment and on the fault dip estimated during CMT inversions.

Remerciements

Je voudrais remercier ici toutes les personnes qui ont permis la réalisation et l'aboutissement de ce travail de thèse.

Je remercie les membres du Jury : Pascal Bernard, Michel Campillo, Hélène Hebert, Hiroo Kanamori, Jean-Jacques Lévêque et Mark Simons pour avoir considéré avec intérêt mon travail et avoir pris le temps de juger ma thèse.

Je souhaite tout particulièrement remercier mon directeur de thèse, Luis Rivera, pour sa très grande disponibilité, sa patience et la confiance qu'il m'a accordée. Je remercie également Hiroo Kanamori qui fut un soutien essentiel au travail développé pendant cette thèse. Travailler avec deux sismologues tel que Luis et Hiroo a été pour moi une expérience extrêmement enrichissante.

Je remercie également Gavin P. Hayes et Carol J. Bryan (USGS) avec qui les échanges fréquents m'ont aidé à améliorer l'algorithme phase W et à débusquer quelques bugs enfouis dans le code. Merci également au personnel du PTWC, Stuart Weinstein, Barry Hirshorn, Dailin Wang, David Walsh et Hsu Vindell qui ont aidé à l'implémentation en temps réel de l'algorithme et nous ont accueilli pendant quelques jours à Hawaïi. Je remercie également Arturo Iglesias Mendoza, Xyoli Pérez-Campos, Victor M. Cruz-Atienza, Vala Hjörleifsdóttir et Shri Krishna Singh pour leur accueil dans le département de sismologie de l'UNAM. Je tiens aussi à remercier Sophie Lambotte pour son code de sommation de modes propres (excit) qui a été utilisé intensivement pour construire la base de données des fonctions de Green. Je remercie également Eric Debayle, Pascal Gégout, Yasser Mahmoud, Frederic Masson, Patrice Ulrich et Christophe Zaroli pour leur cohabitation sur le cluster de l'IPGS.

Je voudrais aussi remercier toutes les personnes qui se sont intéressées de près ou de loin à mon travail de recherche, en particulier Jérôme Van der Woerd, Michel Cara, Mustapha Meghraoui et Alessia Maggi. Merci à Olivier Lengliné, Marco Calo' et Christophe Zaroli pour leurs commentaires sur mon manuscrit de thèse. Je souhaite également remercier Valérie Ferrazzini et Florent Brenguier qui m'ont permis de mettre un premier pied dans le domaine de la recherche lors de mon passage à l'Observatoire Volcanologique du Piton de la Fournaise.

Je souhaite aussi remercier les colocataires du 5ème étage de l'IPGS Elise Kali, Aude Perrineau, Romy Schlögel, Aurore Franco, Marco Calo', Cécile Doubre, Armando Cisternas, Julien Fréchet, Catherine et Louis Dorbath, Marc Grunberg, Michel Frogneux, Antoine Schlupp, Sophie Lambotte et Jérôme Van der Woerd : Luis et moi avons une fâcheuse tendance à communiquer en hurlant chacun dans nos bureaux ou d'un bout à l'autre du couloir, entre autres choses merci donc pour votre tolérance sonore. Je remercie également tous les doctorants de l'IPGS : Vincent, Chloé, Alex R., Polonais, Max, Mojette, Yasser, Tony, Julia, Basile, Sheldon, Paul, Tatiana, Mélanie, Amélie, JR, Julie, Oualid, Alice, Francis, Jérémie, Vlad, Alex G., BEP, Manu, Edouard, Joachim, Adrien,

Simon F., Flavia ; du l'HyGeS : Florence, MLB, Florian Simon L., Fanilo ; de l'Observatoire Astronomique de Strasbourg : George, Nicolas. Je souhaite plein de courage et de réussite à ceux qui n'ont pas encore terminé leur thèse.

Je remercie bien entendu toute ma famille et en particulier mes parents qui ont en permanence encouragé et soutenu tous mes projets. Tous mes frères m'ont aidé à leur façon : merci à Etienne pour m'avoir fourni quelques idées pour optimiser et paralléliser l'algorithme phase W, merci à Sébastien pour m'avoir évité une rage de dents pendant ces trois dernières années et enfin bon courage à Marek, qui est lui aussi en train de préparer sa thèse. Merci également à Tictoy, Anne-Gaëlle, Sarada, Laurence, Divene, Gianni, Nicole et Pierro.

Je dédie cette thèse à ma femme Indrah pour sa patience, son soutien indéfectible et son aide précieuse qui m'ont permis de terminer cette thèse en trois ans.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Remerciements	v
Introduction générale	1
1 Nature de la phase W	5
1.1 Introduction	6
1.2 Représentation de la source sismique	6
1.2.1 Stress Glut	7
1.2.2 Quelques rappels sur les oscillations libres	9
1.2.3 Approximation en point source	10
1.3 Observation et modélisation de la phase W	13
1.3.1 Observation sur les enregistrements large bande	13
1.3.2 Modélisation de la phase W	15
1.4 Sensibilité de la phase W à la structure du globe	18
1.4.1 Sensibilité 1D	19
1.4.2 Sensibilité 3D	22
1.5 Conclusion	26
2 Algorithme d'inversion WCMT	29
2.1 Introduction	30
2.2 Extraction de la phase W	31
2.2.1 Déconvolution dans le domaine temporel	31
2.2.2 Effet du bruit de fond sismique	36
2.3 Détermination du tenseur moment sismique centroid (CMT)	38
2.3.1 Tenseur moment sismique	39
2.3.2 Fonction source	42
2.3.3 Centroid spatial	45
2.4 Implémentation et Optimisation	46
2.4.1 Base de données des fonctions de Green	47
2.4.2 Schéma d'exécution global de l'algorithme WCMT	51
2.4.3 Test de performance	54
2.5 Exemple d'application : Les séismes tsunami	58
2.6 Conclusion	62

3	Application à l'échelle globale	65
3.1	Introduction	66
3.2	Sismicité mondiale (1990-2010) - Article	67
3.2.1	Introduction	68
3.2.2	Data and preliminary treatment	71
3.2.3	Methodology	73
3.2.4	Results	80
3.2.5	Conclusion	102
3.3	Inversion WCMT en temps réel à l'échelle Globale	103
3.3.1	Implémentation à l'IPGS	103
3.3.2	Implémentation au PTWC	107
3.3.3	Séisme de Maule 2010 ($M_w = 8.8$)	113
3.3.4	Séisme tsunami de Mentawai 2010 ($M_w = 7.8$)	114
3.4	Inversion WCMT lors du séisme de Tohoku-oki 2011 - Article	116
3.4.1	Introduction	116
3.4.2	Real-Time results	117
3.4.3	Post-mortem results	118
3.4.4	Scalar seismic moment at very long period	121
3.4.5	Discussion and Conclusion	122
3.5	Conclusion	123
4	Application à l'échelle régionale	127
4.1	Introduction	128
4.2	Sismicité dans la région du Japon	128
4.2.1	Implémentation de l'algorithme WCMT à l'échelle régionale	129
4.2.2	Résultats pour les séismes de magnitude $M_{jma} \geq 6.0$ dans la période 2003-2010	131
4.2.3	Résultats pour le séisme de Tohoku-oki 2011	137
4.3	Inversion WCMT en temps réel dans la région du Mexique	138
4.3.1	Implémentation en temps réel	139
4.3.2	Résultats obtenus en temps réel depuis Novembre 2010	140
4.4	Conclusion	143
5	Analyse d'erreur dans les inversions de la source sismique	145
5.1	Introduction	146
5.2	Analyse d'erreur dans les inversions de la source sismique - Article	147
5.2.1	Introduction	148
5.2.2	Formulation of the source inversion problem	149
5.2.3	Observational errors	150
5.2.4	Data oversampling : the importance of covariance off-diagonal terms	154
5.2.5	Modeling uncertainties	156
5.2.6	Application	159

5.2.7	Conclusion	169
5.3	Incertitude sur le moment scalaire, le pendage et la profondeur	170
5.3.1	Incertitude sur le pendage et le moment scalaire	170
5.3.2	Tradeoff entre le pendage et le moment scalaire : Importance des composantes horizontales	176
5.3.3	Incertitude sur la profondeur du centroid	179
5.3.4	Inversion WCMT contrainte pour le séisme de Tohoku-oki	182
5.4	Conclusion	184
	Conclusion générale	187
	Annexes	191
	A Index des séismes mentionnés dans ce manuscrit	193
	B Notation de Gibbs	195
	C W phase source inversion for moderate to large earthquakes	197
C.1	Angular distance between two moment tensors	197
C.2	Solutions obtained for $M_w < 7.59$	197
C.3	Supporting Information	208
	D Liste des figures et des tableaux	249
	Liste des figures	271
	Liste des tableaux	274
	Bibliographie	275

Introduction générale

Encore récemment, plusieurs heures au minimum étaient nécessaires pour obtenir une information fiable sur les paramètres au premier ordre de la source des grands séismes. Le séisme de Sumatra-Andaman 2004 ($M_w = 9.1$) est un cas extrême : plusieurs jours de discussions ont été nécessaires pour converger vers une estimation faisant consensus dans la communauté scientifique. Ce délai important résulte en partie de l'inadéquation des réseaux de l'époque qui n'étaient pas spécifiquement destinés à l'observation d'un séisme d'une telle ampleur (Kerr, 2005). Bien qu'un effort important ait été effectué par la suite, la caractérisation rapide du séisme de Java 2006 ($M_w = 7.7$) n'a pas pu être effectuée correctement. Cet événement généra un tsunami déferlant sur les côtes 40 min après le temps origine avec des hauteurs de vagues importantes inattendues par rapport aux estimations préliminaires de la magnitude (Lomax & Michelini, 2009). La sous-estimation de M_w par les magnitudes préliminaires est une conséquence directe du caractère anormal de la source de ce séisme. Les principaux facteurs limitant la caractérisation rapide de la rupture des grands séismes sont la taille et la complexité de la source, la saturation du signal associée aux fortes amplitudes des ondes de surface et le temps de propagation des ondes considérées. Au delà du déclenchement d'une alerte, un modèle fiable de la source est indispensable dans les heures suivant un grand séisme pour estimer les dégâts occasionnés et dimensionner correctement les opérations de secours.

Il existe une grande variété d'approches permettant d'étudier la source des tremblements de terre. Cette diversité est liée principalement à la nature des données utilisées, à l'échelle de temps considérée et aux caractéristiques de la source qui nous intéressent. On distingue souvent l'étude de la cinématique et l'étude de la dynamique de la source sismique. L'approche cinématique concerne la détermination de l'histoire et de la distribution de la rupture sans faire appel explicitement aux forces impliquées dans le processus. L'approche dynamique s'intéresse, quant à elle, à la mécanique de la fracturation en cherchant des modèles de contraintes décrivant la rupture. Ces deux approches peuvent être vues comme étant complémentaires puisque la détermination des modèles cinématiques apporte souvent une information importante pour contraindre et tester les modèles dynamiques proposés.

La méthodologie utilisée pour étudier la source dépend également de la taille du séisme considéré et du délai après lequel l'analyse est effectuée. La caractérisation de la source est ainsi accomplie en quelques minutes pour l'alerte rapide jusqu'à plusieurs siècles pour l'étude des séismes historiques très anciens. En ce qui concerne l'étude de la cinématique de la rupture des grands séismes, on peut distinguer deux approches qui sont généralement utilisées en sismologie :

1. La première approche concerne la caractérisation globale de la rupture. Pour ce faire, on utilise souvent le champ d'onde à longue période. La distribution de glissement sur la faille est alors généralement remplacée par un point source (Maruyama,

1963; Burridge & Knopoff, 1964; Backus & Mulcahy, 1976a) Le déplacement observé à longue période est souvent utilisé pour la caractérisation robuste du tenseur moment sismique (Kanamori & Given, 1981; Dziewonski et al., 1981). D'autres travaux s'intéressent à la finitude ou à la complexité de la source en gardant une description volontairement simpliste pour conserver une vision globale du processus de rupture (Kanamori, 1970; Kanamori & Cipar, 1974; McGuire et al., 2001; Lambotte et al., 2006a; Lay et al., 2010b).

2. La deuxième approche s'intéresse à l'histoire et à la distribution détaillée de la source en utilisant les observations sismologiques effectuées à plus courte période. On cherche alors généralement à déterminer la distribution spatio-temporelle du glissement sur la faille. La paramétrisation est souvent effectuée sous la forme d'une grille de sous-failles (points sources) ou en utilisant une base de fonctions (e.g. splines linéaires ou cubiques). La géométrie du plan de glissement et/ou la vitesse de propagation de la rupture sont généralement fixées (Kikuchi & Kanamori, 1982; Kikuchi & Kanamori, 1991). D'autres méthodes, basées sur la rétropropagation du champ d'onde à haute fréquence, permettent d'étudier l'histoire de la propagation de la rupture sans chercher à quantifier directement le glissement sur la faille (Ishii et al., 2005; Hjörleifsdóttir, 2005).

La détermination des paramètres basiques de la source à longue période (approche 1) peut paraître contradictoire avec l'utilisation de méthodes s'intéressant aux détails du processus de rupture (approche 2). Cependant, si on s'intéresse à la caractérisation détaillée de la source, il est généralement nécessaire de fixer auparavant certains paramètres basiques tels que le pendage du plan de faille ou le moment sismique scalaire. Par ailleurs, la détermination des paramètres globaux de la source est robuste à longue période tandis que la description détaillée de la rupture implique des paramètres d'ordre élevé de la source souvent mal contraints par les données sismologiques à courte période (Ide, 2007). Pour mieux contraindre ces modèles détaillés de la source, les inversions conjointes incorporant des données d'origine diverses (données téléseismiques, accéléromètres, GPS, InSAR, marégraphes, etc.) sont de plus en plus courantes aujourd'hui (Ihmlé & Ruegg, 1997; Hernandez et al., 1999; Delouis et al., 2002).

Le travail présenté ici s'apparente clairement à la première approche. Il s'agit de déterminer rapidement les paramètres au premier ordre de la source (magnitude M_w , tenseur moment sismique, position du *centroid*, etc.) en utilisant la phase W, une phase sismique longue période observée initialement par Kanamori (1993). Ce signal étant accessible au début des sismogrammes, il constitue un candidat idéal pour une analyse rapide de la source sismique des grands événements. En se basant sur les données large bande disponibles lors du séisme de Sumatra-Andaman 2004, Kanamori (2006) propose d'utiliser le déplacement à très longue période et en particulier la phase W pour discriminer rapidement les grands séismes $8.0 \leq M_w < 9.0$ des très grands événements $M_w \geq 9.0$. La volonté d'utiliser le signal à longue période est motivée par une simple raison : la possibilité de déterminer rapidement et de façon robuste les paramètres au premier ordre caractérisant

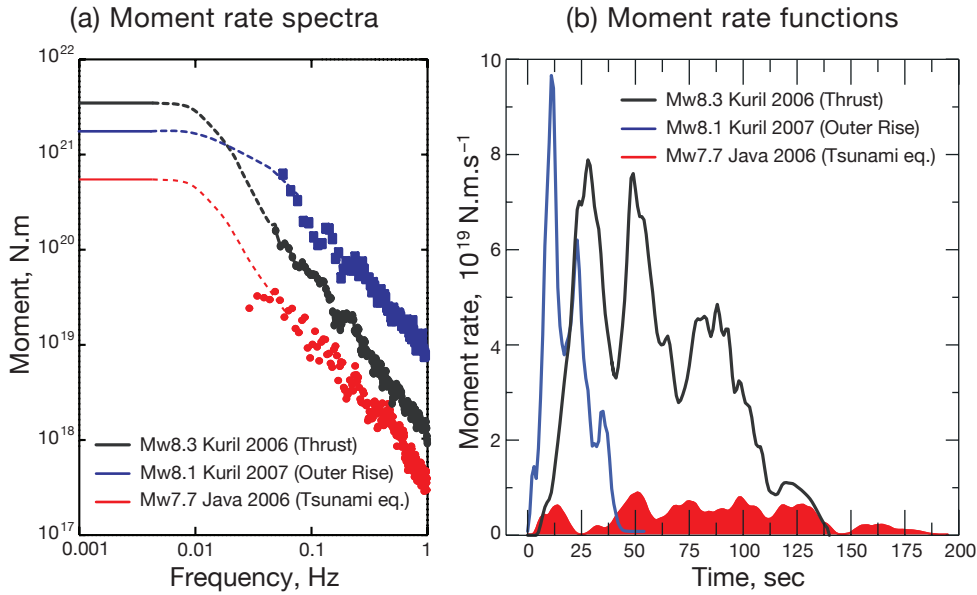


FIG. 1 – Spectres à la source et fonctions sources déterminés pour le séisme tsunami de Java 2006 ($M_w = 7.7$) et les séismes des îles Kouriles en 2006 ($M_w = 8.3$) et 2007 ($M_w = 8.1$). D’après Ammon et al. (2006) et Ammon et al. (2008).

globalement la source des grands séismes même lorsque la rupture se propage sur plusieurs centaines de kilomètres et pendant plusieurs minutes.

Un autre argument supportant l’utilisation du déplacement à longue période est la complexité du processus de rupture, qui apparaît de plus en plus évidente lorsqu’on s’intéresse aux grands tremblements de terre (Kanamori, 2004). La Fig.1 présente les spectres à la source et les fonctions sources associées à trois évènements différents. Le séisme des îles Kouriles en 2006 est un séisme typique d’une zone de subduction situé sur l’interface entre la plaque Pacifique et la plaque d’Okhotsk avec un mécanisme en faille inverse à faible pendage et une fréquence de coupure aux alentours de 0.01 Hz respectant les lois d’échelles pour $M_w = 8.3$ (Ammon et al., 2008; Lay et al., 2009). Le séisme des îles Kouriles en 2007 est un évènement outer-rise, c’est à dire un évènement intra-plaque localisé au niveau du bombement de la plaque plongeante a proximité de la fosse de subduction (Chapple & Forsyth, 1979; Christensen & Ruff, 1988). Comme on le voit sur la Fig. 1, ce type d’évènement est caractérisé par une fonction source très impulsionnelle se traduisant par un élargissement du spectre à la source et donc par une fréquence de coupure anormalement élevée pour $M_w = 8.1$. Le dernier évènement présenté est le séisme de Java 2006. Il s’agit d’un *séisme tsunami* tel que défini par Kanamori (1972). Les séismes tsunami sont des évènements pour lesquels l’énergie radiée à haute fréquence est anormalement faible par rapport au déplacement à longue période et à l’amplitude du tsunami généré. Sur la Fig. 1, cela se traduit par une fréquence de coupure anormalement faible (~ 0.01 Hz) et donc par une durée de la source anormalement longue (~ 180 s). Cette diversité à la source engendre nécessairement une forte incertitude des estimations de magnitude effectuées à courte période dans des bandes fréquentielles étroites. Ainsi, dans le cas du séisme tsunami de Java 2006, la première estimation de la magnitude

$M = 7.2$ sous-estime largement $M_w = 7.7$ (PTWC, 2006a; PTWC, 2006b) et dans le cas du séisme des îles Kouriles en 2007, la première estimation $M = 8.4$ surestime $M_w = 8.1$ (PTWC, 2007). La caractérisation rapide de la source pour un séisme tsunami est un défi important, en particulier pour l'algorithme d'inversion développé pendant ce travail. Ces événements sont relativement récurrents puisque sur les 51 séismes de $M_w \geq 7.7$ depuis 1990, 5 événements ont été identifiés comme "séismes tsunami" (Polet & Kanamori, 2000; Ammon et al., Ammon et al.; Lay et al., 2011c). Pour avoir une estimation rapide et robuste du moment sismique pour les grands séismes, il convient de s'affranchir de la complexité à haute fréquence en utilisant le déplacement à longue période. Une des principales caractéristiques de l'algorithme d'inversion développé dans ce travail est l'utilisation de périodes beaucoup plus longues que celles utilisées habituellement pour la détermination du tenseur moment sismique *centroid* (CMT) : Pour les grands séismes ($M_w \geq 8.0$), on utilise la phase W entre 200-1000 s alors que les estimations du catalogue Global CMT (Ekström et al., 2005) sont basées sur les ondes du manteau dans la bande-passante 125–350 s et Vallée et al. (2010) propose d'utiliser les ondes de volumes filtrées entre 30-200 s.

Le travail présenté dans ce manuscrit a été initié en 2008. Il a été effectué sous la direction de Luis Rivera (IPGS-EOST/UdS) en collaboration étroite avec Hiroo Kanamori (Seismo. Lab., Caltech). Le chapitre 1 est une discussion sur la nature de la phase W. On s'intéresse en particulier à la modélisation de la phase W et à sa sensibilité aux hétérogénéités structurales présentes en surface. Le chapitre 2 présente l'algorithme d'inversion du tenseur moment sismique *centroid* (CMT) qui a été développé pendant ce travail de thèse. Les différentes étapes du traitement et de l'inversion sont détaillées et la performance du code est analysée. Le chapitre 3 concerne les résultats obtenus à l'échelle globale en utilisant les données télé-sismiques. On effectue d'abord une comparaison systématique entre les solutions obtenues grâce à la phase W et les solutions du catalogue Global CMT pour les séismes $M_w \geq 6.0$ dans la période 1990-2010 (2542 événements). On présente ensuite les résultats obtenus suite à l'implémentation de l'algorithme en temps réel à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg (IPGS), au Pacific Tsunami Warning center (PTWC) et à l'United States Geological Survey (USGS). Dans le chapitre 4 on présente les résultats de l'inversion CMT basée sur la phase W à l'échelle régionale. Une comparaison systématique avec le catalogue GCMT pour les séismes de $M \geq 6.0$ dans la région du Japon entre 2003-2010 est d'abord effectuée et on présente les résultats obtenus en temps réel dans la région du Mexique depuis fin 2010. Le chapitre 5 s'intéresse à la prise en compte réaliste de l'erreur dans l'inversion de la source sismique et à l'incertitude sur les estimations du moment sismique scalaire M_0 , du pendage du plan de faille δ et de la profondeur d_c .

Nature de la phase W

Sommaire du chapitre 1

1.1	Introduction	6
1.2	Représentation de la source sismique	6
1.2.1	Stress Glut	7
1.2.2	Quelques rappels sur les oscillations libres	9
1.2.3	Approximation en point source	10
1.3	Observation et modélisation de la phase W	13
1.3.1	Observation sur les enregistrements large bande	13
1.3.2	Modélisation de la phase W	15
1.4	Sensibilité de la phase W à la structure du globe	18
1.4.1	Sensibilité 1D	19
1.4.2	Sensibilité 3D	22
1.5	Conclusion	26

Résumé du chapitre

Le travail présenté dans ce manuscrit est basé en grande partie sur l'utilisation de la phase W, une phase sismique très longue période clairement visible sur les sismogrammes large bande entre l'onde P et les ondes de surface lors des grands séismes. Ce signal peut être interprété comme la superposition de modes d'oscillation propre de la Terre pour des vitesses de groupe entre 4.5 km/s et 9 km/s et des périodes entre 100 s et 1000 s. Contrairement aux ondes de surfaces à des périodes plus conventionnelles (20 – 100 s), la phase W a l'avantage d'être peu affectée par les hétérogénéités latérales superficielles puisque la majeure partie de son énergie se propage en profondeur. L'essentiel de son énergie arrive tôt dans le sismogramme, avant les ondes de surface. Ainsi, à une distance épacentrale $\Delta = 50^\circ$, elle est disponible 22 minutes après le déclenchement du séisme, ce qui la rend potentiellement utile pour l'alerte tsunami. En raison de son caractère très longue période, la phase W est particulièrement représentative de la taille des grands séismes. Elle constitue donc un bon candidat pour une caractérisation rapide des paramètres au premier ordre de la source lors des grands tremblements de terre.

1.1 Introduction

La première observation de la phase W remonte aux années 1990, lorsque H. Kanamori remarque la présence d'un signal longue période avant l'arrivée des ondes de surface sur les enregistrements effectués lors du séisme du Nicaragua en 1992 (Kanamori, 1993). Son observation systématique à longue période pour les grands séismes permet alors de définir une nouvelle phase : la phase W. L'identification tardive de cette phase est liée principalement aux limitations instrumentales jusqu'aux années 1980. La dynamique limitée des instruments utilisés (12 ou 16 bits) était alors très problématique lors des grands tremblements de terre (saturation au niveau des ondes de surface ou au contraire "écrasement" des faibles amplitudes pour pouvoir observer les forts mouvements). Les observations à longue période furent par la suite facilitées grâce à l'augmentation de la dynamique instrumentale (24/32 bits ; Wielandt & Stein, 1986) et au développement des capteurs asservis (Wielandt & Streckeisen, 1982) permettant l'observation systématique à plus *large bande* dans les réseaux sismologiques mondiaux.

De par son caractère longue période, la phase W constitue un candidat idéal pour la caractérisation robuste des paramètres au premier ordre de la rupture. Sa disponibilité au début des sismogrammes peut également permettre une analyse rapide de la source, peu de temps après le temps origine du séisme. La compréhension de la nature de la phase W, la modélisation de sa génération et de sa propagation constituent un sujet important qui doit être abordé avant de s'intéresser à la détermination des paramètres de la source.

Dans ce chapitre, on traite d'abord rapidement le problème de la représentation de la source sismique à longue période qui constitue la base théorique du problème direct permettant de reconstruire la phase W à partir d'un modèle de source donné. Par la suite, on s'intéresse à l'observation de la phase W sur les enregistrements large bande à des distances télé-sismiques pour différents séismes. L'interprétation et la modélisation de la phase W est ensuite abordée. Enfin on s'intéresse à l'influence du milieu de propagation sur la phase W. On calcule d'abord des noyaux de sensibilité à 1 dimension (1D) en perturbant un modèle de Terre sphérique à différentes profondeurs. Par la suite on mesure la sensibilité de la phase W dans une Terre à 3 dimensions (3D) en utilisant la méthode de l'adjoint.

1.2 Représentation de la source sismique

Depuis les débuts de la sismologie instrumentale, plus de 50 ans ont été nécessaires à la mise en place d'un modèle pour représenter correctement la source des séismes. Au début des années 1960, la multiplication des observations effectuées à proximité de la source et les avancées théoriques apportées par Maruyama (1963) et Burridge & Knopoff (1964) permettent de représenter la source sismique en termes de forces équivalentes. Le mouvement du sol \mathbf{u} généré par une discontinuité de déplacement le long d'une faille est identique au champ produit par des forces de volume équivalentes appliquées au milieu

intact. Dix ans plus tard, une représentation similaire de la source est obtenue par Backus & Mulcahy (1976a, 1976b) en introduisant le concept de *stress glut*¹. En suivant une méthode moins restrictive que la précédente, ces travaux ont pu démontrer que n'importe quelle *source indigène*² peut en réalité être représentée par une distribution de forces équivalentes. La représentation de la source sismique par des forces équivalentes est une des étapes majeures dans le développement de la sismologie moderne. L'objectif ici n'est pas de redémontrer en détail la représentation de la source. La théorie est traitée par de nombreux auteurs incluant Dahlen & Tromp (1998) et Aki & Richards (2002). Cette partie résume quelques résultats fondamentaux en suivant l'approche développée par Backus & Mulcahy (1976a, 1976b) et Backus (1977a, 1977b).

1.2.1 Stress Glut

On considère une Terre auto-gravitante sans rotation initialement à l'équilibre. Comme les déplacements sont petits (excepté à proximité des sources sismiques), on considère que les équations de l'élasto-gravité peuvent être linéarisées. Pour une Terre sphérique, l'équation de l'équilibre des forces linéarisée au premier ordre du champ de déplacement \mathbf{u} s'écrit de la façon suivante dans le domaine fréquentiel :

$$-\omega^2 \rho^0 \mathbf{u} + \rho^0 \nabla \phi^1 + \rho^0 \mathbf{u} \cdot \nabla \nabla \phi^0 = \nabla \cdot \mathbf{T}^{\text{PK1}} \quad (1.1)$$

avec ω la fréquence angulaire, ρ^0 et ϕ^0 respectivement la densité initiale et le potentiel gravitationnel non perturbé. On utilise ici la notation de Gibbs décrite succinctement dans l'annexe B. La perturbation du potentiel gravitationnel ϕ^1 est gouverné par l'équation de Poisson

$$\nabla^2 \phi^1 = -4\pi G \nabla \cdot (\rho^0 \mathbf{u}) \quad (1.2)$$

avec G la constante gravitationnelle. Le premier tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff \mathbf{T}^{PK1} est donné par

$$\mathbf{T}^{\text{PK1}} = \mathbf{\Lambda} : \nabla \mathbf{u} \quad (1.3)$$

avec $\mathbf{\Lambda}$ un tenseur d'ordre quatre contenant les constantes élastiques corrigées en cas de précontraintes³. Ces équations sont accompagnées d'un certain nombre de conditions aux limites, au niveau des discontinuités internes et de la surface libre⁴.

Si la condition de faible déformation est respectée pour des régions éloignées de la source, il est évident que ce n'est pas le cas à proximité d'un séisme, là où les mouvements

¹Le terme *stress glut* désigne ici l'*excès de contraintes* aussi appelé *densité volumique de moment*. Nous utiliserons le terme *stress glut* dans le reste du texte.

²Une source indigène se manifeste spontanément dans la Terre sans l'intervention de forces exercées par un objet extérieur. Ceci implique nécessairement une force nette et un moment net nul.

³Le tenseur $\mathbf{\Lambda}$ est défini par $\Lambda_{ijkl} = c_{ijkl} + \frac{1}{2}(T_{ij}^0 \delta_{kl} + T_{kl}^0 \delta_{ij} + T_{ik}^0 \delta_{jl} - T_{jk}^0 \delta_{il} - T_{il}^0 \delta_{jk} - T_{jl}^0 \delta_{ik})$, \mathbf{c} étant le tenseur des constantes élastiques et \mathbf{T}^0 le tenseur des contraintes initial.

⁴Les conditions aux limites sont les suivantes : continuité de \mathbf{u} aux interfaces (pour les interfaces fluide-solide, seul $\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{u}$ a besoin d'être continu où $\hat{\mathbf{n}}$ est la normale à l'interface), continuité du vecteur traction $\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{T}^{\text{PK1}}$ aux interfaces et annulation du vecteur traction en surface, continuité de ϕ^1 à toutes les interfaces, continuité de la perturbation du potentiel $\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla \phi^1$ à toutes les interfaces et $\phi^1 \rightarrow 0$ à l'infini.

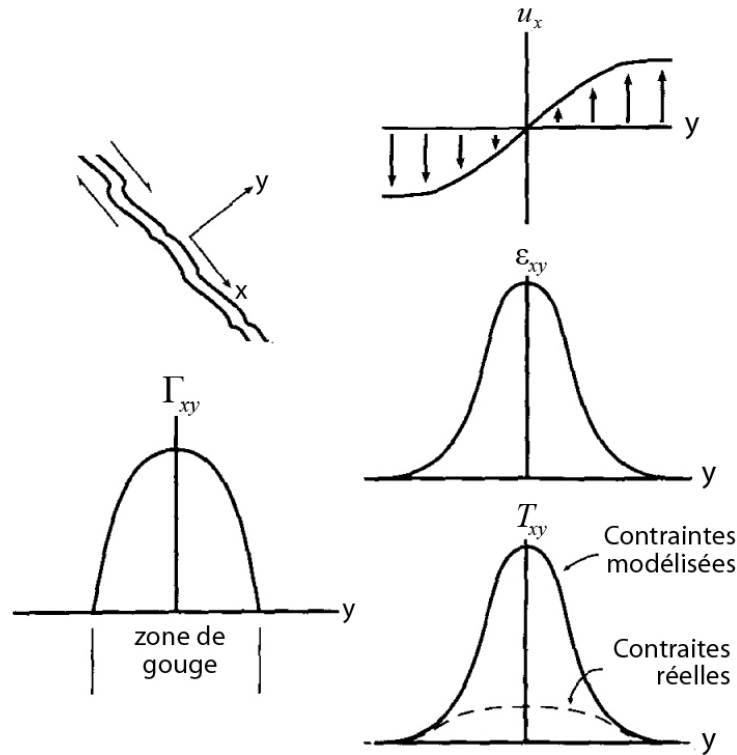


FIG. 1.1 – (En haut à gauche) Illustration schématique d’une faille en décrochement. (En haut à droite) déplacement u_x en fonction de la distance y au centre de la zone de gouge. (Au milieu à droite) Déformation cisailante correspondante ε_{xy} . (En bas à droite) Contraintes en cisaillement modélisées et réelles T_{xy} . (En bas à gauche) Composante xy du *Stress glut* $\Gamma_{xy} = T_{xy}^{model} - T_{xy}^{vrai}$. D’après Dahlen & Tromp (1998).

du sol sont importants. Dans la région de la source en effet, l’équation (1.3) n’est plus valide puisque les déformations sont telles qu’elles ne peuvent plus être reliées linéairement aux contraintes. Un séisme peut donc être considéré comme le résultat d’une invalidité transitoire et localisée du comportement élastique linéaire décrit par l’équation (1.3). En suivant ce raisonnement, Backus & Mulcahy (1976a) introduit le tenseur *stress glut* (parfois appelé *densité volumique de moment*) :

$$\mathbf{\Gamma} = \mathbf{\Lambda} : \nabla \mathbf{u} - \mathbf{T}^{\text{PK1}} \quad (1.4)$$

Ce tenseur $\mathbf{\Gamma}$ représente l’écart entre le tenseur des contraintes modélisé par $\mathbf{\Lambda} : \nabla \mathbf{u}$ et le véritable tenseur des contraintes \mathbf{T}^{PK1} . Le *stress glut* s’exprime donc comme pour une contrainte en N/m^2 . Comme l’équation linéarisée (1.3) est valide partout sauf à proximité de la source, le tenseur $\mathbf{\Gamma}$ sera non nul uniquement dans une région de volume V_S autour de la source. La Fig. 1.1 donne l’exemple schématique du *stress glut* dans le cas d’un séisme en décrochement.

En introduisant le *stress glut* dans l’équation (1.1), on peut réécrire notre problème sous la forme :

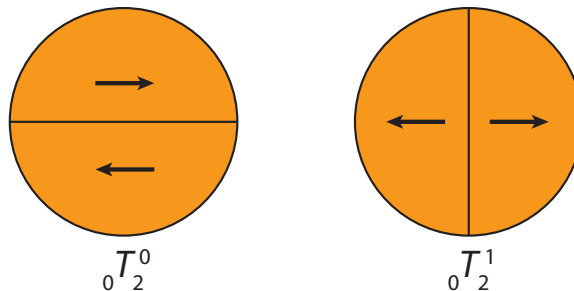
$$\mathcal{H}\mathbf{u} + \rho_0 \omega^2 \mathbf{u} = \nabla \cdot \mathbf{\Gamma} \quad (1.5)$$

avec \mathcal{H} un opérateur linéaire intégral-différentiel auto-adjoint. Pour des raisons de simpli-

cité, on considère ici que la source est confinée dans la Terre solide et ne recoupe pas la surface libre ou une discontinuité interne.

1.2.2 Quelques rappels sur les oscillations libres

Modes toroïdaux (exemples)



Modes sphéroïdaux (exemples)

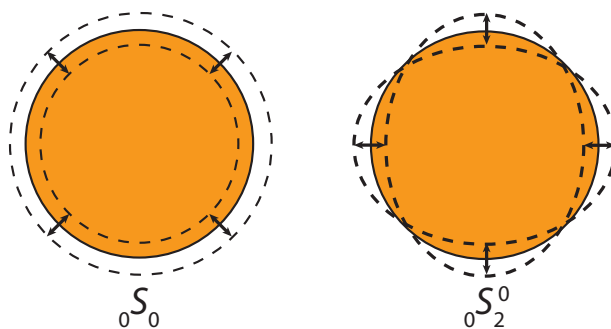


FIG. 1.2 – Exemples de modes toroïdaux (${}_0T_2^0$ et ${}_0T_2^1$) et sphéroïdaux (${}_0S_0$ et ${}_0S_2^0$).

Pour obtenir le champ de déplacement \mathbf{u} , il faut inverser l'opérateur $\mathcal{H} + \rho_0 \omega^2$ qui apparaît dans l'équation (1.5). Une solution possible est de chercher les valeurs propres et les fonctions propres de \mathcal{H} . Il s'agit de résoudre un problème aux valeurs propres de la forme

$$\mathcal{H}\mathbf{s}_k + \rho_0 \omega_k^2 \mathbf{s}_k = \mathbf{0}, \quad (1.6)$$

où $\mathbf{s}_k = \mathbf{s}_k(\mathbf{r})$ est la k ème fonction propre de \mathcal{H} et ω_k^2 la valeur propre qui lui est associée. On note r, θ, ϕ les coordonnées sphériques (rayon, colatitude, longitude) du point \mathbf{r} associées aux vecteurs unitaires $\hat{\mathbf{r}}, \hat{\boldsymbol{\theta}}, \hat{\boldsymbol{\phi}}$. Lors de la résolution du problème (1.6), on distingue deux classes de solutions correspondant à deux types de modes propres :

– **Les modes toroïdaux** ${}_nT_l^m$

Dans la notation ${}_nT_l^m$, l'indice n est l'ordre radial (ou index d'harmonique) qui correspond au nombre de noeuds de vibration selon le rayon terrestre. Les indices l et m sont respectivement l'ordre angulaire et azimutal de l'harmonique sph rique⁵ $Y_l^m(\theta, \phi)$. Les fonctions propres associées aux modes toroïdaux sont de la forme :

$${}_n\mathbf{s}_l^m(\mathbf{r}) = -{}_nW_l(r) [\hat{\mathbf{r}} \times \nabla_1 Y_l^m(\theta, \phi)], \quad (1.7)$$

⁵On utilise la définition de Gilbert & Dziewonski (1975) pour les harmoniques sphériques $Y_l^m(\theta, \phi)$.

où ${}_nW_l(r)$ est la fonction propre radiale du mode n d'ordre angulaire l . L'opérateur $\nabla_1 = \hat{\theta}\partial_\theta + \hat{\phi}(\sin\theta)^{-1}\partial_\phi$ est le gradient surfacique sur la sphère unitaire. Les modes toroïdaux engendrent uniquement des déplacements tangentiels et ne modifient ni la forme de la Terre, ni le champ de gravité ($\phi^1 = 0$). Le nombre de lignes nodales à la surface de la Terre est défini par $l - 1$ et m indique le nombre de ces lignes passant aux pôles comme on le voit sur la Fig. 1.2 pour les modes ${}_0T_2^0$ et ${}_0T_2^1$.

– **Les modes sphéroïdaux** ${}_nS_l^m$

Comme dans le cas précédent l'ordre radial n correspond au nombre de noeuds selon le rayon terrestre. L'ordre angulaire l indique le nombre de lignes nodales parcourant la surface terrestre et m représente le nombre de ces lignes passant aux pôles. La forme des fonctions propres pour les modes sphéroïdaux est donnée par :

$${}_n\mathbf{S}_l^m(\mathbf{r}) = {}_nU_l(r)Y_l^m(\theta, \phi)\hat{\mathbf{r}} + {}_nV_l\nabla_1Y_l^m(\theta, \phi). \quad (1.8)$$

où ${}_nU_l(r)$ et ${}_nV_l(r)$ sont deux fonctions propres radiales associées à l'harmonique n d'ordre angulaire l . Lorsque $l = 0$, on voit apparaître une catégorie de modes associés à des déplacements selon $\hat{\mathbf{r}}$ uniquement : les modes radiaux (${}_nS_0$). La Fig. 1.2 représente schématiquement le mode sphéroïdal ${}_0S_0$ (souvent appelé mode de respiration de la Terre) et le mode sphéroïdal ${}_0S_2^0$ (appelé mode *football*).

Pour des raisons de simplicité dans le reste du texte, on notera \mathbf{s}_k et ω_k pour désigner la fonction propre ${}_n\mathbf{S}_l^m$ et la fréquence propre ${}_n\omega_l^m$ associées à un mode propre toroïdal ou sphéroïdal.

Pour le calcul des fonctions propres \mathbf{s}_k et des fréquences propres ω_k , les équations linéarisées et les conditions aux limites du problème sont posées sous la forme d'un système d'équations différentielles ordinaires du premier ordre couplées (Takeuchi & Saito, 1972). Les fonctions et fréquences propres sont ensuite calculées numériquement pour un modèle de Terre réaliste aux périodes considérées. Pour cette étude, les calculs de modes propres ont été effectués grâce au programme MINOS développé initialement par G. Backus, F. Gilbert, G. Masters et J. Woodhouse (Woodhouse, 1988). Le modèle de Terre utilisé est PREM (Dziewonski & Anderson, 1981) qui décrit une Terre sphérique élastique et transversalement isotrope.

1.2.3 Approximation en point source

Pour une source indigène confinée dans un volume V_S et dans l'intervalle de temps $[t_1, t_2]$, on peut exprimer le déplacement à un point \mathbf{r} en fonction du temps t comme la somme de modes propres :

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \sum_k \mathbf{s}_k(\mathbf{r}) \frac{1}{w_k^2 \mathcal{T}_k} \int_{t_1}^{t_2} \int_{V_S} [\partial_t \Gamma(\mathbf{r}', t') : \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}')] h_k(t - t') dV' dt', \quad (1.9)$$

où $\mathcal{T}_k = \int_V \rho^0 \mathbf{s}_k \cdot \mathbf{s}_k dV$ est un facteur de normalisation (énergie) pour le mode k , $\boldsymbol{\varepsilon}_k$ est le tenseur des déformations associé à la fonction propre \mathbf{s}_k et h_k la fonction :

$$h_k(t) = 1 - \exp(-\omega_k t / 2Q_k) \cos \omega_k t, \quad (1.10)$$

avec Q_k le facteur de qualité du mode k . Dans cette étude, les longueurs d'ondes considérées sont bien plus longues que l'étendue de la source. Par exemple lors du grand séisme de Tohoku-oki ($M_w = 9.0$) en mars 2011, la dimension de la faille mise en jeu est d'environ $500 \text{ km} \times 200 \text{ km}$ (Simons et al., 2011) tandis que les longueurs d'ondes considérées pour la phase W sont supérieures à 900 km. Le plus souvent, les périodes utilisées sont aussi plus longues que la durée des sources étudiées. On cherche donc une approximation valide lorsque les dimensions linéaires de la source sont inférieures à la plus petite longueur d'onde et lorsque la durée de la rupture $t_2 - t_1$ est inférieure à la plus petite période incluse dans la somme des modes propres. Pour ce faire, on peut remplacer le terme $\boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}')h_k(t - t')$ dans l'intégrale de l'équation (1.9) par son développement en série de Taylor autour du point \mathbf{r}_s et du temps t_s en se limitant au premier ordre :

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}')h_k(t - t') &= \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}_s)h_k(t - t_s) + (\mathbf{r}' - \mathbf{r}_s) \cdot \nabla \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}_s)h_k(t - t_s) \\ &\quad - (t' - t_s) \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}_s) \partial_t h_k(t - t_s). \end{aligned} \quad (1.11)$$

On peut alors réécrire l'équation (1.9) sous la forme

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \sum_k \mathbf{s}_k(\mathbf{r}) \frac{1}{w_k^2 \mathcal{T}_k} \left[\mathbf{M} : \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}_s)h_k(t - t_s) + \mathbf{D}_{\mathbf{r}_s} \cdot \nabla \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}_s)h_k(t - t_s) \right. \\ \left. - \mathbf{D}_{t_s} : \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}_s) \partial_t h_k(t - t_s) \right] \end{aligned} \quad (1.12)$$

où \mathbf{M} , $\mathbf{D}_{\mathbf{r}_s}$ et \mathbf{D}_{t_s} sont les moments spatio-temporels du *stress glut* :

$$\mathbf{M} = \int_{t_1}^{t_2} \int_{V_S} \partial_t \boldsymbol{\Gamma}(\mathbf{r}, t) dV dt \quad (1.13)$$

$$\mathbf{D}_{\mathbf{r}_s} = \int_{t_1}^{t_2} \int_{V_S} (\mathbf{r} - \mathbf{r}_s) \partial_t \boldsymbol{\Gamma}(\mathbf{r}, t) dV dt \quad (1.14)$$

$$\mathbf{D}_{t_s} = \int_{t_1}^{t_2} \int_{V_S} (t - t_s) \partial_t \boldsymbol{\Gamma}(\mathbf{r}, t) dV dt. \quad (1.15)$$

L'équation (1.12) est un développement multipolaire que l'on retrouve dans plusieurs domaines de la physique et notamment en électrostatique où une distribution de charge est souvent remplacée par une charge ponctuelle, un dipôle électrique, un quadrupôle, etc. (Stratton, 1941). Le monopôle \mathbf{M} est le moment d'ordre zéro du *stress glut* $\partial_t \boldsymbol{\Gamma}$ plus connu sous le nom de *tenseur moment sismique*. Les moments dipolaires $\mathbf{D}_{\mathbf{r}_s}$ et \mathbf{D}_{t_s} correspondent aux moments spatial et temporel d'ordre 1 par rapport au point \mathbf{r}_s et au temps t_s .

Par analogie avec le centre de charge d'un champ scalaire, on définit une position barycentrique appelée *centroid* (Backus, 1977a; Keilis-Borok et al., 1989) :

$$\mathbf{r}_c = \frac{1}{2} M_0^{-2} \int_{t_1}^{t_2} \int_{V_S} \mathbf{r} (\mathbf{M} : \partial_t \mathbf{\Gamma}) dV dt, \quad (1.16)$$

$$t_c = \frac{1}{2} M_0^{-2} \int_{t_1}^{t_2} \int_{V_S} t (\mathbf{M} : \partial_t \mathbf{\Gamma}) dV dt, \quad (1.17)$$

avec M_0 le *moment sismique scalaire* défini comme (Silver & Jordan, 1982; Dahlen & Tromp, 1998) :

$$M_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{M} : \mathbf{M})^{1/2}. \quad (1.18)$$

On peut facilement démontrer que le *centroid* spatial \mathbf{x}_c et le *centroid* temporel t_c , tels que définis dans les équations (1.16)-(1.17), minimisent la norme l_2 de $\mathbf{D}_{\mathbf{r}_c}$ et \mathbf{D}_{t_c} . En général, si on utilise $\mathbf{r}_s = \mathbf{r}_c$ et $t_s = t_c$, l'équation (1.12) reproduit très bien le champ de déplacement \mathbf{u} à longue période. Si au contraire on éloigne \mathbf{r}_s et t_s du *centroid*, on doit en principe augmenter l'ordre du développement multipolaire dans l'équation (1.12) pour décrire complètement la source. Si les écarts $\|\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_c\|$ et/ou $t_s - t_c$ deviennent non négligeables par rapport à la longueur d'onde minimale et/ou à la période minimale, alors la convergence n'est plus assurée.

Jusqu'à présent, aucune hypothèse n'a été faite sur la géométrie de la source, pour peu qu'elle soit indigène (moment net nul, force nette nulle), confinée dans un volume V_S (petit par rapport aux longueurs d'ondes considérées) et d'une durée $t_2 - t_1$ (inférieure aux périodes utilisées). Le plus souvent, on traite la source sismique en considérant le cas d'une faille plane. Regardons donc ce que donne le développement multipolaire dans l'équation (1.12) en considérant le cas simple d'une faille plane avec un glissement unidirectionnel dans une Terre isotrope initialement à l'équilibre hydrostatique. Le *stress glut* peut alors s'écrire sous la forme⁶ :

$$\mathbf{\Gamma} = \mu(\mathbf{r}) \Delta s(\mathbf{r}, t) (\hat{\nu} \hat{\sigma} + \hat{\sigma} \hat{\nu}) \delta_{\Sigma}(\mathbf{r}), \quad (1.19)$$

avec μ le module de cisaillement, Δs l'amplitude du glissement, $\hat{\sigma}$ la direction du glissement et $\hat{\nu}$ la normale au plan de faille défini par la distribution surfacique de Dirac δ_{Σ} (Appel, 2002). Le *centroid* est alors donné par

$$\mathbf{r}_c = M_0^{-1} \int_{\Sigma} \mathbf{r} \mu \Delta s_f dS, \quad (1.20)$$

$$t_c = M_0^{-1} \int_{t_1}^{t_2} \int_{\Sigma} t \mu \partial_t \Delta s dS, \quad (1.21)$$

avec Δs_f la valeur finale du glissement et $M_0 = \int_{\Sigma} \mu \Delta s_f dS$ le moment sismique scalaire.

⁶On considère ici que l'augmentation des contraintes réelles au niveau de la faille est négligeable par rapport à l'augmentation des contraintes modélisées. Voir par exemple la section 5.2.1 dans Dahlen & Tromp (1998).

Selon l'équation (1.20), le *centroid* est situé sur le plan faille Σ : on peut l'interpréter comme barycentre de l'histoire spatiale et temporelle de la rupture. En posant $\mathbf{r}_s = \mathbf{r}_c$ et $t_s = t_c$ dans les équations (1.13)-(1.15), on obtient finalement

$$\mathbf{M} = M_0 (\hat{\nu}\hat{\sigma} + \hat{\sigma}\hat{\nu}), \quad (1.22)$$

$$\mathbf{D}_{\mathbf{r}_c} = \mathbf{0}, \quad (1.23)$$

$$\mathbf{D}_{t_c} = \mathbf{0}. \quad (1.24)$$

On démontre ainsi que les moments du premier ordre $\mathbf{D}_{\mathbf{r}_c}$ et \mathbf{D}_{t_c} s'annulent au niveau du *centroid* lorsque les présentes hypothèses sur la géométrie de la rupture et le modèle de Terre sont valides.

Dans les applications pratiques d'estimation des paramètres de la source, on néglige généralement $\mathbf{D}_{\mathbf{r}_c}$ et \mathbf{D}_{t_c} . Comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, cette hypothèse est justifiée pour une faille plane avec un glissement unidirectionnel dans une Terre isotrope initialement en isostasie. On s'attend à ce que ces termes soient généralement négligeables puisqu'ils sont minimums au niveau du *centroid*. Dans certains cas cependant, ces termes peuvent prendre de l'importance en particulier pour les sources complexes. Si on néglige $\mathbf{D}_{\mathbf{r}_c}$ et \mathbf{D}_{t_c} , on peut réécrire l'équation (1.12) sous la forme (Dziewonski et al., 1981 ; Dziewonski & Woodhouse, 1983) :

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \sum_k \mathbf{s}_k(\mathbf{r}) \frac{1}{w_k^2 \mathcal{T}_k} \left\{ \mathbf{M} : \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}_s) [h_k(t - t_s) - \Delta t \partial_t h_k(t - t_s)] \right. \\ \left. + \Delta \mathbf{r} \mathbf{M} : \nabla \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}_s) h_k(t - t_s) \right\} \quad (1.25)$$

avec $\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}_s - \mathbf{r}_c$ et $\Delta t = t_s - t_c$. Lorsque la source ponctuelle est placée en \mathbf{r}_c à l'instant t_c , on obtient alors l'expression connue (Gilbert, 1970 ; Takeuchi & Saito, 1972) :

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \sum_k [\mathbf{M} : \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}_c)] \mathbf{s}_k(\mathbf{r}) \frac{1 - \exp[-\omega_k(t - t_c)/2Q_k] \cos \omega_k(t - t_c)}{w_k^2 \mathcal{T}_k} \quad (1.26)$$

1.3 Observation et modélisation de la phase W

1.3.1 Observation sur les enregistrements large bande

La phase W est une phase sismique très longue période observable entre 100 s et 1000 s sur les sismogrammes en déplacement avant l'arrivée des ondes de surface. Elle est identifiée pour la première fois par Kanamori (1993) lors du séisme tsunami du Nicaragua en 1992. Les séismes tsunami, définis par Kanamori (1972), sont caractérisés par un spectre à la source anormalement élevé à basse fréquence par rapport aux hautes fréquences (cf. introduction générale). De par son caractère longue période, la phase W est excitée préférentiellement par ce type d'évènement ou lors de grands séismes ($M_w \geq 8.0$). Après déconvolution et filtrage à longue période, elle est également clairement identifiable lors

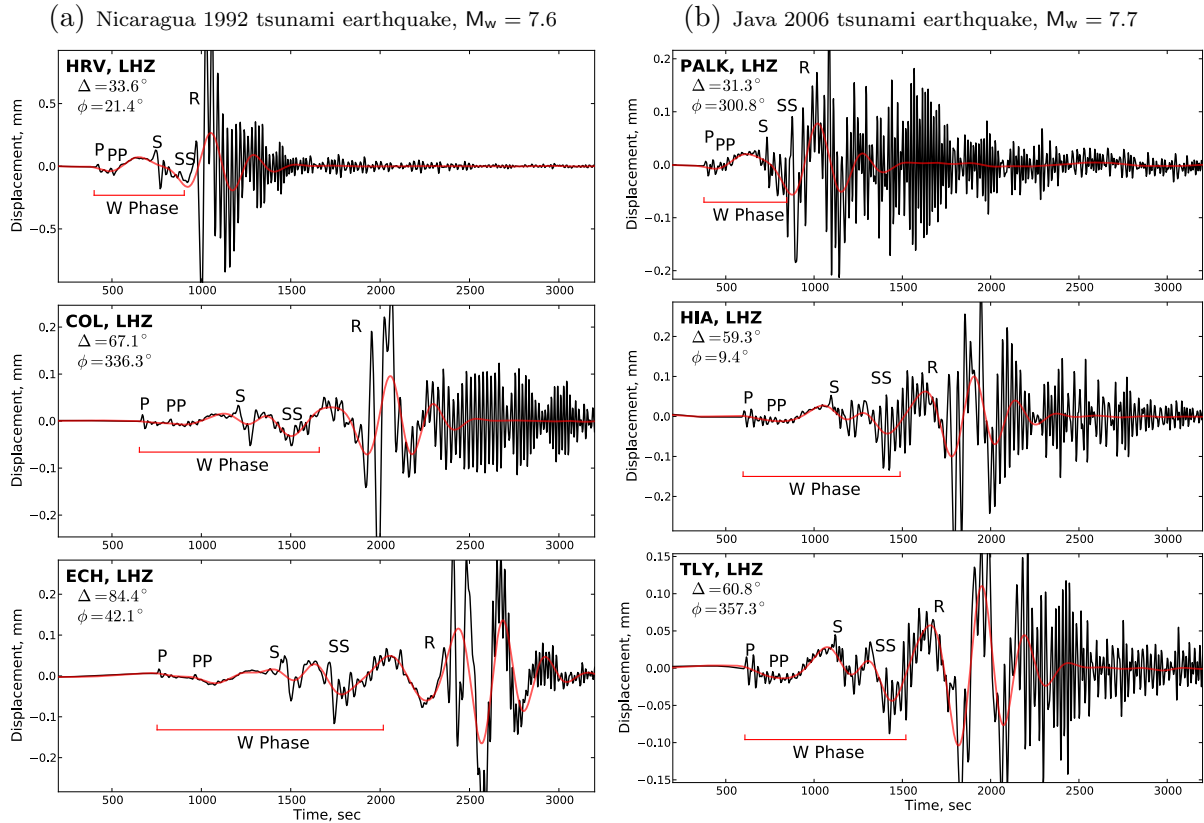


FIG. 1.3 – Phase W observée pour les séismes tsunami du (a) Nicaragua 1992 et (b) de Java 2006. Les formes d’ondes après déconvolution en déplacement et filtrage dans la bande 1-5mHz sont présentées respectivement *en noir* et *en rouge*. Pour chaque station, la distance épacentrale Δ et l’azimut à la source ϕ sont spécifiés. Les temps d’arrivée des phases P , PP , S , SS et des ondes de Rayleigh (R) sont marqués sur chaque trace. La fenêtre utilisée pour définir la phase W est également indiquée.

des évènements de magnitudes modérées ($6.0 \leq M_w \leq 8.0$).

La Fig. 1.3 présente des données en déplacement pour le séisme tsunami du Nicaragua en 1992 et le séisme tsunami de Java en 2006. Les traces noires sont obtenues après déconvolution de la réponse instrumentale entre 0.9mHz et 100mHz et les traces rouges représentent les données après application d’un filtre passe bande 1-5mHz (i.e. pour des périodes entre 200-1000s). Pour minimiser les distorsions de phase, on utilise un filtre passe bande non causal (butterworth d’ordre 4 à phase nulle). En filtrant les sismogrammes à basse fréquence, on remarque qu’il y a interférence des ondes de volume P , PP , S , SS , PS , SP , etc., qui ne peuvent plus être identifiées comme des phases distinctes. On observe alors clairement un signal longue période avant l’arrivée des ondes de surface. On distingue la phase W généralement après l’arrivée PP sous la forme d’un signal émergent suivi par des oscillations caractéristiques à très longue période au niveau des arrivées S et SS pour des distances épacentrales $\Delta > 40^\circ$.

Comme le remarque Cummins (1997), la phase W est également observable sur les composantes transversales des enregistrements large bande. La Fig. 1.4 présente les traces verticales (LHZ) et transversales (LHT) pour le séisme de Maule en février 2010 ($M_w = 8.8$). La convention de couleur est similaire à la Fig. 1.3 : les traces noires sont obtenues

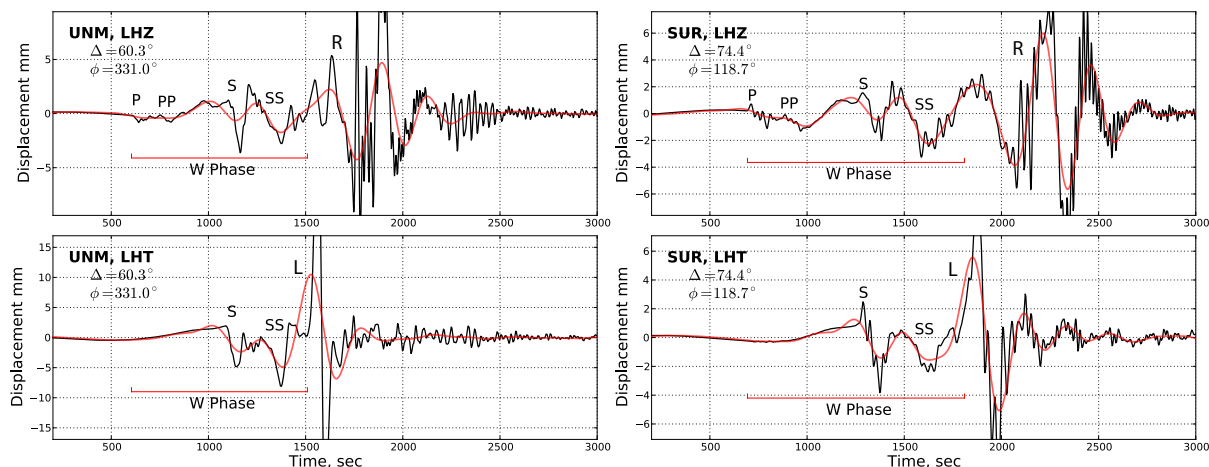


FIG. 1.4 – Composantes verticales et transversales de la Phase W observées pour le séisme de Maule 2010 ($M_w = 8.8$). Les formes d’ondes après déconvolution en déplacement et filtrage dans la bande 1-5mHz sont présentées respectivement *en noir* et *en rouge*. Pour chaque station, la distance épacentrale Δ et l’azimut à la source ϕ sont spécifiés. Les temps d’arrivée des phases P , PP , S , SS , des ondes de Rayleigh (R) et des ondes de Love (L) sont marqués sur chaque trace. La fenêtre utilisée pour définir la phase W est également indiquée.

après restitution de l’instrument et la trace rouge est obtenue après filtrage entre 1mHz et 5mHz. Comme pour les composantes verticales, on observe un signal émergeant avant l’arrivée des ondes S suivie par quelques oscillations longue période avant l’arrivée des ondes de surface. L’amplitude de la phase W observée sur les composantes transversales est du même ordre de grandeur que sur les composantes verticales.

La phase W est donc le signal observé à longue période (100 – 1000 s) sur les composantes verticales et horizontales entre l’arrivée des ondes P et l’arrivée des trains d’ondes de surface. Comme on le verra dans les parties 1.3.2 et 1.4, limiter la fenêtre temporelle avant l’arrivée des fortes amplitudes associées au mode fondamental des ondes de surface permet de limiter la sensibilité aux structures superficielles du globe. On verra également dans le chapitre 2 que cette définition de la fenêtre temporelle permet de s’affranchir du problème de la saturation des enregistrements au niveau des ondes de surface lors des très grands séismes.

1.3.2 Modélisation de la phase W

Kanamori (1993) remarque que la phase W apparaît suite à la superposition de différentes arrivées d’ondes de volume et que par conséquent, en termes de théorie des rais, elle peut être vue comme le résultat de l’interférence d’ondes directes et réfléchies à la surface libre. Cette interprétation est étayée par le fait que la phase W est généralement initiée après l’arrivée des ondes PP . L’analogie entre ce phénomène d’interférence et une ”galerie des murmures” (*wispering gallery*; Rayleigh, 1910) en acoustique est à l’origine de la dénomination ”phase W”. Bien entendu le phénomène de conversion P - S et S - P n’existant pas en acoustique, la propagation de la phase W est plus complexe que dans

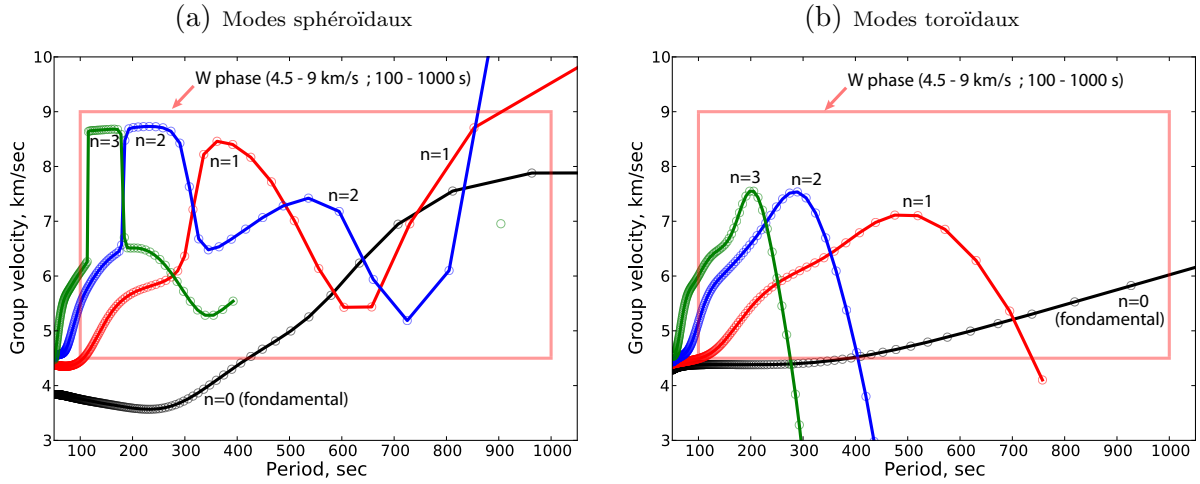


FIG. 1.5 – Courbes de dispersion en vitesse de groupe calculées avec le modèle PREM pour (a) les modes sphéroïdaux ${}_nS_l^m$ et (b) les modes toroïdaux ${}_nT_l^m$. Les courbes de dispersion sont présentées *en noir* pour le mode fondamental ($n = 0$), *en rouge* pour le premier harmonique ($n = 1$), *en bleu* pour le deuxième harmonique ($n = 2$) *en vert* pour le troisième harmonique ($n = 3$). Le rectangle rouge définit le domaine en période et vitesse de groupe correspondant à la phase W.

une galerie des murmures. Quelques années plus tard, Vidale et al. (1995) et Cummins (1997) suggèrent qu'une partie de l'énergie de la phase W soit associée au champ proche⁷, un simple argument de mise à l'échelle pour les très grands séismes impliquant la possibilité qu'une telle observation soit possible même à des distances télésismiques. Il faut noter toutefois que la notion de champ proche n'est ici pas très appropriée. En effet, contrairement au champ d'onde se propageant dans un milieu homogène élastique infini, il n'y a pas de séparation claire entre les termes en champ proche et en champ lointain pour un milieu hétérogène. Par ailleurs, si l'émergence de la phase W après l'arrivée *PP* rappelle la fonction rampe associée au champ proche dans un milieu élastique homogène infini, la fenêtre définissant la phase W englobe également des arrivées plus tardives (e.g. *S* et *SS*) pouvant difficilement être assimilées au champ proche. Pour modéliser correctement la phase W, il faut donc calculer les sismogrammes synthétiques complets décrivant le champ élastique total, c'est à dire incorporant le champ proche et le champ lointain.

Naturellement, on peut aussi interpréter la phase W comme une superposition de modes propres (Kanamori, 1993 ; Kanamori & Rivera, 2008b). La Fig. 1.5 représente la dispersion des vitesses de groupe des modes sphéroïdaux ${}_nS_l^m$ et toroïdaux ${}_nT_l^m$ calculés pour le modèle PREM. Pour les vitesses de groupe de la phase W et les périodes considérées (respectivement entre 4.5-9 km/s et 100-1000 s), on note que la phase W peut en principe être décrite comme la superposition des premiers harmoniques ($n = 1, 2, 3$) et du mode fondamental ($n = 0$).

La Fig. 1.6 présente la comparaison entre les données observées et calculées pour les

⁷Rappel : le champ proche est le terme décroissant en $\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_c\|^{-2}$ dans la solution des équations de l'élastodynamique pour un milieu élastique homogène infini (Aki & Richards, 2002 ; Pujol, 2003). Le champ proche se distingue des ondes de volumes en champ lointain qui ont une décroissance en $\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_c\|^{-1}$.

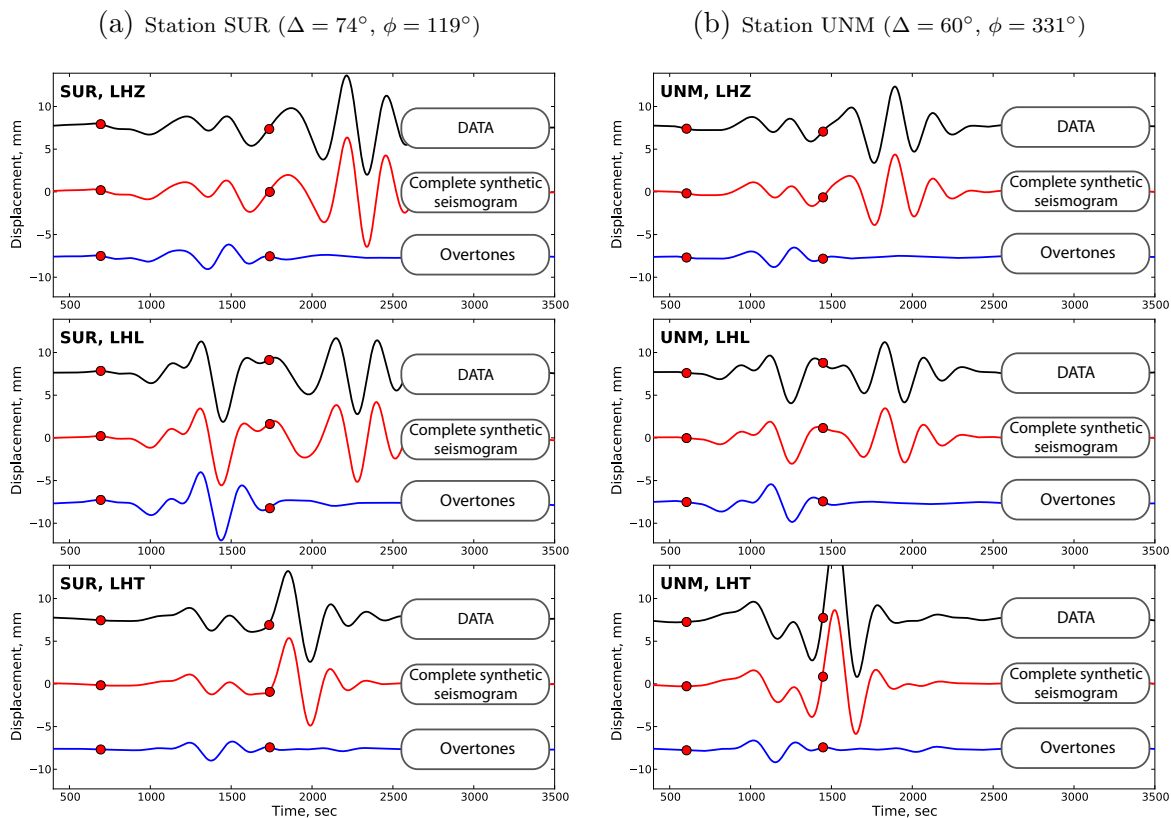


FIG. 1.6 – Comparaison entre les données (*en noir*) et les sismogrammes synthétiques pour le séisme de Maule en 2010 ($M_w = 8.8$). La phase W est délimitée par les deux points rouges pour la composante verticale (LHZ), longitudinale (LHL) et transversale (LHT). Les données sont filtrées entre 1mHz et 5mHz après déconvolution de la réponse instrumentale. Les sismogrammes synthétiques sont calculés pour la solution Global CMT et le modèle PREM. Les sismogrammes synthétiques complets sont représentés *en rouge*. Le déplacement correspondant à la somme des harmoniques de modes propres (i.e. sans inclure le mode fondamental) est indiqué *en bleu*.

stations SUR et UNM lors du grand tremblement de terre de Maule en Février 2010. La solution point-source de Global CMT obtenue pour ce séisme est utilisée pour modéliser la source sismique. Les formes d'ondes sont filtrées dans la bande passante 1-5mHz et la fenêtre temporelle définissant la phase W est délimitée par deux points rouges sur chaque trace. Un catalogue de modes complets jusqu'à 20 mHz a été calculé pour le modèle PREM (4479 modes). Les sismogrammes synthétiques complets (en rouge), calculés grâce à la superposition de tous ces modes, reproduisent très bien les données (en noir) sur l'intégralité des traces présentées. Outre le fait que la sommation modale est efficace pour reproduire les données, on observe donc que la phase W est correctement modélisée lorsqu'on considère un point source même pour des très grands événements.

Pour estimer la contribution relative du mode fondamental et des premiers harmoniques dans la construction de la phase W, nous avons effectué la sommation modale en ne considérant que les harmoniques ($n > 0$), c'est à dire en ne considérant pas le mode fondamental ($n = 0$) dans l'équation (1.26). La trace correspondant à la superposition des harmoniques est indiquée en bleu sur la Fig. 1.6 pour chaque composante.

On remarque que les arrivées tardives, correspondant aux ondes de surface traditionnelles, n'apparaissent plus dans les données synthétiques. On note par ailleurs qu'une part significative de l'énergie de la phase W correspond à la superposition des premiers harmoniques des modes propres toroïdaux et sphéroïdaux. Bien que le mode fondamental doit être inclus dans la sommation pour modéliser correctement la phase W, l'association d'une part significative de son énergie aux premiers harmoniques indique une propagation préférentielle de la phase W en profondeur dans le manteau.

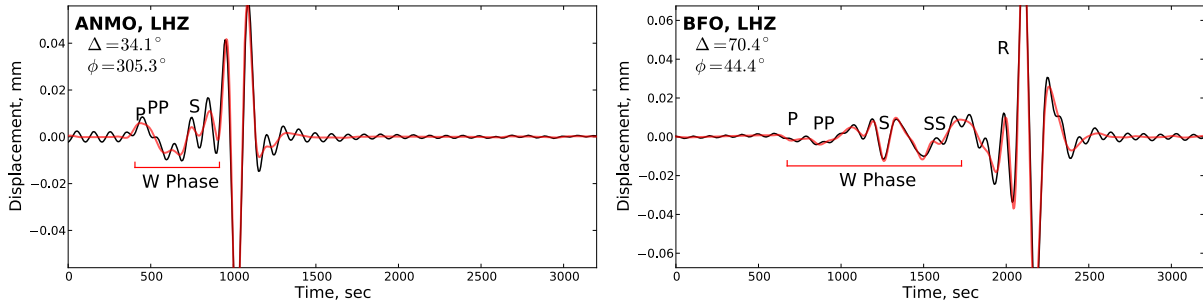


FIG. 1.7 – Effet de la troncature dans la somme des modes propres pour le calcul des sismogrammes synthétiques. Les superpositions des vibrations propres ayant une fréquence inférieure à 10mHz (*en noir*) et inférieure à 80mHz (*en rouge*) sont présentées. Les formes d'ondes sont filtrées entre 1mHz et 10mHz en utilisant un filtre passe bande butterworth non déphasant.

Pour modéliser la phase W entre 100 s et 1000 s, on pourrait en principe limiter la sommation des modes normaux pour ne considérer que les fréquences propres inférieures à 10mHz. Pour le modèle PREM anisotrope, il faut alors constituer un catalogue contenant les modes sphéroïdaux d'ordre $n < 29$, $l < 99$ et les modes toroïdaux avec $n < 10$ et $l < 87$. La Fig. 1.7 présente en noir les sismogrammes synthétiques obtenus en sommant les modes de ce catalogue pour le séisme de Haïti en 2010 ($M_w = 7.0$). Les traces obtenues apparaissent clairement "bruitées" : on observe de fortes oscillations acausales liées à la troncature des fréquences propres supérieures à 10mHz. Pour limiter ces artefacts, il convient d'étendre la sommation aux fréquences plus élevées. Les synthétiques représentés en rouge ont été obtenus en complétant le catalogue des modes jusqu'à 80mHz. Après filtrage dans la bande passante 1 – 10mHz, on n'observe plus ces oscillations importantes qui perturbent le signal avant les premières arrivées d'ondes de volume. La Fig. 1.8 présente le champ d'onde modélisé par sommation de modes jusqu'à 80mHz pour le séisme de Tohoku-oki au Japon en Mars 2011 ($M_w = 9.0$). Les couleurs sont volontairement saturées au niveau des ondes de surface pour laisser apparaître la phase W délimitée par les deux lignes rouges en pointillés.

1.4 Sensibilité de la phase W à la structure du globe

Lorsqu'on s'intéresse à l'étude des grands séismes, la question de la sensibilité des formes d'ondes à la structure du globe est importante. En effet, on cherche généralement

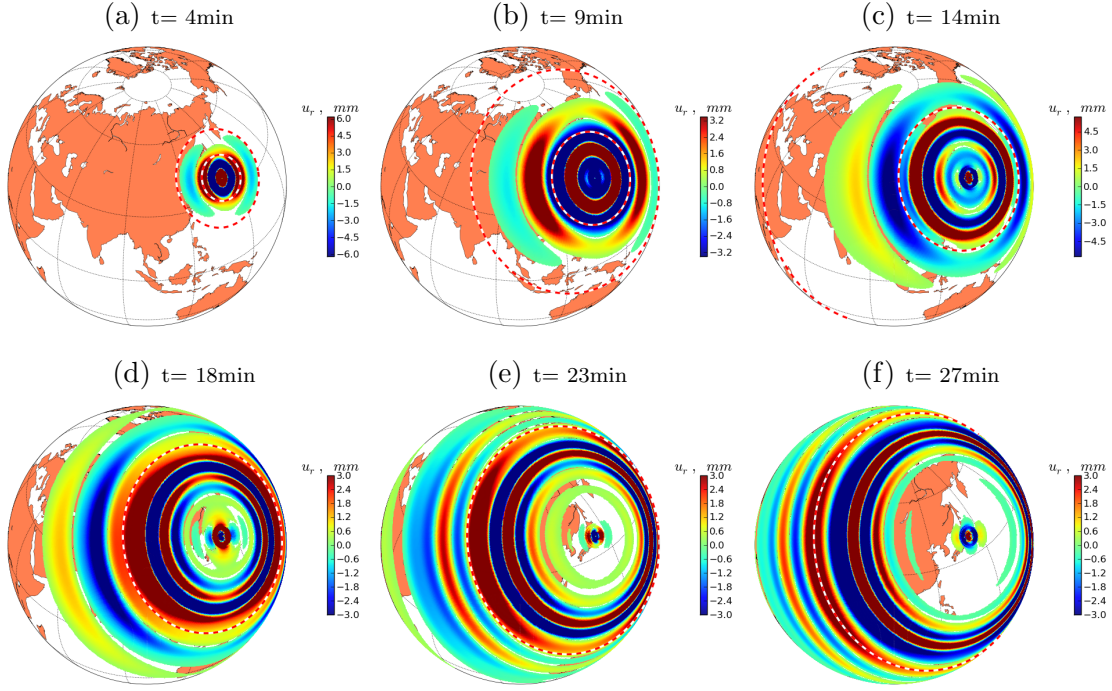


FIG. 1.8 – Modélisation de la phase W pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). Les figures (a)-(f) présentent une image instantanée du champ d'onde en déplacement vertical (u_r) toutes les 5 minutes. Les lignes rouges en pointillés délimitent la phase W. Les synthétiques sont calculés par sommation modale tous les 0.1 degrés pour le modèle PREM. Le champ d'onde obtenu est filtré entre 1mHz et 5mHz avec un filtre butterworth déphasant.

les paramètres de la source minimisant l'écart entre les données observées et calculées pour un modèle de Terre donné. Un modèle de Terre inexact aux longueurs d'onde et aux périodes considérées peut donc induire un biais significatif dans la détermination des paramètres de la source. Ainsi par exemple, Hjörleifsdóttir & Ekström (2010) met en évidence un biais systématique dans les solutions Global CMT (localisation du *centroid*, moment scalaire) lié à l'effet de la structure 3D dans certaines régions du Globe.

1.4.1 Sensibilité 1D

Pour étudier l'influence du modèle de Terre sur nos signaux, on propose d'abord d'estimer la sensibilité 1D de la phase W à la vitesse des ondes P (α), à la vitesse des ondes S (β) et à la densité (ρ). Il s'agit ici d'avoir une première estimation de sensibilité dans laquelle il sera impossible de séparer l'effet d'une perturbation du modèle à la source, lors de la propagation ou au niveau des récepteurs. On définit une amplitude moyenne \mathcal{A}_w mesurée pour un récepteur localisé en \mathbf{r}_o comme la moyenne quadratique de la phase W selon la composante verticale⁸ :

$$\mathcal{A}_w(\mathbf{r}_o) = \sqrt{\int_0^T w(t) u_r^2(\mathbf{r}_o, t) dt}, \quad (1.27)$$

⁸Pour des raisons de simplicité, on ne détaille dans le texte que le cas des amplitudes mesurées sur les composantes verticales de la phase W.

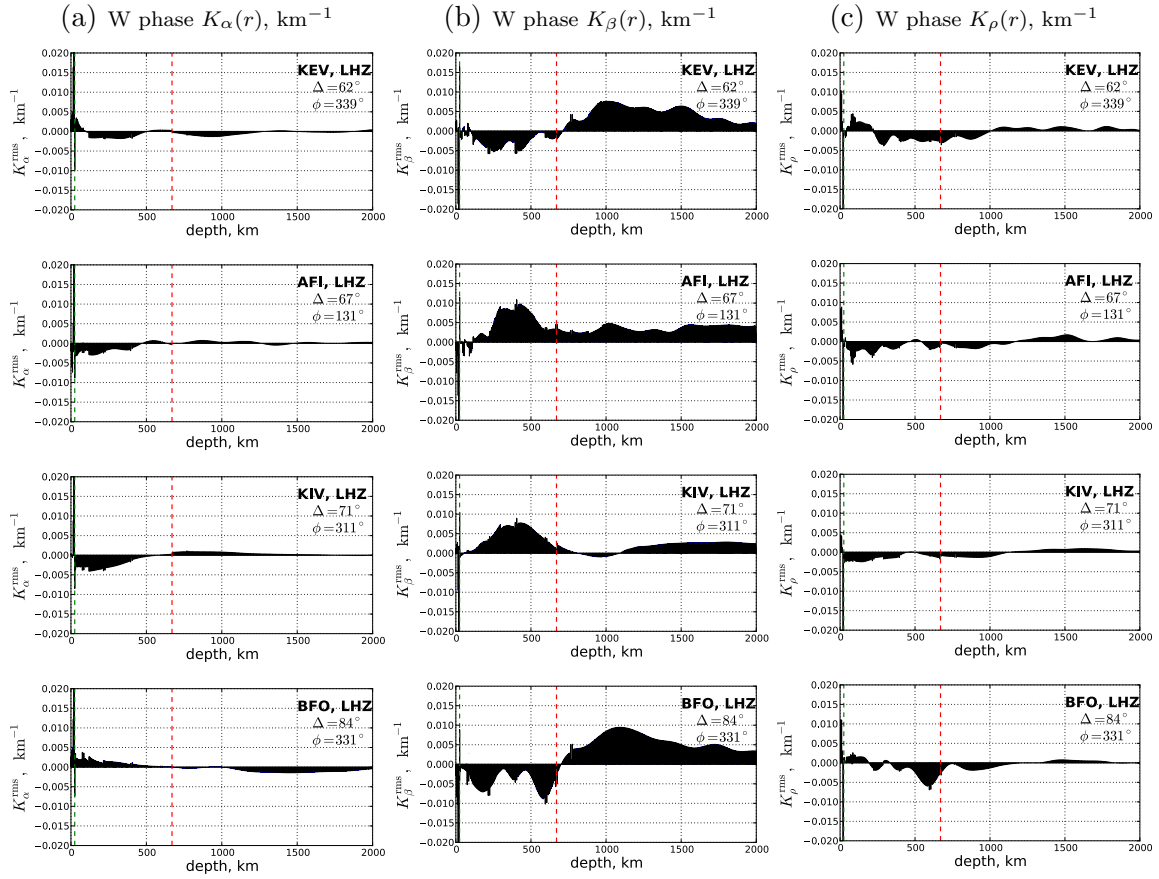


FIG. 1.9 – Sensibilité 1D de l'amplitude moyenne de la phase W. Les noyaux de sensibilité (a) $K_\alpha(r)$, (b) $K_\beta(r)$ et (c) $K_\rho(r)$ sont présentés pour les stations KEV, AFI, KIV et BFO. Ces noyaux sont calculés dans le modèle PREM pour le séisme de Tohoku-oki 2011 après filtrage dans la bande passante 1 – 5mHZ. Le trait pointillé rouge délimite l'interface entre le manteau supérieur et le manteau inférieur et le trait pointillé vert indique la profondeur de l'interface croûte-manteau dans le modèle PREM

où T est la durée totale des sismogrammes modélisés et $w(t)$ est la fonction temporelle d'intégrale unitaire utilisée pour fenêtrer la phase W. On peut écrire la perturbation logarithmique de \mathcal{A}_w liée à la perturbation du modèle de Terre sous la forme :

$$\delta \ln \mathcal{A}_w = \int_0^R [K_\rho(r)\delta \ln \rho + K_\alpha(r)\delta \ln \alpha + K_\beta(r)\delta \ln \beta] dr \quad (1.28)$$

où R est le rayon terrestre à la surface libre, et K_ρ , K_α et K_β correspondent aux noyaux de Fréchet décrivant la sensibilité 1D de \mathcal{A}_w à ρ , α et β respectivement. Dans cette expérience, on détermine les noyaux de sensibilité K_m en mesurant la variation $\delta \ln \mathcal{A}_w$ engendrée par une perturbation δm sur une couche d'épaisseur h à la profondeur r du modèle :

$$K_m(r) = \frac{m(r)}{h} \frac{\delta \ln \mathcal{A}_w}{\delta m}, \quad (1.29)$$

avec $m(r) = \alpha(r)$, $\beta(r)$ ou $\rho(r)$.

Le modèle utilisé est le modèle PREM isotrope. Un sismogramme synthétique est d'abord construit par sommation modale pour le modèle non perturbé. L'amplitude de

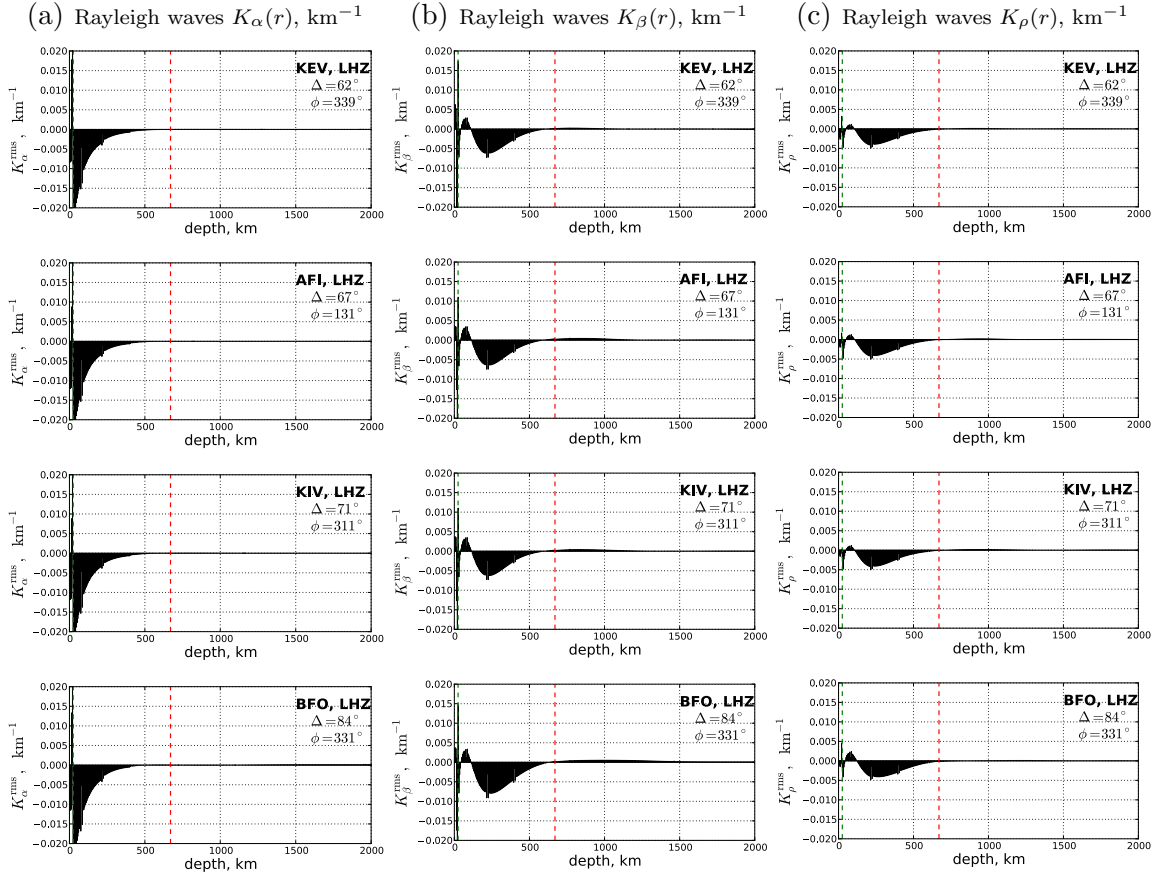


FIG. 1.10 – Sensibilité 1D de l'amplitude moyenne des ondes de Rayleigh. Les noyaux de sensibilité (a) $K_\alpha(r)$, (b) $K_\beta(r)$ et (c) $K_\rho(r)$ sont présentés pour les stations KEV, AFI, KIV et BFO. Ces noyaux sont calculés dans le modèle PREM pour le séisme de Tohoku-oki 2011 après filtrage dans la bande passante 2.8 – 10mHz. Le trait pointillé rouge délimite l'interface entre le manteau supérieur et le manteau inférieur et le trait pointillé vert indique la profondeur de l'interface croûte-manteau dans le modèle PREM.

référence \mathcal{A}_w est ensuite mesurée pour ce sismogramme après filtrage de bande passante 1 – 5mHz. La perturbation δm est ensuite appliquée au modèle et l'amplitude perturbée correspondante \mathcal{A}'_w est calculée :

$$\mathcal{A}'_w(\mathbf{r}_o) = \sqrt{\int_0^T w(t) [u'_r(\mathbf{r}_o, t)]^2 dt}, \quad (1.30)$$

avec $u'_r(\mathbf{r}_o, t)$ le sismogramme synthétique calculé pour modèle perturbé. On obtient finalement la perturbation logarithmique de l'amplitude $\delta(\ln \mathcal{A}_w) = (\mathcal{A}'_w - \mathcal{A}_w)/\mathcal{A}_w$. Puisque les dérivées sont ici calculées numériquement, plusieurs tests sont effectués sur les valeurs de h , $\delta\alpha$, $\delta\beta$ et $\delta\rho$ afin que $\delta \ln \mathcal{A}_w$ soit suffisamment grand pour être mesurable. On utilise ici une épaisseur de couche $h = 5$ km et les perturbations $\delta\alpha = 1.4$ km/s, $\delta\beta = 0.7$ km/s et $\delta\rho = 1.3$ g/cm³.

La Fig. 1.9 présente les noyaux $K_\alpha(r)$, $K_\beta(r)$ et $K_\rho(r)$ calculés pour l'amplitude de la phase W lors du séisme de Tohoku-oki en 2011 ($M_w = 9.0$) après filtrage dans la bande 1 – 5mHz. Les sauts de sensibilité observés sur les différents profils correspondent aux

discontinuités du modèle PREM. On note des pics de sensibilité à 20 km (profondeur du *centroid*) et à la surface libre indiquant l'effet important engendré par la perturbation du modèle au niveau de la source ou des récepteurs en surface. On note globalement que K_β domine largement par rapport à K_α et K_ρ . C'est donc la vitesse des ondes S (β) qui a le plus d'influence sur la phase W. La sensibilité à β est généralement plus importante dans le manteau à partir de 250 km de profondeur.

Pour comparaison, la Fig. 1.10 présente $K_\alpha(r)$, $K_\beta(r)$ et $K_\rho(r)$ pour les ondes de surface filtrées dans la bande passante 2.8 – 10mHz (i.e. entre 100 s et 350 s). Contrairement à la phase W, les ondes de Rayleigh sont sensibles essentiellement aux vitesses et à la densité pour des profondeurs inférieures à 250 km. Les hétérogénéités latérales étant essentiellement présentes au niveau de la lithosphère, on suspecte donc un effet significatif de la structure 3D de la Terre sur les ondes de Rayleigh. La phase W semble au contraire principalement affectée par la structure du manteau profond marqué par une faible hétérogénéité latérale.

1.4.2 Sensibilité 3D

Dans la section précédente, on a pu remarquer une sensibilité plus importante de l'amplitude de la phase W à la vitesse des ondes S β à partir de 250 km de profondeur. On a pu remarquer toutefois des pics de sensibilité à la profondeur du *centroid* et au niveau de la surface libre. Pour pouvoir séparer correctement la sensibilité au niveau de la source, des récepteurs et lors de la propagation de la phase W, une possibilité est de calculer les noyaux de sensibilité 3D en autorisant des variations latérales de vitesse ou de densité.

Pour le calcul de ces noyaux, on utilise la méthode adjointe développée par Tarantola (1984, 1988) et Tromp et al. (2005). Cette approche est introduite par Tarantola (1984) qui démontre que les dérivées de Fréchet d'un champ acoustique par rapport aux paramètres du milieu de propagation peuvent être obtenues en calculant l'intercorrélation du champ direct et du champ rétro-propagé. La méthode est ensuite étendue au cas élastique et anélastique par Tarantola (1988) puis formulée pour les problèmes de tomographie en sismologie par Tromp et al. (2005).

Comme précédemment, on s'intéresse à la sensibilité de l'amplitude de la phase W, \mathcal{A}_w définie dans l'équation (1.27), aux paramètres ρ , α et β décrivant le milieu de propagation. En considérant $u'_r = u_r + \delta u$ dans l'équation (1.30) et en ne conservant que les termes du premier ordre, on écrit la perturbation logarithmique de l'amplitude sous la forme (Dahlen & Baig, 2002) :

$$\delta(\ln \mathcal{A}_w) = \frac{1}{\mathcal{N}_w} \int_0^T w(t) u_r(\mathbf{r}_o, t) \delta u(\mathbf{r}_o, t) dt, \quad (1.31)$$

avec δu la variation du déplacement u_r engendré par la perturbation δm et le facteur de normalisation $\mathcal{N}_w = \int_0^T w(t) u_r^2(\mathbf{r}, t) dt$. En suivant Tarantola (1988) et Tromp et al.

(2005), on définit le *champ adjoint* :

$$\mathbf{u}^\dagger(\mathbf{r}', t') = \int_0^{t'} \int_V \mathbf{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}; t' - t) \cdot \mathbf{f}^\dagger(\mathbf{r}, t) dV dt, \quad (1.32)$$

avec $G_{ij}(\mathbf{r}', \mathbf{r}; t')$ le tenseur de Green décrivant la réponse impulsionnelle du milieu observée selon la composante i en \mathbf{r}' pour une force selon j placée en \mathbf{r} à l'instant $t = 0$. Le terme $\mathbf{f}^\dagger(\mathbf{r}, t)$ est la *source adjointe* :

$$\mathbf{f}^\dagger(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{r}} \frac{1}{\mathcal{N}_w} w(t) u_r(\mathbf{r}, T - t) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_o). \quad (1.33)$$

En regardant les équations (1.32) et (1.33), on remarque que le champ adjoint u_i^\dagger peut ici être interprété comme la rétropropagation de la phase W dans le milieu de propagation. Les noyaux de Fréchet dans le cas isotrope sont de la forme (Tromp et al., 2005) :

$$K_\rho(\mathbf{r}) = - \int_0^T \rho(\mathbf{r}) \mathbf{u}^\dagger(\mathbf{r}, T - t) \cdot \partial_t^2 \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) dt, \quad (1.34)$$

$$K_\mu(\mathbf{r}) = - \int_0^T 2\mu(\mathbf{r}) \mathbf{D}^\dagger(\mathbf{r}, T - t) : \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) dt, \quad (1.35)$$

$$K_\kappa(\mathbf{r}) = - \int_0^T \kappa(\mathbf{r}) [\nabla \cdot \mathbf{u}^\dagger(\mathbf{r}, T - t)] [\nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)] dt, \quad (1.36)$$

où κ est le module de compressibilité et les termes \mathbf{D} et \mathbf{D}^\dagger correspondent respectivement au déviateur du tenseur des déformations ($\mathbf{D} = \boldsymbol{\varepsilon} - \det(\boldsymbol{\varepsilon})/3 \mathbf{I}$) et à l'adjoint associé. La perturbation logarithmique (1.31) s'écrit alors

$$\delta \ln \mathcal{A}_w = \int_V [K_\rho(\mathbf{r}) \delta \ln \rho(\mathbf{r}) + K_\mu(\mathbf{r}) \delta \ln \mu(\mathbf{r}) + K_\kappa(\mathbf{r}) \delta \ln \kappa(\mathbf{r})] dV. \quad (1.37)$$

On peut réécrire cette équation en fonction des perturbations de la densité (ρ), de la vitesse des ondes P (α) et de la vitesse des ondes S (β) sous la forme :

$$\delta \ln \mathcal{A}_w = \int_V [K'_\rho(\mathbf{r}) \delta \ln \rho(\mathbf{r}) + K_\alpha(\mathbf{r}) \delta \ln \alpha(\mathbf{r}) + K_\beta(\mathbf{r}) \delta \ln \beta(\mathbf{r})] dV. \quad (1.38)$$

où K'_ρ , K_α et K_β correspondent aux noyaux de sensibilités à ρ , α et β qui s'expriment en fonction des dérivées de Fréchet (1.34)-(1.36) sous la forme :

$$K'_\rho = K_\rho + K_\mu + K_\kappa, \quad (1.39)$$

$$K_\alpha = 2\left(1 + \frac{4\mu}{3\kappa}\right) K_\kappa. \quad (1.40)$$

$$K_\beta = 2\left(K_\mu - \frac{4}{3}K_\kappa\right), \quad (1.41)$$

La perturbation de l'amplitude dans l'équation (1.38) s'exprime sous la forme d'une intégrale volumique alors que pour les noyaux de Fréchet 1D, la perturbation d'amplitude s'exprime sous la forme d'une intégrale selon le rayon terrestre uniquement (cf.

équation (1.28)). Ainsi, pour la perturbation logarithmique de l'amplitude, les noyaux de sensibilité 1D s'expriment en km^{-1} tandis que les noyaux de sensibilité 3D s'expriment en km^{-3} .

Le calcul des noyaux de sensibilité 3D est effectué en utilisant le code SPEC-FEM3D_GLOBE développé à l'origine par D. Komatitsh, J. Tromp et J.P. Vilotte (Komatitsh, 1997; Komatitsh & Tromp, 1999). Ce code est utilisé pour la modélisation du champ d'onde par éléments spectraux à l'échelle globale pour une Terre 3D et permet également le calcul des noyaux de sensibilité par méthodes adjointes (Tromp et al., 2008). SPEC-FEM3D_GLOBE est habituellement utilisé pour la modélisation du champ d'onde entre 50 s et 500 s. La limitation à courte période est principalement liée à la densité du maillage utilisé. La modélisation par éléments spectraux est également limitée à très longue période car l'approximation de Cowling est utilisée. Dans cette approximation, on néglige la perturbation du potentiel de gravité ϕ^1 en conservant toutefois le potentiel de gravité initial ϕ^0 dans l'équation d'équilibre (1.1). Physiquement, cela signifie qu'on ignore les effets de la redistribution de masse, visibles uniquement à très longue période.

Les Fig 1.11 et 1.12 présentent une comparaison entre les synthétiques calculés par sommation de modes et les synthétiques calculés avec SPEC-FEM3D_GLOBE en considérant le modèle PREM et la solution point source obtenue par Duputel et al. (2011b) pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). La simulation est effectuée sur une durée de 90 minutes nécessitant environ 8h de calcul en utilisant 216 coeurs du cluster de l'IPGS. Contrairement à SPEC-FEM3D_GLOBE, le calcul par sommation de modes ne néglige pas les variations de gravité à longue période. Lorsque les données sont filtrées entre 200 et 1000 s (cf. Fig 1.11), les formes d'ondes obtenues avec les deux méthodes apparaissent très similaires même si on note quelques différences au niveau des ondes se surface. Si on effectue le filtrage avec des bandes fréquentielles plus étroites (cf. Fig. 1.12), on remarque que les différences deviennent de plus en plus importantes à mesure que l'on filtre à longue période. Pour calculer les noyaux de Fréchet par la méthode de l'adjoint sans l'approximation de Cowling, il est en principe possible de modéliser le champ direct et le champ adjoint par la sommation de modes normaux dans une Terre sphérique. Cependant, nous avons préféré utiliser SPEC-FEM3D_GLOBE qui contient un module spécifique pour le calcul des noyaux de Fréchet par méthodes adjointes. En interprétant les noyaux de Fréchet obtenus, il faut donc garder à l'esprit que l'effet de la variation de la gravité n'est pas pris en compte dans le calcul.

Une fois que la simulation directe a été effectuée, la simulation adjointe pour le calcul des noyaux de Fréchet nécessite environ 20h de calcul sur 216 coeurs. La Fig. 1.13 présente les noyaux de sensibilités K'_ρ , K_α et K_β obtenus pour l'amplitude de la phase W mesurée à la station KEV située à une distance épacentrale $\Delta = 63^\circ$. La sensibilité à la vitesse des ondes S (β) domine largement la sensibilité à la vitesse des ondes P (α) et la sensibilité à la densité (ρ). Entre le récepteur et la source, on note que l'amplitude \mathcal{A}_w dépend principalement de la vitesse β dans le manteau inférieur comme observé sur les noyaux de sensibilité 1D. Cette observation est en bon accord avec l'interprétation de la phase W

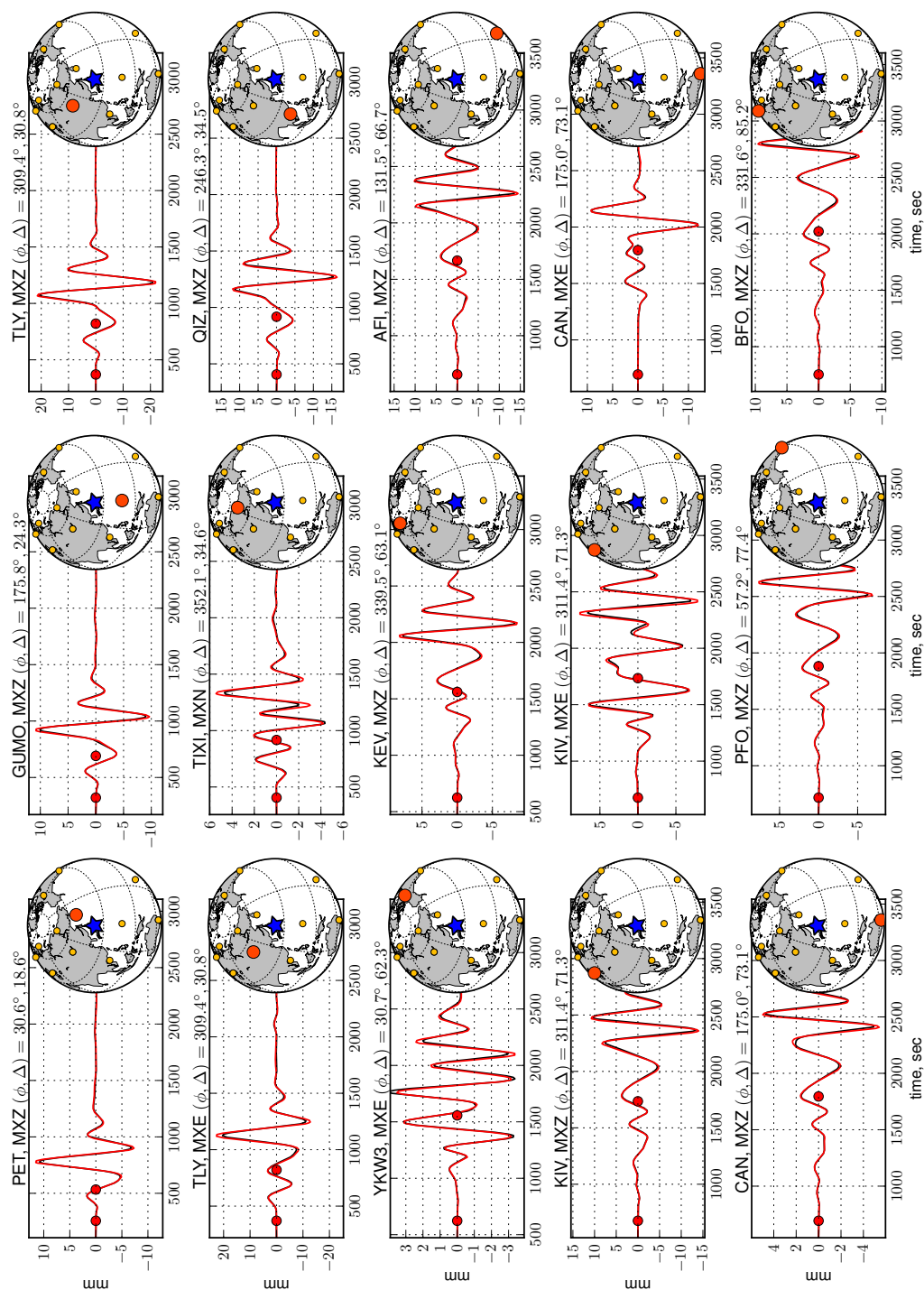


FIG. 1.11 – Comparaison entre les synthétiques calculés avec SPEC-FEM3D_GLOBE (*en noir*) et les synthétiques calculés par superposition des modes normaux jusqu'à 80mHz (*en rouge*). Les données synthétiques sont calculées pour le modèle PREM et la solution point source de Duputel et al. (2011b) pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). Les formes d'ondes sont filtrées dans la bande passante 200 – 1000 s en utilisant un filtre butterworth déphasant d'ordre 4. La phase W est délimitée par les deux points rouges sur chaque trace.

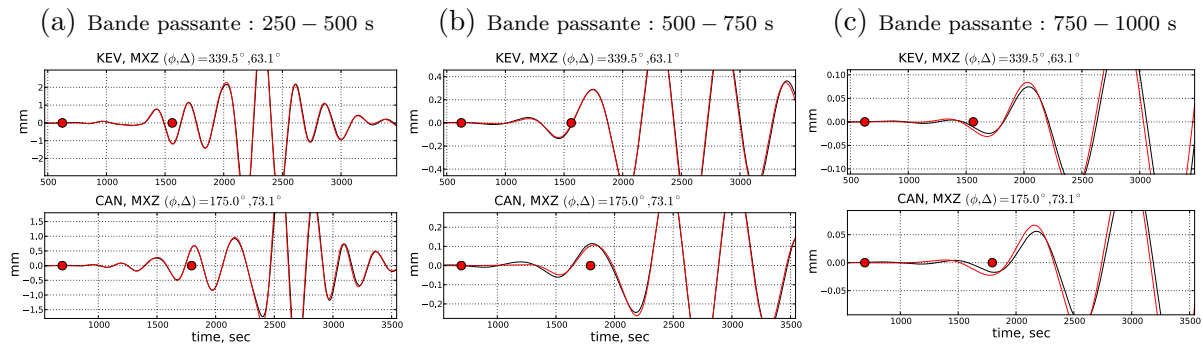


FIG. 1.12 – Comparaison entre les synthétiques calculés avec SPEC-FEM3D-GLOBE (*en noir*) et les synthétiques calculés par superposition des modes normaux jusqu'à 80mHz (*en rouge*) après filtrage dans différentes bandes passantes. Les formes d'ondes sont filtrées dans la bande passante (a) 250 – 500 s, (b) 500 – 750 s et (c) 750 – 1000 s en utilisant un filtre butterworth déphasant d'ordre 4. Les sismogrammes synthétiques sont calculés pour le modèle PREM et la solution point source de Duputel et al. (2011b) pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). La phase W est délimitée par les deux points rouges sur chaque trace.

comme la superposition des modes propres harmoniques. En effet, entre 100 s et 1000 s, une part significative de l'énergie associée à ces modes est confinée dans le manteau. Les contrastes structuraux étant beaucoup plus importants dans la lithosphère que dans le manteau profond, la phase W est donc peu affectée par les hétérogénéités latérales dans la Terre lors de sa propagation. On observe cependant une sensibilité importante de la phase W à ρ , α et β à proximité de la source et du récepteur en surface.

1.5 Conclusion

La phase W est une phase sismique très longue période (entre 100 s et 1000 s) clairement observée sur les sismogrammes en déplacement avant l'arrivée des ondes de surface. De part son caractère longue période, elle émerge clairement sur les enregistrements large bande lors des grands séismes ($M_w \geq 8.0$) ou des séismes tsunamis. Après déconvolution de la réponse instrumentale et filtrage à longue période, on l'observe également distinctement sur les séismes de plus faible magnitude ($6.0 \leq M_w \leq 8.0$). Bien que les premières observations de la phase W aient été effectuées sur la composante verticale des enregistrements large bande, on a pu clairement l'identifier sur les composantes horizontales du déplacement. Elle apparaît sous la forme d'un signal émergeant généralement après l'arrivée des ondes PP et se développe sous l'aspect d'oscillations à très longue période au niveau des arrivées S et SS pour des distances épacentrales $\Delta > 40^\circ$.

En termes de théorie des rais, la phase W peut être interprétée comme le résultat de l'interférence complexe à longue période des ondes de volume P , PP , S , SS , PS , SP , etc.. Néanmoins, même à des distances télésismiques, il est évident qu'une partie de l'énergie de la phase W est associée au champ proche qui n'est pas représenté dans la théorie des rais ou tout autre approximation asymptotique. Pour modéliser la phase W, il faut donc

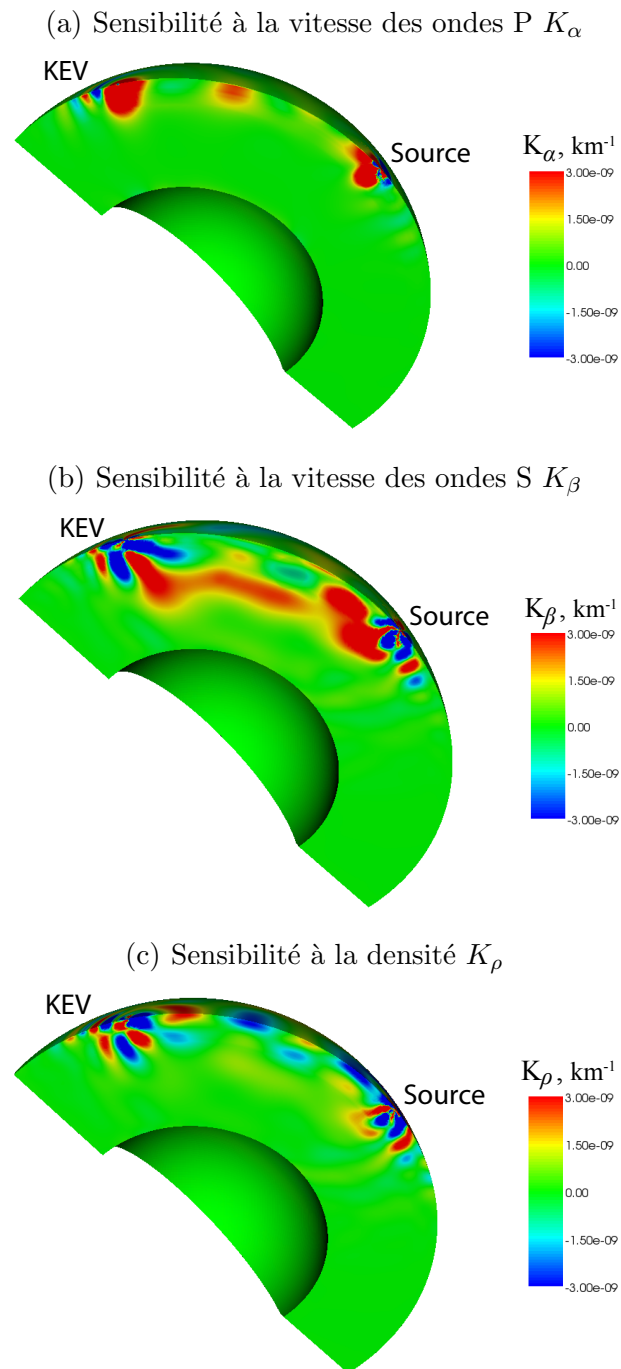


FIG. 1.13 – Noyaux de Fréchet décrivant la sensibilité de l'amplitude verticale \mathcal{A}_w de la phase W à la vitesse des ondes P (a), à la vitesse des ondes S (b) et à la densité (c). On considère ici le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$) et la station KEV située à une distance épacentrale $\Delta = 63^\circ$ et à un azimut $\phi = 330^\circ$.

calculer le champ élastique total regroupant les termes en champ proche et en champ lointain.

En termes de théorie des modes normaux, la phase W correspond à la superposition des modes propres supérieurs à longue période. Les composantes verticales et longitudinales sont clairement associées à la superposition des premiers harmoniques des modes sphéroïdaux. Sur les composantes transversales, une part significative de l'énergie est associée aux harmoniques des modes toroïdaux. Pour limiter les effets de troncature dans la sommation des modes propres, il convient de considérer un catalogue de modes complets jusqu'à des fréquences bien plus élevées que la bande passante utilisée pour filtrer les données. Ainsi, pour modéliser correctement la phase W, on utilise un catalogue de modes complet jusqu'à 80 mHz même si la bande passante finale utilisé pour le filtrage ne dépasse pas 10 mHz. Après sommation modale, on remarque un très bon accord entre les données observées et prédites en utilisant une source ponctuelle même pour des événements majeurs, impliquant la propagation de la rupture sur plusieurs centaines de km (e.g. séisme de Maule 2010 $M_w = 8.8$, séisme de Tohoku-oki 2011 $M_w = 9.0$)

Les fonctions propres des modes normaux harmoniques entre 100 s et 1000 s et les noyaux de sensibilité obtenus dans ce chapitre indiquent clairement que l'énergie associée à la phase W se propage profondément dans le manteau. La phase W est donc peu affectée par les hétérogénéités latérales présentes majoritairement dans les couches les plus superficielles de la Terre.

La phase W constitue donc un candidat idéal pour l'étude rapide de la source des grands tremblements de terre. Comme elle met en jeu de très grandes longueurs d'onde, elle permet d'avoir une vision globale de la rupture, correctement décrite par une approximation en point source même pour les très grands séismes. Sa propagation en profondeur dans le manteau contraste clairement avec les ondes de surface, dont le mode fondamental est directement affecté par le contraste structural important entre la croûte océanique et la croûte continentale. Enfin, la phase W est accessible au début des sismogrammes avant l'arrivée des ondes de surface et constitue donc un candidat intéressant pour une analyse rapide de la source sismique.

Algorithme d'inversion WCMT

Sommaire du chapitre 2

2.1	Introduction	30
2.2	Extraction de la phase W	31
2.2.1	Déconvolution dans le domaine temporel	31
2.2.2	Effet du bruit de fond sismique	36
2.3	Détermination du tenseur moment sismique centroid (CMT)	38
2.3.1	Tenseur moment sismique	39
2.3.2	Fonction source	42
2.3.3	Centroid spatial	45
2.4	Implémentation et Optimisation	46
2.4.1	Base de données des fonctions de Green	47
2.4.2	Schéma d'exécution global de l'algorithme WCMT	51
2.4.3	Test de performance	54
2.5	Exemple d'application : Les séismes tsunami	58
2.6	Conclusion	62

Résumé du chapitre

Nous avons développé une méthode de caractérisation rapide de la source des grands séismes basée sur la phase W. Cette méthode permet de déterminer le tenseur moment sismique *centroid* (CMT) en utilisant les 3 composantes du déplacement et est suffisamment flexible pour permettre une implémentation rapide en temps réel dans les centres d'alerte. La déconvolution de la réponse instrumentale est appliquée dans le domaine temporel comme un filtre récursif causal permettant ainsi de restituer facilement le déplacement en temps réel, échantillon par échantillon. Le tenseur moment sismique est d'abord estimé en fixant le *centroid* au niveau de la localisation préliminaire de l'hypocentre (PDE). La solution finale est ensuite déterminée pour une position spatio-temporelle optimale du *centroid* en effectuant une exploration globale des paramètres. La rapidité d'exécution de l'algorithme repose d'une part sur une base de fonctions de Green précalculées et d'autre part sur l'optimisation et la parallélisation du code. Sa versatilité permet d'utiliser différentes paramétrisations de la source. On peut ainsi déterminer le tenseur moment sismique complet, le tenseur moment sismique déviatorique ou effectuer une inversion double couple. Il est également possible d'effectuer une inversion en contraignant certains

paramètres (l'azimut, le pendage, etc.). En ce qui concerne les données, l'algorithme peut être utilisé pour plusieurs types d'ondes (e.g. phase W, ondes de surface, ondes du manteau) et plusieurs types de données (e.g. données sismologiques large bande (LH, LL) à l'échelle régionale et globale, GPS haute fréquence, etc.). La détermination systématique des paramètres CMT pour les séismes tsunami identifiés depuis 1990 révèle l'utilité de la phase W pour la caractérisation rapide de la source des séismes ayant un fort potentiel tsunami. La différence entre le temps *centroid* et le temps origine (i.e. le *time-shift*) semble être un paramètre intéressant pour discriminer rapidement le caractère anormal de la fonction taux de moment (i.e. la fonction source) pour les séismes tsunami ou les évènements complexes.

2.1 Introduction

En suivant la méthodologie proposée par Kanamori & Rivera (2008b), nous avons développé une méthode d'inversion du tenseur moment sismique *centroid* (CMT) basée sur la phase W enregistrée sur les trois composantes du déplacement. Dans la suite du texte nous utiliserons l'acronyme *WCMT* pour *W phase Centroid Moment Tensor*. Un effort particulier a été effectué pendant ce travail pour optimiser l'algorithme WCMT et avoir un temps d'exécution négligeable par rapport au temps de propagation de la phase W. Certaines parties du code sont parallélisées pour tirer pleinement parti des architectures multicœurs de plus en plus répandues aujourd'hui.

Ce chapitre n'a pas pour objectif de donner en détail tous les paramètres utilisés lors de la détermination du CMT. Une discussion détaillée sur la validation et le réglage des différents paramètres de l'algorithme WCMT est fournie dans les chapitres 3 et 4. Il s'agit ici de présenter la méthode dans son ensemble et d'analyser sa performance à l'exécution.

L'extraction de la phase W nécessite la restitution en déplacement des sismogrammes large bande. Si la déconvolution de la réponse instrumentale est couramment effectuée dans le domaine fréquentiel, cette approche n'est pas adaptée à une application en temps réel et pose problème pour les traces incomplètes ou en cas de saturation de l'instrument au niveau des ondes de surface. Dans ce chapitre, on propose donc une méthode alternative pour extraire le déplacement du sol à partir des enregistrements vélocimétriques large-bande. On s'intéresse ensuite au bruit de fond sismique dans la bande fréquentielle étudiée. La phase W ayant des amplitudes bien inférieures aux ondes de surface et au bruit de fond sismique de façon monotone à longue période, on étudie l'influence du bruit sur les traces utilisées pendant l'inversion. Les paramètres CMT déterminés par la méthode WCMT regroupent les composantes du tenseur moment sismique, l'histoire temporelle au premier ordre de la rupture (i.e. demi-durée et *time-shift* de la fonction source) et les coordonnées spatiales du *centroid*. Dans ce chapitre, on pose le problème inverse et on décrit comment est effectuée la détermination de ces paramètres. On s'intéresse ensuite au schéma d'exécution général de la méthode en décrivant son implémentation et l'agencement des différents traitements utilisés. On évalue enfin l'efficacité de l'algorithme en

testant sa performance pour plusieurs grand séismes.

2.2 Extraction de la phase W

2.2.1 Déconvolution dans le domaine temporel

Comme on a pu le voir dans la section 1.3.1, la phase W est clairement identifiable sur les enregistrements large bande après déconvolution et filtrage dans la bande 1 – 5mHz. En général la déconvolution des données en déplacement est effectuée dans le domaine spectral, en divisant le spectre des données par la réponse instrumentale et en effectuant une transformée de Fourier inverse pour revenir dans le domaine temporel. Cette approche est utilisée couramment en sismologie mais n'est pas adaptée à une application en temps réel.

On présente ici une approche alternative, proposée initialement par Zhu (2003), dans laquelle la déconvolution de la réponse instrumentale est effectuée en utilisant un filtre récursif dans le domaine temporel. A basse fréquence, on peut exprimer la réponse d'un instrument large bande comme celle d'un simple sismomètre électro-mécanique décrit par l'équation (Wielandt & Streckeisen, 1982 ; Aki & Richards, 2002) :

$$\ddot{y}(t) + 2h\omega_0 \dot{y}(t) + \omega_0^2 y(t) = G\ddot{u}(t), \quad (2.1)$$

avec $y(t)$ la réponse de l'instrument soumis à un déplacement $u(t)$ du sol, ω_0 la fréquence propre non amortie du sismomètre, h la constante d'amortissement et G le gain. Le symbole $[\dot{\quad}]$ est utilisé pour représenter la dérivée temporelle. Il s'agit ici de récupérer le déplacement $u(t)$ à partir de la sortie de l'instrument $y(t)$ en connaissant les paramètres ω_0 , h et G . Pour résoudre ce problème, on peut introduire l'accélération du sol $a(t) = \ddot{u}(t)$ et écrire l'équation (2.1) sous la forme discrète :

$$\frac{y_{i+2} - 2y_{i+1} + y_i}{\Delta t^2} + 2h\omega_0 \frac{y_{i+2} - y_{i+1}}{\Delta t} + \omega_0^2 y_{i+2} = G \frac{a_{i+2} - a_{i+1}}{\Delta t}, \quad (2.2)$$

où Δt est le pas d'échantillonnage en temps utilisé. Après multiplication de l'équation (2.2) par $\Delta t/G$ et en changeant a_{i+1} de membre, on obtient :

$$a_{i+2} = a_{i+1} + c_2 y_{i+2} + c_1 y_{i+1} + c_0 y_i, \quad (2.3)$$

avec c_0 , c_1 et c_2 les coefficients

$$\begin{aligned} c_0 &= \frac{\Delta t}{G}, \\ c_1 &= -2 \frac{1 + h\omega_0 \Delta t}{G \Delta t} \\ c_2 &= \frac{1 + 2h\omega_0 \Delta t + \omega_0^2 \Delta t^2}{G \Delta t} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Les équations (2.3)-(2.4) décrivent un filtre IIR (à réponse impulsionnelle infinie). Ce type de filtre est dit récursif car la sortie du filtre (a_{i+2}) dépend à la fois du signal d'entrée (y_i , y_{i+1} et y_{i+2}) et du signal de sortie (a_{i+1}). En pratique, la déconvolution peut donc être effectuée dans le domaine temporel en considérant la condition initiale $a_1 = a_2 = 0$. L'accélération obtenue en sortie est ensuite filtrée en utilisant un filtre passe-bande butterworth déphasant (généralement dans la bande passante 1 – 5mHz) puis intégrée deux fois pour récupérer le déplacement du sol $u(t)$.

Toutes fréquences confondues, la réponse d'un dispositif instrumental large bande est souvent plus complexe que celle décrite dans l'équation (2.1). Même si cette équation est valide à basse fréquence, la réponse d'un instrument est généralement décrite en termes de pôles et de zéros et non en fonction des constantes ω_0 , h et G . Pour pouvoir calculer les coefficients c_0 , c_1 et c_2 dans l'équation (2.4), on cherche donc les valeurs de ω_0 , h et G expliquant au mieux la réponse instrumentale $I(\omega)$ calculée à partir des pôles et zéros. On définit la fonction coût :

$$\mathcal{C}(\omega_0, h, G) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \left[\log_{10} \frac{|I(\omega)|}{|X(\omega, \omega_0, h, G)|} \right]^2 d\omega \quad (2.5)$$

avec I la réponse instrumentale calculée à partir des pôles et des zéros et X la fonction de transfert en vitesse du sismomètre électro-mécanique décrit dans l'équation 2.1 :

$$X(\omega, \omega_0, h, G) = G \frac{-\omega^2}{\omega_0^2 + 2ih\omega_0\omega - \omega^2} \quad (2.6)$$

Dans l'équation (2.5), on choisit les fréquences ω_1 et ω_2 entre lesquelles on minimise l'écart entre les fonctions de transfert $X(\omega, \omega_0, h, G)$ et $I(\omega)$ (on considère généralement les fréquences $\omega_1/2\pi = 1\text{mHz}$ et $\omega_2/2\pi = 100\text{mHz}$). Pour résoudre ce problème, on pose $g(\omega, \mathbf{m}) = \log_{10} |X(\omega, \omega_0, h, G)|$ avec $\mathbf{m} = [\omega_0, h, G]^t$ et on écrit le développement en série de Taylor de $g(\omega, \mathbf{m})$ autour d'un point $\mathbf{m}_{\text{prior}}$ en se limitant aux termes linéaires :

$$g(\omega, \mathbf{m}) \approx g(\omega, \mathbf{m}_{\text{prior}}) + \mathbf{G} \cdot (\mathbf{m} - \mathbf{m}_{\text{prior}}), \quad (2.7)$$

avec

$$G_\alpha(\omega, \mathbf{m}_{\text{prior}}) = \frac{\partial g}{\partial m^\alpha}(\omega, \mathbf{m}_{\text{prior}}) \quad (2.8)$$

La solution de ce problème linéarisé est alors donnée par :

$$\mathbf{m} \approx \mathbf{m}_{\text{prior}} + \int_{\omega_1}^{\omega_2} \mathbf{C}_M \cdot \mathbf{G} [d(\omega) - g(\omega, \mathbf{m}_{\text{prior}})] d\omega \quad (2.9)$$

avec $d(\omega) = \log_{10} |I(\omega)|$ et \mathbf{C}_M la matrice de covariance :

$$(\mathbf{C}_M^{-1})_{\alpha\beta} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} G_\alpha(\omega, \mathbf{m}_{\text{prior}}) G_\beta(\omega, \mathbf{m}_{\text{prior}}) d\omega. \quad (2.10)$$

Comme précédemment, on utilise le "point" (i.e. \cdot) de la notation de Gibbs décrite dans

l'annexe B pour la contraction d'indices adjacents. Pour déterminer les valeurs optimales de ω_0 , h , G , on effectue plusieurs itérations en partant du point $\mathbf{m}_{\text{prior}}$ défini tel que $G_{\text{prior}} = |I(\omega_2)|$, $\omega_{0\text{prior}} = \omega_1 \sqrt{G_{\text{prior}}/|I(\omega_1)|}$ et $h_{\text{prior}} = 0.5 G_{\text{prior}}/|I(\omega_{0\text{prior}})|$.

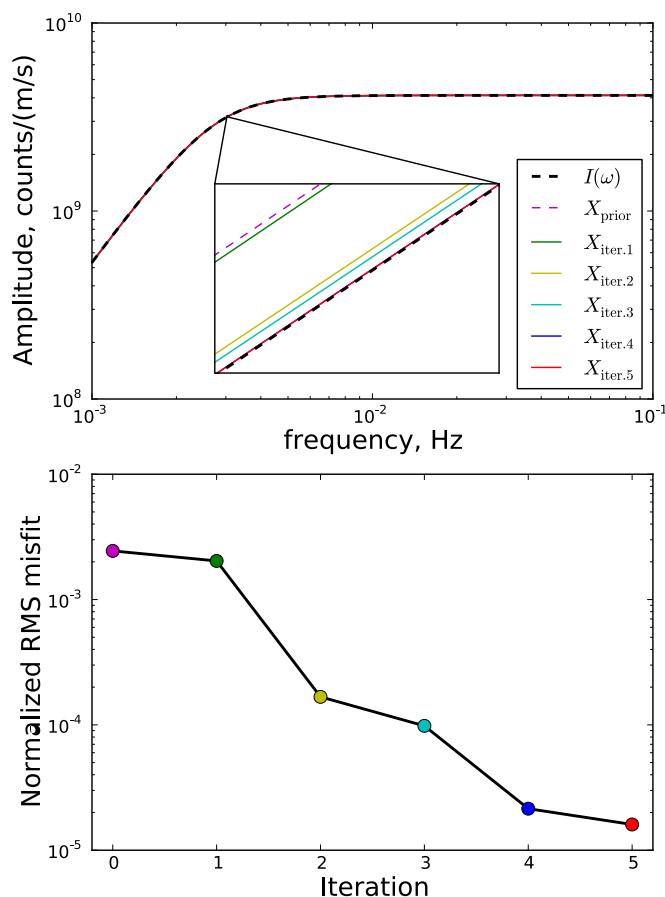


FIG. 2.1 – Exemple de détermination des paramètres ω_0 , h et G pour le canal LHZ de la station MAJO. (*En haut*) Comparaison des réponses en amplitude obtenues après chaque itération. $I(\omega)$ est la réponse calculée à partir des pôles et des zéros, X_{prior} est la réponse correspondant aux paramètres a priori ($\omega_{0\text{prior}} = 2.78$ mHz, $h_{\text{prior}} = 0.704$ et $G_{\text{prior}} = 4.12 \cdot 10^9$ count/(m/s)), $X_{\text{iter.i}}$ est la réponse obtenue après i ème itération. (*En bas*) Erreur quadratique normalisée à chaque itération.

La Fig. 2.1 présente un exemple de détermination des paramètres ω_0 , h et G pour le canal LHZ de la station MAJO. Les paramètres initiaux définis avant la première itération sont $G_{\text{prior}} = 4.12 \cdot 10^9$ count/(m/s), $\omega_{0\text{prior}} = 2.78$ mHz et $h_{\text{prior}} = 0.704$. On voit que 5 itérations suffisent largement pour aboutir à des paramètres expliquant $I(\omega)$. Les paramètres finaux sont $G_{\text{iter.5}} = 4.12 \cdot 10^9$ count/(m/s), $\omega_{0\text{iter.5}} = 2.77$ mHz et $h_{\text{iter.5}} = 0.707$. D'une manière générale, moins de 10 itérations sont nécessaires pour déterminer les valeurs optimales de ω_0 , h et G . Après inversion, on fixe un seuil de tolérance E_{min} pour rejeter les canaux ayant une erreur quadratique normalisée $E > E_{\text{min}}$:

$$E = \sqrt{\frac{1}{w_2 - w_1} \int_{w_1}^{w_2} \left[\frac{I(\omega)}{X(\omega)} - 1 \right]^2 d\omega} \quad (2.11)$$

En général, on utilise $E_{\text{min}} = 3\%$ et le nombre de stations rejetées après détermination des

paramètres ω_0 , h et G est extrêmement réduit ($< 1\%$). Cela signifie qu'une large majorité des instruments large bande utilisés aujourd'hui dans le réseau global se comportent comme de simples capteurs électro-mécanique à longue période. La détermination des coefficients (2.4) est donc effectuée avec succès pour la quasi-totalité des canaux considérés.

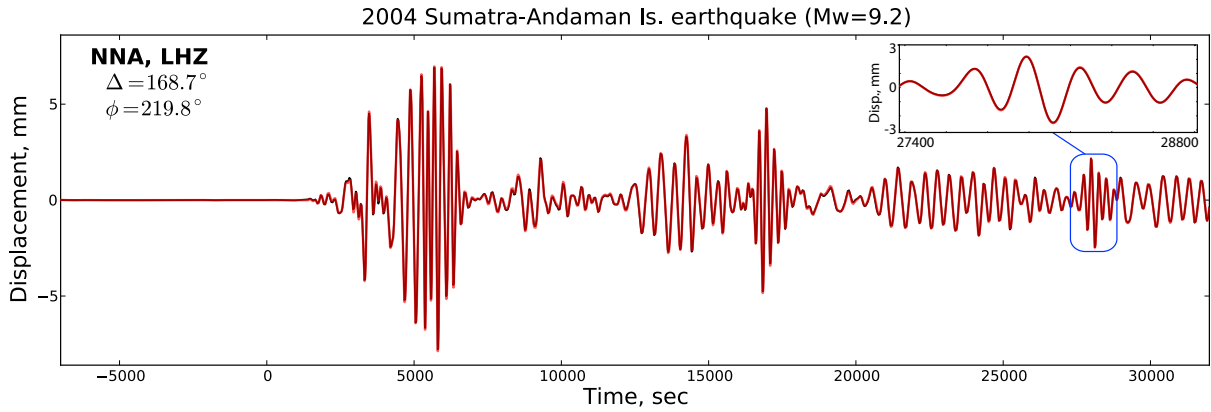


FIG. 2.2 – Comparaison entre les données déconvoluées en fréquence (*en noir*) et les données déconvoluées en temps (*en rouge*) en utilisant la méthodologie développée dans la partie 2.2.1. On représente 11h de données enregistrées par la station NNA lors du séisme des îles Sumatra-Andaman ($M_w = 9.2$). Après déconvolution, les données sont filtrées dans la bande passante 1 – 5mHz en utilisant un filtre passe-bande causal d'ordre 4. Un zoom sur 23 min d'enregistrement est indiqué en haut à droite.

La méthode de déconvolution dans le domaine temporel est très pratique pour une utilisation en temps réel. Comme tout le traitement du signal est appliqué en temps, la déconvolution, le filtrage et l'intégration des traces peuvent être effectués "à la volée", au fur et à mesure que les échantillons de données sont accessibles. La Fig. 2.2 présente une comparaison entre les données déconvoluées en fréquence et les données déconvoluées en temps suivant l'équation (2.3). Suite à la déconvolution, les données sont filtrées dans la bande passante 1 – 5mHz en utilisant un filtre butterworth causal d'ordre 4. Pour montrer la stabilité de la déconvolution dans le domaine temporel, cette comparaison est effectuée sur 11 heures d'enregistrement effectuées à la station péruvienne NNA lors du grand séisme de Sumatra-Adaman en 2004 ($M_w = 9.2$). Tout au long de la trace, on remarque que les déplacements obtenus séparément par déconvolution en temps ou en fréquence sont rigoureusement identiques.

Un autre avantage de la déconvolution dans le domaine temporel est la possibilité de restituer facilement le déplacement du sol sur des traces qui sont saturées immédiatement après la fenêtre temporelle considérée. Comme on s'intéresse à de grands séismes, la saturation des traces affecte généralement les ondes de surface, après l'arrivée de la phase W. La Fig. 2.3 présente les données enregistrées par les stations TATO et XAN pour le grand tremblement de terre de Sumatra-Andaman en 2004. Comme on le voit sur les données brutes, les sismogrammes sont saturés à l'arrivée des ondes de Rayleigh. A partir du moment où les traces saturent, le capteur ne répond plus de façon linéaire par rapport au mouvement du sol et il devient impossible de restituer le déplacement. Si on effectue alors une déconvolution en fréquence, le résultat est très problématique : sur l'intégralité de la

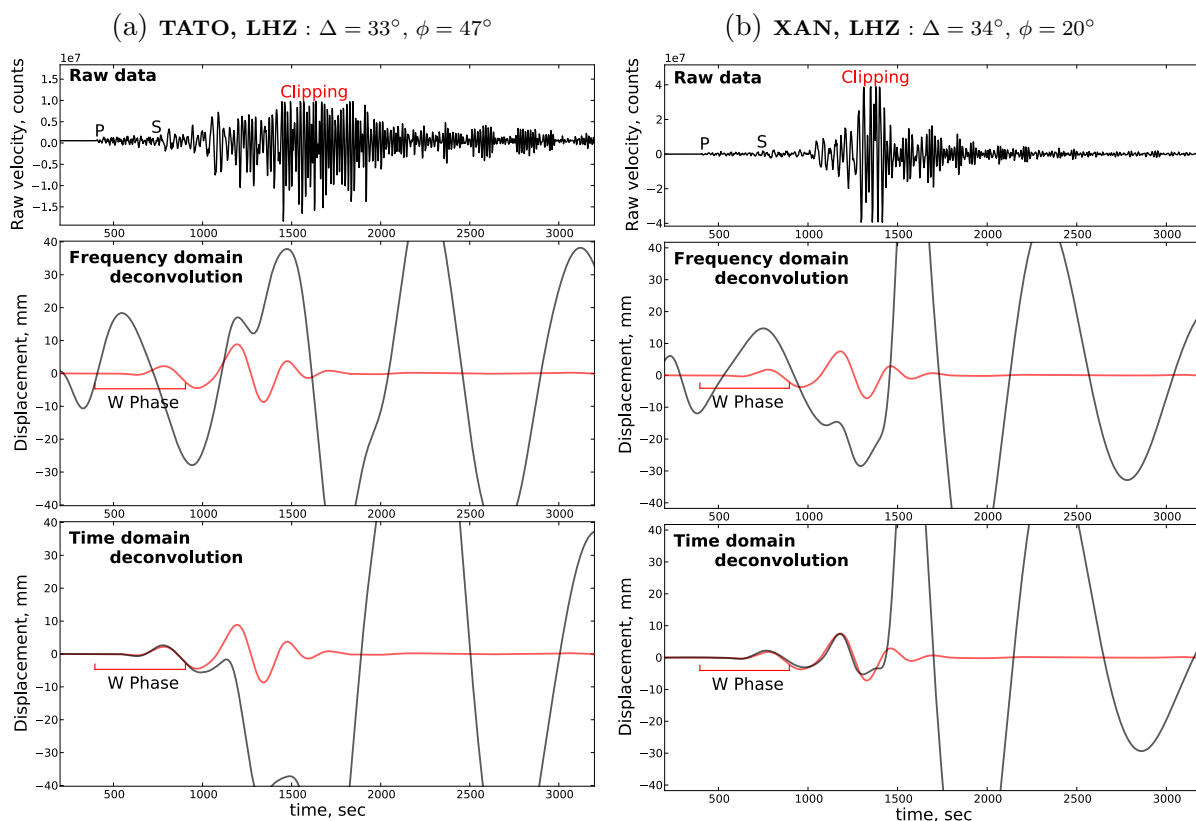


FIG. 2.3 – Effet de la saturation des données lors de la déconvolution en déplacement pour la station (a) TATO et (b) XAN lors du grand tremblement de terre de Sumatra-Andaman 2010 ($M_w = 9.2$). (*En haut*) Les données brutes LHZ. (*Au milieu*) Les données après déconvolution en fréquence. (*En bas*) Les données après déconvolution en temps. Les sismogrammes synthétiques calculés dans le modèle PREM sont présentés *en rouge* pour comparaison avec les données déconvoluées *en noir* après filtrage entre 1mHz et 5mHz.

trace, les données en noir divergent des synthétiques calculés pour ce séisme. Le spectre des données saturées étant divisé par la réponse théorique de l'instrument, l'erreur liée à la réponse non-linéaire du capteur se propage sur une large plage de fréquence. Cet effet étant non-causal après transformée de Fourier inverse, on est incapable de reconstruire le déplacement sur l'intégralité de la trace y compris avant la saturation. Une solution pour parer à ce problème est de tronquer et d'apodiser le signal avant la saturation. Cette approche est néanmoins inadaptée au temps réel et a l'inconvénient d'écraser les amplitudes de la phase W avant l'arrivée des ondes de surface. Au contraire, si la déconvolution est effectuée dans le domaine temporel, on peut récupérer le déplacement de façon optimale jusqu'à saturation des traces puisque la déconvolution est appliquée comme un filtre causal récursif. A l'instant où le capteur sature, l'équation (2.1) ne s'applique plus et le déplacement ne peut plus être restitué.

La saturation des traces est très problématique lors des grands séismes. Pour le séisme de Sumatra-Andaman en 2004 ($M_w = 9.2$) ou le séisme de Tohoku-oki en 2011 ($M_w = 9.0$), la plupart des enregistrements large bande du réseau global sont saturés au niveau des ondes de surface pour des distances $\Delta \leq 40^\circ$. Ces sismogrammes sont habituellement inexploitablement en utilisant les méthodes traditionnelles de restitution. Cette méthode de

déconvolution dans le domaine temporel est donc un atout important pour l'algorithme WCMT puisqu'elle permet l'utilisation optimale du signal jusqu'à saturation de l'instrument (généralement au niveau des ondes de surface).

2.2.2 Effet du bruit de fond sismique

Lorsqu'on s'intéresse aux observations sismologiques à longue période, la majorité de l'incertitude sur les données est liée au bruit de fond sismique qui augmente de façon monotone à longue période. Cette augmentation correspond principalement à l'effet des perturbations atmosphériques (Sorrells, 1971 ; Zürn & Wielandt, 2007). Le niveau de bruit peut varier significativement d'un capteur à un autre suivant sa localisation, la qualité de l'isolation dans laquelle il est confiné et sa capacité à restituer le déplacement du sol à longue période. L'amplitude du bruit dépend également de l'orientation de l'enregistrement considéré puisqu'on sait que les composantes horizontales sont en général plus bruitées que les composantes verticales. On s'intéresse donc dans cette partie à l'effet du bruit de fond sismique sur la phase W.

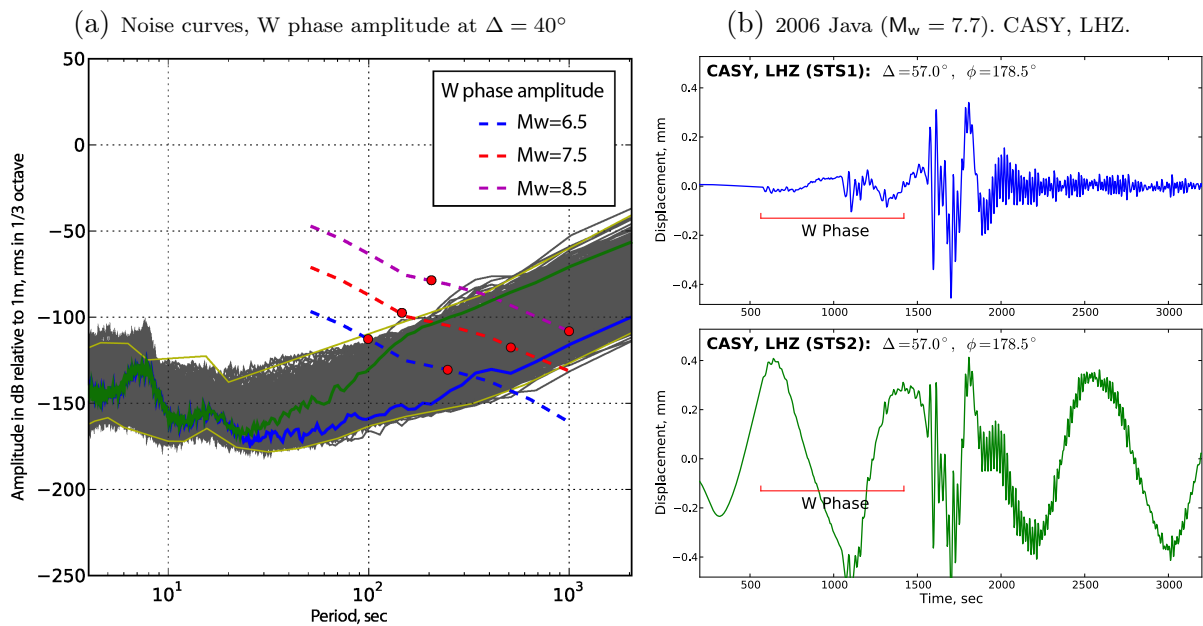


FIG. 2.4 – Effet du bruit de fond sismique sur la phase W. Les courbes de bruit calculées pour une sélection de stations du réseau II, IU, G et GE sont présentées en gris foncé en (a) ainsi que l'amplitude RMS de la phase W mesurée dans des bandes passantes de 1/3 d'octave à différentes périodes. Le New Low Noise Model (NLNM) et le New High Noise Model (NHNM) proposés par Peterson (1993) sont indiqués en jaune. Les courbes de bruit obtenues à la station CASY sur les canaux LHZ pour un capteur STS1 (*en bleu*) et pour un capteur STS2 (*en vert*) sont présentées. Les enregistrements par ces deux capteurs du Séisme tsunami de Java 2006 ($M_w = 7.7$) sont montrés en (b) après déconvolution et filtrage entre 1mHz et 100mHz.

Le bruit de fond sismique étant considéré comme un signal stationnaire et ergodique, on le caractérise souvent en utilisant la densité de puissance spectrale (DSP). D'après le théorème de Wiener-Kinchine, on peut évaluer la DSP $P(\omega)$ en calculant le double de la

transformée de Fourier de la densité d'autocorrélation (Proakis & Manolakis, 1996) :

$$P(\omega) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{uu}(\tau) \exp(-i\omega\tau) dt, \quad (2.12)$$

où R_{uu} est la densité d'autocorrélation :

$$R_{uu}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u(t) u(t + \tau) dt \quad (2.13)$$

avec u le déplacement du sol. Notons qu'on utilise la définition de la DSP unilatérale qui est adaptée ici puisque u est réel. En pratique, comme on dispose de signaux d'une durée finie, on utilisera la méthode de Welch (Welch, 1967). Le signal sur intervalle $[0, T]$ est alors décomposé en N sous signaux de tailles identiques avec recouvrement (on utilise ici un recouvrement de 50%) et apodisés avec une fenêtre de Hanning. La DSP sera ensuite estimée en calculant la moyenne des spectres d'amplitudes au carré correspondant à chaque signal.

D'après l'équation (2.12) et le théorème de Parseval, on peut exprimer l'amplitude quadratique (ou amplitude RMS) du bruit de fond en fonction de la DSP $P(\omega)$:

$$A_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} P(\omega) d\omega} \quad (2.14)$$

On peut ensuite exprimer l'amplitude RMS $a_{\text{rms}}(\omega_0)$ mesurée dans une bande fréquentielle étroite ω_1 - ω_2 centrée en $\omega_0 = (\omega_1\omega_2)^{1/2}$:

$$a_{\text{rms}}(\omega_0) = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_{\omega_1}^{\omega_2} P(\omega) d\omega} \quad (2.15)$$

En considérant $P(\omega)$ constant entre ω_1 et ω_2 , on obtient (Bormann, 1998) :

$$a_{\text{rms}}(\omega_0) = \sqrt{\frac{1}{2\pi} P(\omega_0) \omega_0 R} \quad (2.16)$$

avec la bande passante relative $R = (\omega_2 - \omega_1)/\omega_0$.

La Fig. 2.4a présente les courbes de bruits après conversion des DSP en amplitude RMS en utilisant une bande passante relative R de 1/3 d'octave. Les courbes de bruit sont présentées pour les stations appartenant aux réseaux mondiaux II, IU, G, GE. Les DSP ont été calculées pour chaque canaux en utilisant 3 heures de données enregistrées le 29-09-2009. Comme décrit précédemment, on voit clairement une augmentation du bruit à longue période à partir de 200 s environ.

Pour comparer ces courbes de bruit avec l'amplitude de la phase W, on calcule d'abord des sismogrammes synthétiques à une distance $\Delta = 40^\circ$ et couvrant les azimuts tous les degrés entre 0° et 360° . On calcule ensuite l'amplitude RMS de la phase W pour chaque azimut après filtrage passe-bande à différentes périodes en utilisant une largeur de bande

relative de 1/3 d'octave. On calcule ensuite l'amplitude moyenne azimutale en autorisant une variation en azimut liée au diagramme de radiation de la phase W (cf. partie 3.2.3.3). Cette opération est effectuée pour différentes magnitudes correspondant aux différentes courbes en pointillés sur la Fig. 2.4a.

On remarque d'abord que pour un certain nombre de stations, la phase W est nettement affectée par le bruit à longue période. Une étape importante lorsqu'on utilise l'algorithme WCMT est donc le rejet des stations bruitées comme on le verra dans la partie 3.2. Bien évidemment, on observe également que le niveau de bruit devient de plus en plus important à mesure que l'on s'intéresse à des événements de faible magnitude. Pour palier à ce problème, la solution retenue dans la méthode WCMT est de modifier graduellement la bande passante utilisée lors de l'inversion. Les bandes-passantes utilisées sont spécifiées dans la table 3.2 de la partie 3.2.

Les lignes continues en bleu et en vert sur la Fig. 2.4a correspondent aux courbes de bruit mesurées à la même station (CASY, LHZ) mais pour deux capteurs différents (respectivement STS-1 et STS-2). Le niveau de bruit à longue période est plus important pour le capteur STS-2 (en vert) que pour le capteur STS-1 (en bleu). La Fig. 2.4b présente les données enregistrées par ces deux capteurs pendant le séisme de Java 2006 (STS-1 : bleu, STS-2 : vert). Comme on a pu le remarquer sur les courbes de bruit, la trace enregistrée par le STS-2 est très bruitée avec de très fortes oscillations longue période contrairement au STS-1 pour lequel on identifie facilement la phase W, les ondes de Rayleigh, etc. Le niveau de bruit à longue période est plus important pour le STS-2 car il s'agit d'un capteur beaucoup plus courte période que le STS-1. Pour limiter la quantité de signaux bruités lors de l'inversion WCMT, on privilégie toujours les capteurs longue période lorsque plusieurs instruments sont disponibles à une station donnée.

2.3 Détermination du tenseur moment sismique centroid (CMT)

Comme discuté dans le chapitre 1, la phase W peut être modélisée correctement en faisant l'approximation en point source spatiale puisque les longueurs d'onde utilisées sont très supérieures aux dimensions linéaires de la source. Les paramètres estimés par la méthode WCMT sont donc le tenseur moment sismique \mathbf{M} , les 3 coordonnées spatiales du *centroid* \mathbf{r}_c et le temps *centroid* t_c . On appelle cet ensemble de paramètres le tenseur moment sismique *centroid* (ou CMT). Comme la durée des très grands séismes est du même ordre de grandeur que la plus petite période considérée (~ 200 s), l'approximation point source temporelle est abandonnée et on considère une histoire temporelle au premier ordre de la rupture $S(t)$ centrée en t_c . La première étape de l'inversion est l'estimation du tenseur moment sismique \mathbf{M} au niveau d'une localisation préliminaire en fixant $S(t)$ a priori. C'est un problème linéaire qui peut être résolu facilement par la méthode des moindres carrés habituelle. La détermination du tenseur moment sismique \mathbf{M} au niveau

du *centroid* temporel t_c et du *centroid* spatial \mathbf{r}_c est ensuite effectuée en utilisant une méthode de *grid-search* optimisée.

2.3.1 Tenseur moment sismique

Dans cette première étape de l'inversion, on fixe la localisation du *centroid* \mathbf{r}_c et le *centroid* temporel t_c . Plusieurs paramétrisations sont possibles pour effectuer l'inversion du tenseur moment sismique \mathbf{M} en utilisant la méthode WCMT.

Inversion du tenseur moment sismique complet

On pose le problème direct sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \psi_{1r,r} & \psi_{1\theta,\theta} & \psi_{1\phi,\phi} & \psi_{1r,\theta} & \psi_{1r,\phi} & \psi_{1\theta,\phi} \\ \psi_{2r,r} & \psi_{2\theta,\theta} & \psi_{2\phi,\phi} & \psi_{2r,\theta} & \psi_{2r,\phi} & \psi_{2\theta,\phi} \\ \psi_{3r,r} & \psi_{3\theta,\theta} & \psi_{3\phi,\phi} & \psi_{3r,\theta} & \psi_{3r,\phi} & \psi_{3\theta,\phi} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \psi_{Nr,r} & \psi_{N\theta,\theta} & \psi_{N\phi,\phi} & \psi_{Nr,\theta} & \psi_{Nr,\phi} & \psi_{N\theta,\phi} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} M_{rr} \\ M_{\theta\theta} \\ M_{\phi\phi} \\ M_{r\theta} \\ M_{r\phi} \\ M_{\theta\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ u_N \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

où M_{ij} est la composante ij du tenseur moment sismique \mathbf{M} (en respectant la symétrie $M_{ij} = M_{ji}$) et les fonctions $u_n(t)$ désignent la phase W observée à la station n après déconvolution et filtrage. Dans l'équation (2.17), les fonctions $\psi_{ni,j}(t)$ correspondent à la phase W calculée à la station n pour la composante M_{ij} du tenseur moment sismique (i.e. avec $M_{ij} = M_{ji} = 1$ uniquement). On verra en détail dans la partie 2.4.1 comment calculer ces fonctions noyau $\psi_{ni,j}(t)$.

En pratique, le membre de droite de l'équation (2.17) est un vecteur colonne \mathbf{u} résultant de la concaténation des traces de la phase W observées (cf. Fig. 2.5). Les colonnes de la matrice Ψ dans le membre de gauche contiennent quant à elles les fonctions $\psi_{ni,j}(t)$ concaténées. Il s'agit d'un système linéaire qui peut être résolu facilement au sens des moindres carrés. La solution est alors :

$$\mathbf{m} = (\Psi^t \cdot \Psi)^{-1} \cdot \Psi^t \cdot \mathbf{u} \quad (2.18)$$

avec $\mathbf{m} = [M_{rr}, M_{\theta\theta}, M_{\phi\phi}, M_{r\theta}, M_{r\phi}, M_{\theta\phi}]^t$. On considère ici une matrice de covariance sur les données proportionnelle à la matrice identité $\mathbf{C}_D = \sigma^2 \mathbf{I}$. On fait donc l'hypothèse que l'erreur σ sur les données est gaussienne, identique et indépendante pour chaque échantillon. L'incertitude a posteriori sur les composantes du tenseur moment sismique est alors décrite par la matrice de covariance $\mathbf{C}_M = \sigma^2 (\Psi^t \cdot \Psi)^{-1}$. Pour plusieurs raisons, l'incertitude a posteriori est généralement sous-estimée dans les présentes hypothèses. Tout d'abord, comme on a pu le voir dans la section 2.2.2, le niveau de bruit peut va-

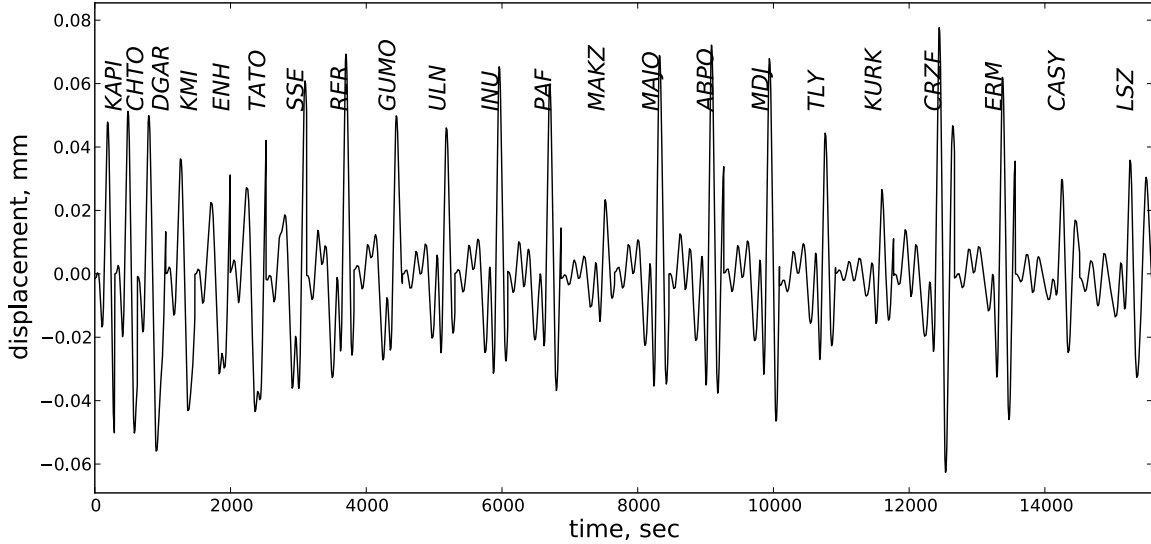


FIG. 2.5 – Exemple de concaténation de la phase W pour le séisme tsunami de Mentawai 2010 ($M_w = 7.8$). La bande passante utilisée pour le filtrage des traces est 1.7 – 6.7mHz. Seules les composantes verticales sont présentées. Le code des stations figure au dessus de chaque trace correspondante.

rier significativement d'une station à une autre. Par ailleurs, comme les formes d'ondes à longue période sont sur-échantillonnées, l'erreur est généralement fortement corrélée sur deux échantillons successifs. Enfin les fonctions noyau $\psi_{ni,j}(t)$ utilisées dans l'inversion sont calculées pour une localisation a priori erronée du *centroid*. On verra dans le chapitre 5 comment il est possible d'améliorer nos estimations en considérant une matrice de covariance \mathbf{C}_D plus réaliste.

Inversion du tenseur moment sismique déviatorique

Dans sa version la plus simple, l'inversion est effectuée pour les 6 composantes indépendantes du tenseur moment sismique \mathbf{M} . D'après Mendiguren (1977), on sait cependant que la composante isotrope de \mathbf{M} est mal contrainte pour les événements superficiels. La rupture lors d'un séisme n'impliquant généralement pas de variation volumique de la source, on impose alors $M_{rr} + M_{\theta\theta} + M_{\phi\phi} = 0$. Cette condition étant linéaire, son implémentation est triviale :

$$\begin{pmatrix} \psi_{1r,r} - \psi_{1\phi,\phi} & \psi_{1\theta,\theta} - \psi_{2\phi,\phi} & \psi_{1r,\theta} & \psi_{1r,\phi} & \psi_{1\theta,\phi} \\ \psi_{2r,r} - \psi_{2\phi,\phi} & \psi_{2\theta,\theta} - \psi_{2\phi,\phi} & \psi_{2r,\theta} & \psi_{2r,\phi} & \psi_{2\theta,\phi} \\ \psi_{3r,r} - \psi_{3\phi,\phi} & \psi_{3\theta,\theta} - \psi_{2\phi,\phi} & \psi_{3r,\theta} & \psi_{3r,\phi} & \psi_{3\theta,\phi} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \psi_{Nr,r} - \psi_{N\phi,\phi} & \psi_{N\theta,\theta} - \psi_{2\phi,\phi} & \psi_{Nr,\theta} & \psi_{Nr,\phi} & \psi_{N\theta,\phi} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} M_{rr} \\ M_{\theta\theta} \\ M_{r\theta} \\ M_{r\phi} \\ M_{\theta\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ u_N \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

La solution est donnée par l'équation (2.18) en utilisant la nouvelle matrice Ψ détaillée dans l'équation (2.19) ci-dessus. Après avoir récupéré les 5 composantes de $\mathbf{m} = [M_{rr}, M_{\theta\theta}, M_{\phi\phi}, M_{r\theta}, M_{r\phi}, M_{\theta\phi}]^t$ on calcule $M_{\phi\phi} = -(M_{rr} + M_{\theta\theta})$ pour pouvoir représenter le tenseur moment sismique complet.

Inversion double couple

Une autre paramétrisation est couramment employée lors de l'inversion de la source en sismologie. Il s'agit de ne considérer que la composante double couple du tenseur moment sismique \mathbf{M} . Les paramètres inversés sont alors le pendage, l'azimut et le glissement des deux plans nodaux ainsi que le moment sismique scalaire. Lorsque le tenseur moment sismique complet ou sa composante déviatorique est inversée, on détermine souvent la meilleure solution double couple en ne considérant que les deux vecteurs propres associés aux plus fortes valeurs propres en valeur absolue (correspondant aux axes P et T). Une solution alternative est d'inverser uniquement les paramètres du double couple. C'est un problème non linéaire qui est résolu dans la méthode WCMT en effectuant la minimisation de la fonction coût :

$$\mathcal{C}(\mathbf{m}) = \sum_{n=1}^N \int_0^T [s_n(t, \mathbf{m}) - u_n(t)]^2 dt \quad (2.20)$$

où $s_n(t, \mathbf{m})$ est la phase W calculée à la station n pour le modèle $\mathbf{m} = [M_0, S_1, D_1, R_1]^t$ avec S_i, D_i, R_i respectivement l'azimut, le pendage et l'angle de glissement pour le plan nodal i . Pour minimiser cette fonction, on linéarise le problème en utilisant un développement de Taylor de s_n au premier ordre comme dans l'équation (2.7). La solution est alors donnée par :

$$\mathbf{m} \approx \mathbf{m}_{\text{prior}} + \sum_{n=1}^N \int_0^T \mathbf{C}_M(\mathbf{m}_{\text{prior}}) \cdot \mathbf{G}_n(t, \mathbf{m}_{\text{prior}}) [u_n(t) - s_n(t, \mathbf{m}_{\text{prior}})] dt \quad (2.21)$$

avec le noyau \mathbf{G}_n :

$$(\mathbf{G}_n)_\alpha(t, \mathbf{m}) = \frac{\partial s_n}{\partial m^\alpha}(t, \mathbf{m}) \quad (2.22)$$

et la matrice de covariance a posteriori \mathbf{C}_M :

$$(\mathbf{C}_M^{-1})_{\alpha\beta} = \sum_{n=1}^N \int_0^T (\mathbf{G}_n)_\alpha(t, \mathbf{m}_{\text{prior}}) (\mathbf{G}_n)_\beta(t, \mathbf{m}_{\text{prior}}) dt. \quad (2.23)$$

La solution \mathbf{m} est obtenue itérativement partant d'une solution $\mathbf{m}_{\text{prior}}$. On utilise en général pour $\mathbf{m}_{\text{prior}}$ la meilleure solution double couple déterminée suite à l'inversion du tenseur moment sismique complet ou de sa composante déviatorique.

Exemple : estimation du tenseur moment sismique pour le séisme de Haiti 2010

La Fig. 2.6 présente les solutions obtenues pour le séisme de Haiti 2010 ($M_w = 7.0$) en utilisant les différentes possibilités d'inversion du tenseur moment sismique fournies par

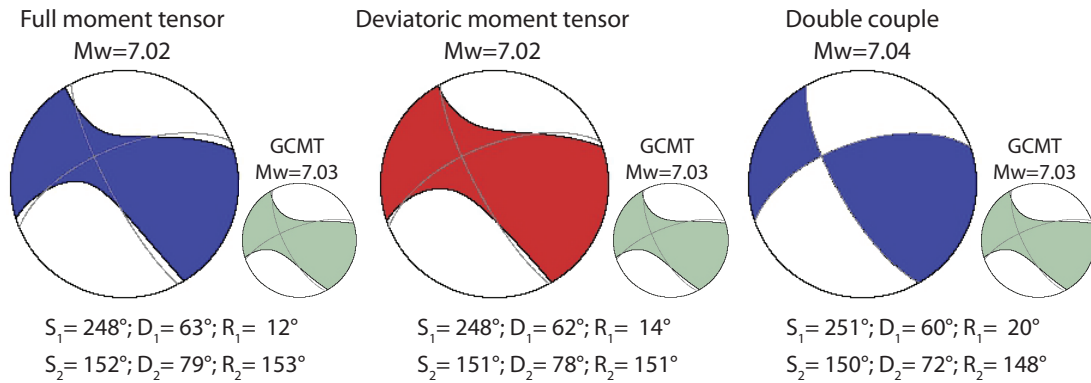


FIG. 2.6 – Solutions obtenues pour le séisme de Haiti 2010 ($M_w = 7.0$) en utilisant les différentes possibilités d'inversion du tenseur moment sismique dans l'algorithme WCMT. La solution Global CMT (GCMT) est indiquée pour comparaison.

l'algorithme WCMT. Pour des raisons historiques, on représente le mécanisme au foyer en utilisant une projection stéréographique de la demi-sphère inférieure du diagramme de radiation des ondes P en champ lointain calculé à partir du tenseur moment sismique \mathbf{M} (Pujol, 2003) :

$$\mathcal{R}_P = \hat{\gamma} \cdot \hat{\mathbf{M}} \cdot \hat{\gamma} \quad (2.24)$$

avec $\hat{\mathbf{M}} = \mathbf{M}/M_0$ et $\hat{\gamma}$ un vecteur unitaire selon l'incidence à la source du rai considéré. On remarque une grande similitude entre la solution complète du tenseur moment sismique et la solution obtenue en imposant $M_{rr} + M_{\theta\theta} + M_{\phi\phi} = 0$. La solution double couple est bien entendue différente par rapport aux deux solutions précédentes et à la solution Global CMT (GCMT; Nettles & Hjörleifsdóttir, 2010) pour lesquelles on observe une composante non double couple significative. Cette composante non double couple est vraisemblablement liée à la complexité de la rupture de ce séisme relevée notamment par Hayes et al. (2010). Mis à part la détermination du tenseur moment sismique complet, de sa composante déviatorique ou d'un double couple, l'algorithme WCMT offre la possibilité de faire une inversion en contraignant l'azimut, le pendage et/ou le glissement de l'un des plans nodaux. Il est également possible de fixer le mécanisme et de déterminer uniquement le moment scalaire. Même si ces différentes possibilités d'inversion contraintes du tenseur moment sismique s'avèrent utiles dans des cas particuliers, on se contente généralement de déterminer le tenseur moment sismique déviatorique.

2.3.2 Fonction source

En général, les périodes utilisées sont beaucoup plus importantes que la durée de la source. Pour les très grands séismes cependant, le temps de propagation de la rupture devient non négligeable. Par exemple, pour le séisme de Maule 2010 ($M_w = 8.8$) ou le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$), la durée de la source est comparable à la plus petite période considérée ($T = 200$ s). Dans ce cas de figure, on ne peut plus négliger la finitude temporelle de la source. En considérant l'approximation point source spatiale et un comportement synchrone, c'est à dire que toutes les composantes du *stress glut* (ou de

la densité de moment) ont la même dépendance temporelle, on peut écrire :

$$\partial_t \Gamma(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M} S(t) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c) \quad (2.25)$$

où \mathbf{M} est le tenseur moment sismique défini dans l'équation (1.13) et $S(t)$ la *fonction source*¹ avec $\int_{t_1}^{t_2} S(t) dt = 1$ qui nous renseigne sur l'historique de la rupture. On peut alors réécrire l'équation (1.9) de la partie 1.2.3 sous la forme :

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \sum_k [\mathbf{M} : \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}_c)] \mathbf{s}_k(\mathbf{r}) \frac{1}{w_k^2 \mathcal{T}_k} \int_{t_1}^{t_2} S(t') h_k(t - t') dt' \quad (2.26)$$

L'intégrale dans l'équation (2.26) correspond à la convolution entre la fonction $h_k(t) = 1 - \exp(-\omega_k t / 2Q_k) \cos \omega_k t$ et la fonction source $S(t)$. En pratique, dans les problèmes d'inversion de la source, la fonction $S(t)$ est souvent approximée par une fonction porte, par une fonction triangle ou par une gaussienne. Dans le cadre de la méthode WCMT, on considère une fonction triangle caractérisée par une demi-durée h_c et un *temps centroid* t_c :

$$\begin{aligned} S(t) &= 1 - |t - t_c|/h_c && \text{pour } t \in [t_c - h_c, t_c + h_c] \\ &= 0 && \text{pour } t \notin [t_c - h_c, t_c + h_c] \end{aligned}$$

Comme on l'a vu dans la partie 1.2.3, on peut interpréter le *centroid* temporel t_c comme le barycentre de l'histoire temporelle de la rupture. En général, on le définit par rapport à un instant t_0 appelé *temps origine* du séisme : on introduit alors le *time-shift* τ_c comme l'écart $\tau_c = t_c - t_0$. Le temps t_0 correspond à l'instant d'initiation de la rupture, il est déterminé généralement lors de la localisation de l'hypocentre en utilisant les temps d'arrivée des ondes de volume.

L'estimation du *time-shift* τ_c et de la demi-durée h_c est un problème non linéaire qui peut être résolu par une exploration globale des paramètres. On établit d'abord une grille d'exploration contenant les valeurs de demi-durée h_s et de *time-shift* τ_s à explorer. Pour chaque couple des valeurs (h_s, τ_s) sur cette grille, on détermine le tenseur moment sismique par la méthode des moindres carrés décrite dans la partie 2.3.1. Après exploration, on définit les paramètres optimaux h_c et τ_c maximisant la densité de probabilité a posteriori

$$\sigma_M(\mathbf{m}, \tau_s, h_s) = \nu \exp \left(-\frac{1}{2} \|\boldsymbol{\Psi}(h_s, \tau_s) \cdot \mathbf{m} - \mathbf{u}\|^2 \right). \quad (2.27)$$

avec ν une constante de normalisation et N le nombre de stations utilisées. Comme dans l'équation (2.18), \mathbf{u} désigne le vecteur colonne contenant les traces concaténées de la phase W et $\mathbf{m} = [M_{rr}, M_{\theta\theta}, M_{\phi\phi}, M_{r\theta}, M_{r\phi}, M_{\theta\phi}]^t$. La matrice $\boldsymbol{\Psi}(h_s, \tau_s)$ contient les fonctions noyau $\psi_{ni,j}$ calculées en utilisant l'équation (2.26) pour chaque composante M_{ij} du tenseur moment sismique et pour une fonction source triangulaire $S(t)$ de demi-durée h_s avec un *time-shift* τ_s . Cette méthode d'exploration globale basée sur un échantillonnage régulier de σ_M est appelée *grid-search* dans le reste du texte.

¹La fonction source (STF) est parfois appelée *fonction taux de moment* (MRF).

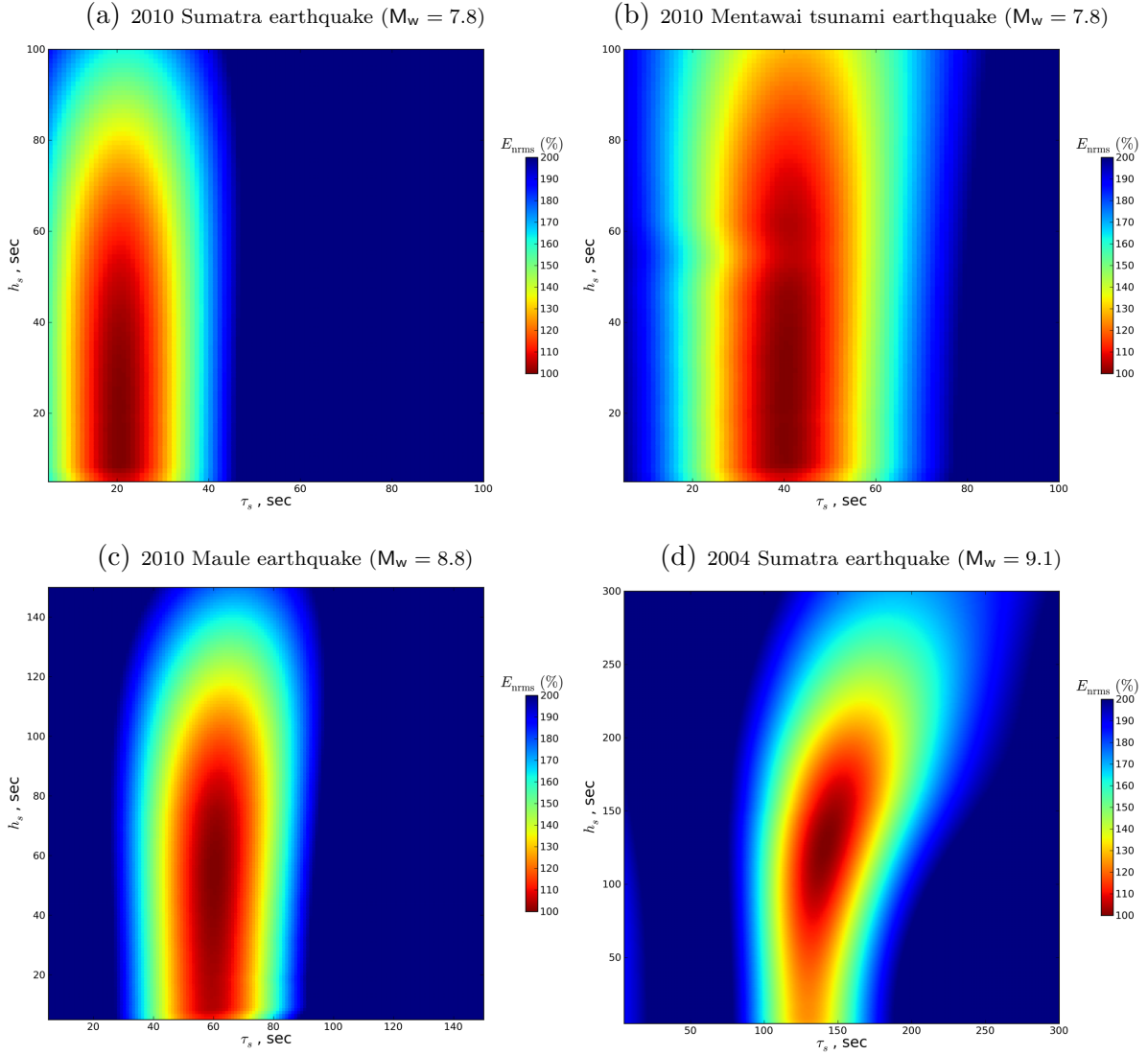


FIG. 2.7 – *grid-search* temporel permettant la détermination du *time-shift* τ_c et de la demi-durée h_c . On représente ici l'écart quadratique normalisé entre les données observées et calculées : $E_{nrms} = E_{rms}(\tau_s, h_s)/E_{rms}(\tau_c, h_c)$ avec $E_{rms} = \sqrt{-\log(\sigma_M/\nu)}$ (cf. équation (2.27)).

La Fig. 2.7 présente l'écart quadratique normalisé E_{nrms} entre les données observées et calculées en fonction de h_s et τ_s pour plusieurs évènements. Quelle que soit la magnitude M_w de l'évènement considéré, la phase W est principalement sensible au *time-shift* τ_c . Etant donné les longues périodes considérées, on voit que la phase W est généralement peu sensible à la demi-durée h_c . La sensibilité à h_c augmente cependant lorsque la magnitude M_w devient importante puisque la durée de rupture est alors non négligeable par rapport à la plus petite période considérée. Comme la relation $h_c = \tau_c$ est valide au premier ordre, le *time-shift* τ_c est utilisé comme proxy pour la demi-durée h_c dans l'algorithme WCMT. Cette contrainte peut être imposée au cours du *grid-search* ce qui nécessite la convolution entre la fonction $h_k(t)$ et la fonction source $S(t)$ dans l'équation (2.26) à chaque noeud de la grille explorée. Une autre possibilité moins coûteuse en calcul est d'explorer le *time-shift* uniquement puis d'imposer $h_c = \tau_c$ après le *grid-search* pour la valeur optimale de τ_c . Cette deuxième approche est utilisée le plus souvent puisque la variation de la valeur

optimum τ_c varie très peu en fonction de h_s .

Sur les Fig. 2.7a et Fig. 2.7b, on remarque que le *time-shift* $\tau_c \sim 40$ s obtenu pour le séisme tsunami de Mentawai 2010 correspond au double du *time-shift* $\tau_c \sim 20$ s estimé pour le séisme de Sumatra 2010 bien que ces deux événements aient une magnitude $M_w = 7.8$ identique. Comme on le verra dans les parties 2.5 et 3.3.4, τ_c peut être utilisé comme discriminant pour identifier le caractère anormal d'un séisme tsunami.

La détermination du *centroid* temporel est effectuée pour une localisation préliminaire du *centroid*. On considère généralement l'hypocentre, qui correspond à la position où la rupture est initiée. Cette localisation est déterminée en même temps que le temps origine t_0 du séisme. Comme on a pu le voir, le temps *centroid* est bien contraint par la phase W. Si le temps t_0 est mal déterminé, le résidu en temps est reporté sur le *time-shift* τ_c pour avoir une estimation correcte du temps *centroid* t_c (i.e. c'est $t_0 + \tau_c$ qui est bien contraint par la phase W).

2.3.3 Centroid spatial

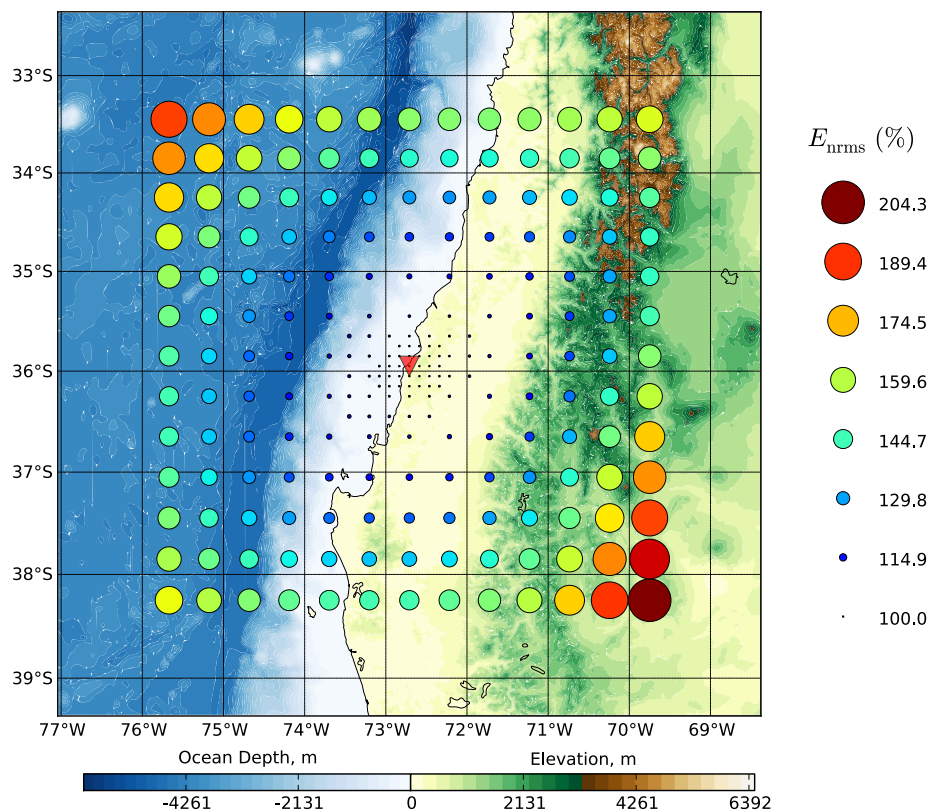


FIG. 2.8 – Détermination du *centroid* spatial pour le séisme de Maule 2010 ($M_w = 8.8$). La position optimum du *centroid* est indiquée par un triangle rouge.

Comme pour la détermination du *centroid* temporel, le *centroid* spatial est estimé en effectuant une exploration globale par *grid-search*. Une approche alternative est l'utilisation d'une méthode d'optimisation basée sur l'estimation locale des dérivées partielles. Cette approche est proposée notamment par Dziewonski et al. (1981) en se basant sur

l'équation (1.25) de la partie 1.2.3. On préfère cependant ici une méthode d'exploration globale comme le *grid-search* qui nous paraît être une approche plus robuste étant donnée la forte non-linéarité du problème dans une Terre affectée par d'importantes discontinuités en profondeur. On cherche donc à échantillonner la densité de probabilité a posteriori :

$$\sigma_M(\mathbf{m}, \mathbf{r}_s) = \nu \exp \left(-\frac{1}{2} \|\Psi(\mathbf{r}_s) \cdot \mathbf{m} - \mathbf{u}\|^2 \right). \quad (2.28)$$

On pourrait également étendre les paramètres explorés au *time-shift* mais les valeurs de τ_c optimales obtenues à différentes positions \mathbf{r}_s ne varient pas suffisamment pour justifier le surcoût en temps de calcul occasionné. On fixe donc généralement le *time-shift* et la demi-durée à la valeur optimum obtenue après *grid-search* temporel comme décrit dans la partie 2.3.2. Après *grid-search* spatial, on obtient donc l'estimation du tenseur moment sismique *centroid*, c'est à dire le tenseur \mathbf{M} pour un *centroid* spatial \mathbf{r}_c et la fonction source $S(t)$ caractérisée par une demi-durée h_c et un *time-shift* τ_c .

La Fig 2.8 présente un exemple de détermination du *centroid* pour le séisme de Maule 2010 ($M_w = 8.8$). Le triangle rouge est la position du *centroid* \mathbf{r}_c obtenue après *grid-search*. Chaque point sur la carte représente une position \mathbf{r}_s explorée au cours du *grid-search*. On représente ici l'écart quadratique aux données normalisé $E_{nrms} = E_{rms}(\mathbf{r}_s)/E_{rms}(\mathbf{r}_c)$ avec $E_{rms} = \sqrt{-\log \sigma_M/\nu}$. Comme pour le *grid-search* temporel, on établit une grille d'exploration sur la latitude ϕ_s , la longitude θ_s et le rayon r_s à la source. Pour chaque point sur la grille on détermine une solution pour le tenseur moment sismique au sens des moindres carrés comme décrit dans la partie 2.3.1. Afin d'optimiser l'exploration de σ_M , on utilise une version modifiée de la méthode du *grid-search* incorporant plusieurs itérations. A la première itération, on effectue une exploration globale de σ_M en utilisant un pas d'échantillonnage important. On sélectionne alors un nombre p de points maximisant σ_M (on choisit généralement $p = 5$). Pendant la deuxième itération, l'exploration est effectuée avec échantillonnage plus fin autour de ces points. On sélectionne à nouveau les p points qui maximisent σ_M et on affine encore l'exploration autour de ces points lors des itérations suivantes. Cette approche d'exploration multi-échelle est en quelque sorte une version simplifiée de la méthode "Neighbourhood Algorithm" (Sambridge, 1999b; Sambridge, 1999a) dans laquelle la distribution aléatoire des cellules de Voronoi en fonction de la densité de probabilité a priori sur le modèle est remplacée par un maillage régulier de l'espace des paramètres.

2.4 Implémentation et Optimisation

Etant donné que la méthode WCMT a pour objectif principal la détermination rapide du tenseur moment sismique *centroid* en temps réel, un intérêt particulier a été accordé à l'optimisation de la vitesse d'exécution de l'algorithme. Comme on le verra dans la partie 2.4.1, la rapidité d'exécution de la méthode WCMT est possible notamment grâce à la mise en place d'une base de données des fonctions de Green. La version actuelle

de l'algorithme a entièrement été programmée en langage C en suivant une approche descendante (dite *top-down*) pour d'abord s'intéresser à l'organisation générale du code puis effectuer l'implémentation et l'optimisation de chacune des fonctions définies au préalable. Un gain de temps conséquent à l'exécution a pu être obtenu notamment pour le calcul des fonctions noyau en limitant le nombre d'accès au disque. Par ailleurs, la détermination du *time-shift* et de la position *centroid* a été parallélisées pour profiter au maximum des architectures à mémoire partagée utilisées couramment aujourd'hui. La version actuelle de l'algorithme permet la détermination d'une solution CMT basée sur les trois composantes du déplacement pour un temps de calcul généralement inférieur à 1 min lorsque 200 canaux sont utilisés avec un processeur Intel[®] Xeon[®] X5450 (4 coeurs, 3.00 GHz).

2.4.1 Base de données des fonctions de Green

Comme on l'a vu dans la partie 2.3.1, la détermination du tenseur moment sismique nécessite le calcul préalable des fonctions noyau $\psi_{ni,j}(t)$ pour chaque station n et chaque élément M_{ij} dans l'équation (2.26) (en conservant la symétrie $M_{ij} = M_{ji}$). Une fois que le catalogue de modes est calculé, le calcul numérique des fonctions $\psi_{ni,j}$ par sommation modale est relativement rapide si on se limite à basse fréquence (quelques secondes environ pour calculer un catalogue de modes complet jusqu'à 10mHz). D'après la partie 1.3.2, on sait cependant qu'il est nécessaire de considérer des fréquences propres beaucoup plus élevées que la bande passante considérée si on veut limiter les effets liés à la troncature dans la sommation modale. Par ailleurs, même si le calcul des fonctions $\psi_{ni,j}(t)$ est relativement rapide pour une position donnée \mathbf{r}_c , le temps de calcul devient beaucoup plus important lorsqu'on considère un grand nombre de localisations du *centroid*. C'est le cas lors de la recherche du *centroid* spatial par *grid-search* où la grille considérée comprend généralement plusieurs centaines de point à explorer.

Pour permettre un calcul plus rapide des fonctions noyau $\psi_{ni,j}(t)$, on propose ici d'établir au préalable une base de données des fonctions de Green. On appelle ici fonction de Green le déplacement calculé pour chaque élément du tenseur moment sismique \mathbf{M} en appliquant une fonction heaviside $H(t)$ en \mathbf{r}_c (cf. équation (1.26)) :

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_c; t) = \sum_k \mathbf{s}_k(\mathbf{r}_n) \boldsymbol{\varepsilon}_k(\mathbf{r}_c) \frac{1 - \exp(-\omega_k t / 2Q_k) \cos \omega_k t}{w_k^2 \mathcal{T}_k} \quad (2.29)$$

avec \mathbf{r}_n la localisation de la station n . Les fonctions noyau peuvent alors être obtenues en convoluant le tenseur de Green \mathbf{G} par la fonction source $S(t)$ considérée puis en filtrant le résultat du produit de convolution dans même bande passante que celle utilisée pour les données.

La mise en place d'une base de données pour le calcul des fonctions noyau nécessite le calcul au préalable des fonctions de Green pour les trois composantes du déplacement et pour les 6 éléments du tenseur \mathbf{M} . Pour un modèle de Terre quelconque, il faut donc

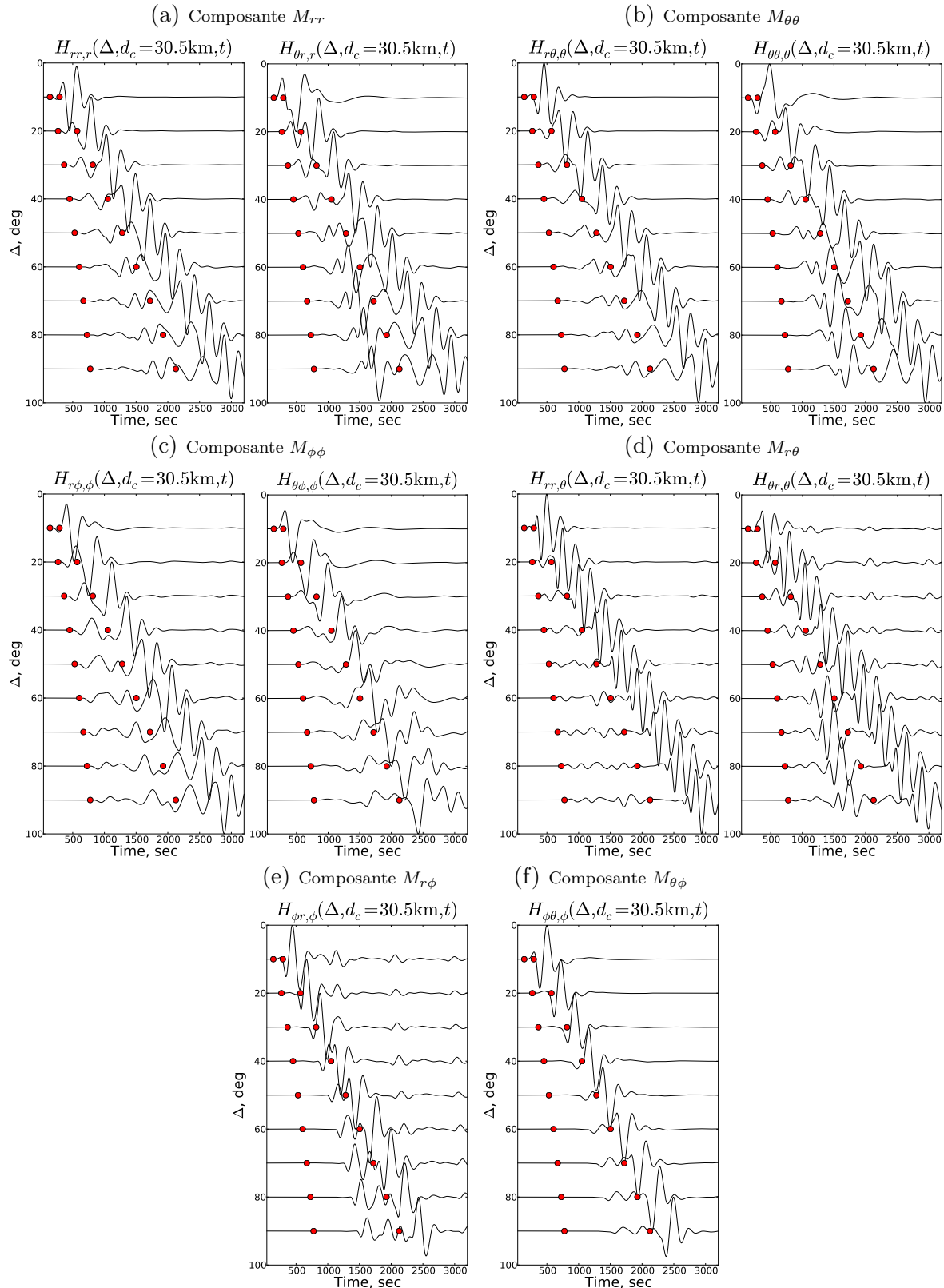


FIG. 2.9 – Fonctions $\mathbf{H}(\Delta, d_c; t)$ extraites de la base de données des fonctions de Green. Les fonctions de Green correspondant à une profondeur du *centroid* $d_c = 30.5$ km ont été convoluées par une fonction source triangulaire $S(t)$ avec $\tau_c = h_c = 40$ s puis filtrées entre 1mHz et 5mHz. On présente les traces normalisées tous les 10° entre $10 \leq \Delta \leq 90$ au nord de la source $\Phi = 0^\circ$. La fenêtre temporelle définissant la phase W est délimitée par les deux points rouges.

stocker 18 fonctions de Green pour chaque couple source-station. Comme on considère un modèle de Terre sphérique, ce nombre peut être réduit à 10 car les 18 éléments du tenseur de Green ne sont plus indépendants. On considère également que toutes les stations sont placées au fond de l'océan. Dans le reste du texte on note alors $\mathbf{G}(\Delta, \Phi, d_c; t)$ le tenseur de Green pour une source ponctuelle à une profondeur d_c et une station située à une distance épacentrale Δ et à un azimut Φ . On note également $\mathbf{H}(\Delta, d_c; t)$ le tenseur de Green pour une station située à une distance Δ au nord de la source (i.e. pour un azimut $\Phi = 0^\circ$). Comme le précise Kanamori & Rivera (2008b), les composantes non nulles de \mathbf{H} sont :

- $H_{rr,r}, H_{\theta r,r}$ associées au dipôle vertical $M_{rr} = 1$,
- $H_{r\theta,\theta}, H_{\theta\theta,\theta}$ associées au dipôle Nord-Sud $M_{\theta\theta} = 1$,
- $H_{r\phi,\phi}, H_{\theta\phi,\phi}$ associées au dipôle Est-Ouest $M_{\phi\phi} = 1$,
- $H_{rr,\theta}, H_{\theta r,\theta}$ associées au couple cisailant $M_{r\theta} = 1$,
- $H_{\phi r,\phi}$ associée au couple cisailant $M_{r\phi} = 1$,
- $H_{\phi\theta,\phi}$ associée au couple cisailant $M_{\theta\phi} = 1$,

Le tenseur de green $\mathbf{G}(\Delta, \Phi, d_c; t)$ à un azimut Φ quelconque est une combinaison linéaire des fonctions de green $\mathbf{H}(\Delta, d_c; t)$ ci-dessus. On peut alors écrire les trois composantes $G_{ri,j}$, $G_{\theta i,j}$ et $G_{\phi i,j}$ de la fonction de Green correspondant à la composante M_{ij} du tenseur moment sismique :

$$\begin{aligned}
 G_{ri,j}(\Delta, \Phi, d_c; t) &= M'_{rr}(\Phi)H_{rr,r}(\Delta, d_c; t) + M'_{\theta\theta}(\Phi)H_{r\theta,\theta}(\Delta, d_c; t) \\
 &\quad + M'_{\phi\phi}(\Phi)H_{r\phi,\phi}(\Delta, d_c; t) + M'_{r\theta}(\Phi)H_{rr,\theta}(\Delta, d_c; t) \\
 G_{\theta i,j}(\Delta, \Phi, d_c; t) &= M'_{rr}(\Phi)H_{\theta r,r}(\Delta, d_c; t) + M'_{\theta\theta}(\Phi)H_{\theta\theta,\theta}(\Delta, d_c; t) \\
 &\quad + M'_{\phi\phi}(\Phi)H_{\theta\phi,\phi}(\Delta, d_c; t) + M'_{r\theta}(\Phi)H_{\theta r,\theta}(\Delta, d_c; t) \\
 G_{\phi i,j}(\Delta, \Phi, d_c; t) &= M'_{r\phi}(\Phi)H_{\phi r,\phi}(\Delta, d_c; t) + M'_{\theta\phi}(\Phi)H_{\phi\theta,\phi}(\Delta, d_c; t)
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

Dans l'équation (2.30), le tenseur $\mathbf{M}'(\Phi)$ est défini à partir du tenseur \mathbf{M} pour lequel seul l'élément M_{ij} est non nul (en respectant la symétrie $M_{ij} = M_{ji}$). On calcule $\mathbf{M}'(\Phi)$ en effectuant une rotation du tenseur \mathbf{M} d'un angle Φ par rapport à l'axe vertical :

$$\begin{aligned}
 M'_{rr} &= M_{rr} \\
 M'_{\theta\theta} &= M_{\phi\phi} \sin^2 \Phi + 2M_{\theta\phi} \sin \Phi \cos \Phi + M_{\theta\theta} \cos^2 \Phi \\
 M'_{\phi\phi} &= M_{\phi\phi} \cos^2 \Phi - 2M_{\theta\phi} \sin \Phi \cos \Phi + M_{\theta\theta} \sin^2 \Phi \\
 M'_{r\theta} &= M_{r\theta} \cos \Phi + M_{r\phi} \sin \Phi \\
 M'_{r\phi} &= M_{r\phi} \cos \Phi - M_{r\theta} \sin \Phi \\
 M'_{\theta\phi} &= -\frac{1}{2}(M_{\theta\theta} - M_{\phi\phi}) \sin 2\Phi + M_{\theta\phi} \cos 2\Phi
 \end{aligned} \tag{2.31}$$

Les fonctions de Green $\mathbf{G}(\Delta, \Phi, d_c; t)$ nécessaires au calcul des fonctions noyau $\psi_{ni,j}(t)$, peuvent donc être reconstruites rapidement en utilisant une base de données des fonctions $\mathbf{H}(\Delta, d_c; t)$ pour une large gamme de distances épacentrales Δ et de profondeurs du *centroid* d_c . La base de données calculée pour l'algorithme WCMT est établie pour des

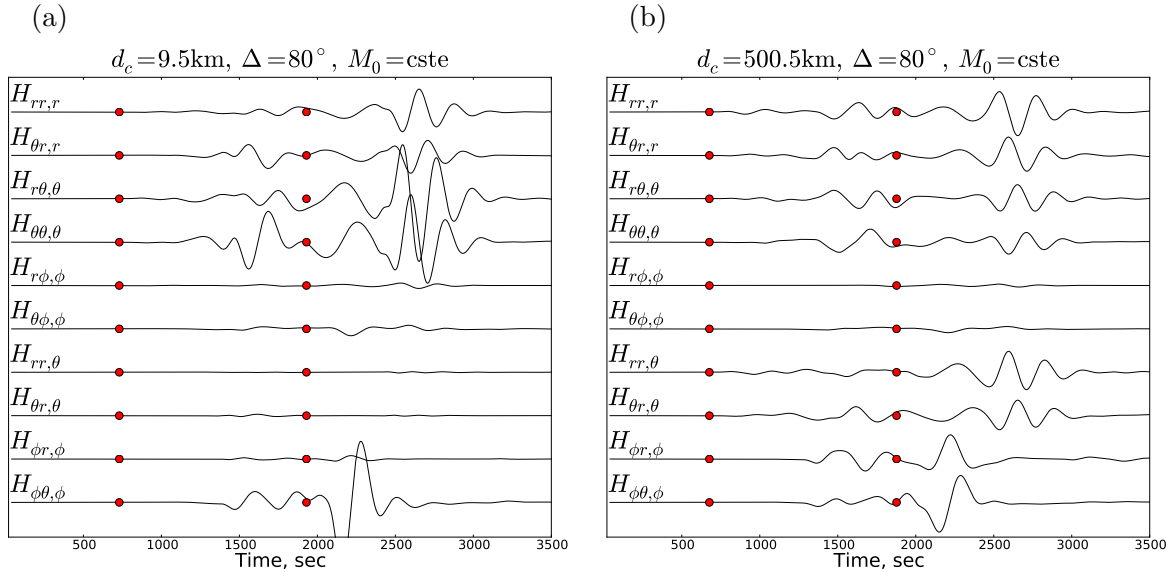


FIG. 2.10 – Comparaison de l'amplitude des fonctions $\mathbf{H}(\Delta, d_c; t)$ extraites de la base de données des fonctions de Green pour une distance épacentrale $\Delta = 80^\circ$ et une profondeur *centroid* (a) $d_c = 9.5$ km et (b) $d_c = 500.5$ km. La fonction $H_{ij,k}$ correspond à la fonction de Green selon la composante i associée à l'élément M_{jk} du tenseur moment sismique après convolution par une fonction source triangulaire $S(t)$ avec $\tau_c = h_c = 40$ s et filtrage entre 1mHz et 5mHz. La fenêtre temporelle définissant la phase W est délimitée par les deux points rouges.

distances $\Delta \leq 90^\circ$ échantillonnées tous les 0.1° et pour des profondeurs de la source entre 3.5 km et 760.5 km. L'échantillonnage est variable en profondeur :

- $\delta d_c = 2$ km pour $d_c \leq 25.5$
- $\delta d_c = 5$ km pour $25.5 \leq d_c \leq 50.5$
- $\delta d_c = 10$ km pour $d_c \geq 50.5$

Pour chaque distance Δ et chaque profondeur du *centroid* d_c , les fonctions de Green $\mathbf{H}(\Delta, d_c; t)$ sont calculées à partir d'un catalogue de modes complet jusqu'à des fréquences propres de 80mHz (soit plusieurs dizaines de milliers de modes). Ce catalogue de modes est calculé grâce au programme MINOS (Woodhouse, 1988) pour le modèle de Terre PREM anisotrope (Dziewonski & Anderson, 1981). Après sommation on obtient des sismogrammes complets sur une durée de 5000 s qui sont stockés au format SAC (Seismic Analysis Code; Goldstein & Snoke, 2005). Si on utilise ce format de fichier, la base de données complète occupe environ 19Go d'espace disque.

La Fig.2.9 présente un échantillon des fonctions de Green $\mathbf{H}(\Delta, d_c; t)$ de cette base de données après convolution et filtrage à longue période pour une profondeur *centroid* $d_c = 30$ km. Les fonctions présentées dans cette figure sont normalisées pour chaque distance épacentrale Δ considérée. La Fig.2.10 présente une comparaison relative de l'amplitude des fonctions de Green $\mathbf{H}(\Delta = 80^\circ, d_c; t)$ en considérant un séisme superficiel ($d_c = 9.5$ km) et un séisme profond ($d_c = 500.5$ km). Les composantes $H_{r\phi,\phi}$ et $H_{\theta\phi,\phi}$ correspondant à $M_{\phi\phi}$ sont de faible amplitude quelque soit la profondeur considérée. D'après cette observation et les équations (2.30)-(2.31), les fonctions de green $G_{r\phi,\phi}$ et $G_{\theta\phi,\phi}$ as-

sociés à $M_{\phi\phi}$ sont donc maximums pour les azimuts $\Phi = \pm 90^\circ$ où on a $G_{r\phi,\phi} = H_{r\theta,\theta}$ et $G_{\theta\phi,\phi} = H_{\theta\theta,\theta}$. La fonction de Green $G_{\phi\phi,\phi}$ est quant à elle maximum pour les azimuts $\Phi = \pm 45^\circ$ et $\Phi = \pm 135^\circ$ pour lesquels on a $G_{\phi\phi,\phi} = \pm 0.5 \cdot H_{\phi\theta,\phi}$. On note également que l'amplitude des fonctions $H_{rr,\theta}$, $H_{\theta r,\theta}$ et $H_{\phi r,\phi}$ associés aux composantes $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ diminue fortement lorsque la profondeur du *centroid* est réduite (i.e. $d_c < 15$ km). D'après les équations (2.30)-(2.31), cette observation est valide pour tous les azimuts Φ considérés puisque les fonctions de green $G_{rr,\theta}$, $G_{\theta r,\theta}$, $G_{\phi r,\theta}$, $G_{rr,\phi}$, $G_{\theta r,\phi}$ et $G_{\phi r,\phi}$ correspondant à $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ dépendent uniquement de $H_{rr,\theta}$, $H_{\theta r,\theta}$ et $H_{\phi r,\phi}$. La faible amplitude des fonctions de green associés à $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ pour les séismes superficiels après filtrage à longue période est liée au fait que $\mathbf{n} \cdot \mathbf{T}^{\text{PK1}} = \mathbf{0}$ doit s'appliquer à la surface libre. Cette condition implique en effet que les composantes $(\varepsilon_k)_{r\theta}$ et $(\varepsilon_k)_{r\phi}$ dans l'équation (2.29) tendent vers zéro lorsque $d_c \rightarrow 0$. La faible amplitude de $H_{rr,\theta}$, $H_{\theta r,\theta}$ et $H_{\phi r,\phi}$ pour $d_c \rightarrow 0$ engendre une faible contribution des composantes $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$. Comme on le verra dans la partie 5.3, cela implique que le moment scalaire M_0 et le pendage du plan de faille δ peuvent difficilement être contraints indépendamment lorsque l'inversion du tenseur moment sismique est effectuée pour des séismes très superficiels en utilisant des données à très longue période.

2.4.2 Schéma d'exécution global de l'algorithme WCMT

Un aperçu global de la méthode WCMT est présenté dans la Fig.2.11. La base de données des fonctions de Green, la localisation préliminaire de l'hypocentre (PDE), la magnitude préliminaire et bien entendu les données et métadonnées sont les paramètres devant être fournis en entrée de l'algorithme. Lors de son exécution, l'algorithme WCMT peut être séparé en quatre grandes unités.

La première étape de l'exécution concerne l'extraction et le pré-traitement des données. Les formes d'ondes disponibles sont extraites et une présélection est effectuée. Il s'agit alors principalement de rejeter les traces incomplètes dans la fenêtre temporelle considérée. La sélection s'opère également lors du calcul des coefficients pour la déconvolution. On ne conserve alors que les canaux pour lesquels les constantes ω_0 , h , G permettent d'expliquer la réponse du capteur avec un écart quadratique $E < 3\%$ (cf. équation (2.11) dans la partie 2.2.1). On peut aussi rejeter les stations présentant un niveau de bruit important avant le séisme considéré. Dans la partie 3.2, on propose par exemple une sélection des données basée sur les courbes de bruit calculées sur les 3h avant le temps origine de l'évènement. Une fois que le processus de sélection est terminé, les traces sélectionnées sont déconvoluées, filtrées à longue période et intégrées en déplacement.

Une deuxième partie de l'algorithme WCMT est la préparation des fonctions noyau pour une localisation donnée du *centroid* et pour une fonction source $S(t)$. Comme on l'a vu précédemment, il s'agit de calculer les fonctions de Green pour chaque distance et chaque azimut considérés en utilisant la base des fonctions de Green pré-calculées. On les convolue ensuite avec la fonction source $S(t)$ et on les filtre dans la bande passante utilisée pour filtrer les données. Il s'agit d'une partie importante de l'algorithme qui est

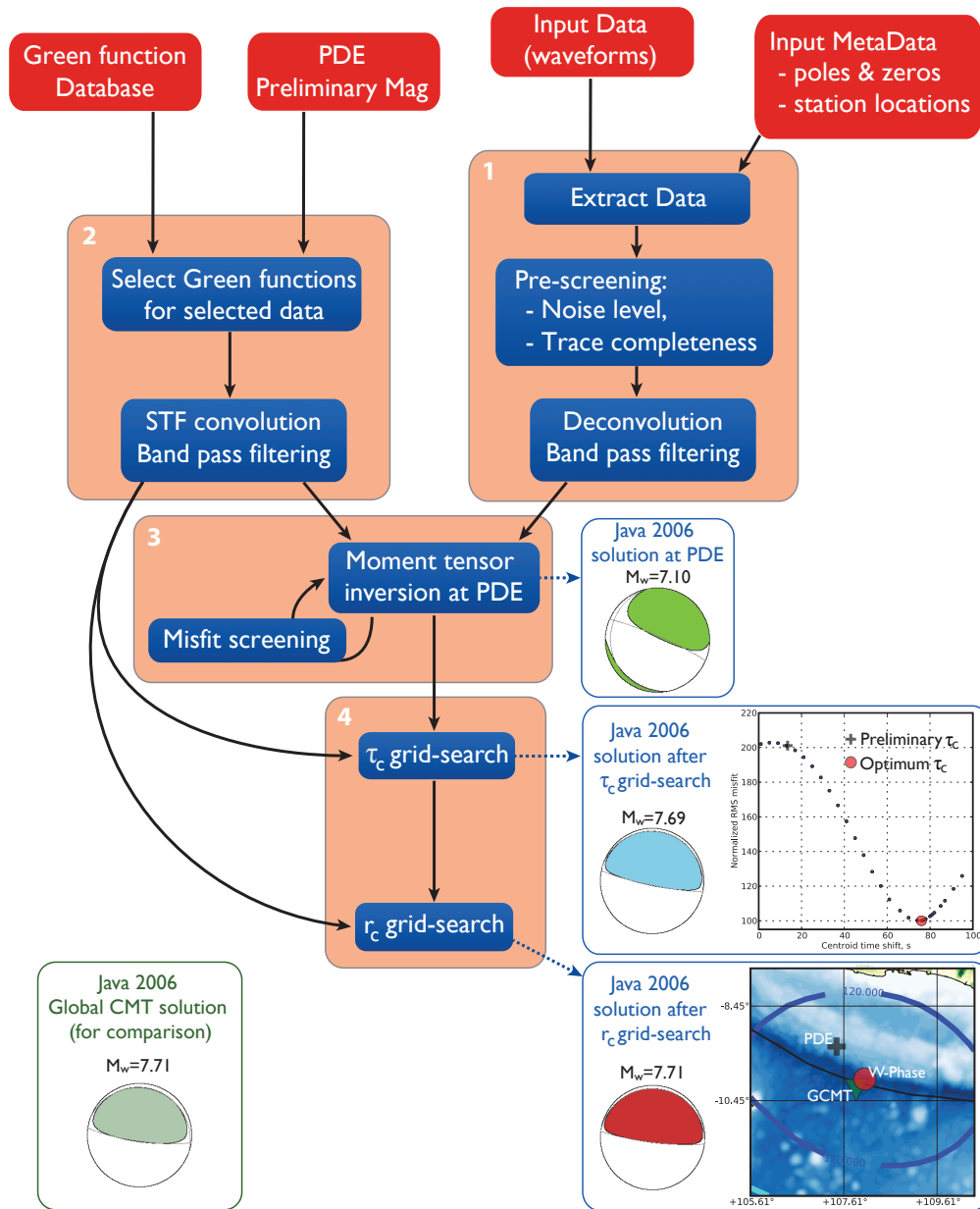


FIG. 2.11 – Schéma d'exécution de l'algorithme WCMT. Les solutions obtenues à différentes étapes pour le séisme de Java 2006 ($M_w = 7.7$) sont présentées. La solution Global CMT obtenue pour cet évènement est indiquée pour comparaison.

sollicitée à différentes étapes lors de son exécution. On doit d'abord calculer les fonctions noyau pour la détermination du tenseur moment sismique à une localisation préliminaire du *centroid*. Il faut ensuite effectuer ce calcul pour chaque demi-durée explorée pendant le *grid-search* temporel dans le cas où on impose $h_c = \tau_c$ pendant l'exploration. Enfin on doit calculer les fonctions noyau pour un grand nombre de positions *centroid* lors du *grid-search* spatial.

La troisième partie de l'algorithme est l'estimation du tenseur moment sismique pour une localisation préliminaire du *centroid* et pour une fonction source a priori. Dans le cadre d'une application en temps réel, on utilise la localisation préliminaire de l'hypocentre appelée souvent PDE (Preliminary Determined Epicenter). Le PDE est généralement fourni par les centres d'alerte dans les 10 premières minutes après le déclenchement de la rupture (Hayes et al., 2011). La fonction source $S(t)$ utilisée dans le calcul des fonctions noyau est caractérisée à ce stade par une valeur a priori de la demi-durée h_c et du *time-shift* τ_c . En temps réel, h_c et τ_c sont déterminés empiriquement à partir d'une magnitude M_w préliminaire pouvant être estimée directement à partir de l'amplitude moyenne de la phase W (cf. partie 3.2.3.3 du chapitre 3). Pour ces estimations préliminaires de la position *centroid* et de la fonction source, on effectue une première inversion du tenseur moment sismique. Comme le jeu de données utilisé comprend généralement des stations bruitées ou défectueuses, on rejette les canaux pour lesquels on observe des différences importantes entre les données observées et calculées. L'incertitude sur la première estimation du tenseur moment sismique étant importante, les sismogrammes synthétiques correspondant peuvent être assez différents des observations même pour des données de bonne qualité. Pour éviter de rejeter erronément des traces peu bruitées, la sélection des données est effectuée itérativement en utilisant des seuils de rejet de plus en plus restrictifs. A chaque itération, une nouvelle estimation du tenseur moment sismique est effectuée et on calcule les synthétiques correspondants pour évaluer la différence entre les données observées et calculées à chaque station.

La dernière étape lors de l'exécution de l'algorithme WCMT est la détermination du tenseur moment sismique *centroid* (CMT). Cette partie de l'algorithme permet d'obtenir le tenseur moment sismique pour des valeurs optimums du *time-shift* τ_c , de la demi-durée h_c et de la position *centroid* \mathbf{r}_c . Ces valeurs optimums sont obtenues après *grid-search* temporel et *grid-search* spatial. Le *grid-search* temporel permet de déterminer les valeurs optimums de τ_c et h_c . Comme on l'a vu précédemment, on peut imposer $h_c = \tau_c$ pendant le *grid-search* ou alors effectuer la recherche de τ_c uniquement puis imposer $h_c = \tau_c$ a posteriori. On effectue ensuite le *grid-search* spatial pour déterminer la position *centroid* \mathbf{r}_c et le tenseur moment sismique correspondant.

Les solutions obtenues à différentes étapes de l'algorithme WCMT sont présentées sur la Fig. 2.11 pour le séisme tsunami de Java 2006 ($M_w = 7.7$). La solution en vert est obtenue au niveau du PDE pour la fonction source préliminaire. A ce stade, la magnitude M_w est clairement sous-estimée et le mécanisme obtenu est problématique pour ce séisme. Les solutions obtenues après *grid-search* temporel (en bleu) et *grid-search* spatial (en rouge)

sont significativement améliorées. La solution WCMT finale présente alors un mécanisme, une magnitude, un *time-shift* et une localisation du *centroid* similaires à la solution du catalogue Global CMT. Comme on le verra dans la partie suivante le temps d'exécution de l'algorithme WCMT est très réduit. Les solutions présentées ici pour le séisme de Java 2006 ont ainsi pu être calculées en moins d'une minute sur un ordinateur moderne à 4 coeurs.

2.4.3 Test de performance

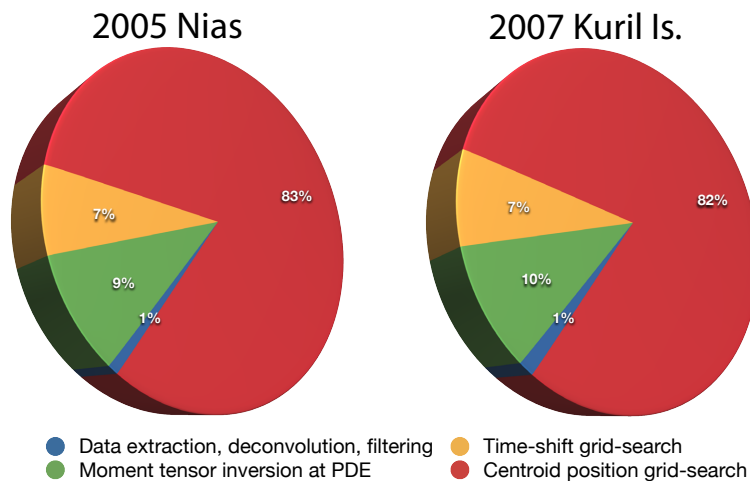


FIG. 2.12 – Répartition du temps d'exécution séquentiel entre les différentes parties de l'algorithme WCMT. On considère ici le séisme de Nias 2005 ($M_w = 8.6$) et le séisme de Kuril 2007 ($M_w = 8.1$).

Pour identifier quelles sont les parties de l'algorithme WCMT les plus coûteuses en temps de calcul, un profilage du code a été effectué. Sur la Fig. 2.12 on représente la répartition du temps de calcul séquentiel entre les différentes parties de l'algorithme. Ces résultats ont été obtenus en exécutant l'algorithme pour le séisme de Nias en 2005 ($M_w = 8.6$) et pour le séisme de Kuril en 2007 ($M_w = 8.1$). On observe une répartition similaire du temps de calcul pour les deux événements. L'extraction, la déconvolution et le filtrage des données est l'opération qui est effectuée le plus rapidement (i.e. environ 1% du temps de calcul total). La détermination du tenseur moment sismique au niveau du PDE et la sélection d'un jeu de données optimal représente environ 10% du temps d'exécution. Comme le *grid-search* temporel est effectué ici sur le *time-shift* τ_s uniquement, son exécution est relativement rapide puisqu'il n'est pas nécessaire de reconvoquer les fonctions de Green pour chaque valeur de τ_s explorée. L'opération la plus coûteuse en temps de calcul est la détermination de la position *centroid* par *grid-search*. Un grand nombre de points sont en effet explorés pendant cette opération pour lesquels il faut recalculer les fonctions noyau et effectuer l'inversion du tenseur moment sismique. La Fig. 2.13 présente le résultat du profilage pour le *grid-search* spatial uniquement. Comme pour la Fig. 2.12, on représente la proportion du temps de calcul associée aux différentes parties du code. On remarque cette fois une répartition différente du temps d'exécution

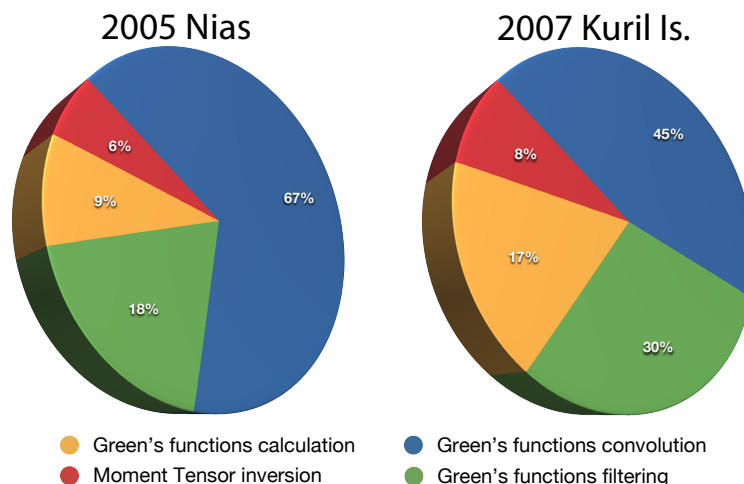


FIG. 2.13 – Proportions du temps d'exécution séquentiel associées aux différentes opérations effectuées pendant le *grid-search* spatial. On considère ici le séisme de Nias 2005 ($M_w = 8.6$) et le séisme de Kuril 2007 ($M_w = 8.1$).

pour les deux séismes considérés. La convolution des fonctions de green par la fonction source $S(t)$ occupe 67% du temps d'exécution lors *grid-search* pour le séisme de Nias 2005 alors que cette opération représente 45% dans le cas Kuril 2007. Cette observation est liée principalement au fait que le temps nécessaire au calcul de la convolution dépend de la demi-durée h_c de la fonction source considérée. La source du séisme outer-rise de Kuril 2007 étant très impulsionnelle ($h_c = 22$ s), le calcul de la convolution est effectué relativement rapidement pour chaque point source exploré pendant le *grid-search*. La fonction source étant beaucoup plus longue dans le cas de Nias 2005 ($h_c = 57$ s), la convolution mobilise un temps de calcul plus important. Ainsi, si on considère $h_c = 22$ s pour Nias 2005, on obtient une répartition du temps d'exécution similaire à Kuril 2007 (calcul des fonctions de Green : 15% ; convolution : 49% ; filtrage : 30% ; inversion : 6%).

La détermination du *centroid* spatial étant la partie de la méthode WCMT nécessitant le plus de temps de calcul, un effort particulier a été fait pour optimiser et paralléliser le *grid-search*. Rappelons ici que la détermination de la position *centroid* est effectuée itérativement : on effectue d'abord une recherche globale avec un pas d'échantillonnage important et on affine la recherche autour de plusieurs points minimisant la norme L2 de l'écart aux données. Le calcul des fonctions noyau et l'inversion du tenseur moment sismique étant effectués indépendamment pour un grand nombre de points, c'est une opération facilement parallélisable à chaque itération. Une interface à fil sécurisé (i.e. *thread safe*) a été développée pour pouvoir, en parallèle, accéder à la base de données des fonctions de Green, calculer les fonctions noyau (convolution, filtrage) et inverser du tenseur moment sismique. La parallélisation est faite avec OpenMP car l'algorithme WCMT est principalement voué à être utilisé en temps réel sur des ordinateurs à mémoire partagée. Les calculs sont alloués dynamiquement à chaque thread lors du *grid-search*. Chacun d'eux est en charge de l'inversion du tenseur moment sismique pour une position donnée du *centroid*. Une fois qu'un thread a terminé sa tâche, les coordonnées d'un autre point

lui sont fournies pour qu'il effectue une nouvelle inversion du tenseur moment sismique.

Pour estimer l'efficacité de la parallélisation, on compare les temps d'exécution du *grid-search* en utilisant un nombre de threads croissant. L'accélération S_n obtenue en parallélisant le *grid-search* sur n threads est alors définie comme :

$$S_n = \frac{T_1}{T_n} \quad (2.32)$$

avec T_n le temps d'exécution mesuré lorsque l'algorithme est exécuté en parallèle sur n threads. On définit également l'efficacité de la parallélisation :

$$E_n = \frac{S_n}{n} \quad (2.33)$$

Les courbes d'accélération et d'efficacité sont présentées sur la Fig. 2.14 dans le cas du Séisme de Sumatra-Andaman 2004 ($M_w = 9.2$) et du séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.1$). Les courbes grises sont obtenues sur 32 noeuds du cluster de l'IPGS ayant une configuration matérielle similaire. La courbe noire correspond à la moyenne des mesures d'accélération effectuées sur chaque noeud. On remarque une accélération quasi-linéaire jusqu'à 4 threads. L'accélération semble même super-linéaire pour $n = 2$ puisque l'efficacité est dans ce cas supérieure à 100%. La super-linéarité n'est cependant pas observée pour tous les noeuds considérés. Pour un nombre de threads supérieur à 4, on s'éloigne peu à peu de l'accélération linéaire. Cette perte d'efficacité est due à la part séquentielle non parallélisable du code. On relève en particulier la nécessité d'effectuer un accès disque pour chaque position du *centroid* explorée afin d'accéder à la base de donnée des fonctions de Green. Dans le cas $n = 8$, l'efficacité est de 86% pour le séisme de Sumatra-Andaman 2004 et de 73% dans le cas de Tohoku-oki. Le parallélisme est moins efficace dans le cas du séisme de Tohoku-oki car le nombre de stations sélectionnées est plus faible pour ce séisme (164 canaux pour Sumatra-Andaman contre 93 canaux dans le cas de Tohoku-oki). Si on augmente le nombre de stations considérées pendant le *grid-search*, on observe une augmentation de l'efficacité liée à une hausse de l'utilisation CPU par chaque thread. L'augmentation du nombre de stations se traduit par une augmentation de la masse de calcul parallélisable du code (calcul des fonctions de Green, filtrage, inversion CMT).

La Table 2.1 présente les temps de calcul complets nécessaires à l'obtention des solutions CMT pour différents séismes. Ces estimations sont effectuées sur un ordinateur à 8Go de Mémoire vive et processeur Intel® Xeon® X5450 (4 coeurs, 3.00 GHz). Le *grid-search* est parallélisé sur 4 thread pour chaque séisme. Les temps de calcul indiqués correspondent à l'exécution complète de l'algorithme depuis l'extraction des données jusqu'à l'obtention de la solution finale après *grid-search* spatial (cf. Fig. 2.11). On remarque que la durée d'exécution dépend principalement du nombre de canaux utilisés. Ainsi, si on ne considère que les stations à des distances $\Delta < 50^\circ$, les solutions sont calculées en moins de 20 s. Si on inclut les stations à des distances $\Delta < 90^\circ$, les solutions sont obtenues entre 30 s et 1 min après le déclenchement de l'algorithme. Même si le temps de

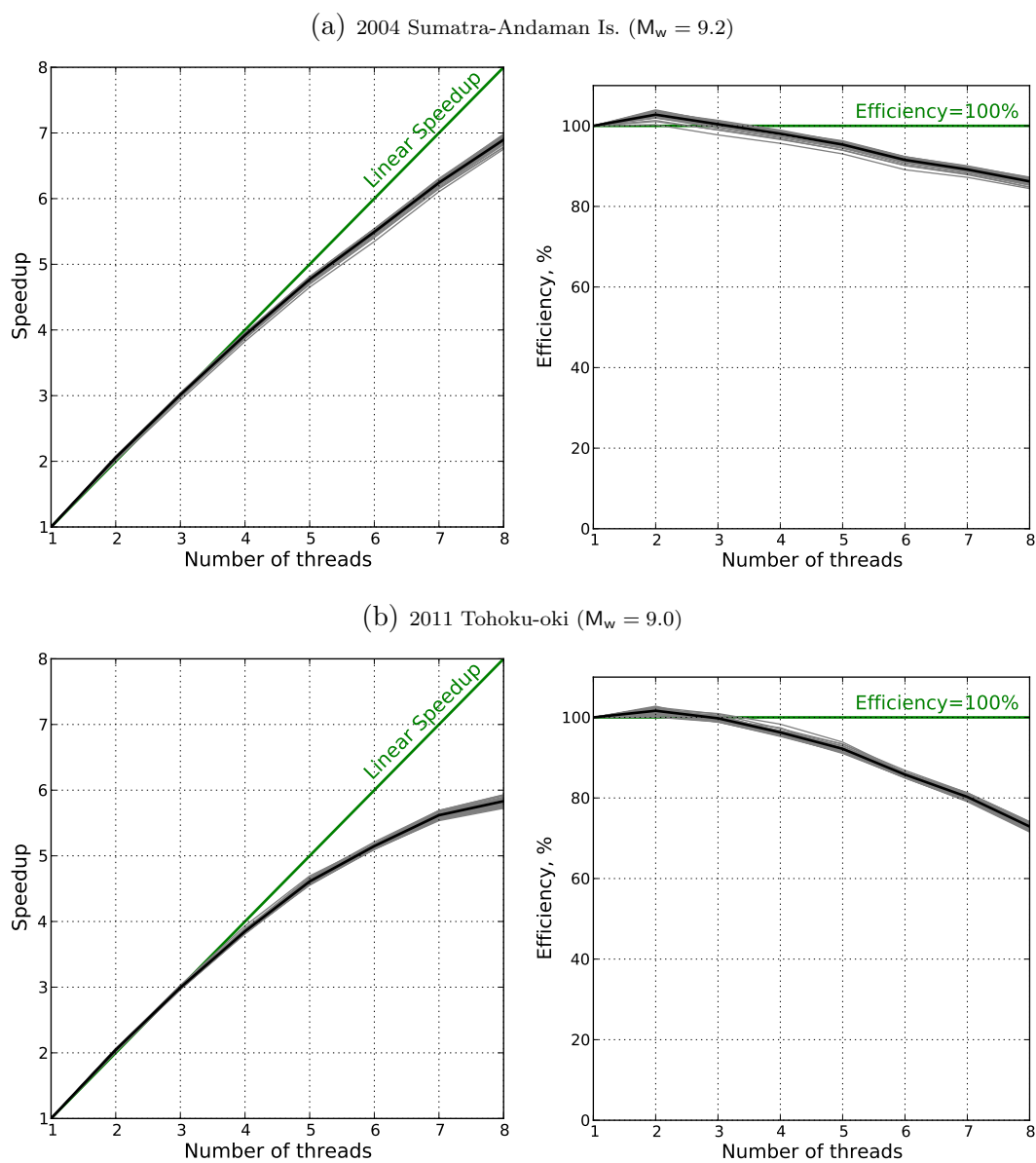


FIG. 2.14 – Courbes d'accélération et d'efficacité obtenues en exécutant le *grid-search* pour (a) le séisme de Sumatra-Andaman 2004 et (b) le séisme de Tohoku-oki. Les courbes grises ont été mesurées sur 32 noeuds du cluster de l'IPGS chacun muni de deux processeurs Intel® Xeon® E5345 (4 cores, 2.33GHz) et de 24Go de mémoire vive. La courbe noire est obtenue en calculant la moyenne des accélérations estimées sur les 32 noeuds.

Event	$\Delta < 50^\circ$		$\Delta < 90^\circ$	
	N_{chan}	T , sec.	N_{chan}	T , sec.
2001 Peru	21	6.2	112	28.8
2001 Kokoxili	84	19.9	145	38.4
2004 Sumatra-Andaman Is.	54	16.7	164	52.4
2005 Nias	60	13.1	171	38.5
2006 Kuril Is.	76	16.2	245	54.1
2007 Kuril Is.	64	13.5	173	41.7
2008 Sichuan	58	12.8	156	35.0
2010 Maule	23	7.2	118	31.5
2011 Tohoku-oki	33	9.2	93	31.9

TAB. 2.1 – Temps de calcul mesurés lors de l'exécution de l'algorithme WCMT pour différents séismes. Les temps mesurés pour les stations situées à des distances $\Delta < 50^\circ$ et $\Delta < 90^\circ$ sont présentés. N_{chan} est le nombre de canaux restant après sélection des données tandis que T est le temps de calcul.

calcul augmente avec la distance épacentrale maximum considérée, il reste négligeable par rapport au temps de propagation de la phase W (i.e. 22 min pour $\Delta < 50^\circ$ et 35 min pour $\Delta < 90^\circ$).

2.5 Exemple d'application : Les séismes tsunami

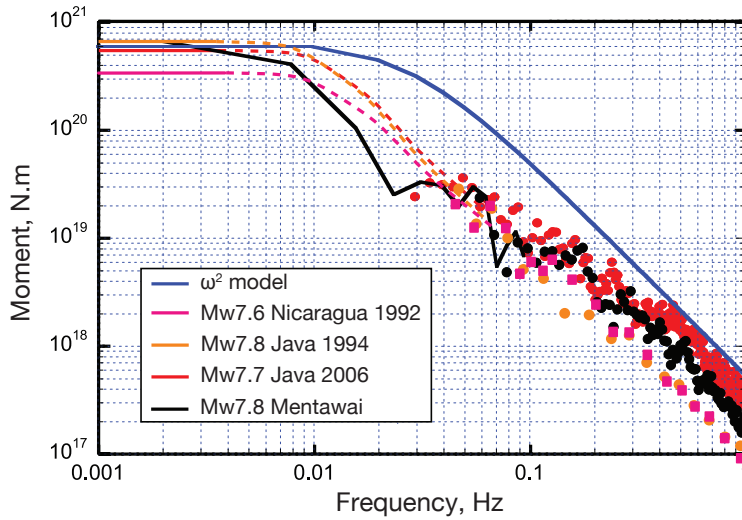


FIG. 2.15 – Spectres à la source pour différents séismes tsunami identifiés entre 1990 et 2010. Pour comparaison on présente le modèle w^2 pour une magnitude $M_w = 7.8$. D'après Polet & Kanamori (2000), Ammon et al. (2006) et Lay et al. (2011c).

Les séismes tsunami, définis initialement par Kanamori (1972), sont des événements pour lesquels l'amplitude du tsunami est anormalement importante par rapport à l'énergie sismique observée à courte période. D'après Abe (1989), Satake & Tanioka (1999) et Polet & Kanamori (2000), les séismes tsunami peuvent ainsi être définis comme des événements pour lesquels la magnitude des ondes de surface (M_s) est beaucoup plus faible que la magnitude tsunami (M_t) ou la magnitude de moment M_w . Cette définition est cependant

problématique car les très grands évènements $M_w > 8.0$ vont de toute façon montrer un écart important entre M_w et M_s étant donnée la saturation de M_s . Plusieurs explications ont été formulées pour expliquer l'excitation préférentielle des tsunamis pour ces évènements. La première raison évoquée est la durée de la fonction source expliquant les différences entre le moment sismique et les estimations de magnitude M_s effectuées à courte période (Kanamori, 1972). Une deuxième explication apportée par Okal (1988) est la propagation de la rupture dans des couches sédimentaires superficielles excitant le tsunami de façon beaucoup plus efficace que lorsque le glissement est effectué uniquement dans des couches plus rigides.

Le déficit d'énergie radiée à haute fréquence se traduit généralement par un spectre à la source anormalement longue période (i.e. par une fréquence coin très inférieure à celle prédite par le modèle ω^2). La Fig. 2.15 présente des exemples de spectres à la source obtenus pour différents séismes tsunami identifiés depuis 1990. Cette anomalie du spectre à courte période engendre généralement une sous-estimation de M_w lorsque l'estimation de la magnitude est effectuée à haute fréquence dans une bande passante étroite. Ainsi par exemple, le séisme de Java en 2006 a généré un tsunami associé à des hauteurs de vagues beaucoup plus importantes que celles prédites par la magnitude préliminaire $M_{wp} = 7.2$ (PTWC, 2006a) sous-estimant largement la magnitude de moment $M_w = 7.7$. La caractérisation rapide de la source des séismes tsunami est donc un défi important pour l'alerte tsunami étant donné le caractère anormal de ces évènements et leur fort potentiel destructeur. Comme indiqué par Polet & Kanamori (2000), les séismes tsunami sont généralement localisés à faible profondeur, à proximité de la fosse et souvent à une distance importante des côtes. Cette dernière observation est importante puisque le temps de propagation du tsunami pour ces évènements est généralement suffisant pour alerter les côtes les plus proches en utilisant les solutions de l'algorithme WCMT obtenues à l'échelle globale. Le tsunami généré lors du séisme de Java 2006 a atteint la côte la plus proche en ~ 40 min alors qu'une solution WCMT calculée à l'échelle globale aurait été disponible entre 22 min et 35 min après le temps origine.

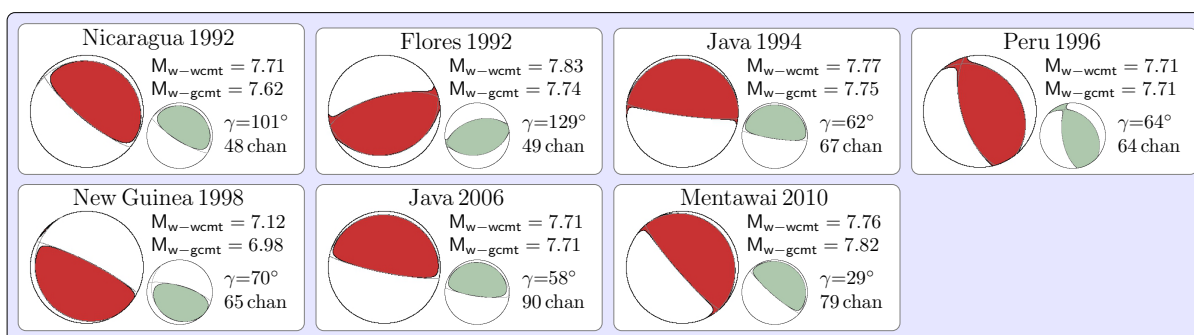


FIG. 2.16 – Solutions WCMT (*en rouge*) obtenues pour les séismes tsunami dans la période 1990-2010. Les séismes sont ordonnés chronologiquement. La magnitude de moment obtenue (M_{w-wcmt}), le gap azimutal (γ) et le nombre de canaux (chan) sont indiqués pour chaque évènement. Le mécanisme du catalogue GCMT (*en vert*) et la magnitude de moment correspondante (M_{w-gcmt}) sont présentés pour comparaison.

Pour évaluer la capacité de l'algorithme WCMT à caractériser rapidement la source des séismes tsunami, on s'intéresse à 7 événements récents marqués par la génération d'un tsunami anormalement important par rapport aux observations sismologiques effectuées à courte période et ayant par conséquent été qualifiés de séismes tsunami dans la littérature (Kanamori & Kikuchi, 1993; Satake & Tanioka, 1999; Heinrich et al., 1998; Polet & Kanamori, 2000; Abercrombie et al., 2001; Hébert et al., 2001; Ammon et al., 2006; Lay et al., 2011c) :

- Séisme du Nicaragua en 1992 ($M_w = 7.6$)
- Séisme de Flores en 1992 ($M_w = 7.7$)
- Séisme de Java en 1994 ($M_w = 7.8$)
- Séisme du Pérou en 1996 ($M_w = 7.7$)
- Séisme de Papouasie-Nouvelle-Guinée en 1998 ($M_w = 7.0$)
- Séisme de Java en 2006 ($M_w = 7.7$)
- Séisme de Mentawai en 2010 ($M_w = 7.8$)

On utilise les données des réseaux sismologiques mondiaux disponibles pour des distances épacentrales $\Delta \leq 90^\circ$. Il s'agit principalement de stations STS-1 et STS-2 appartenant aux réseaux G, GE, IC, II, IU et MN. Après déconvolution, le déplacement est filtré dans la bande-passante 1.7 – 6.7 mHz sauf pour le séisme de Papouasie-Nouvelle-Guinée pour lequel on utilise la bande 2.0 – 8.3 mHz étant donnée sa plus faible magnitude préliminaire (cf. table 3.2). Les solutions WCMT obtenues pour ces événements sont présentées en rouge sur la Fig. 2.16 et comparées aux solutions du catalogue Global CMT (GCMT) en vert. On observe un très bon accord entre les solutions GCMT et les solutions WCMT. Les mécanismes sont très similaires et la plus grande différence de magnitude est observée pour le séisme de Papouasie-Nouvelle-Guinée avec un écart $\Delta M_w = 0.14$ unité de magnitude. Les profondeurs *centroid* d_c déterminées indiquent des séismes superficiels (i.e. $d_c \leq 15.5$ km) sauf pour le séisme de Flores en 1992 et le séisme du Pérou en 1996 ($d_c = 23.5$ km).

Outre la capacité de l'algorithme WCMT à déterminer rapidement le tenseur moment sismique *centroid*, on examine ici sur son aptitude à identifier rapidement la nature anormale des séismes tsunami. On s'intéresse en particulier aux séismes tsunami caractérisés par une durée de rupture anormalement importante c'est à dire par un spectre à la source anormalement longue période. On propose donc ici d'utiliser le *time-shift* τ_c de la fonction source comme critère discriminant. On définit une demi-durée h_e attendue pour un événement avec un moment scalaire M_0 :

$$h_e = 1.2 \times 10^{-8} \times M_0^{1/3} \quad (2.34)$$

Cette relation correspond à une chute de contrainte constante (Kanamori & Anderson, 1975). La constante de proportionnalité est choisie ici telle qu'un séisme avec $M_0 = 10^{27}$ dyne-cm ($M_w = 7.3$) a une demi-durée de 12 s. On a pu voir dans la partie 2.3.2 que la sensibilité de la phase W à la demi-durée est faible contrairement au *time-shift* τ_c . Dans

l'algorithme WCMT on effectue donc la détermination de τ_c en supposant $h_c = \tau_c$. Si $\tau_c \gg h_e$ alors on considère que le *time-shift* est anormalement important pour un séisme avec moment M_0 donné. Une forte valeur du *time-shift* $\tau_c \gg h_e$ implique en effet un fort taux de moment à un délai anormalement important par rapport au temps origine. Cette anomalie est donc le symptôme d'une vitesse de rupture anormalement lente (i.e. un séisme tsunami) ou d'une complexité de l'histoire de la rupture (e.g. segmentation de la rupture en plusieurs sous-événements).

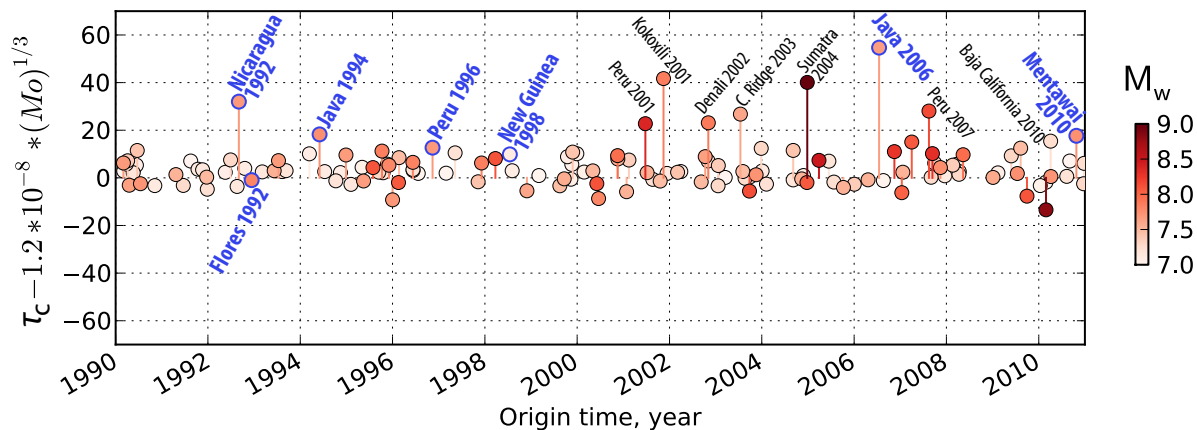


FIG. 2.17 – Différence $\tau_c - h_e$ entre le *time-shift* τ_c et la demi-durée attendue $h_e(M_0)$ estimée grâce à la relation (2.34). Cette différence est présentée pour les solutions WCMT obtenues pour les événements de $M_w \geq 7.0$ entre 1990 et 2010. Les points sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT. Le nom des séismes pour lesquels on observe une forte valeur de $\tau_c - h_e$ est indiqué. Les séismes tsunami étudiés dans la partie 2.5 sont présentés *en bleu*.

La Fig.3.31 présente les différences $\tau_c - h_e$ calculées à partir des solutions WCMT obtenues pour les événements $M_w \geq 7.0$ entre 1990 et 2010. Les séismes tsunami sont présentés en bleu et on indique également le nom des séismes pour lequel une forte valeur de $\tau_c - h_e$ est observée. On remarque d'abord que $\tau_c \sim h_e$ pour la majorité des séismes : 90% des événements $M_w \geq 7.0$ entre 1990 et 2010 présentent $|\tau_c - h_e| \leq 15$ s. Les séismes tsunami du Nicaragua en 1992, de Java en 1994 et 2006 et de Mentawai en 2010 sont clairement identifiables puisqu'ils présentent une forte valeur $\tau_c - h_e$. Par contre, les valeurs du *time-shift* τ_c ne sont pas anormales pour le séisme de Flores en 1992, du Pérou en 1996 et de Papouasie-Nouvelle-Guinée en 1998. La faible valeur de $\tau_c - h_e$ pour le séisme de Flores est cohérente avec l'observation de Polet & Kanamori (2000) selon laquelle cet événement n'est pas associé à un spectre à la source anormal. Cela renforce l'hypothèse selon laquelle le tsunami associé à ce séisme n'a pas été généré par l'évènement lui même mais par des glissements de terrains déclenchés pendant le tremblement de terre (Tsuji et al., 1995 ; Hidayat et al., 1995). Les faibles valeurs de $\tau_c - h_e$ pour le séisme du Pérou et de Papouasie-Nouvelle-Guinée sont également consistantes avec Polet & Kanamori (2000) qui remarque que les spectres à la source de ces événements ne présentent pas un déficit marqué de l'énergie radiée à courte période. En ce qui concerne le séisme de Papouasie-Nouvelle-Guinée en 1998, cela renforce l'hypothèse discutée par

Synolakis et al. (1995), Heinrich et al. (2000) et Polet & Kanamori (2000) selon laquelle la génération du tsunami pour cet évènement n'est pas non plus due à un caractère anormal de la source mais plutôt à un effet lié à la bathymétrie ou à un slump de sédiments déclenché par l'évènement. On remarque également une valeur importante de $\tau_c - h_e$ pour les séismes de Sumatra-Andaman en 2004 ($M_w = 9.1$) et du Pérou en 2001 ($M_w = 8.4$) et en 2007 ($M_w = 8.0$). Lay et al. (2010a) et Sladen et al. (2010) interprètent les faibles valeurs de vitesses apparentes observées pour les 2 séismes péruviens comme la conséquence d'une segmentation de la rupture en 2 séismes distincts présentant des vitesses de rupture conventionnelles. De façon intéressante, on note également de fortes valeurs de $\tau_c - h_e$ pour plusieurs évènements en décrochement : le Séisme de Kokoxili en 2001 ($M_w = 7.8$), de Denali en 2002 ($M_w = 7.9$), de la Dorsale de Carlsberg en 2003 ($M_w = 7.6$) et du golfe de Californie en 2010 ($M_w = 7.2$). Les valeurs importantes du *time-shift* τ_c pour ces évènements indiquent un fort taux de moment après un délai important par rapport au temps origine. Pour l'évènement de Kokoxili, de Denali et du golfe de Californie, cela semble clairement lié à la segmentation de la rupture en plusieurs sous-évènements (Tocheport et al., 2006 ; Eberhart-Phillips et al., 2003 ; Hauksson et al., 2010). Dans le cas du séisme sur la dorsale de de Carlsberg, Antolik et al. (2006) relève également une durée importante. Cet évènement peut vraisemblablement être classé parmi les séismes anormaux identifiés par Kanamori & Stewart (1976), Okal & Stewart (1982) et Pérez-Campos et al. (2003) sur les failles transformantes océaniques caractérisées par un déficit de l'énergie radiée à haute fréquence.

Pour résumer, comme le *time-shift* τ_c représente l'écart entre le temps *centroid* t_c et le temps origine t_0 (ou temps d'initiation de la rupture), il y a deux possibilités expliquer une valeur anormalement forte de $\tau_c - h_e$:

- le temps origine t_0 est erroné (forte incertitude lors de la localisation de l'hypocentre) ou difficile à déterminer comme lors d'évènements multiples ou complexes.
- l'évènement considéré est associé à un fort taux de moment après un délai important par rapport au temps origine t_0 traduisant ainsi une durée de rupture anormalement importante.

2.6 Conclusion

Ce chapitre présente la méthode WCMT permettant la détermination du CMT à partir des trois composantes de la phase W. La flexibilité, la robustesse, la rapidité à l'exécution et l'adaptabilité au temps réel sont les critères les plus importants qui ont été pris en compte lors du développement de l'algorithme.

La première partie de l'algorithme est l'extraction de la phase W à partir des enregistrements large-bande. Cette étape comprend la déconvolution de la réponse instrumentale et le filtrage passe-bande à longue période. La déconvolution est appliquée dans le domaine temporel comme un filtre récursif en approximant la fonction de transfert du capteur par la réponse d'un simple sismomètre électro-mécanique. Le principal avantage de cette ap-

proche par rapport au passage dans le domaine de Fourier est la possibilité de restituer le déplacement en temps réel, échantillon par échantillon. Cette technique permet également de récupérer facilement les formes d'onde de la phase W même pour des sismogrammes saturés au niveau des ondes de surface. La déconvolution dans le domaine temporel étant appliquée comme un filtre causal, elle permet en effet une utilisation optimum du signal pour des traces incomplètes ou jusqu'à saturation de l'instrument. Le filtrage à longue période est effectué en appliquant un filtre passe-bande butterworth déphasant. Pour les grands séismes ($M_w \geq 8$), la bande passante utilisée est 1 – 5mHz. Pour limiter l'effet du bruit à longue période, la priorité est toujours donnée pour une station particulière au capteur le plus longue période lors de la sélection des données. Il convient également d'adapter les fréquences de coupure du filtre pour les séismes de magnitude modérée ($M_w < 8$). Cette étape d'extraction de la phase W est effectuée très rapidement puisque la déconvolution et le filtrage pour toutes les traces représentent généralement 1% du temps de calcul de l'algorithme WCMT lorsqu'il est exécuté en séquentiel.

La détermination du CMT est effectuée en plusieurs étapes. Les paramètres CMT déterminés sont le tenseur moment sismique, la localisation du *centroid* spatial, le *time-shift* et la demi-durée de la fonction source triangulaire $S(t)$. Différentes paramétrisations sont possibles en utilisant la méthode WCMT. On peut ainsi déterminer le tenseur moment sismique complet, le tenseur moment sismique déviatorique ou un double couple. Il est aussi possible de contraindre l'azimut, le pendage, l'angle de glissement et/ou le moment sismique scalaire. L'estimation du tenseur moment sismique pour une fonction source $S(t)$ et un *centroid* spatial fixé nécessite le calcul au préalable des fonctions noyau. Ce calcul est effectué rapidement à partir d'une base de données des fonctions de Green. La première étape de l'inversion est la détermination du tenseur moment sismique pour une localisation préliminaire du *centroid* spatial. On utilise généralement le PDE, c'est à dire une localisation préliminaire de l'hypocentre fournie typiquement dans les 10 premières minutes après le temps origine. Cette étape comprend également la sélection d'un jeu de données optimal en rejetant les traces de la phase W montrant des différences importantes vis à vis des synthétiques calculés à partir de la solution préliminaire du tenseur moment sismique.

L'étape suivante est la détermination du *time-shift* τ_c et de la demi-durée h_c de la fonction source triangulaire $S(t)$. C'est un problème non-linéaire qui est résolu en utilisant une méthode d'exploration globale par *grid-search*. Etant données les longues périodes considérées, h_c n'est pas bien contraint contrairement à τ_c . On impose donc généralement $h_c = \tau_c$ soit pendant le *grid-search* soit après avoir déterminé la valeur de τ_c expliquant au mieux les données. Imposer la contrainte $h_c = \tau_c$ pendant le *grid-search* implique un temps de calcul plus important car il faut reconvoquer les fonctions de Green à chaque valeur de $h_c = \tau_c$ explorée en plus de la détermination du tenseur moment sismique correspondant. Effectuer uniquement la recherche de τ_c est beaucoup plus rapide puisqu'il suffit de décaler les fonctions noyau en temps. La dernière étape est la détermination de la localisation du *centroid* \mathbf{r}_c . Ce problème non-linéaire est également résolu par *grid-*

search en utilisant une approche itérative. On effectue d'abord une exploration globale pour déterminer un ensemble de points minimisant l'écart aux données autour desquels l'exploration est effectuée avec une meilleure résolution. Une fois que ce *grid-search* spatial est terminé, on obtient une estimation du tenseur moment sismique pour les valeurs optimales du *time-shift*, de la demi-durée et des coordonnées du *centroid* spatial.

Le *grid-search* spatial étant l'opération la plus coûteuse en temps de calcul, cette partie de l'algorithme est parallélisée pour tirer pleinement parti des architectures multicœurs de plus en plus répandues aujourd'hui. Les tests effectués sur processeur Intel Xeon X5450 3.00GHz (4 coeurs) et Intel Xeon E5345 2.33GHz (8 coeurs) montrent respectivement une efficacité $E_4 \approx 90\%$ et $E_8 \approx 80\%$ pour la détermination de la position *centroid*. L'estimation du temps d'exécution de l'algorithme WCMT pour plusieurs grands séismes montre que la détermination complète des paramètres CMT est effectuée en 40 s environ lorsque 150 canaux sont utilisés sur un processeur 4 coeurs. Ces estimations du temps de calcul varient bien évidemment en fonction du nombre de stations considérées mais restent quoi qu'il en soit négligeables par rapport au temps de propagation de la phase W.

Nous avons présenté un premier exemple d'application de l'algorithme en se focalisant sur les séismes tsunami. Ces séismes sont particulièrement difficiles à caractériser rapidement étant donné le caractère anormal de la source de ces événements. La détermination systématique des paramètres CMT pour les séismes tsunami identifiés depuis 1990 montre clairement le potentiel de l'algorithme WCMT pour l'estimation rapide de la source en vue de l'alerte tsunami. On a pu démontrer également que le *time-shift* τ_c semble être un indicateur intéressant pour identifier le caractère anormal de la fonction source des séismes tsunami ou les événements complexes.

Etant donné sa versatilité, l'algorithme WCMT peut être utilisé pour d'autres applications que la détermination rapide du CMT à partir de la phase W. On peut ainsi l'utiliser facilement pour effectuer un contrôle qualité des données par comparaison systématique entre les données calculées et observées après un grand tremblement de terre. La fenêtre temporelle est également facilement modifiable pour pouvoir effectuer une inversion du CMT basée sur les ondes de surface.

Application à l'échelle globale

Sommaire du chapitre 3

3.1	Introduction	66
3.2	Sismicité mondiale (1990-2010) - Article	67
3.2.1	Introduction	68
3.2.2	Data and preliminary treatment	71
3.2.3	Methodology	73
3.2.4	Results	80
3.2.5	Conclusion	102
3.3	Inversion WCMT en temps réel à l'échelle Globale	103
3.3.1	Implémentation à l'IPGS	103
3.3.2	Implémentation au PTWC	107
3.3.3	Séisme de Maule 2010 ($M_w = 8.8$)	113
3.3.4	Séisme tsunami de Mentawai 2010 ($M_w = 7.8$)	114
3.4	Inversion WCMT lors du séisme de Tohoku-oki 2011 - Article	116
3.4.1	Introduction	116
3.4.2	Real-Time results	117
3.4.3	Post-mortem results	118
3.4.4	Scalar seismic moment at very long period	121
3.4.5	Discussion and Conclusion	122
3.5	Conclusion	123

Résumé du chapitre

Nous procédons à une caractérisation systématique de la sismicité mondiale pour $M_w \geq 6.0$ entre 1990 et 2010 (2542 évènements) en utilisant la phase W. Pour chaque évènement, une magnitude préliminaire obtenue en mesurant l'amplitude moyenne de la phase W est utilisée pour estimer la demi-durée de la fonction source et pour choisir la bande passante dans laquelle les formes d'ondes sont filtrées. A partir de ces paramètres initiaux, le tenseur moment sismique est déterminé pour une position temporelle et spatiale optimale du *centroid*. La comparaison des résultats obtenus avec le catalogue Harvard et Global CMT (GCMT) illustre clairement la robustesse de l'algorithme et la qualité des solutions obtenues à des distances régionales et télé-sismiques. Les différences en termes de magnitude de moment M_w excèdent rarement 0.1 et les mécanismes obtenus

sont très similaires. Les événements ayant lieu peu de temps après un grand séisme sont problématiques pour la version standard de l'algorithme. Il y a en effet interférence des formes d'ondes générées par chaque événement et l'hypothèse d'un séisme isolé dans le temps et dans l'espace n'est plus valable. Plusieurs approches sont donc explorées pour essayer de résoudre ce problème particulier. Une des contributions importantes de ce travail a été l'implémentation en temps réel de la méthode WCMT dans plusieurs centres d'alerte à l'échelle globale. La version actuelle de l'algorithme est implémentée dans plusieurs centres d'alerte dont le Pacific Tsunami Warning Center (PTWC) et l'United States Geological Survey (USGS). L'algorithme est déclenché automatiquement au PTWC pour tout événement sur le globe correspondant à une magnitude préliminaire $M \geq 6.0$. Deux inversions du CMT sont effectuées : (1) 22 min après le temps origine (correspondant à des distances épacentrales $\Delta \leq 50^\circ$) et (2) 30 min après le temps origine ($\Delta \leq 75^\circ$). Les solutions obtenues sont délivrées au personnel d'astreinte lorsque $M_w \geq 6.8$. Les solutions WCMT calculées en temps réel à l'USGS sont publiées en ligne après validation.

3.1 Introduction

La phase W constitue un candidat idéal pour la détermination rapide et robuste des paramètres au premier ordre de la source sismique. Les principaux arguments supportant la fiabilité de la phase W pour l'étude de la source des grands séismes sont sa faible sensibilité aux structures superficielles, ses fortes vitesses de groupe et son caractère longue période permettant la caractérisation globale de la rupture. L'algorithme WCMT a été développé pour déterminer rapidement les paramètres CMT en tirant parti de ces atouts.

On propose d'abord dans ce chapitre de paramétrer et de valider l'algorithme en effectuant la détermination systématique du CMT pour les séismes de $M_w \geq 6.0$ entre 1990 et 2010. La période d'étude commence en 1990 car la méthode WCMT est difficilement applicable pour les données antérieures étant donné la faible couverture du globe par les réseaux sismologiques large bande de l'époque. L'exécution de l'algorithme WCMT en temps réel est généralement déclenchée automatiquement dans la première demi-heure suivant le séisme. Les solutions présentées dans ce chapitre pour tous les événements de $M_w \geq 6.0$ entre 1990 et 2010 sont donc obtenues de façon entièrement automatique sans aucune intervention manuelle pour modifier les paramètres lors de l'inversion. La détermination des solutions à partir de la phase W nécessite un paramétrage fin de l'algorithme à différentes étapes de son exécution. Ainsi par exemple, on a pu voir que le bruit à longue période pouvait être important pour certaines stations. Pour limiter l'effet du bruit sur les solutions CMT, une sélection des données est effectuée dans plusieurs parties de l'algorithme en utilisant différents critères et différents seuils de rejet qui seront détaillés dans ce chapitre. L'effet du bruit étant d'autant plus important que l'on considère des petits séismes, il est également nécessaire d'adapter la bande passante utilisée pour filtrer les données en fonction de la magnitude préliminaire de l'événement. Les différentes bandes fréquentielles seront définies dans ce chapitre et on verra comment déterminer la

magnitude préliminaire à partir de l'amplitude moyenne de la phase W.

Depuis 3 ans, différentes implémentations en temps réel de l'algorithme WCMT ont été effectuées à l'échelle globale grâce à plusieurs collaborations. La méthode est implémentée à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg (IPGS) qui constitue principalement un site test pour valider l'algorithme en vue de son implémentation dans les centres d'alertes. L'algorithme WCMT est aujourd'hui opérationnel au Pacific Tsunami Warning Center (PTWC) qui est en charge de l'alerte tsunami dans l'océan Pacifique, l'océan Indien et la mer des Caraïbes. La méthode WCMT est également utilisée à l'échelle globale à l'United States Geological Survey (USGS) qui publie les solutions obtenues en temps réel. Dans ce chapitre, on présentera les résultats obtenus en temps réel à l'IPGS, au PTWC et à l'USGS. On examinera en détail les solutions obtenues pour le séisme de Maule ($M_w = 8.8$) et le séisme tsunami de Mentawai ($M_w = 7.8$). On s'attardera ensuite sur le récent séisme de Tohoku-oki au Japon ($M_w = 9.0$, 2011).

3.2 Sismicité mondiale (1990-2010) - Article

Cette partie correspond à l'article Duputel et al. (2011a) intitulé *W phase source inversion for moderate to large earthquakes (1990-2010)* en révision à *Geophysical Journal International* (Auteurs : Z. Duputel, L. Rivera, H. Kanamori and G.P. Hayes).

Abstract

Rapid characterization of the earthquake source and of its effects is a growing field of interest. Until recently, it still took several hours to determine the first order attributes of a great earthquake (e.g. $M_w \geq 7.5$), even in a well instrumented region. The main limiting factors were data saturation, the interference of different phases and the time duration and spatial extent of the source rupture. To accelerate centroid moment tensor (CMT) determinations, we have developed a source inversion algorithm based on modeling of the W phase, a very long period phase (100 s - 1000 s) arriving at the same time as the P wave. The purpose of this work is to finely tune and validate the algorithm for large-to-moderate-sized earthquakes using three components of W phase ground motion at teleseismic distances. To that end, the point source parameters of all $M_w \geq 6.5$ earthquakes that occurred between 1990 and 2010 (815 events) are determined using Federation of Digital Seismograph Networks (FDSN), Global Seismographic Network broadband stations (GSN_BROADBAND) and STS1 global virtual networks of the Incorporated Research Institutions for Seismology Data Management Center (IRIS DMC). For each event, a preliminary magnitude obtained from W phase amplitudes is used to estimate the initial moment rate function (MRF) half duration and to define the corner frequencies of the passband filter that will be applied to the waveforms. Starting from these initial parameters, the seismic moment tensor is calculated using a preliminary location as a first approximation of the centroid. A full CMT inversion is then conducted

for centroid timing and location determination. Comparisons with Harvard and Global CMT solutions highlight the robustness of W phase CMT solutions at teleseismic distances. The differences in M_w rarely exceed 0.2 and the source mechanisms are very similar to one another. Difficulties arise when a target earthquake is shortly (e.g., within 10 hours) preceded by another large earthquake, which disturbs the waveforms of the target event. To deal with such difficult situations, we remove the perturbation caused by earlier disturbing events by subtracting the corresponding synthetics from the data. The CMT parameters for the disturbed event can then be retrieved using the residual seismograms. We also explore the feasibility of obtaining source parameters of smaller earthquakes in the range $6.0 \leq M_w < 6.5$. Results suggest that the W phase inversion can be implemented reliably for the majority of earthquakes of $M_w = 6$ or larger.

3.2.1 Introduction

Considerable effort has been made over the last two decades regarding the design and implementation of tools aimed at fast characterization of earthquake sources. Magnitudes, moment tensors, rupture patterns, shake maps, tsunami excitation and propagation scenarios are now routinely calculated and disseminated by several agencies whenever an earthquake occurs. The interest in making these estimations quickly available is twofold. Authorities and relief agencies can use the information to plan and perform rescue and aid operations. Earth scientists, on the other hand, rely upon the information to make critical decisions on re-programming a satellite orbit, or designing a field experiment, etc. The delay in availability of such results is highly variable and depends on the size of the event, its location on the globe and on the type of required result itself. For example, for a $M_w = 5$ earthquake occurring today in Japan or in California, a fairly reliable magnitude estimation is available within a few minutes after the origin time. As an opposite end member, it usually takes at least several hours before a reliable slip distribution is determined for a large earthquake even in a well instrumented region (e.g. Hayes et al., 2011).

Although it is desirable to reduce such a delay, there are severe limitations in this practice. The rupture process of large events can last several minutes, and any analyses based on the beginning of the records can only provide a lower bound to the magnitude estimate or to the extent of the associated rupture. Although it is always possible to use some hypothetical, simplified model to predict the final magnitude from signals generated during the early stages of the rupture, there is increasing evidence for a wide diversity in the nature of seismic sources (Kanamori, 2004) which translates into significant variations in narrow-band magnitude estimations. In addition to the rupture duration, it is also necessary to account for wave propagation time which can be substantial (e.g. 9 minutes for a direct P wave from a shallow event to be recorded at $\Delta = 50^\circ$). The use of nearby or regional records would then appear as desirable. Unfortunately, we do not always have good regional coverage with the existing global networks. Even in cases where regional

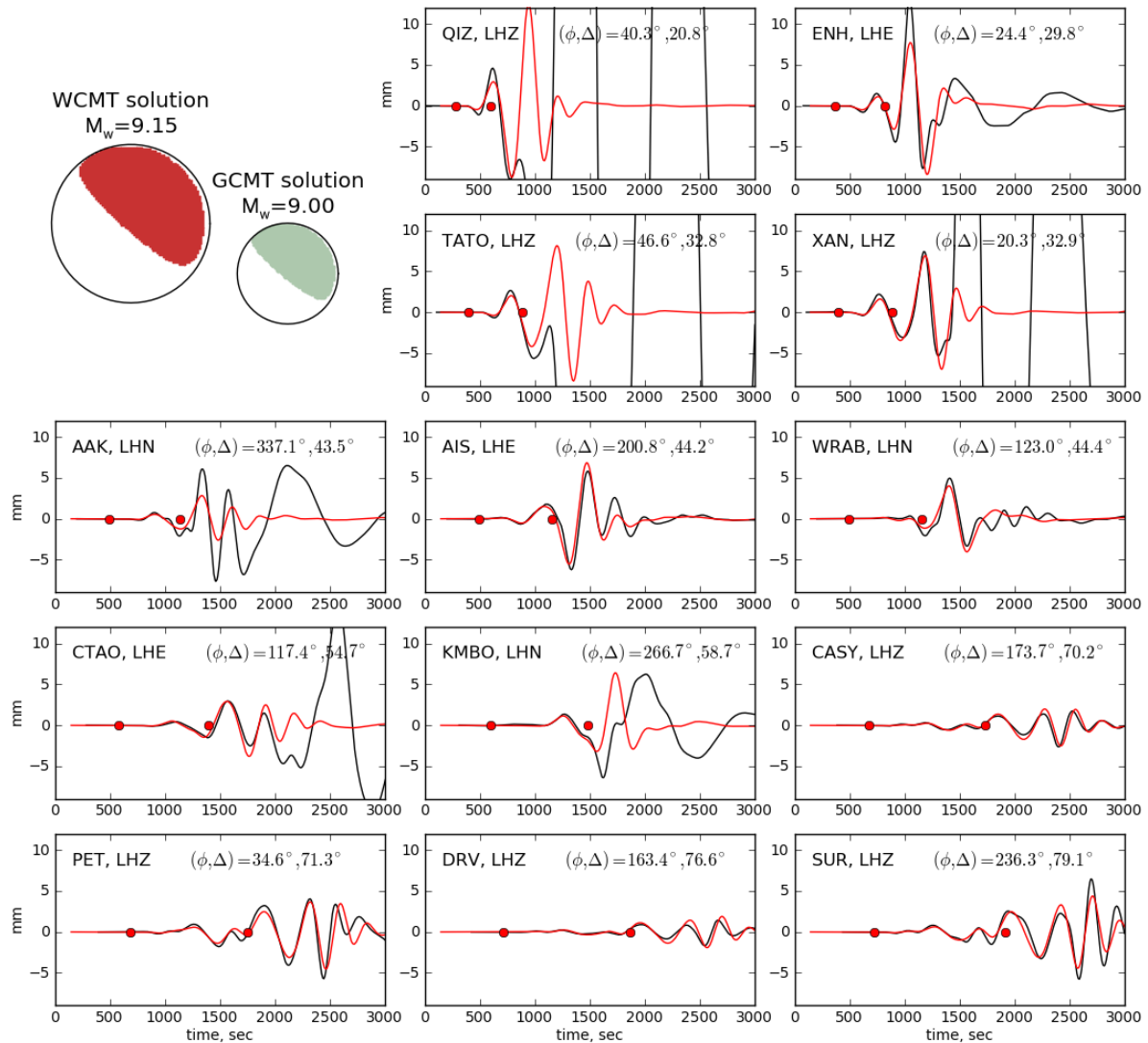


FIG. 3.1 – W phase source inversion results for the 2004 great Sumatra-Andaman Islands earthquake. W phase CMT (WCMT) and Global CMT (GCMT) solutions are shown in the top-left corner. Examples of observed waveforms (black lines) and the corresponding synthetics (red lines) computed from the WCMT solution are presented. The station azimuth (ϕ) and epicentral distance (Δ) are indicated as well as W phase time window, which are bounded by red dots. The WCMT inversion is based on the ground motion of stations within $\Delta \leq 90^\circ$ after applying a band pass filter in the 1-5mHz passband. W phase and later arrivals are often very well predicted by the WCMT solution although many channels have instrument problems during or after the surface waves arrivals (most of the broad band data within $\Delta \leq 40^\circ$ are saturated).

data are available, the use of seismological records close to the source (say $\Delta < 5^\circ$) can be problematic because such data are more sensitive to variations in the shallow structure of the Earth. Their use therefore requires an accurate earth model which incorporates 3D regional heterogeneity (Tsuruoka et al., 2009). Furthermore, if the rupture length is large, a point source approximation can be problematic for the closest stations even when analyzing long periods. Finally, regional and even teleseismic records of large events are often saturated across the frequency range. For example, most of the broad-band data available at FDSN stations within 40° of the 2004 Sumatra-Andaman Islands earthquake rupture are saturated at the arrival time of the surface waves. (Fig. 3.1).

To overcome these limitations, we have developed a centroid moment tensor inversion algorithm using the W phase, a very long period phase (100 s - 1000 s) identified after the 1992 Nicaragua tsunami earthquake by Kanamori (1993). The use of W phase for fast and accurate quantification of the source properties of great earthquakes is advantageous for several reasons. First, W phase has a fast group velocity which facilitates rapid inversion after an earthquake occurs. Second, the major part of the propagating energy associated with W phase is confined to the mantle, which is less heterogeneous than the crust, thus resulting in a relatively simple waveform. Finally, W phase has a very long period character which is essential for the source inversion of large earthquakes for several further reasons. In general, long periods increasingly dominate the wavefield as moment grows because the duration of rupture gets longer as the event gets larger. Furthermore, the size of the ruptured fault and the final slip amount control the tsunami wave height. The long period wavefield is also useful for the source analysis of Tsunami earthquakes, defined by Kanamori (1972). These events are often characterized by an anomalously long period spectrum at the source, which produces unusually large tsunami height relative to short period magnitude estimations (≤ 100 s, e.g. M_s). In the specific case of centroid moment tensor determinations, it is also fundamental to consider very long period waves since the point source approximation is used even for earthquakes rupturing large faults (≥ 100 km).

The W phase centroid moment tensor algorithm was initially developed by Kanamori & Rivera (2008b) using inversion of the vertical components of ground motion. For brevity we will refer to this paper as KR. A real-time application at National Earthquake Information Center (NEIC) using this version of the algorithm was set up by Hayes et al. (2009a) for $M_w \geq 5.8$ earthquakes on a global scale. The algorithm has now been extended to all three components of the ground motion and has been deployed in real-time at the IPGS (Strasbourg) for testing purposes, at NEIC and at the Pacific Tsunami Warning Center (PTWC) of the National Oceanic and Atmospheric Administration (Duputel et al., 2011b). We have also adapted the inversion for use on the regional scale, an application which is currently being tested in California, Japan, Mexico and Taiwan (Rivera & Kanamori, 2009; Rivera et al., 2010).

The purpose of this work is to fine-tune and validate the W phase algorithm for large to moderate earthquakes using three component ground motions at regional and teleseismic

	6.50-6.74	6.75-6.99	7.00-7.24	7.25-7.49	7.50-7.99	8.00-9.00	total
1990 - 1993	65	39	25	7	11	0	147
1994 - 1997	72	40	32	5	17	3	169
1998 - 2001	53	35	23	10	13	3	137
2002 - 2005	72	26	19	14	11	4	146
2006 - 2009	71	40	15	17	17	5	165
2010 - 2010	18	14	6	9	3	1	51
total	351	194	120	62	72	16	815

TAB. 3.1 – Number of events as a function of date and magnitude

distances. To this end, the point source parameters of all $M_w \geq 6.5$ earthquakes that occurred between 1990 and 2010 (815 events) are systematically determined using FDSN, GSN_BROADBAND and STS1 global virtual networks. While our new W phase catalog is complete to $M_w = 6.5$, we also explore the use of the W phase inversion for all earthquakes between $6.0 \leq M_w < 6.5$, to assess whether reliable source parameters can also be obtained for smaller events.

In subsequent sections, we focus on the application of the W phase inversion to produce a complete catalog of events for all $M_w \geq 6.5$ earthquakes since 1990. While the approach used for smaller events is the same, we discuss this specific application in a separate section, as the resulting W phase catalog is no longer complete and as such should be distinguished from our main focus.

3.2.2 Data and preliminary treatment

We use three component broadband data of moderate to large earthquakes which occurred in the period 1990-2010 and were recorded at regional and teleseismic distances. In order to have a homogeneous reference catalog, we start from the Global CMT (GCMT ; Dziewonski, 1982 ; Ekström et al., 2005 ; Ekström & Nettles, 2006) database and select all the events with $M_w \geq 6.5$. We use the moment tensor elements provided by GCMT to compute scalar moment M_0 using Silver & Jordan (1982)'s and Dahlen & Tromp (1998)'s definition of $M_0 = \sqrt{\sum_{ij} M_{ij}M_{ij}/2}$ and M_w as :

$$M_w = \frac{2}{3}(\log_{10}(M_0) - 16.10) \quad (3.1)$$

with M_0 in *dyne-cm* (Kanamori, 1977 ; Hanks & Kanamori, 1979). Table 3.1 lists the magnitude distribution of these events as a function of time.

Our main criterion for data selection is the availability of a broadband sensor. Four types of sensor dominate our data set : STS-1, STS-2, KS-5400 and CMG-3T. Data are obtained through NetDC from the data holdings at IRIS DMC and Geoscope. We use 1s-sampled data (LHZ) mostly from II, IU, G, GE and MN networks. Some additional stations from other FDSN affiliated networks are also included to improve spatial coverage. For some stations, several streams are available (different location-IDs). In such a cases

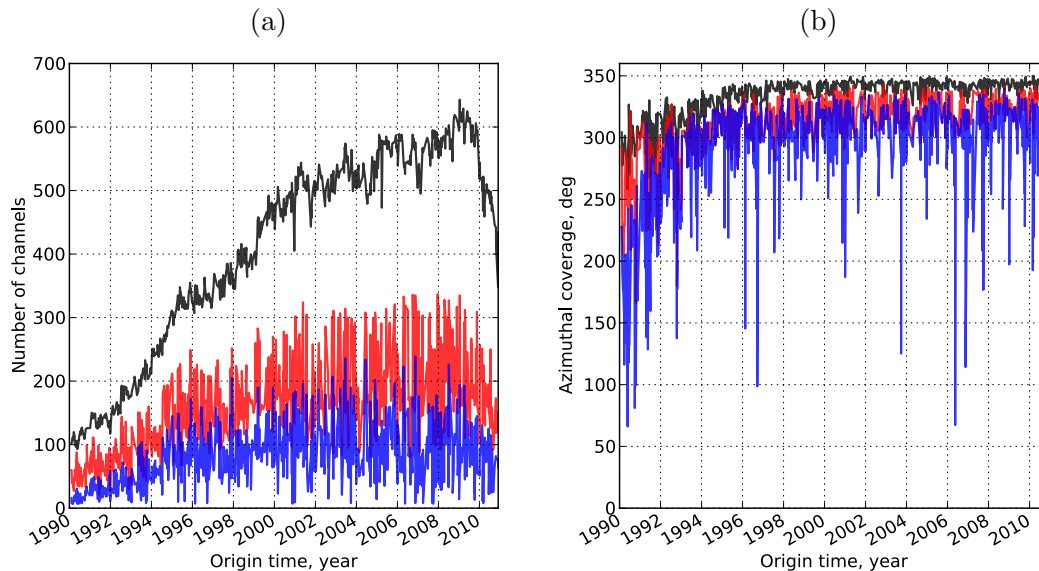


FIG. 3.2 – Data coverage for LH channels extracted from SEED volumes of $M_w \geq 6.5$ events for virtual networks : FDSN, GSN_BROADBAND and STS1 between 1990 and 2010. The number of LH channels is shown in (a) while the azimuthal coverage is presented in (b). The total number of available LH channels is shown in black. For stations within $\Delta \leq 90^\circ$ epicentral distance, the selected W phase traces before and after the data screening are presented respectively in red and blue.

Magnitude range	Passband filter, mHz (s)
$M_{w-wprel} \geq 8.0$	1.0 - 5.0 (200 - 1000)
$8.0 > M_{w-wprel} \geq 7.5$	1.7 - 6.7 (150 - 600)
$7.5 > M_{w-wprel} \geq 7.0$	2.0 - 8.3 (120 - 500)
$7.0 > M_{w-wprel} \geq 6.5$	4.0 - 10.0 (100 - 250)

TAB. 3.2 – Corner frequencies used for butterworth bandpass filtering (4th order, causal) in W phase inversion, based on initial W phase magnitude estimates ($M_{w-wprel}$). The frequency passbands used by Hayes et al. (2009a) were modified when horizontal component seismograms are included in W phase inversion.

we give priority to the longer period sensor. Coverage is quite variable, and depends not only on the event size and its epicentral location but also on time as a result of the improvement of the worldwide broadband station distribution since 1990 (Fig. 3.2).

To design the W phase source inversion, we have to choose the proper time-window and passband corner frequencies. Following KR, at a given epicentral distance Δ , the W phase time window extends from the theoretical P arrival time $t_P(\Delta)$ to $t_P(\Delta) + 15 s/^\circ \times \Delta$. The end time is chosen here to ensure that the time window ends before the arrival of large surface wave trains. The original standard frequency band used in KR for large events ($M_w \geq 8.0$) was 1-5mHz. However, in order to have a sufficiently high signal to noise ratio for smaller events, it is necessary to gradually-shift the pass-band towards higher frequencies (Hayes et al., 2009a; see Table 3.2). This is related to the well known behavior of the background noise steadily growing at periods longer than 200 s. The long period edge of the passband filter is also dictated by the fact that some of the seismometers used (e.g. STS-2) become noisy at very long periods. To choose the appropriate passband

corner frequencies (Table 3.2) prior to the inversion of each event, we perform a preliminary magnitude estimation by measuring the overall vertical W phase amplitude in the 1-5mHz passband as detailed in section 3.2.3.3.

Following KR, both instrumental deconvolution (to ground displacement) and band-pass filtering (4th order, causal, butterworth) are implemented in the time domain as IIR filters. Working in the time domain is very useful for real-time operations since the data can be processed sample by sample as they become available. Moreover, in contrast to traditional frequency-domain deconvolution, it allows the retrieval of the W phase on records clipped at the arrival of large amplitude surface waves. Once cut to length, traces are concatenated to build the data set to be used in the inversion.

Finally, two data sets are defined for each event according to the maximal epicentral distance : $5^\circ < \Delta < 50^\circ$ and $5^\circ < \Delta < 90^\circ$. The first data set is available 22 min after the origin time ; the second requires an additional 13 min. The reason for using these two distinct data sets will be made clear in the next section.

3.2.3 Methodology

3.2.3.1 Overall real-time operation protocol

The W Phase centroid moment tensor inversion (WCMT) is in a way similar to the approach of Dziewonski et al. (1981) and Dziewonski & Woodhouse (1983). The three main differences are (1) the time-window, (2) the longer periods used in the WCMT inversion and (3) the algorithm employed to determine the best point source location (centroid). The source parameters to be determined are the elements of the seismic moment tensor $\mathbf{f} = [M_{rr}, M_{\theta\theta}, M_{\phi\phi}, M_{r\theta}, M_{r\phi}, M_{\theta\phi}]^t$ (either 5 or 6 elements depending on whether we invert for the full or the deviatoric moment tensor) and the 4 space-time coordinates of the centroid $\boldsymbol{\eta}_c = [\theta_c, \phi_c, r_c, \tau_c]^t$ where θ_c is the colatitude, ϕ_c is the longitude, r_c is the radius, and τ_c is the centroid time. The full WCMT solution vector can thus be defined as :

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} \mathbf{f} \\ \boldsymbol{\eta}_c \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Here, we use the term "centroid" following the common practice in source inversion studies, but what we actually determine is the best point source location and the mechanism. Thus, the centroid location and CMT here should be interpreted as the best point source location and the moment tensor, respectively. The centroid $\boldsymbol{\eta}_c$ can be estimated by seeking the point source location which minimizes a quadratic misfit function between the W phase data vector (\mathbf{d}_w) and the corresponding synthetic vector (\mathbf{s}_w) :

$$\chi(\mathbf{m}) = \frac{1}{2}(\mathbf{s}_w(\mathbf{m}) - \mathbf{d}_w) \cdot (\mathbf{s}_w(\mathbf{m}) - \mathbf{d}_w) \quad (3.3)$$

The synthetic seismograms \mathbf{s}_w are obtained from pre-computed Green's functions calculated using normal mode summation for an epicentral distance range of $0^\circ \leq \Delta \leq 90^\circ$ with

an interval of 0.1° and for a depth range of $0 - 760$ km. The effect of finite source duration on W phase traces is accounted for by assuming the moment rate function (MRF) to be an isosceles triangle of half duration h_c centered at τ_c . There are two main reasons why the location and origin time estimated from body wave arrivals cannot be assumed as the centroid. First, the errors in hypocentral parameters can be substantial when they are obtained within minutes of the origin time. Secondly, for large earthquakes, the hypocentre can be significantly different from the centroid.

Fig. 3.3 presents the overall algorithm we follow in the present study. The horizontal axis represents increasing time and does not include effects of data latency. Let us then suppose that somewhere on the globe an event occurs at $t = t_0$ and at $t_a \sim t_0 + 10$ min or so, we receive from some agency the preliminary epicentral coordinates, depth and origin time. For brevity we will call this information the Preliminary Determination of Epicenter, (PDE). In the context of this work, the PDE means the preliminary hypocenter location and origin time specified in Global CMT solution files (e.g. the first line in the CMTSOLUTION format). Most of these correspond to the best available USGS solution at the time of GCMT computation. The arrival of this information triggers the operation of our application, which will produce three levels of outputs. Output level 1 (OL1) consists of a preliminary W phase magnitude estimation. Output level 2 (OL2) provides a first solution \mathbf{m}_{PDE} by using a preliminary fixed location $\boldsymbol{\eta}_{\text{PDE}}$ as the centroid (i.e. the PDE). A grid-search of the centroid location $\boldsymbol{\eta}_c$ is then performed to obtain Output level 3 (OL3), which includes the full optimal WCMT solution \mathbf{m}_{OPT} .

Chronologically, OL1 is first computed when W phase data for stations within $5^\circ \leq \Delta \leq 50^\circ$ are available at $t_b \equiv t_0 + 22$ min ($\sim t_0 + t_P(\Delta = 50^\circ) + 15 \text{ s/}^\circ \times 50^\circ$). As described in section 3.2.3.2, the preliminary magnitude delivered in OL1 is estimated from vertical W phase amplitudes in the frequency band 1-5mHz. It is used to determine the most appropriate frequency passband shown (Table 3.2) in the later stages of the algorithm (i.e. OL2 and OL3). As detailed in section 3.2.3.4, it is also used to determine the a priori time-shift and half duration of the MRF. Quickly after OL1, our application delivers OL2, consisting of a first moment tensor solution \mathbf{m}_{PDE} and the optimum time-shift and half duration of the MRF. If there are enough channels (i.e. number of station $N \geq 30$ and azimuthal gap $\gamma \leq 270^\circ$), OL3 is also computed to obtain a preliminary optimized CMT solution. At $t_c \equiv t_0 + 35$ min ($\sim t_0 + t_P(\Delta = 90^\circ) + 15 \text{ s/}^\circ \times 90^\circ$), the second data set for the distance range $5^\circ \leq \Delta \leq 90^\circ$ is available. Since the surface area covered by this data set is nearly three times larger than that with $\Delta \leq 50^\circ$, is far more complete, and we can perform another inversion including stages OL2 and OL3 (using the final magnitude from the preliminary inversion as a substitution for OL1) which we consider as the final optimum WCMT solution. The solution obtained for $\Delta < 50^\circ$ uses less data but is available 13 min before the solution obtained for $\Delta < 90^\circ$ and as such can be very useful, for warning purposes.

At a given centroid location and origin time, we invert for the moment tensor. This is a linear, least-square inversion in which we can optionally impose the trace of the

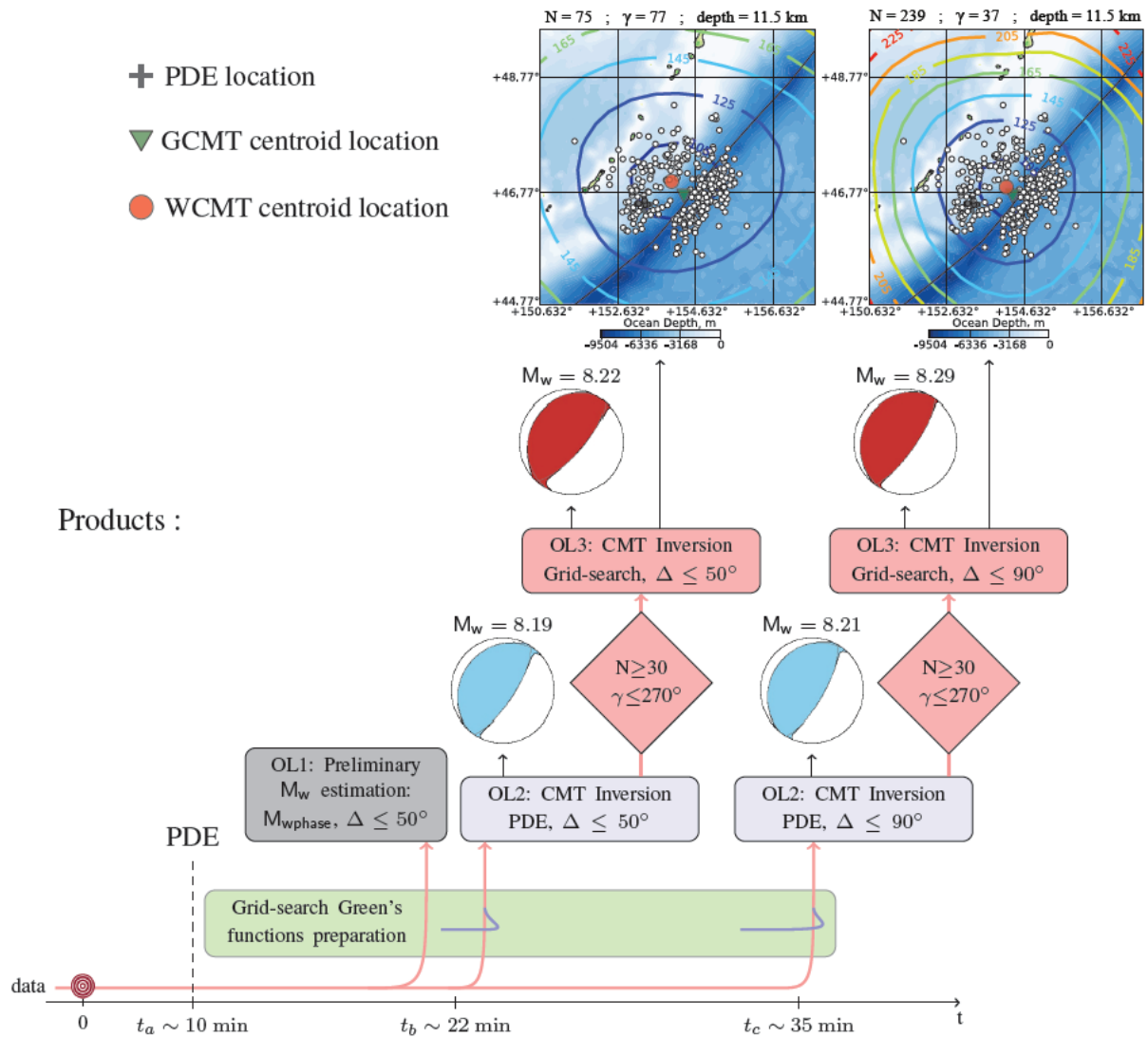


FIG. 3.3 – W phase CMT inversion time line. The output level 1 (OL1) is presented in dark grey, the output level 2 (OL2) in blue and the output level 3 (OL3) in red. N is the number of channels after data screening, γ is the azimuthal gap and Δ is the epicentral distance. The horizontal axis represents increasing time together with the data flow (red line) and the GF calculation for the centroid optimization (blue lines). The solutions obtained for the $M_w = 8.30$ 2006 Kuril earthquake corresponding to OL2 and OL3 are presented for $\Delta \leq 50^\circ$ and $\Delta \leq 90^\circ$. The centroid grid-searches are also displayed on the top of the figure for $\Delta \leq 50^\circ$ and for $\Delta \leq 90^\circ$. The black cross represents the PDE location while the red dot corresponds to the WCMT centroid and the green triangle indicates the GCMT centroid. The isolines correspond to the normalized RMS misfit computed during the grid-search. The locations of $M_w \geq 5.0$ aftershocks recorded during the 24 hours after the main shock are indicated by white dots (from the USGS PDE catalog).

seismic moment tensor to be zero ($trace(\mathbf{M}) = 0$). This first moment tensor estimation is quasi-instantaneous. Only when thousands of synthetic seismograms are calculated does the computation time become significant. This is the case for OL3, where we want to perform an inversion for each potential location $\boldsymbol{\eta}_c$ on a 3D grid surrounding the epicenter $\boldsymbol{\eta}_{PDE}$. Despite the computation time-cost, we prefer this approach to those based on local derivatives of equation (3.3) (as in Dziewonski et al., 1981; Dziewonski & Woodhouse, 1983), because of its robustness in a radially varying earth. In real time operations, the computation delay can be reduced : by computing Green's functions over a grid geometry defined around the initial PDE received at time t_a . Since this computation takes place as the W phase is traveling to the stations, by the time the W phase data are available at t_b and t_c , all the Green's functions are ready to be used in the inversions.

In practice, for the present study where we are dealing with past events, the data are made available to the application instantaneously as event SEED volumes containing both the seismic traces and the instrumental responses.

3.2.3.2 Data screening

An important task throughout the inversion process is data screening. Both in real-time and for further analysis, we need to handle situations in which some bad traces are included in the data set (e.g. noisy or dead channels, bad instrument responses, incomplete traces, etc.). As described in the next paragraphs, screening filters are set up at different stages of the WCMT algorithm to identify and remove such records.

Following KR, we fit the instrumental response of each sensor within a predefined frequency band (0.001-100 Hz) to that of a simple electromagnetic velocimeter with three free parameters : natural period, viscous damping and gain factor. If the result of this fit is good enough (misfit smaller than 3%) the response is stored in a look-up table in the form of the coefficients of the recursive filter to be used for deconvolution ; otherwise, the corresponding traces are discarded. In general the volume of rejected data at this stage is extremely small.

The first screening performed is a *noise screening*, which is used to reject the noisiest traces. The pre-event displacement power spectral densities (PSD) are computed for the whole data set using a duration of 3 hours preceding the origin time. We reject any channel for which the average difference between its noise curve and the New High Noise Model (NHNM ; Peterson, 1993) in the frequency band 1-10mHz is positive (i.e. very noisy traces).

Any incomplete trace over the interval $[t_P, t_P + 15 \text{ s} / \Delta]$ is also removed from the data set. Although in some cases it could be technically feasible to use such a trace, (thanks to the time domain analysis we use), we prefer not to use them in order to maintain a simple algorithm and to avoid potential data artifacts.

Next, a *median screening* is used to reject traces associated with incorrect instrument responses and to remove glitchy or dead channels. It is applied after performing the time-domain deconvolution and bandpass filtering, according to the following procedure. For

each trace j , we compute its peak-to-peak value p_j in the W phase time-window. From the complete set of p_j , we compute the event's median value m , and reject traces with p_j significantly different from m ($p_i < 0.1 \times m$ or $p_i > 3 \times m$). Although this screening method can accidentally reject some good data (e.g. a nodal station), it has the advantage of being completely independent of the misfit in equation (3.3) and does not require any forward modeling.

Finally, we apply a *misfit screening* based on the similarity between observed and synthetic W phase traces. After performing a WCMT inversion, we can compute the rms-misfit according to :

$$\rho_i = \frac{\|\mathbf{s}_w^i - \mathbf{d}_w^i\|^2}{\|\mathbf{s}_w\|^2} \quad (3.4)$$

where \mathbf{s}_w^i and \mathbf{d}_w^i are respectively the synthetic and data traces corresponding to the i -th channel. The normalisation is used to dampen the effect of the event's magnitude. ρ_i is then compared with a given threshold ρ_{max} . Those stations for which $\rho_i > \rho_{max}$ are removed before restarting a new inversion with the reduced data set. Several thresholds corresponding to increasingly more stringent criteria are successively applied. In the present application, we use three consecutive thresholds : $\rho_{max} = [5.0, 3.0, 1.0]$.

Fig. 3.2 presents the fraction of LH channels that remain after applying these data screening filters. The initial number of files extracted from SEED volumes is presented in black, the number of channels selected for $\Delta \leq 90^\circ$ is shown in red, and the final number of W traces after the screening processes is presented in blue. On average for $M_w \geq 6.5$ earthquakes occurring between 1990 and 2010, 50% of channels are rejected during the data screening process.

In this work, we define *disturbed events* as any earthquake whose signal is contaminated by the large amplitude waveforms of a preceding event. More precisely, they are defined as events occurring within 1 hour of $M_w \geq 6.5$ events, or less than 10 hours after $M_w \geq 7.0$ earthquakes, and which demonstrate a poor station distribution after the data screening process for $\Delta \leq 50^\circ$ (i.e. $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$). The standard W phase algorithm is not well suited to model such events because the assumption of an isolated source in time and space is no longer valid. Using this approach, 44 disturbed earthquakes have been recognized and rejected from our catalog. The list of *disturbed events* over the period 1990-2010 is detailed in Table C.1. In section 3.2.4.5, we explore a possible scheme to handle them in real time.

3.2.3.3 Preliminary W phase magnitude estimation (OL1)

At $t_b = t_0 + t_P(\Delta = 50^\circ) + 15 \text{ s/}^\circ \times 50^\circ \sim t_0 + 22 \text{ min}$, W phase traces for all stations within $\Delta < 50^\circ$ are available and the first data set can be built. Before trying a formal inversion for the moment tensor we perform a first-order fit of the W phase amplitudes as a function of distance and azimuth. Following KR, the idea here is to capture the information carried by the overall vertical amplitude of W phase and to translate it into magnitude.

After instrument correction of vertical component data and band-pass filtering in the 1-5mHz range, we remove incomplete traces and apply a *median screening* to remove conspicuous outliers. We then measure the peak-to-peak value p_j on each W trace j . These amplitudes are then reduced to a common distance ($\Delta = 40^\circ$). This procedure is similar to the Richter Magnitude original definition (Richter, 1935). To capture the overall amplitude level while allowing some azimuthal variations due to the mechanism, these reduced amplitudes are matched to a two lobe azimuthal pattern corresponding to a pure thrust or normal-fault earthquake :

$$p_j = q(\Delta_j)[a - b \cos^2(\Phi_j - \Phi_0)] \quad (3.5)$$

where $q(\Delta_j)$ is the W phase amplitude decay (see Table 2 of KR) and a , b and Φ_0 , the parameters to be determined. Equation (3.5) can be solved as a linear least-square problem by inverting for $a - b/2$ (the average amplitude), $b \cos(2\Phi_0)/2$ and $b \sin(2\Phi_0)/2$. The resulting average amplitude $a - b/2$ can then be used as a direct measure of the seismic moment. It is also useful to solve for Φ_0 if we want to obtain a rough estimate of the fault strike ϕ . This choice of a two lobe azimuthal pattern associated with a pure thrust mechanism is motivated by the fact that the W phase algorithm is primarily targetted at the inversion of large tsunamigenic earthquakes.

The purpose of this preliminary estimation is twofold. First, it provides a quick, simple and robust magnitude estimation which is independent of any additional hypothesis and modeling details ; this is the first output, OL1, of our algorithm. Secondly, the magnitude so obtained can be used as a proxy for the initial estimate of the duration of the moment rate function to be used in subsequent stages. Note that neither the focal mechanism nor the centroid depth are needed for this preliminary magnitude estimation.

3.2.3.4 MT inversion at PDE (OL2)

After performing the *noise screening*, rejecting channels showing a bad instrumental response fit or with truncated records and applying a *median screening*, we perform a first moment tensor inversion. As is typical in moment tensor inversion algorithms, we impose a zero trace to the moment tensor to cope with the poor resolution of the isotropic components for shallow earthquakes (Mendiguren, 1977). This hypothesis is clearly supported by the fact that most earthquakes can be modeled at long period as a shear mode dislocation (i.e. double couples).

Beside the waveforms, we need here a centroid location, centroid time and a MRF duration. At $t_b \sim t_0 + 22$ min we use the PDE location as our best guess for the centroid location, while the duration is estimated by a scaling law from the seismic moment obtained in OL1 :

$$h_c = 1.2 \times 10^{-8} \times M_0^{1/3}, \quad (3.6)$$

where h_c is in seconds and M_0 in *dyne-cm*. This relation is obtained from the constant

stress drop scaling relation (Kanamori & Anderson, 1975) $h_c \propto M_0^{1/3}$. The constant of proportionality is set so that an earthquake with $M_0 = 10^{27}$ dyne-cm ($M_w = 7.3$) has a half duration of 12 s. At $t_c \sim t_0 + 35$ min we use the duration obtained at OL2 for $\Delta \leq 50^\circ$.

We can then select the corresponding Green's functions from the data base, convolve them with the MRF shape and apply the same band-pass filter as applied to the data.

One more parameter is necessary to compute synthetic traces directly comparable to the waveform data : the delay τ_c between origin time (i.e. PDE) and the centroid time. This is determined with a grid-search by performing several moment tensor inversions for a range of trial values of τ_c . This is an inexpensive operation since changing this delay requires simply a time shift of the Green's functions or of the data traces in the opposite direction. As a result of this grid-search we obtain an optimal delay value. The MRF duration h_c , being generally significantly smaller than the long periods of the W phase, is poorly constrained by the waveforms in contrast to τ_c . We thus use the optimal delay value as a new proxy for h_c (i.e. we assume that $h_c = \tau_c$). With these parameters, we compute three successive moment tensor inversions using an increasingly stringent *misfit screening* with thresholds $\rho_{max} = 3.0$, $\rho_{max} = 2.0$ and $\rho_{max} = 1.0$ for the channel rms-misfit in equation (3.4). The resulting moment tensor solution is our second level output OL2.

3.2.3.5 Optimized CMT inversion (OL3)

After determining the optimum centroid time and MRF half duration, we attempt to find a centroid location which is better than the preliminary location estimate. For this purpose we setup a 3D grid-search (latitude-longitude-depth), where each grid-node is used as a potential centroid location and a complete WCMT inversion is made. The rms misfit in equation (3.3) is used as an objective function to choose the optimal centroid location. To make certain that the rms values for different centroids are comparable, we must use the same data set. For this reason, we do not apply any additional screening at this level. The typical dimension of the grid is $2.4^\circ \times 2.4^\circ \times 100$ km, centered on the PDE location, and the minimum allowed centroid depth is 12 km. The depth step (Δh) is variable with the centroid depth (h) :

1. $\Delta h = 2$ km for $h \leq 25.5$
2. $\Delta h = 5$ km for $25.5 \leq h \leq 50.5$
3. $\Delta h = 10$ km for $h \geq 50.5$

A multiple scale grid-search is performed for each depth : First, a global exploration of the latitude-longitude space is conducted using a large sampling step (40 km). We then select several locations which represent the best least squares misfits between observed and calculated waveforms. Another exploration is then performed around these optimal points by increasing the horizontal sampling resolution (10 km). The initial grid size is increased if one of the chosen locations is within one cell of the grid edge. Finally, we choose the

centroid depth, latitude and longitude which minimizes the rms misfit in equation (3.3) and take it as the optimum WCMT centroid (OL3).

3.2.4 Results

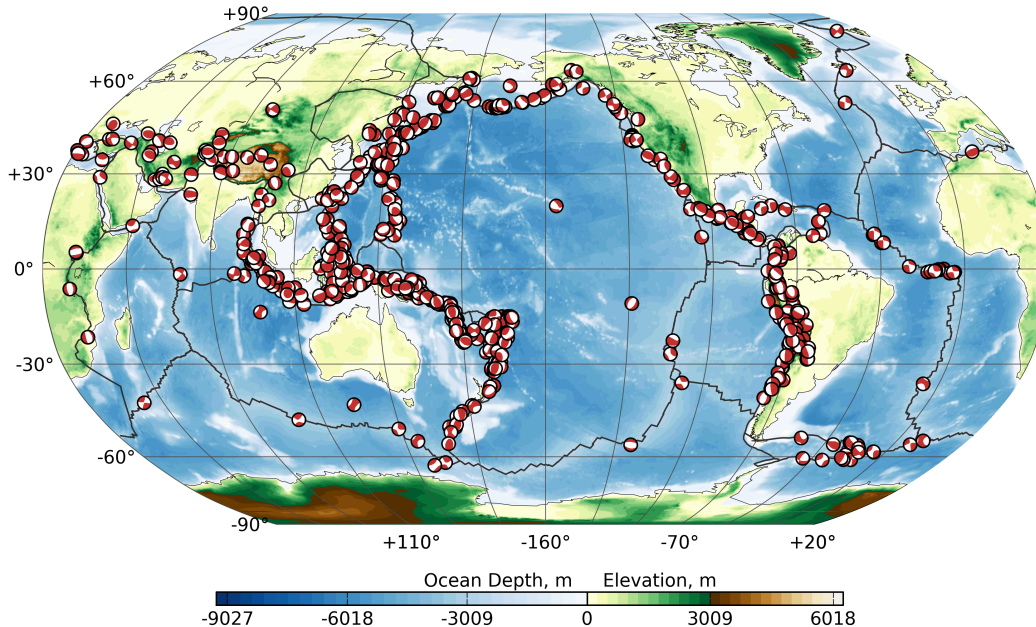


FIG. 3.4 – WCMT solutions obtained for $M_w \geq 6.50$ earthquakes from 1990 to 2010. The stations within $\Delta \leq 90^\circ$ epicentral distance are used. Mechanisms corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are shown in blue and mechanisms corresponding to OL3 (i.e. $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are presented in red. The complete collection of solutions is presented in Fig 3.5 and in Appendix C.2 (Figs. C.1 to C.10).

In this section we present the results of applying the protocol defined above to earthquakes with $M_w \geq 6.50$ since 1990 (i.e. 815 events), and systematically compare them with the GCMT solutions. Fig. 3.4 shows the global distribution of the WCMT mechanisms. In Fig. 3.5, we present detailed solutions for $M_w \geq 7.59$ events together with GCMT solutions for comparison. In appendix C.2 (Figs. C.1 to C.10) we provide WCMT and GCMT solutions for $6.5 \leq M_w < 7.59$ earthquakes. The solutions resulting from the extension to $6.0 \leq M_w < 6.5$ are presented from Fig. C.12 to Fig. C.35 in the online supplementary material.

3.2.4.1 Preliminary magnitude estimation

In Fig. 3.6, twelve examples of distance-corrected amplitude-azimuth fits are presented. In each, the continuous line represents the regression while the colored bars indicate the corrected peak-to-peak values at different epicentral distances. The fits are generally good, even for stations at large epicentral distances ($\Delta > 50^\circ$) which are not included in the inversion. In addition to the good match between these W phase preliminary magnitudes ($M_{w-wprel}$) and the GCMT magnitudes (M_{w-gcmt}), we note that the orientation of the lobes specified by Φ_0 in equation (3.5) is often a good estimate of the fault strike.

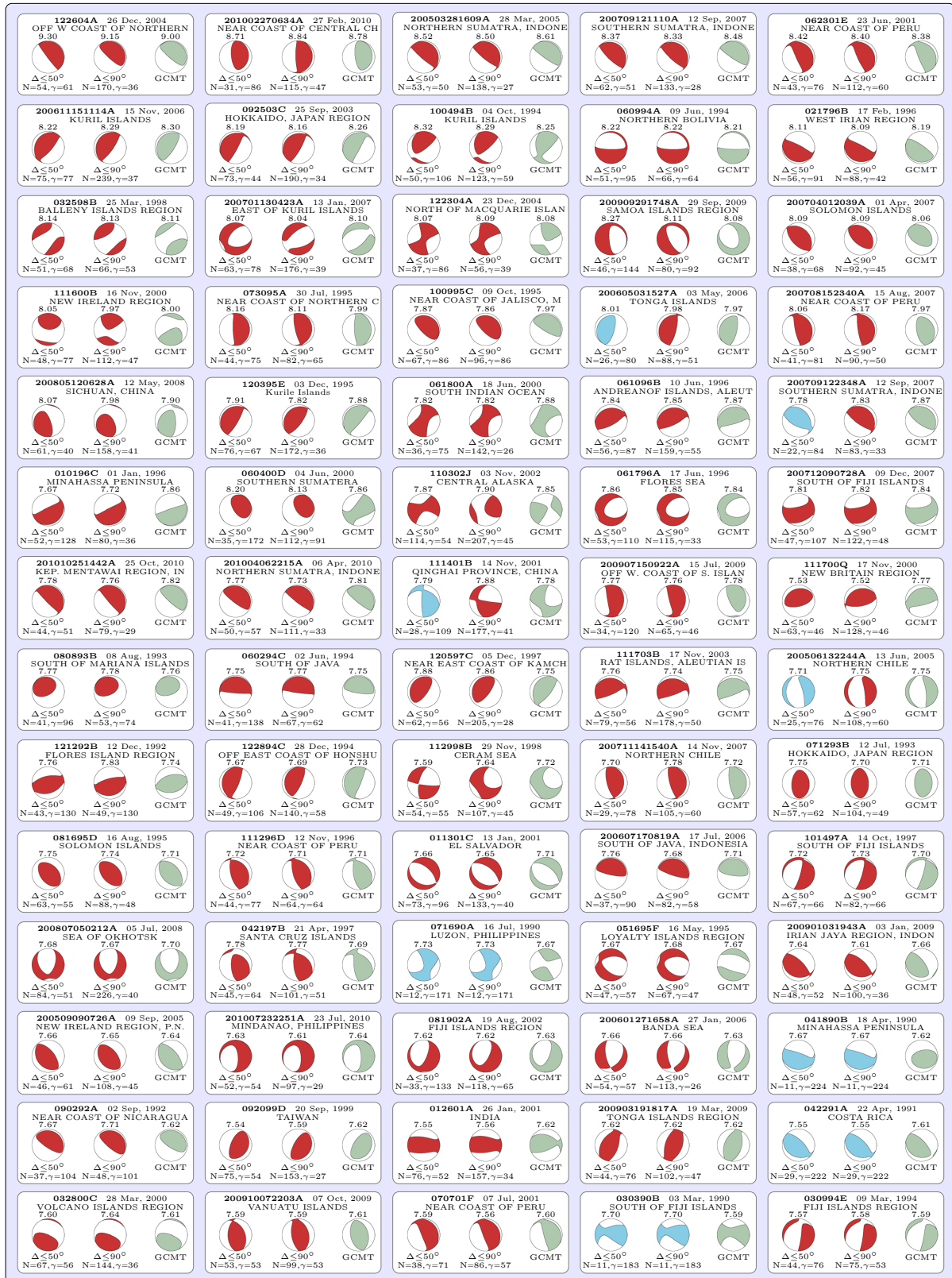


FIG. 3.5 – Solutions obtained for events with $M_w \geq 7.59$. N is the total number of channels after inversion and γ is the azimuthal gap (in degrees). GCMT solutions are presented in green, W phase solutions corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are shown in blue and WCMT solutions corresponding to OL3 (i.e. for $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are presented in red. The solutions corresponding to $M_w < 7.59$ earthquakes are listed in Appendix C.2 (Figs. C.1 to C.10).

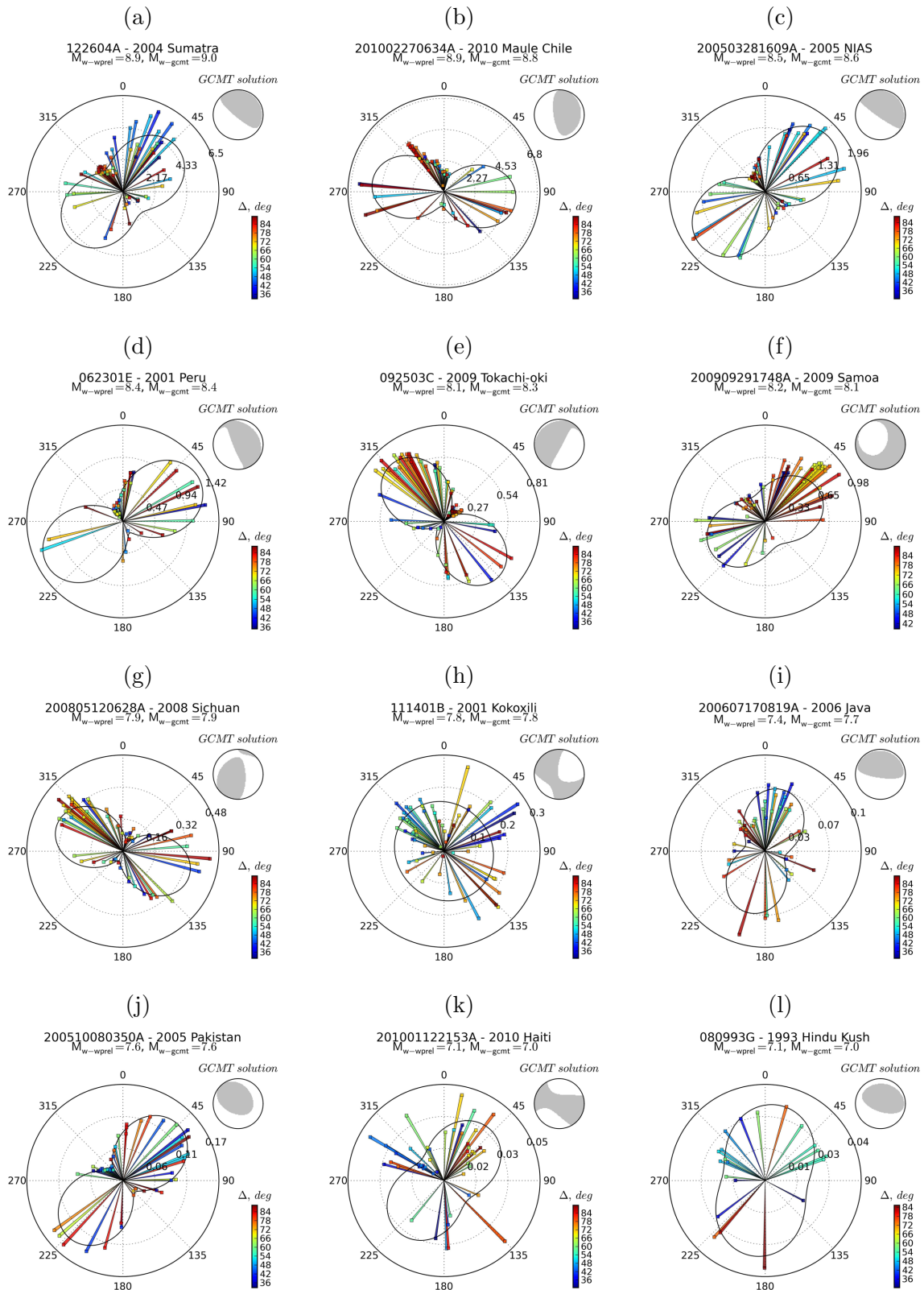


FIG. 3.6 – Examples of W phase preliminary magnitude ($M_{w-wprel}$) amplitude fits. The peak-to-peak amplitudes are reduced to a common distance $\Delta = 40^\circ$. A polar representation is used : the angle and radius correspond respectively to the station azimuth and amplitude value. The continuous line represents the result of the regression determined from W phase amplitudes within $\Delta \leq 50^\circ$. The twelve examples shown are ordered by decreasing GCMT magnitude M_{w-gcmt} . GCMT solutions are displayed in light gray for comparison with peak-to-peak amplitude azimuthal distributions. In addition to the good match between $M_{w-wprel}$ and M_{w-gcmt} , there is a good agreement between the focal mechanism and the orientation of the two lobes pattern.

The assumed two lobe azimuthal pattern corresponding to a thrust source is clearly less convenient for strike slip events, since the W phase radiation pattern has four lobes for such earthquakes. However, even if detailed azimuthal variations of the W phase amplitude are not properly reproduced, we note that the average amplitude is sufficiently well modeled for the purpose of preliminary moment magnitude determination as we can see in Fig. 3.6h and Fig. 3.6k for the 2001 Kokoxili and 2010 Haiti earthquakes.

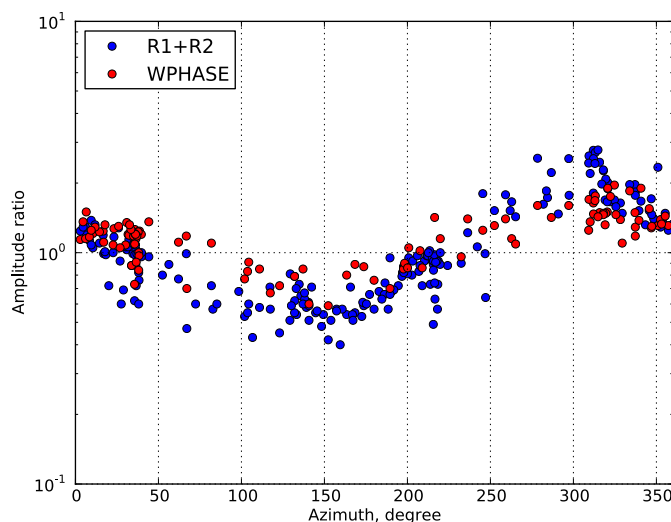


FIG. 3.7 – Amplitude ratios (observed/predicted) as a function of azimuth from the epicenter of the 2004 Sumatra-Andaman Islands earthquake. The observed amplitudes are compared with predictions from the GCMT solution indicated in Fig. 3.1 for the W phase in red and for R1 and R2 Rayleigh waves in blue. Large amplitude ratios observed toward the north-northwest are interpreted in terms of directivity along the rupture direction of $\sim 330^\circ\text{N}$.

In Fig. 3.6a we note that the peak-to-peak values observed for the 2004 Sumatra-Andaman Islands earthquake are larger at stations to the north of the epicenter. This amplification cannot be related to structural heterogeneities since W phase mainly propagates through the upper mantle and thus should not be affected by shallow crustal structure. To estimate directivity effects on W phase, we computed synthetics for point source models and simply measure the amplitude ratios (observed/predicted) at each station. For comparison, we also conduct this experiment using R1 and R2 Rayleigh waves after band-pass filtering in the 2.4 – 10mHz passband. If there were no effects of directivity, the resulting amplitude ratios shown in Fig. 3.7 would be unity for all azimuths. We note that both W phase and R1-R2 amplitudes are enhanced toward the north-northwest, which is compatible with the rupture propagation of $\sim 330^\circ\text{N}$ as discussed for Rayleigh waves by Ammon et al. (2005). However, the azimuthal variation of amplitude ratio for the W phase is not as large as for Rayleigh waves, which indicates that the W phase is much less sensitive to source directivity as a consequence of its high group velocity and long period.

A systematic comparison between $M_{w-wprel}$ and M_{w-gcmt} is shown in Fig. 3.8; an overall statistical comparison is presented in Table 3.3. Because of its long period character,

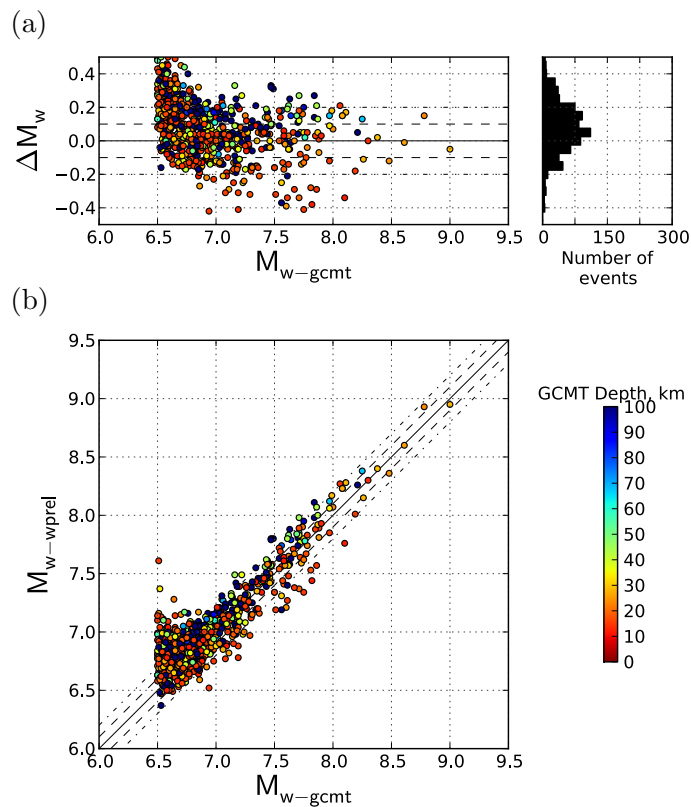


FIG. 3.8 – W phase preliminary magnitudes for $M_w \geq 6.5$ earthquakes in the period 1990–2010. The distribution of magnitude difference ($\Delta M_w = M_{w-wprel} - M_{w-gcmt}$) is presented in (a). The comparison of the preliminary magnitude estimates ($M_{w-wprel}$) versus the GCMT magnitude (M_{w-gcmt}) is shown in (b). The circles are colored according to the GCMT centroid depth. Dashed lines indicate ± 0.1 and dot-dash lines ± 0.2 magnitude units.

$M_{w-wprel}$ is quite accurate for large earthquakes ($M_w \geq 7.5$). However, as a consequence of the background seismic noise in the 1–5mHz passband, $M_{w-wprel}$ generally overestimates M_w for smaller events.

3.2.4.2 First WCMT inversion : $t_b \sim t_0 + 22$ min

WCMT solutions obtained at $t_b \sim t_0 + 22$ min (i.e. using stations at $\Delta \leq 50^\circ$) are shown in Fig. 3.5 and from Fig. C.1 to Fig. C.10.

Fig. 3.9 compares M_{w-wcmt} with M_{w-gcmt} for the complete set of events, using stations within $\Delta \leq 90^\circ$. Overall, the magnitudes are estimated extremely well : 98% of inversions

	σ_{M_w}	mean(ΔM_w)	median(ΔM_w)	$\Delta M_w < 0.2$	$\Delta M_w < 0.1$
Preliminary M_w	0.15	0.09	0.08	73%	43%
First WCMT solution	0.05	0.01	0.00	98%	87%
Second WCMT solution	0.04	0.00	0.00	99%	93%

TAB. 3.3 – Statistical comparison between WCMT and GCMT solutions for the preliminary W phase magnitude estimation, first and second WCMT inversions. The standard deviation (σ_{M_w}), the mean and median of the magnitude difference ($\Delta M_w = M_{w-wprel} - M_{w-gcmt}$), as well as the proportion of events showing $\Delta M_w < 0.2$ and $\Delta M_w < 0.1$ are presented.

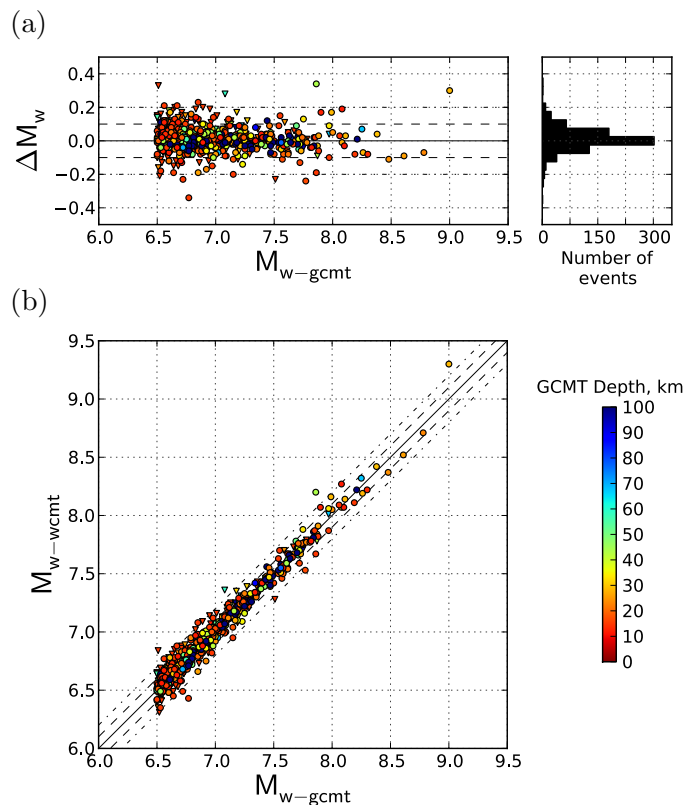


FIG. 3.9 – W phase moment magnitudes (M_{w-wcmt}) obtained at $t_b \sim t_0 + 22$ min (i.e. using stations within $\Delta \leq 50^\circ$). The distribution of magnitude difference ($\Delta M_w = M_{w-wcmt} - M_{w-gcmt}$) is presented in (a). The comparison of M_{w-wcmt} versus the GCMT magnitude (M_{w-gcmt}) is shown in (b). W phase solutions corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are indicated by triangles and WCMT solutions corresponding to OL3 (i.e. $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are indicated by circles. The symbols are colored according to the GCMT centroid depth. Dashed lines indicate ± 0.1 and dot-dash lines ± 0.2 magnitude units. At $t_b \sim t_0 + 22$ min, 87% of M_{w-gcmt} values lie within $M_{w-wcmt} \pm 0.1$ and the standard deviation between the two moment magnitude estimates is $\sigma_{M_w} = 0.05$.

yield a M_{w-wcmt} within $M_{w-gcmt} \pm 0.2$, and the standard deviation between the two moment magnitude estimates is $\sigma_{M_w} = 0.05$ as indicated in Table 3.3.

The reliability of the solution obtained at $\Delta \leq 50^\circ$ is particularly important for tsunami warning purposes since it is available only 22 min after origin time. Tsunami earthquakes are of particular interest because they are generally associated with an anomalous moment rate spectrum, which complicates the rapid characterization of their source. The determination of an accurate time-shift is important for these events because of their anomalously long rupture duration. The results obtained for two examples are detailed below.

Tsunami earthquake example - 1992 Nicaragua earthquake ($M_w = 7.6$, id = 090292A)

Kanamori (1993) gave the name W phase to a prominent long period wave which appeared on all records of this earthquake. The WCMT solutions obtained for this event are included in Fig. 3.5 (first column of penultimate row) and in Fig. 3.10. The preliminary

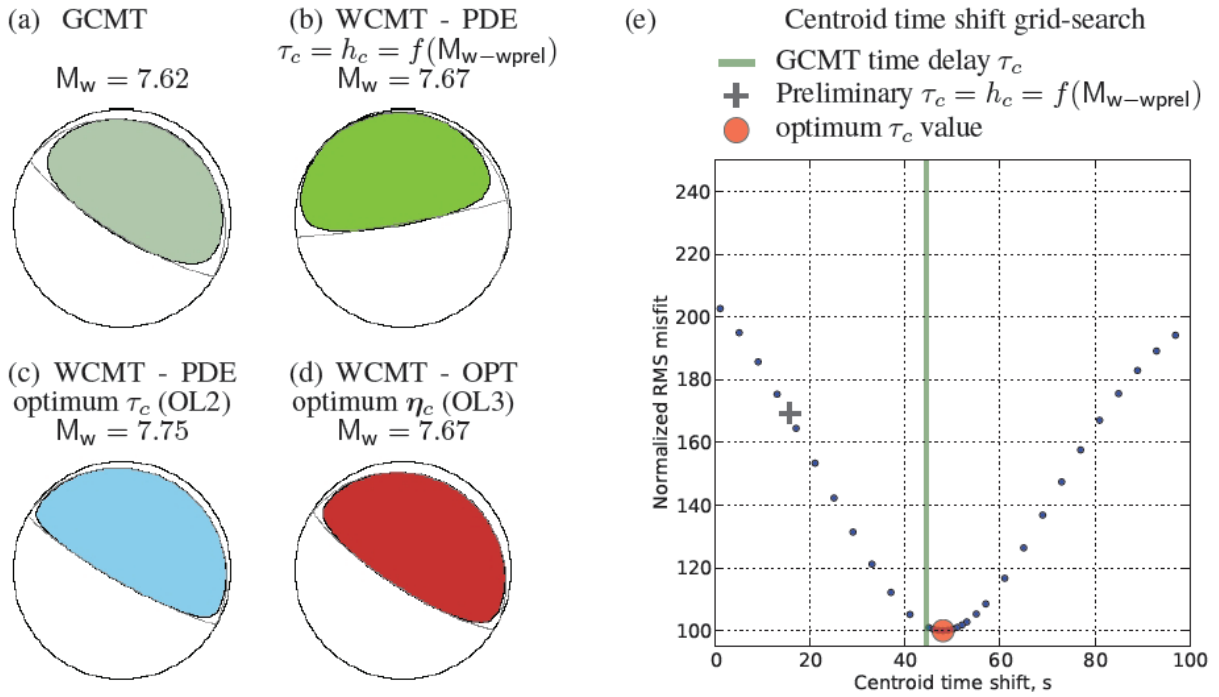


FIG. 3.10 – WCMT solutions calculated at time t_b for the 1992 Nicaragua tsunami earthquake. The solutions obtained at different stages of the WCMT algorithm are presented in (b), (c), (d) and the GCMT solution is shown for comparison in (a). The time shift (τ_c) grid-search is detailed in (e) where the black cross corresponds to the initial estimate of τ_c from eq. (3.6), the red dot corresponds to the optimum τ_c and the green line indicates the GCMT time delay. Although the strike of solution (b) does not match the GCMT solution well, the solution (c) corresponding to an optimum τ_c and (d) after centroid position grid search are very similar to the GCMT mechanism.

W phase magnitude is $M_{w-wprel} = 7.5$. Based on this estimate, ground motions are band pass filtered in the 2.0-6.7mHz passband. Fig. 3.10 shows the W phase solutions obtained at different stages of the algorithm. The dark green focal mechanism on Fig. 3.10b corresponds to the solution obtained with the PDE location using the initial estimate of the centroid timing from equation (3.6) : $\tau_c = h_c = f(M_{w-wprel}) \sim 16$ s. Although M_{w-wcmt} matches M_{w-gcmt} well, the strike is very different from the GCMT solution. The blue mechanism on Fig. 3.10c is the solution obtained after the τ_c optimization (shown in Fig. 3.10e). This operation significantly improves the solution and the resulting $\tau_c = 48$ s is comparable to the GCMT estimate. The red mechanism on Fig. 3.10d corresponds to the solution obtained after the centroid location optimization.

Tsunami earthquake example - 2006 Java earthquake ($M_w = 7.7$, id = 200607170819A)

The WCMT solutions obtained for this event are presented in column 4 and row 10 of Fig. 3.5. The W phase preliminary magnitude for this event is $M_{w-wprel} = 7.4$ (cf. Fig. 3.6i). This magnitude estimation underestimates M_w but remains acceptable when compared with the $M_{wp} = 7.2$ estimated in early warning reports (PTWC, 2006a; PTWC, 2006b). The dark green mechanism in Fig. 3.11b shows the first WCMT solution obtained with

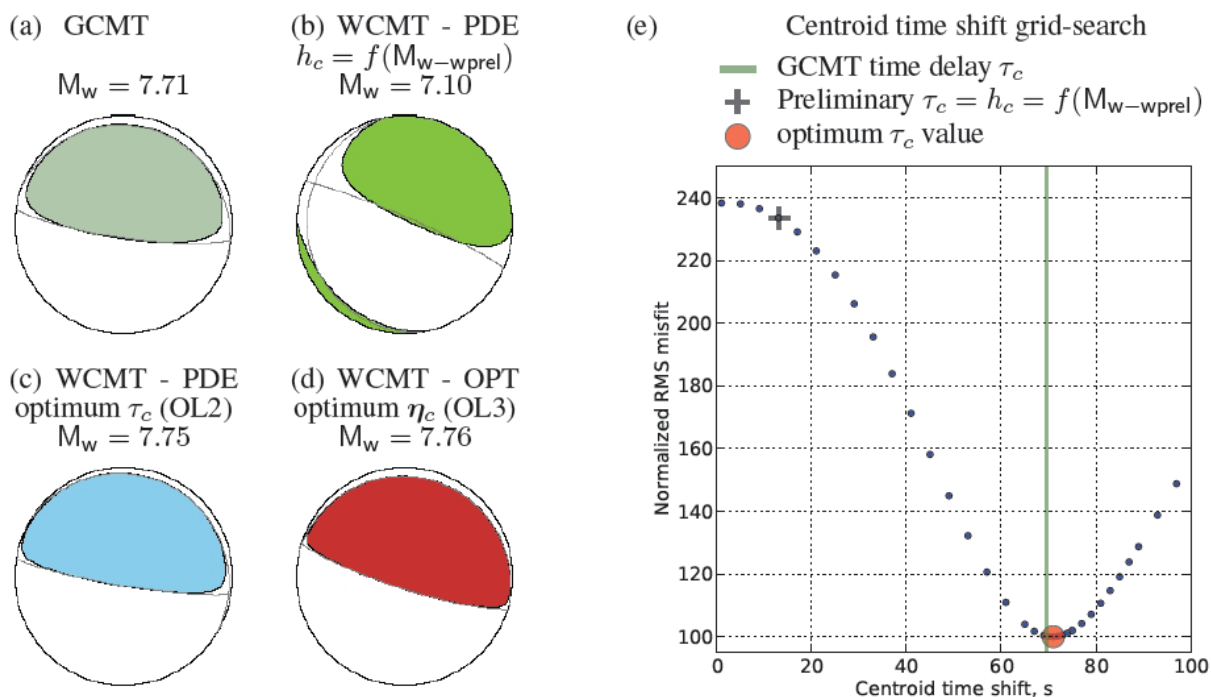


FIG. 3.11 – WCMT solutions calculated at time t_b for the 2006 Java tsunami earthquake. The solutions obtained at different stages of the WCMT algorithm are presented in (b), (c), (d) versus the GCMT solution is shown for comparison in (a). The time shift (τ_c) grid-search is detailed in (e) where the black cross corresponds to the initial estimate of τ_c from eq. (3.6), the red dot corresponds to the optimum τ_c and the green line indicates the GCMT time delay. The WCMT solution obtained after centroid optimization (d) is very similar to the GCMT solution (a).

the PDE location and assuming the initial timing estimates $\tau_c = h_c \sim 14$ s derived from equation (3.6). Because of the anomalously long rupture duration for this earthquake, the empirical relation (3.6) does not hold and τ_c is clearly underestimated. As a consequence, this initial WCMT solution differs substantially from the GCMT solution. After the time delay optimization, the WCMT solution shown on Fig. 3.11c (blue mechanism) is significantly changed and the estimated $\tau_c \sim 74$ s agrees well with the GCMT value (cf. Fig. 3.11e). After a centroid position grid-search, the estimated magnitude $M_{w-wcmt} = 7.76$ is remarkably similar to M_{w-gcmt} as shown in Fig. 3.11d (red mechanism).

3.2.4.3 Second WCMT inversion : $t_c \sim t_0 + 35$ min

The WCMT solutions obtained at $t_c \sim t_0 + 35$ min (i.e. using stations up to $\Delta \leq 90^\circ$) correspond to the mechanisms shown in the middle of each frame in Fig. 3.5, and from Fig. C.1 to Fig. C.10.

Fig. 3.12 compares M_{w-wcmt} with M_{w-gcmt} for the total set of events, using stations within $\Delta \leq 90^\circ$. Moment magnitudes are remarkably well determined : 99% of the inversions yield a M_{w-wcmt} within $M_{w-gcmt} \pm 0.2$ and the moment magnitude standard deviation is $\sigma_{M_w} = 0.04$, as presented in Table 3.3. Fig. 3.13 presents a comparison between WCMT and GCMT moment tensor elements. Although the dispersion increases for the smaller components, the components M_{rr} , $M_{\theta\theta}$, $M_{\phi\phi}$ and $M_{\theta\phi}$ estimated from WCMT and GCMT

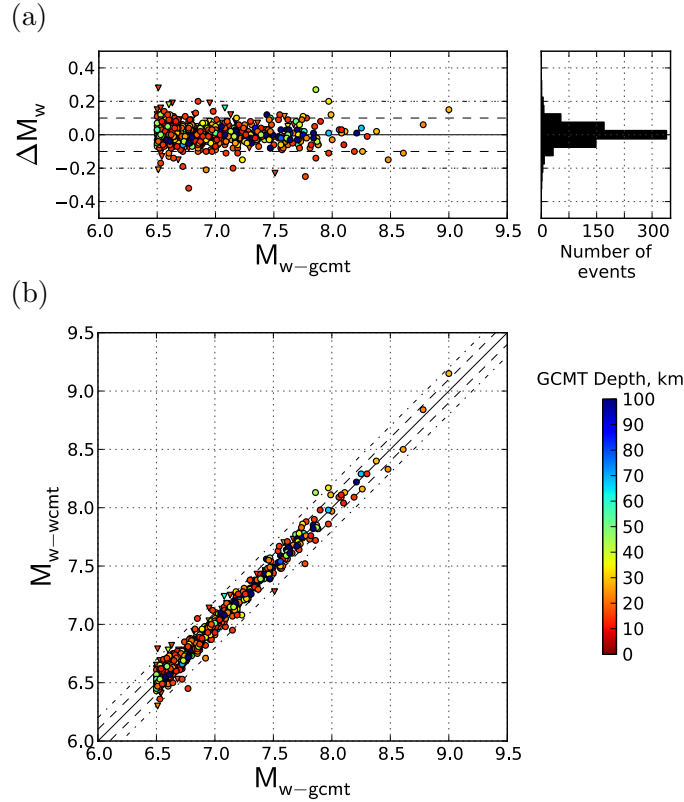


FIG. 3.12 – W phase moment magnitudes (M_{w-wcmt}) obtained at $t_c \sim t_0 + 35$ min (i.e. using stations within $\Delta \leq 90^\circ$). The distribution of magnitude difference ($\Delta M_w = M_{w-wcmt} - M_{w-gcmt}$) is presented on (a). The comparison of M_{w-wcmt} and the GCMT magnitude (M_{w-gcmt}) is shown in (b). W phase solutions corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are indicated by triangles and WCMT solutions corresponding to OL3 (i.e. $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are indicated by circles. The symbols are colored according to the GCMT centroid depth. Dashed lines indicate ± 0.1 and dot-dash lines ± 0.2 magnitude units. At $t_c \sim t_0 + 35$ min, 92% of M_{w-gcmt} values lie within $M_{w-wcmt} \pm 0.1$ and the standard deviation between the two moment magnitude estimates is $\sigma_{M_w} = 0.04$.

are very similar. It is well known that the elements $M_{r\theta}$ and $M_{r\phi}$ are difficult to resolve at long period since the relative amplitudes of the associated excitation kernels are very small for shallow earthquakes (Kanamori & Given, 1981). A well known consequence of this difficulty is a tradeoff at long periods between the dip δ and the scalar moment M_0 for shallow earthquakes, such that for pure thrust or pure normal-fault events the product $M_0 \sin \delta$ is well determined, but M_0 and δ are difficult to resolve separately. For $M_w < 7.5$ events, the GCMT estimates for $M_{r\theta}$ and $M_{r\phi}$ are expected to be more robust since they are obtained by combining seismic phases in different frequency bands (body waves, surface waves and mantle waves). However, this tradeoff affects the GCMT solutions for large events ($M_w \geq 7.5$) since, in this case, the algorithm is based only on mantle waves filtered at long period. Even though $M_{r\theta}$ and $M_{r\phi}$ are not as well constrained as the other moment tensor components, we finally find the WCMT estimates to be comparable to GCMT.

To quantitatively compare WCMT solutions with GCMT, we use the magnitude difference $\Delta M_w = M_{w-wcmt} - M_{w-gcmt}$ and the angular parameter $\Phi(\mathbf{M}_{wcmt}, \mathbf{M}_{gcmt})$. $\Phi(\mathbf{M}_A, \mathbf{M}_B)$ is the angle of the smallest rotation linking the two sets of \mathbf{M}_A and \mathbf{M}_B

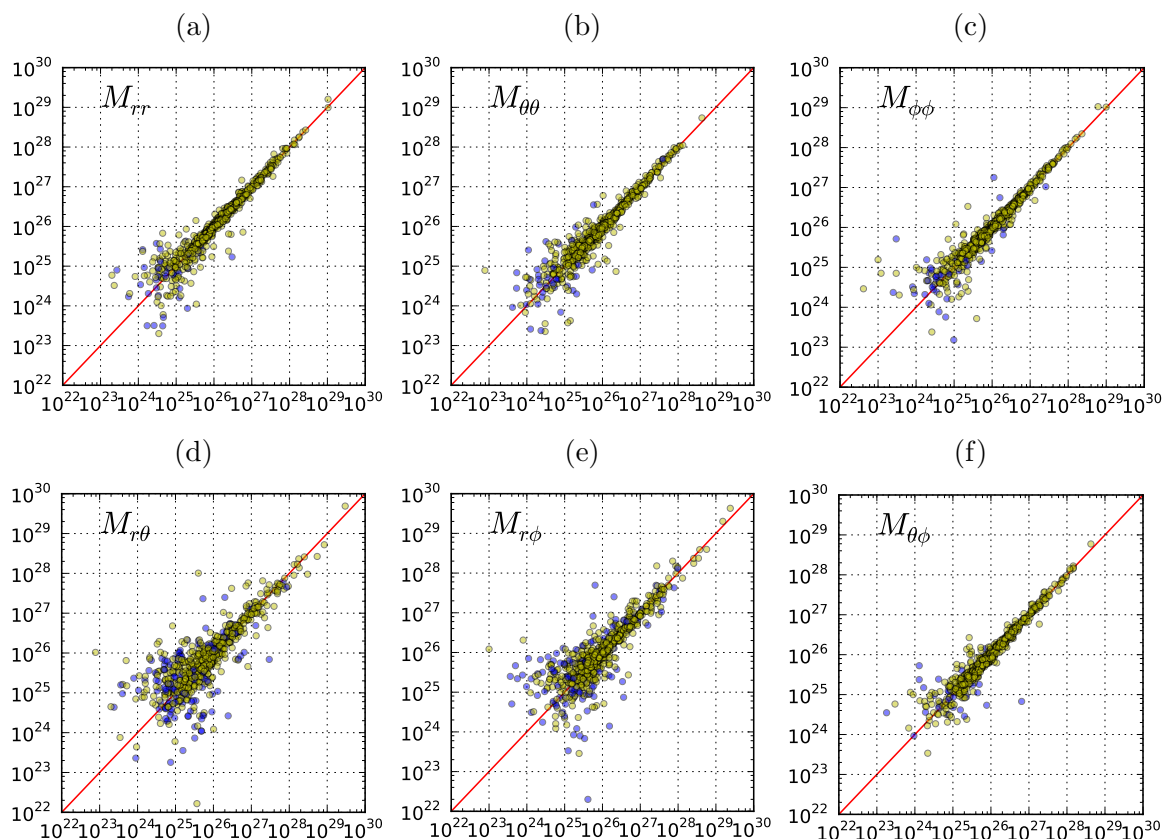


FIG. 3.13 – W phase moment tensor components obtained at $t_c \sim t_0 + 35$ min (i.e. using stations within $\Delta \leq 90^\circ$). The comparisons of the moment tensor elements (in dyne-cm) of WCMT (vertical axis) and GCMT (horizontal axis) are given for (a) M_{rr} , (b) $M_{\theta\theta}$, (c) $M_{\phi\phi}$, (d) $M_{r\theta}$, (e) $M_{\theta\phi}$ and (f) $M_{\theta\phi}$. The blue circles indicate that the moment tensor component of WCMT and GCMT are of opposite sign, and green symbols, the same sign. See also Fig. 3.14b.

principal axes (cf. appendix C.1). In the case of double couples, $\Phi(\mathbf{M}_A, \mathbf{M}_B)$ is the angle of the smallest rotation that, when applied to \mathbf{M}_B , produces the mechanism of \mathbf{M}_A . Fig. 3.14 shows the variation of ΔM_w and Φ as a function of time. Between 1990 and 2010, we find that $\Phi < 20^\circ$ for 85% of the events. A small number of events prior to 1992 show relatively large Φ values ($\Phi \geq 50^\circ$). All of these earthquakes are represented by triangles in Fig. 3.14b, indicating poor data coverage. There are four events of $M_w > 7.5$ with $\Phi \geq 50^\circ$ or $|\Delta M_w| \geq 0.2$ since 1990 :

1. The first is the 4 June 2000 Enggano earthquake ($M_w = 7.9$, id=060400D, Fig. 3.5 column 2 and row 6) which is associated with $\Delta M_w = 0.27$ and $\Phi = 82^\circ$. The unusual character of this event is its strike-slip mechanism with a large non-double-couple component having an opposite sign for WCMT and GCMT solutions. The source complexity of this earthquake has been studied by Abercrombie (2003), which suggests a combination of two separate subevents having strike-slip and thrust mechanisms.
2. The second and third outliers are part of the 2000 Papua New Guinea earthquake sequence. The largest event of this sequence is the 16 November 2000 event ($M_w = 8.0$,

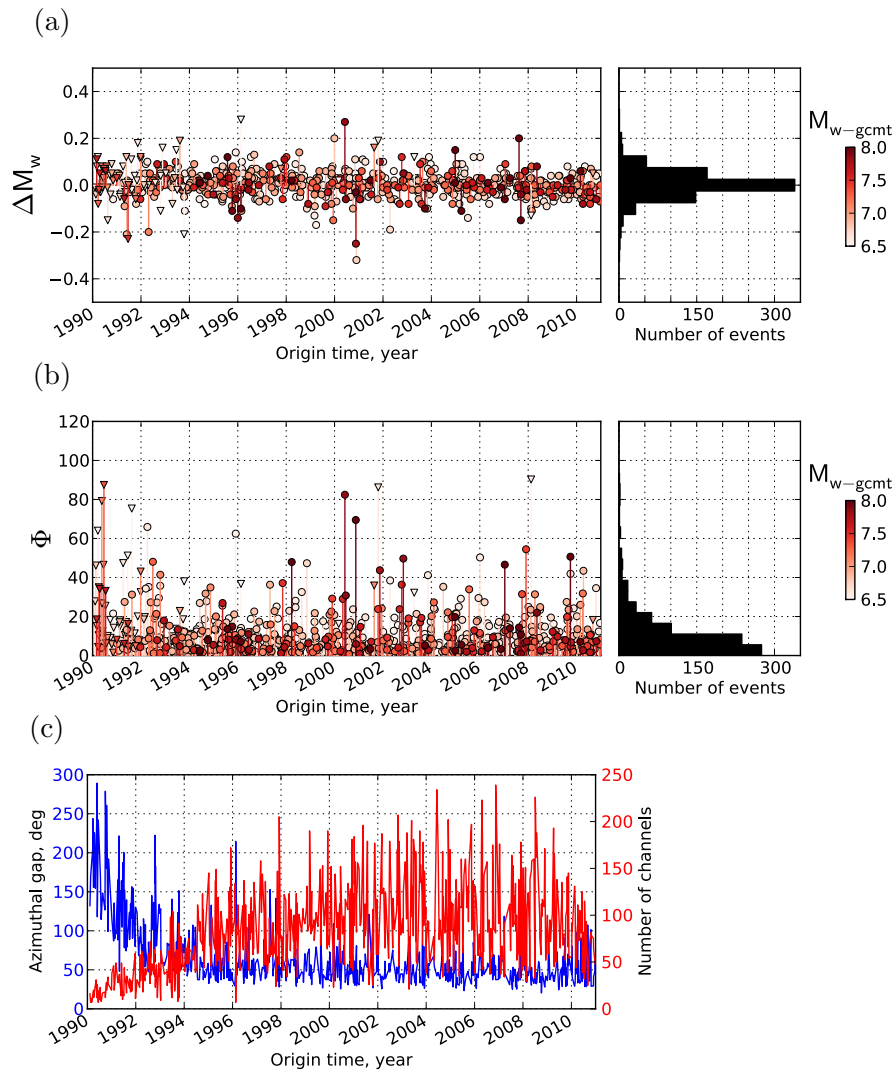


FIG. 3.14 – Difference between WCMT and GCMT solutions. The magnitude difference ΔM_w is presented in (a), the angle $\Phi(\mathbf{M}_{wcmt}, \mathbf{M}_{gcmt})$ is shown in (b) while (c) display the azimuthal gap γ (blue) and the number of channels (red) after the data screening. In (a) and (b), the W phase solutions corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are indicated by triangles and WCMT solutions corresponding to OL3 (i.e. $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are indicated by circles. The symbols are colored according to the GCMT moment magnitude M_{w-gcmt} .

id=111600B, Fig. 3.5 column 1 and row 4). Although M_{w-wcmt} matches M_{w-gcmt} very well ($\Delta M_w = 0.02$), this earthquake shows significant differences between GCMT and WCMT mechanisms ($\Phi = 69^\circ$). The strike slip mechanism has a north-east dipping plane according to GCMT and a south dipping plane for WCMT. Our results are somewhat more consistent with the body wave solution provided by the Japanese Earthquake Research Institute (ERI) which proposes a strike slip mechanism on a nearly vertical fault (EIC note 94, 2000). The ERI analysis also suggests some source complexity, with a dip-slip subevent occurring 2 min after the main rupture begins.

3. The last large earthquake of the 2000 Papua New Guinea sequence had a thrust mechanism and occurred on November 17, 2000 ($M_w = 7.5$, id=111700Q, Fig. 3.5

column 5 and row 7). The match between GCMT and WCMT mechanisms is quite good for this event ($\Phi = 11^\circ$) even though there is a small non-double-couple component in the GCMT solution. The estimated magnitudes are however quite different : $M_{w-wcmt} = 7.52$ and $M_{w-gcmt} = 7.77$ (i.e. $\Delta M_w = -0.25$). Our solution is similar to USGS CMT ($M_w = 7.4$), ERI ($M_w = 7.3$) and Park & Mori (2007) ($M_w = 7.4$). The observed magnitude difference cannot be fully explained by the dip difference between the GCMT and WCMT solutions ($\delta_{gcmt} = 26.40$ and $\delta_{wcmt} = 33.49$). In fact, running the WCMT inversion by fixing the centroid location and dip values to the GCMT solution, gives $M_w = 7.55$ (i.e. $\Delta M_w = -0.22$). As suggested for example by Geist (2005), the discrepancy among seismic moment estimates using different passband and time windows can possibly relate to the complexity of this event.

4. The last outlier is the 2009 Samoa event ($M_w = 8.1$, id=200909291748A, Fig. 3.5 column 4 and row 3). The differences observed between the WCMT and GCMT mechanisms ($\Phi = 51^\circ$, $\Delta M_w = -0.03$) can be related to the source complexity of this earthquake. As noticed by Lay et al. (2010b), this earthquake is a highly complex event starting with an outer-rise subevent ($M_w = 8.1$) and is followed within two minutes by two major interplate subevents (both with $M_w = 7.8$).

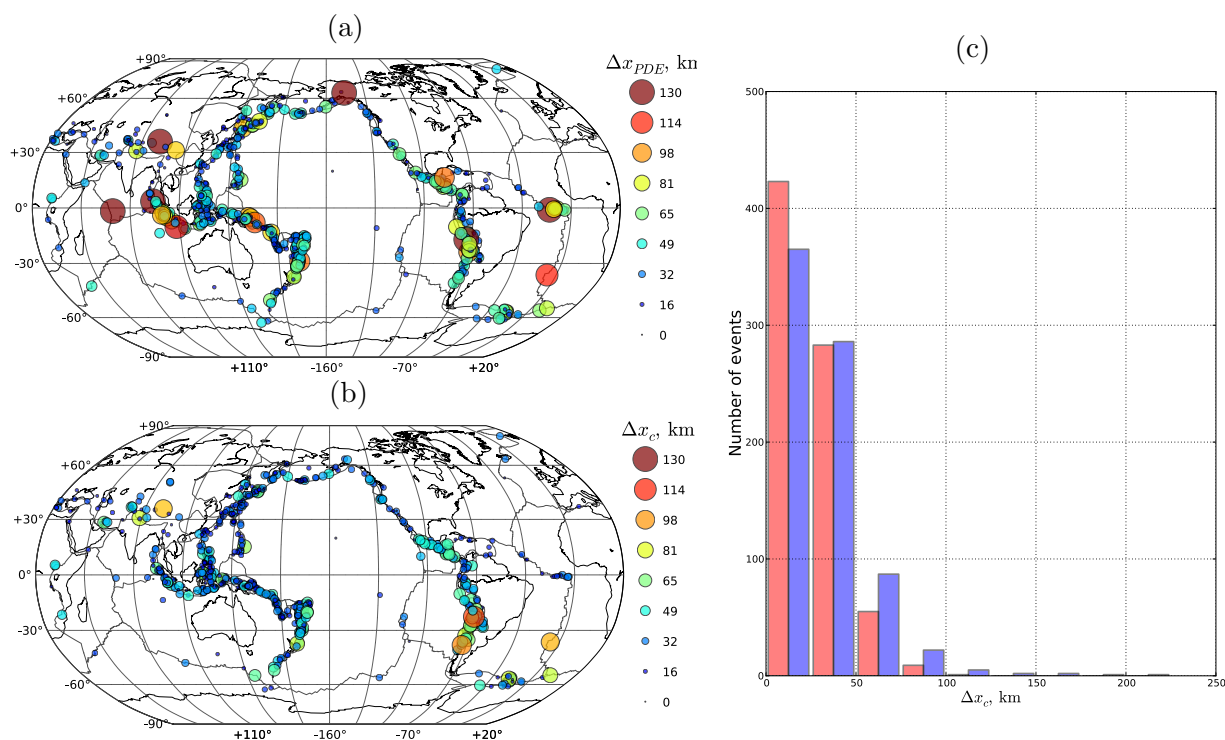


FIG. 3.15 – Distances between WCMT, GCMT and PDE locations. The great-circle distance Δx_{PDE} between the PDE location and the GCMT centroid is shown on the map (a) and in the histogram with blue bars (c). The distance Δx_c between GCMT and WCMT centroid locations is presented in (b) and in the histogram with red bars (c).

The great-circle distances between WCMT, GCMT and PDE locations are presented in Fig. 3.15. The directions between these locations are given in Fig. C.11 and the WCMT

centroid locations are listed from Table C.2 to Table C.15 in the online supplementary material. Compared with the PDE location, the WCMT location obtained after grid-search is closer to the GCMT centroid for most events : the distance between the GCMT and WCMT centroid is less than 50km for 91% of the events. A significant part of WCMT centroid mislocations (with respect to GCMT centroids) can be related to limited spatial resolution of the very long periods being used. In Fig. 3.15b, the largest distances are observed for earthquakes in South America. For events in the western part of the Americas, the GCMT centroids are on average shifted 30 km to the west with respect to WCMT locations (cf. Fig. C.11b). As discussed by Hjörleifsdóttir & Ekström (2010), the GCMT locations in this region are biased ~ 15 km to the west due to unmodeled structural heterogeneity (Dziewonski & Anderson, 1981). We performed synthetic tests considering a strongly unbalanced network geometry in the east-west direction (poor coverage to the west) adding long period noise to PREM synthetics. Our results showed a centroid shift of about 15 km to the east. This effect can thus contribute to the systematic east-west bias observed between GCMT and WCMT centroid locations in this region. We also tested a data weighting scheme proportional to the inverse of the azimuthal density of stations. This approach strongly dampens the effects of an unbalanced network, reducing the final WCMT-GCMT offsets to less than our Green's Function grid spacing.

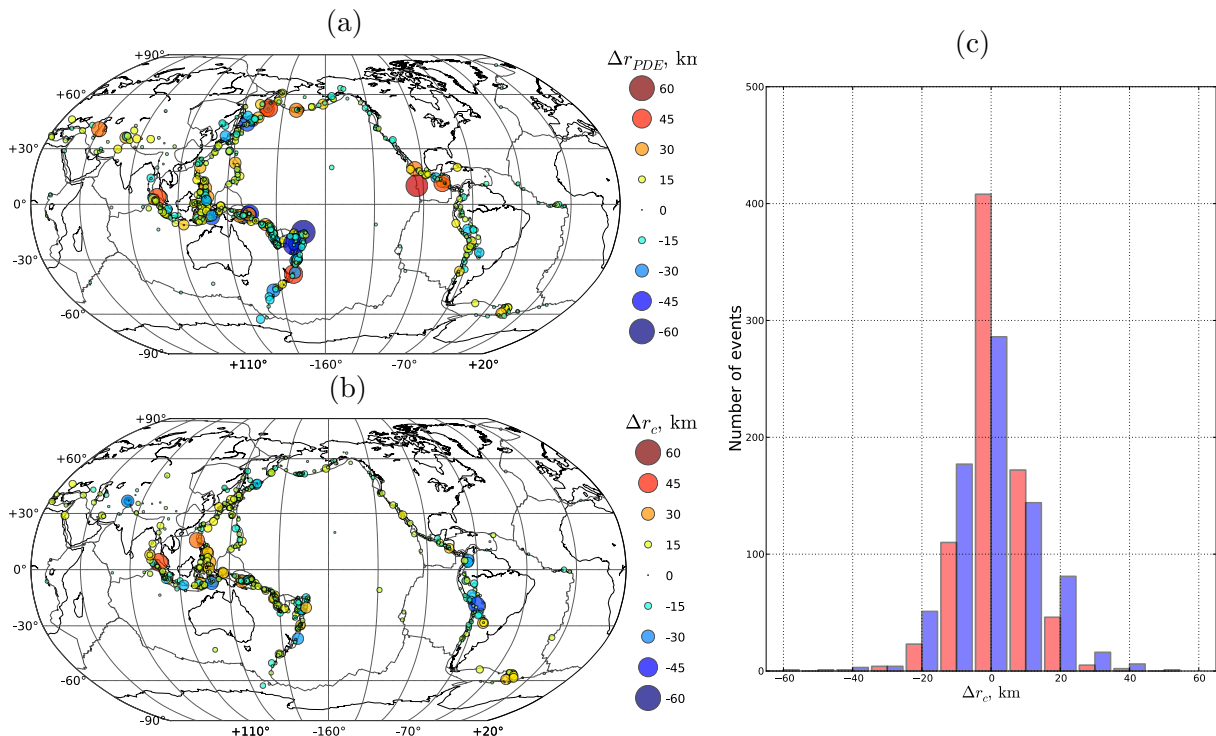


FIG. 3.16 – Depth difference between GCMT and WCMT locations before and after grid-search. The difference $\Delta r_{PDE} = r_{c-gcmt} - r_{PDE}$ between the PDE and the GCMT depth (i.e. before grid-search) is shown in (a) and in the histogram with blue bars (c). The depth difference $\Delta r_c = r_{c-gcmt} - r_{c-wcmt}$ between GCMT and WCMT centroids (i.e. after grid-search) is presented in (b) and in the histogram with red bars (c).

Focal depth is important for local warning purposes since it has a great influence on

near field tsunami wave height. For a far field tsunami however, the depth dependence is reduced as shown by Okal (1988). In fact, to the first order, the size of great earthquakes is well correlated to the maximum amplitude of far-field tsunami waves regardless of the event depth (Abe, 1979; Abe, 1989). In this global application, WCMT solutions are available 22 min to 35 min after the origin time. This delay corresponds to tsunami arrivals at distances greater than 250 km and a very accurate depth estimation is no longer essential at this distance range. However, as the scalar moment and fault dip could vary with depth, the centroid depth determination has been included in the algorithm. The depth differences between WCMT and GCMT locations are presented in Fig. 3.16. Although the depth resolution is limited because of the very long wavelengths involved, we note in Fig. 3.16c that the depth differences between WCMT and GCMT solutions are clearly reduced after the spatial grid-search. The average difference between WCMT and GCMT centroid depths is +9.6 km and 90% of the inversions yield a depth within the GCMT value ± 11 km.

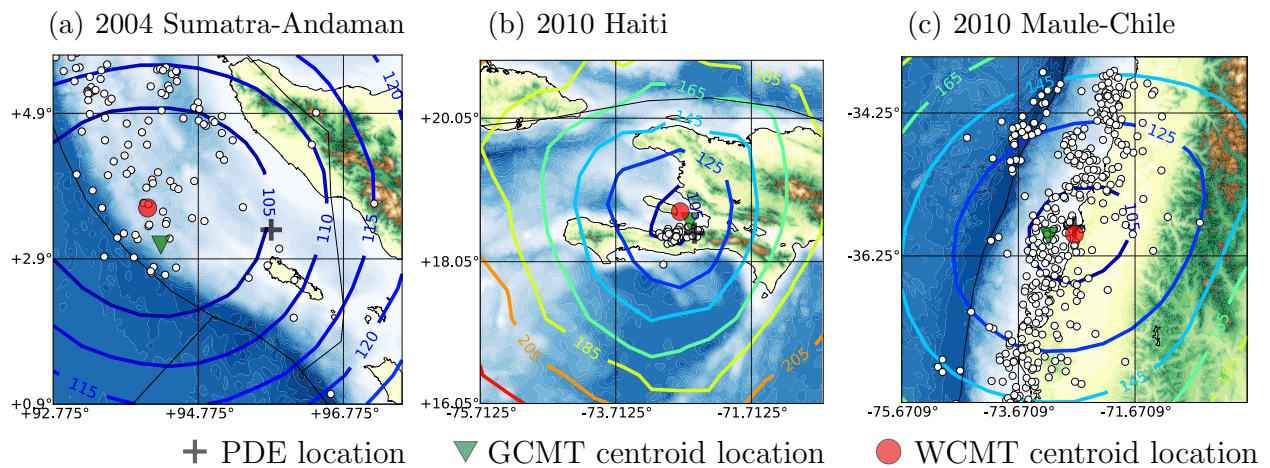


FIG. 3.17 – Centroid location optimizations for (a) the 2004 Sumatra-Andaman Islands earthquake (b) the 2010 Haiti event and (c) the 2010 Maule-Chile earthquake. We illustrate the latitude/longitude grid-search at the WCMT optimum centroid depth by showing the normalized RMS contour-lines. The black cross represents the PDE epicenter while the red dot corresponds to the WCMT optimum point source location. The GCMT centroid is indicated by a green triangle. The locations of $M_w \geq 5.0$ aftershocks recorded during the 24 hours after the main shock are indicated by white dots. (from the USGS PDE catalog)

Example - 2004 Sumatra-Andaman Islands earthquake ($M_w = 9.2$, id = 122604A)

The Sumatra-Andaman Islands 2004 megathrust earthquake is the largest event within the time period considered in this study. The solutions obtained at 50° and 90° are presented in the top left hand corner of Fig. 3.5. The dip of the final ($\Delta \leq 90^\circ$) WCMT best double couple is similar to GCMT ($\delta_{wcmt} = 7^\circ$ versus $\delta_{gcmt} = 8^\circ$). The centroid grid-search is presented in Fig. 3.17a. The depth difference at the optimum centroid is

$\Delta r_c = r_{c-gcmt} - r_{c-wcmt} \approx +15$ km, with a horizontal offset of about 60 km, which amounts to 5% of the rupture length. This offset is difficult to interpret since the point source centroid location for such a large and complex rupture is somewhat meaningless. Fig. 3.1 shows the waveform fit associated with the corresponding optimum WCMT solution. The fits are quite good in the W phase time window, while the later surface wave arrivals are affected by instrument saturation due to their large amplitudes. The WCMT inversion for this event leads to a magnitude difference of 0.15 units : $M_{w-wcmt} = 9.15$ while $M_{w-gcmt} = 9.00$. As discussed by Ammon et al. (2005), Park et al. (2005) and Lay et al. (2005), the amplitudes observed at very long periods (i.e. > 500 s) indicate a moment magnitude larger than 9.0 by 0.1 to 0.3 units depending on the assumed fault dip. The magnitude difference between GCMT and WCMT can be partly explained by the dip difference (i.e. $\delta_{gcmt} = 8^\circ$ and $\delta_{wcmt} = 7^\circ$). However, by running the W phase inversion with a fixed dip $\delta_{wcmt} = \delta_{gcmt} = 8^\circ$ (the dip of the shallow plane of the GCMT best double-couple), and using the GCMT centroid location, M_{w-wcmt} is still greater than M_{w-gcmt} by more than 0.1 magnitude units. It is thus reasonable to explain the greater M_{w-wcmt} estimates at 50° and 90° by the longer period character of the WCMT algorithm. The very long periods considered in our approach (~ 600 s) are certainly more representative of the entire rupture process than those used for GCMT, which is limited to shorter periods (~ 300 s for mantle waves).

Example - 2010 Haiti earthquake ($M_w = 7.0$, id = 201001122153A)

The 2010 Haiti earthquake was the deadliest earthquake since the 2004 Sumatra-Andaman Islands event, with more than 300 000 fatalities according to the official estimates (USGS, 2010). This highlights the fact that even moderate size earthquakes ($M_w \leq 7.0$) can cause major human casualties if they occur near large population centers with poor building construction practices. Although the proximity of the event to populated areas prevents any early warning alerts based on global scale systems, a quick determination of the earthquake source is of major interest for planning rapid rescue operations. The WCMT solutions obtained at 50° and 90° are presented in column 4 and row 2 of Fig. C.4. The waveform fits presented in Fig. 3.18 shows that the W phase - and later arrivals - are very well predicted by the WCMT solution. The W phase estimate $M_{w-wcmt} = 7.04$ yields a magnitude difference of $\Delta M_w = 0.01$ with respect to GCMT and we note also that the mechanisms are very similar. Fig. 3.17b presents the centroid position grid-search. Both the GCMT and WCMT best point source locations are shifted to the north of the aftershock cloud. The great circle distance between WCMT and GCMT centroids is about 20 km, with a small depth difference of $\Delta r_c \approx -1.5$ km.

Example - 2010 Maule-Chile earthquake ($M_w = 8.8$, id = 201002270634A)

The 2010 Maule-Chile earthquake, being the first $M_w \geq 8.5$ event since the W phase algorithm was established in real-time operation, is particularly interesting for evaluating the WCMT method (Duputel et al., 2010). The solutions obtained at 50° and 90° are

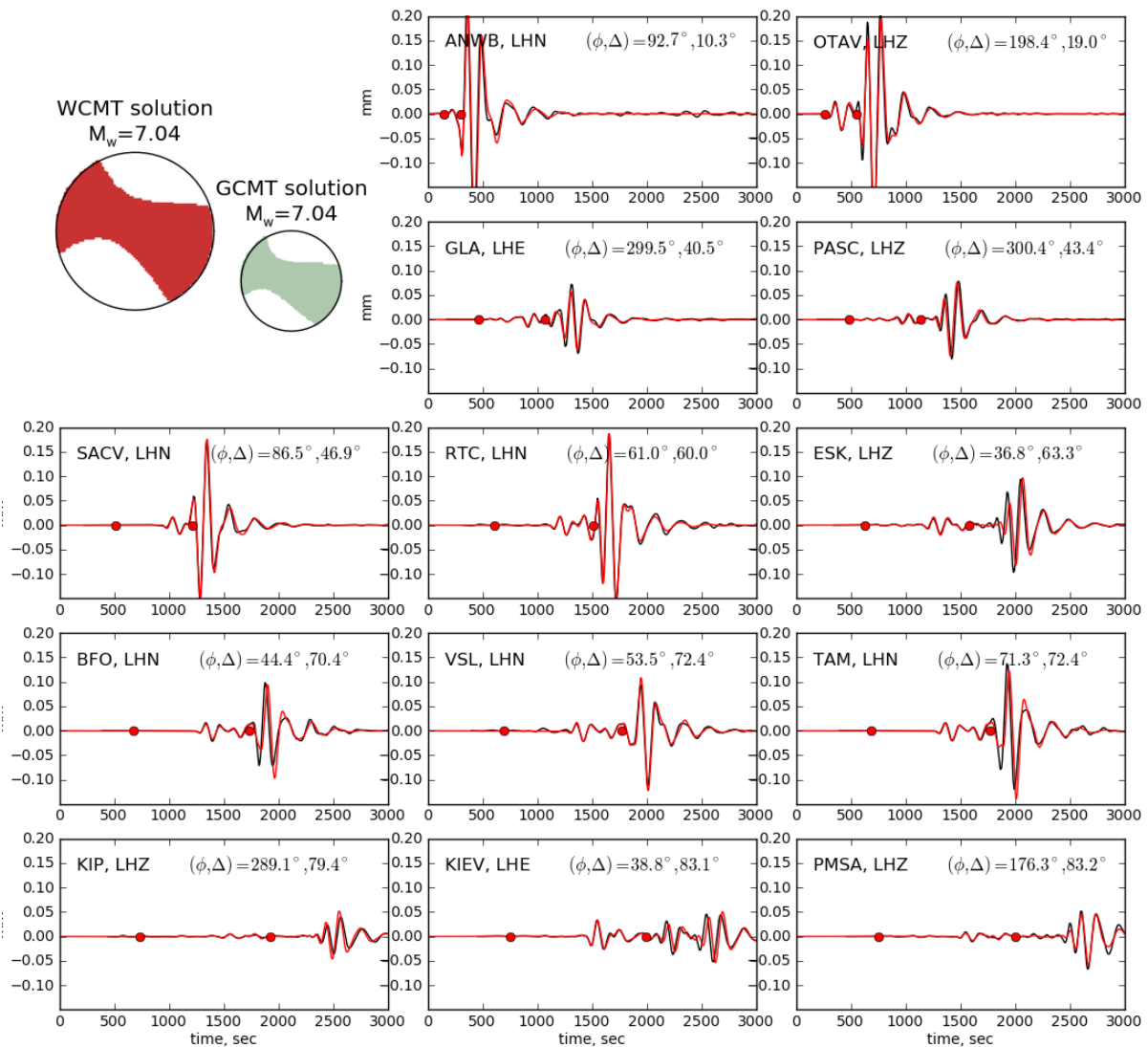


FIG. 3.18 – W phase source inversion results for the 2010 Haiti earthquake. W phase CMT (WCMT) and Global CMT (GCMT) solutions are shown in the top-left corner. Examples of observed waveforms (black lines) and the corresponding synthetics (red lines) computed from the WCMT solution are presented. The station azimuth (ϕ) and epicentral distance (Δ) are indicated as well as W phase time windows, bounded by red dots. The WCMT inversion is based on the ground motion recorded at stations within $\Delta \leq 90^\circ$ after applying a band pass filter in the 2-8.3mHz passband. W phase and later arrivals are very well predicted by the WCMT solution.

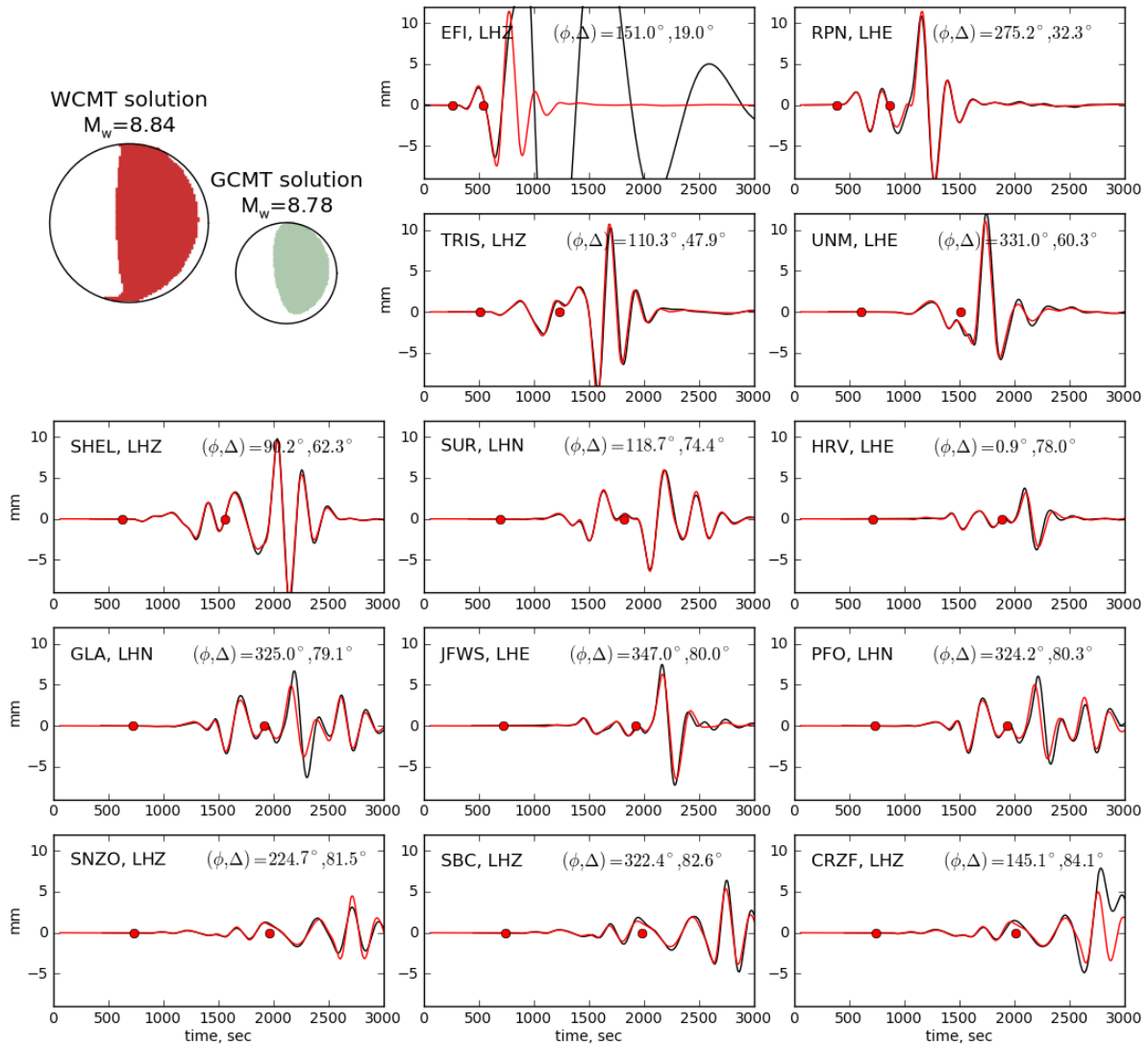


FIG. 3.19 – W phase source inversion results for the 2010 great Maule-Chile earthquake. W phase CMT (WCMT) and Global CMT (GCMT) solutions are shown in the top-left corner. Examples of observed waveforms (black lines) and the corresponding synthetics (red lines) computed from the WCMT solution are presented. The station azimuth (ϕ) and epicentral distance (Δ) are indicated as well as W phase time windows, bounded by red dots. The WCMT inversion is based on the ground motions recorded at stations within $\Delta \leq 90^\circ$ after applying a band pass filter in the 1-5mHz passband. W phase and later arrivals are very well predicted by the WCMT solution. For some channels like EFI-LHZ or CRZF-LHZ, the surface waves are affected by instrument problems, although the W phase signal itself is not affected.

presented in the second frame from left on the top row of Fig. 3.5. The waveform fit is shown in Fig. 3.19 for a sample of channels within $\Delta \leq 90^\circ$. The W phase and later arrivals are very well predicted by the WCMT solution. We also note that some channels are saturated at the surface wave arrivals. The saturation affects most of the broad band data within $\Delta \leq 15^\circ$, but also distant stations like CRZF-LHZ which is located at $\Delta \approx 84^\circ$. Thanks to the small amplitudes of the W phase and since the instrument response deconvolution is performed by using a time-domain IIR filter, the W phases are not affected at all by the saturation of the seismometer. The final M_{w-wcmt} estimation is similar to M_{w-gcmt} with a magnitude difference of $\Delta M_w = 0.06$. This difference can be fully explained by the dip difference between GCMT and WCMT solutions of $\delta_{wcmt} = 14^\circ$ and $\delta_{gcmt} = 18^\circ$. The centroid search is shown in Fig. 3.17c for the optimal centroid depth (30 km). The great circle distance between WCMT and GCMT centroids is 40 km with a depth difference of $\Delta r_c \approx -7$ km.

3.2.4.4 The extension of W Phase to Lower Magnitudes

We follow the same approach as outlined above to invert for the W Phase CMT solution for all earthquakes with $6.0 \leq M_w < 6.5$ (1727 events). Though the application of the inversion here is identical to the equivalent analysis of $M_w \geq 6.5$ events, we treat these smaller earthquakes separately because our approach no longer produces a complete catalog with this magnitude threshold, nor does it perform as consistently well as for larger events - at least not in an automated sense. Here, we summarize results for these inversions, and discuss levels of completeness for this analysis. Detailed solutions obtained for $6.0 \leq M_w < 6.5$ events together with GCMT solutions for comparison are presented from Fig. C.12 to Fig. C.35 in the online supplementary material.

Fig. 3.20 shows the variation of ΔM_w and Φ as a function of time for $6.0 \leq M_w < 6.5$ events. Of the 1727 earthquakes from the GCMT catalog falling within this magnitude range, 1665 can be considered undisturbed by the criteria outlined above. Of these, 1511 events produce a WCMT solution whose magnitude is within ± 0.2 units of the GCMT solution - approximately 91% of events. Of the remaining 9%, one third (52 earthquakes) did not converge on a W phase solution because no station passed the inversion signal-to-noise screening filters. At $\Delta = 50^\circ$, these statistics change only slightly; 90% of undisturbed events obtain W phase magnitudes within ± 0.2 units of GCMT, and solutions were absent for just less than 4% of all earthquakes.

As expected, at these smaller magnitudes inverted mechanisms show larger variability between W phase and GCMT solutions than do results for larger events. 65% of earthquakes with $M_w < 6.5$ demonstrate $\Phi < 20^\circ$, while as many as 12% show $\Phi > 50^\circ$ (versus 85% and less than 1% for the $M_w \geq 6.5$ dataset). 89% of solutions lie within 50 km of GCMT centroid locations - very similar to the results for events with $M_w \geq 6.5$. Interestingly, average depth differences for these smaller events are just 6.5 km when compared to GCMT solutions, and 90% of the solutions obtain depth estimates within 12 km of GCMT. These results suggest closer alignment with the GCMT results than for the

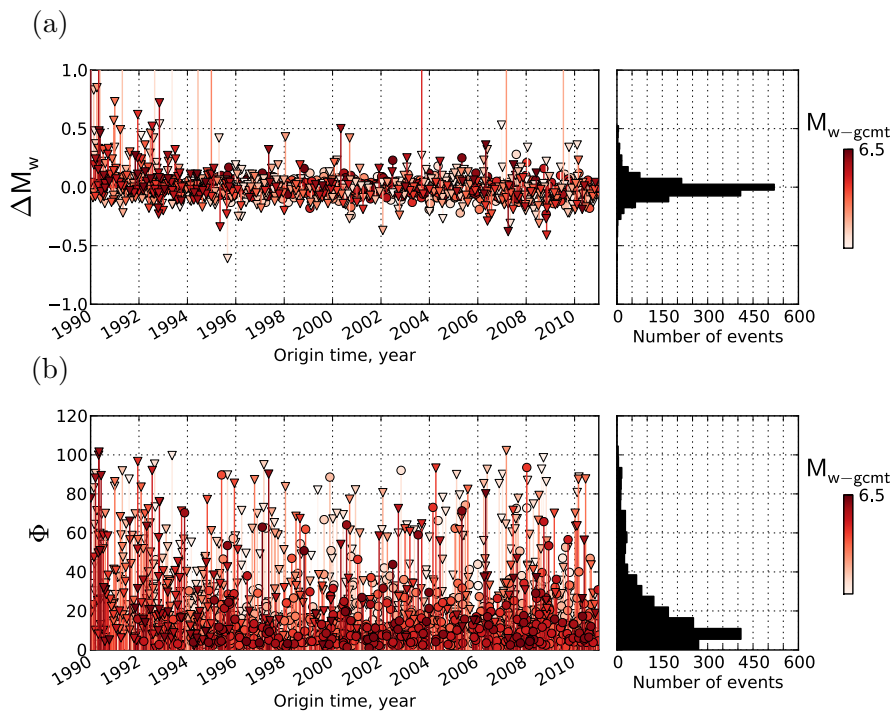


FIG. 3.20 – Difference between WCMT and GCMT solutions for $6.0 \leq M_w < 6.5$ events. The magnitude difference ΔM_w is presented in (a) and the angle $\Phi(M_{w_{wcmt}}, M_{w_{gcmt}})$ is shown in (b). In (a) and (b), the W phase solutions corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are indicated by triangles and WCMT solutions corresponding to OL3 (i.e. $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are indicated by circles. The symbols are colored according to the GCMT moment magnitude M_{w-gcmt} .

$M_w \geq 6.5$ dataset.

3.2.4.5 Disturbed events

As noted in section 3.2.3.2, events which occur soon after another large earthquake are problematic. We define *disturbed events* as earthquakes occurring within 1 hour of $M_w \geq 6.5$ earthquakes or less than 10 hours after $M_w \geq 7.0$ events; these events have poor station azimuthal coverage after performing the W phase data screening for $\Delta \leq 50^\circ$ (i.e. $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$). While the magnitude of a *disturbed event* is generally smaller than a preceding event (since most of are aftershocks), this is not a rule, because there is no consideration of the size of earthquakes in the definition of *disturbed events*. This makes such a definition particularly adaptable for real time operations of W phase inversions. To retrieve the WCMT solution of such events in real-time, Hayes et al. (2009a) proposed to modify the time-window and passband filter in order to perform a CMT inversion based on surface wave data. We explore here an alternative approach in which we compute the synthetics for the disturbing (preceding) event, subtract them from the data to produce the residual trace. Then, we run the WCMT algorithm on the residual trace to obtain the source parameters of the disturbed event, as we do for a normal earthquake.

To illustrate this technique, we show a remarkable example for the 7 October 2009 Vanuatu earthquake sequence in which four $M_w \geq 6.8$ events occurred over a period of

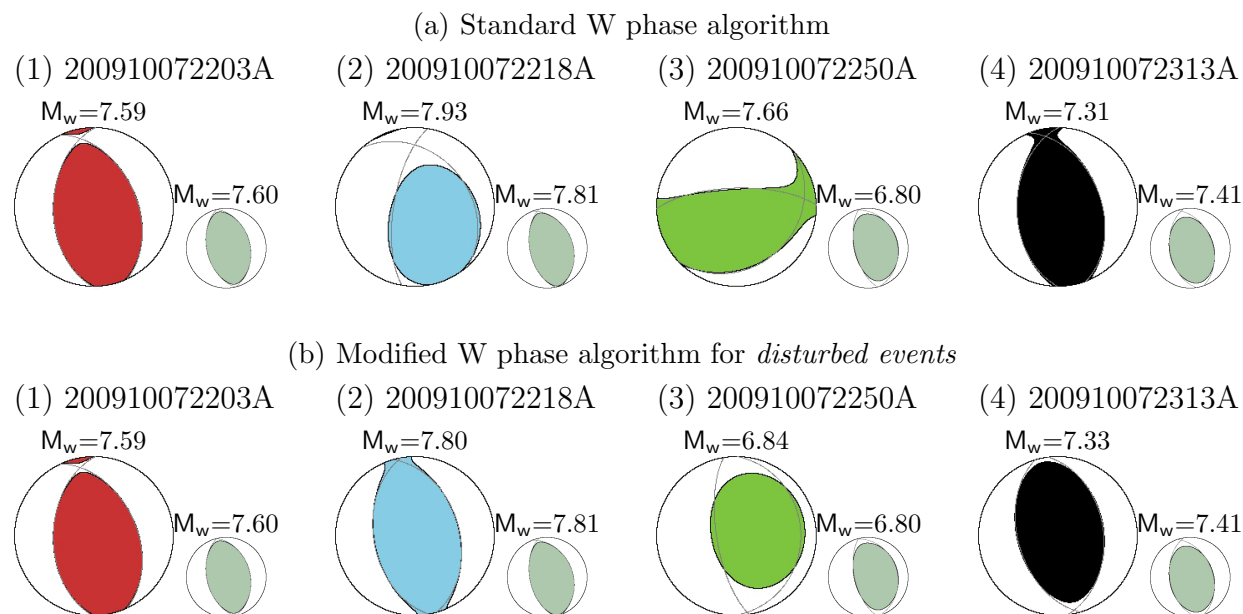


FIG. 3.21 – WCMT solutions obtained for the 2009 Vanuatu earthquake sequence. The results shown in (a) are computed using the standard W phase algorithm in which we assume isolated sources in time and space. The WCMT solutions shown in (b) are obtained using the modified W phase algorithm for *disturbed events* in which the perturbations caused by the disturbing events are removed from the data inverted for later solutions. The WCMT solutions are displayed in red for (1) 200910072203A, in blue for (2) 200910072218A, in dark green for (3) 200910072250A and in black for (4) 200910072313A. The Global CMT solutions are shown using small light green beach balls for comparison.

less than 2 hours. The four earthquakes of this sequence are 200910072203A - $M_w = 7.6$, 200910072218A - $M_w = 7.8$, 200910072250A - $M_w = 6.8$ and 200910072313A - $M_w = 7.4$ (cf. Table C.1 in the online supplementary material). For brevity we will refer to these earthquakes as (1), (2), (3) and (4) respectively. To estimate the source parameters of the *disturbed events* (2), (3) and (4), we use the following procedure : We consider that the WCMT solution of event (1) obtained for $\Delta \leq 50^\circ$ is well constrained and is not perturbed at all by the waveforms associated to the later events. We calculate the full synthetics corresponding to this solution and subtract them from the ground motions at each station. Using the corresponding residuals as the input data, we perform a WCMT inversion for (2). We then subtract the synthetics corresponding to the superposition of (1) and (2) from the data and perform another inversion to obtain the source parameters of (3). We finally use a similar procedure to estimate the centroid moment tensor of (4) by removing the synthetics corresponding to the combination of (1), (2) and (3).

The solutions shown in Fig. 3.21a are obtained using the standard W phase algorithm without removing the perturbations as described above. They show significant differences from the focal mechanisms and magnitudes of GCMT, particularly for events (2) and (3). The centroid solutions resulting from the modified W phase algorithm for *disturbed events* are displayed in Fig. 3.22. After WCMT inversion, the four mechanisms are well aligned along the North New Hebrides Trench and the data are very well fit as shown in Fig. 3.23. In Fig. 3.21b, the WCMT solutions are compared to GCMT. The W phase

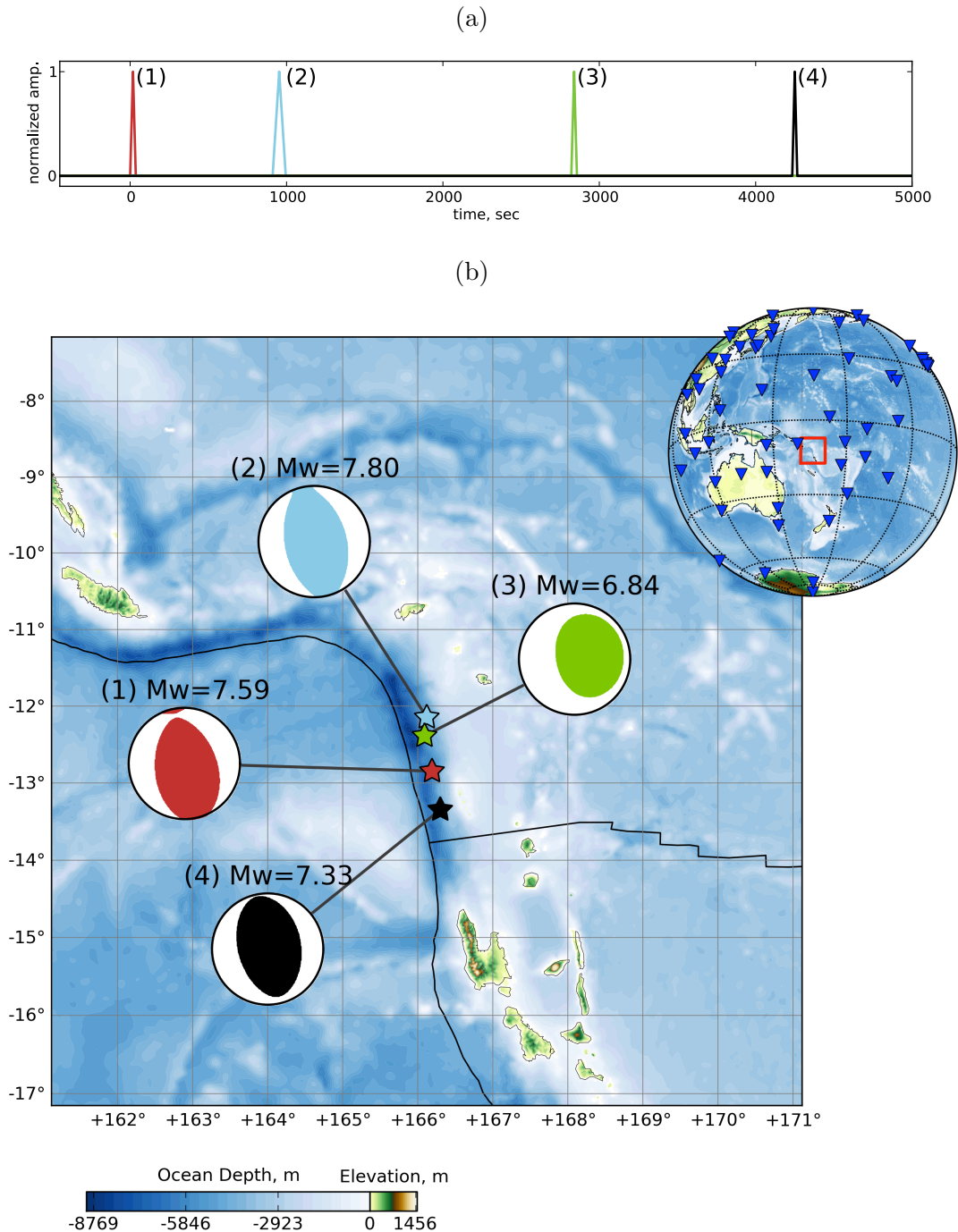


FIG. 3.22 – WCMT solutions obtained for the October 2009 Vanuatu earthquake sequence using the modified W phase algorithm for *disturbed events*. The events that make up this sequence are (1) 200910072203A which is shown in red, (2) 200910072218A in blue, (3) 200910072250A in green and (4) 200910072313A in black. (a) shows the normalized moment rate functions and (b) shows the focal mechanisms with the corresponding centroid locations. The station distribution is indicated on the globe at the right hand corner of (b). To determine the mechanisms of the *disturbed events* (2), (3) and (4), the WCMT algorithm is modified by correcting for the disturbance of preceding event(s).

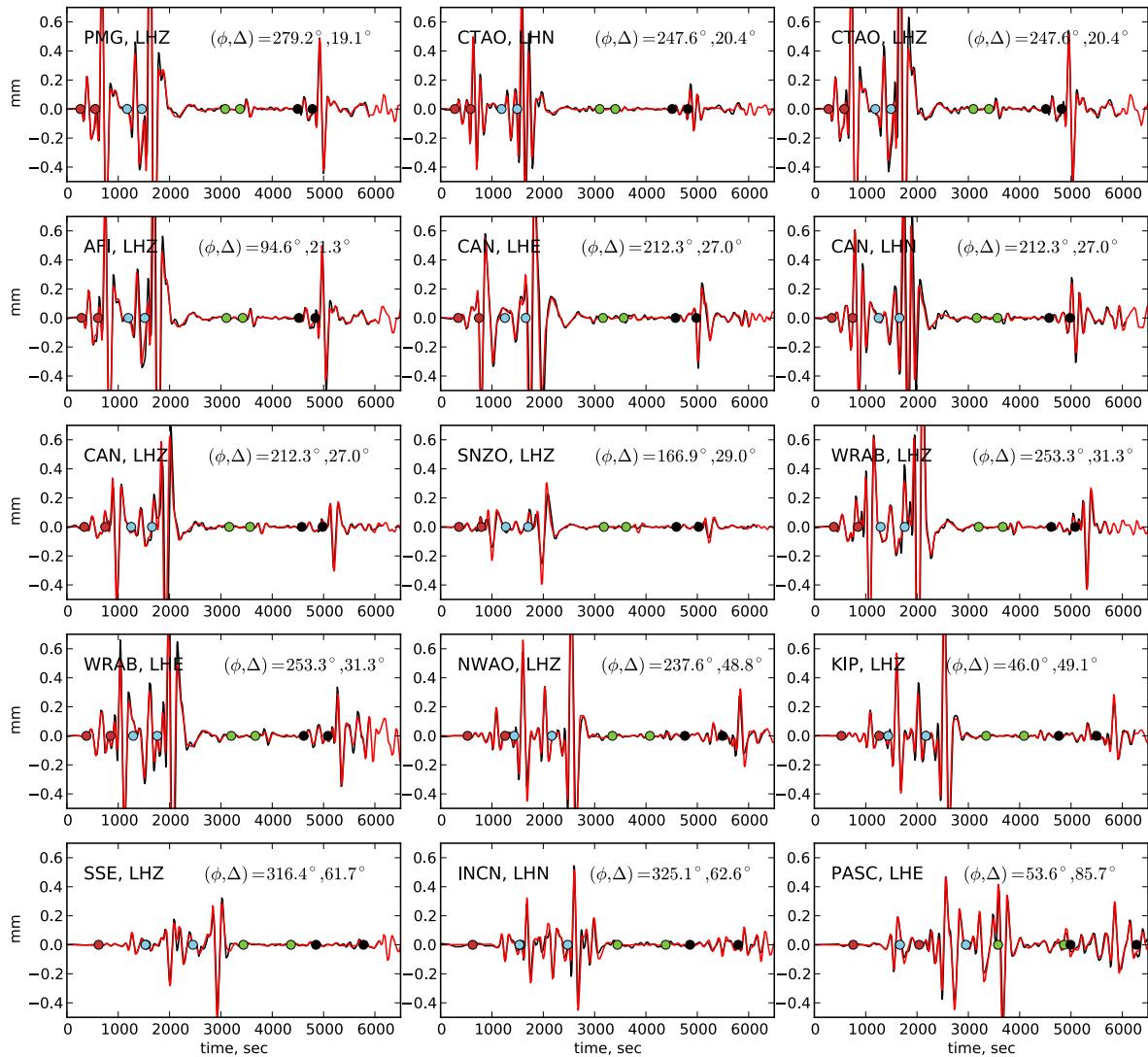


FIG. 3.23 – Comparisons between synthetics and data for the October 2009 Vanuatu earthquake sequence. Examples of observed waveforms (black lines) and the corresponding synthetics (red lines) computed from the WCMT solutions of events (1), (2), (3) and (4) (cf. Fig. 3.22) are presented after bandpass filtering in the 2-8.3mHz passband. The station azimuth (ϕ) and epicentral distance (Δ) are indicated relative to the centroid of (4). The W phase time windows are bounded by red dots for event (1), blue dots for (2), green dots for (3) and black dots for (4). W phase and later arrivals associated with the four earthquakes are very well predicted by the WCMT solutions.

moment magnitudes match GCMT very well. The focal mechanisms are also in good agreement, although the solution obtained for (3), the smallest earthquake of the 2009 Vanuatu sequence, is probably affected by the misfit resulting from inversions of events (1) and (2).

The simple scheme detailed here can be easily used to retrieve in real-time the moment tensor as well as the centroid position and timing of *disturbed events*. However, this procedure does not work well if the size of the *disturbed event* is small compared to the preceding earthquake. In such cases, the *W* phase amplitude of the *disturbed event* can be small with respect to the misfit associated with the preceding solution. Difficulty also arises when the origin time difference between the two events is extremely small (e.g. less than 12 min). In such cases, a simultaneous inversion of the two point source parameters could be a better option.

3.2.5 Conclusion

The *W* phase source inversion provides a robust estimation of CMT parameters for moderate to large earthquakes (i.e. $M_w \geq 6.5$). An efficient data screening is used to automatically reject bad traces from the data set. The *W* phase CMT (WCMT) algorithm provides 3 levels of output : (1) a simple and robust preliminary *W* phase estimation of M_w , (2) a first moment tensor calculation assuming a PDE location as the centroid position and (3) a full CMT inversion which includes the centroid position determination (latitude, longitude and depth).

By applying the inversion for all $M_w \geq 6.5$ events between 1990 and 2010, this work highlights the robustness of the WCMT inversion. It is important to point out that all of these results were obtained without any human interaction such that only fully automated solutions are presented. The WCMT algorithm can thus operate on line in a completely automated manner. The first WCMT solution, obtained 22 min after the earthquake origin time, is generally sufficiently well-constrained for tsunami warning purposes. The second inversion, performed 13 min later, provides very robust estimates which can be used for a variety of purposes including tsunami modeling, finite fault inversions, or damage assessments. Completeness of the WCMT catalog for recent years implies that wherever a $M_w > 6.5$ event occurs today, the present status of the global network is such that the *W* phase inversion can provide a reliable estimation of M_w and the focal mechanism within 35 min of the earthquake origin time.

We also show that, while not complete to $M_w = 6.0$, the *W* phase inversion obtains reliable source parameters for the majority of events of this magnitude or larger. In recent years, we could automatically determine the source parameters of almost all undisturbed events.

In this study, we have defined *disturbed events* as any earthquake contaminated by the large amplitude disturbance caused by a preceding event. The standard *W* phase algorithm is not suited for such events because the assumption of an isolated source in

time and space is no longer valid. In this work, we discuss a possible solution to handle them in real-time. However, it is still difficult to establish a general scheme to estimate the source parameters of *disturbed events* quickly and we must further explore methods to cope with such a difficult situations further.

The recent 2011 Tohoku-oki earthquake ($M_w = 9.0$) is not included in the present catalog because it occurred after the 1990-2010 time-period considered in this study. A detailed report of real-time results and further analysis of this event are presented in Duputel et al. (2011b).

3.3 Inversion WCMT en temps réel à l'échelle Globale

3.3.1 Implémentation à l'IPGS

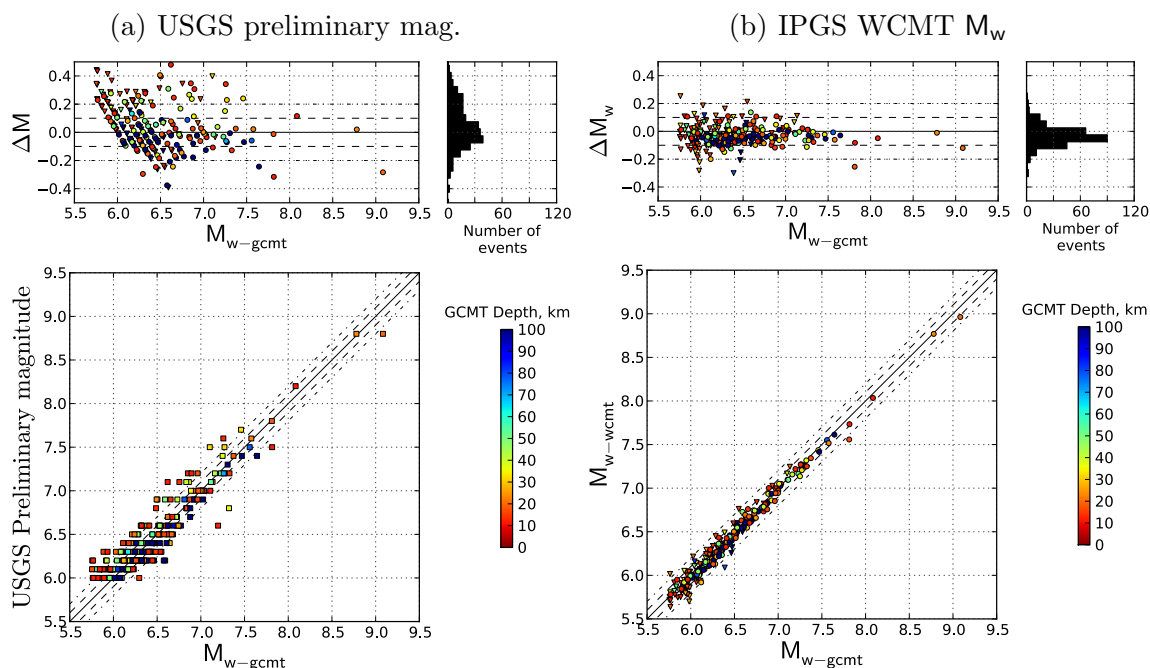


FIG. 3.24 – Comparaison des magnitudes estimées en temps réel par rapport aux estimations de GCMT. On présente en (a) la magnitude préliminaire de l'USGS et en (b) la magnitude de moment M_{w-wcmt} estimée à l'IPGS grâce à la méthode WCMT. (*en haut*) Distribution de la différence de magnitude ($\Delta M_w = M - M_{w-gcmt}$). (*en bas*) Comparaison directe avec le catalogue GCMT. Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec une couverture insuffisante ($N < 30$ ou $\gamma > 270^\circ$) pour permettre une détermination de la localisation du *centroid*. Les points sont colorés en fonction de la profondeur *centroid* du catalogue GCMT. Les traits en pointillés indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude.

Une implémentation en temps réel de l'algorithme WCMT est opérationnelle à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg (IPGS) depuis août 2009. A cette période, l'USGS utilisait en temps réel une version très préliminaire du code basé sur les composantes verticales du déplacement uniquement (Hayes et al., 2009a). L'objectif de l'implémentation à

Magnitude range	Passband filter, mHz (s)
$M \geq 8.0$	1.0 - 5.0 (200 - 1000)
$8.0 > M \geq 7.5$	1.7 - 6.7 (150 - 600)
$7.5 > M \geq 7.0$	2.0 - 8.3 (120 - 500)
$7.0 > M \geq 6.5$	4.0 - 10.0 (100 - 250)
$M < 6.5$	6.7 - 20.0 (50 - 150)

TAB. 3.4 – Bandes fréquentielles utilisées pour filtrer les données dans l'implémentation en temps réel effectuée à l'IPGS.

l'IPGS est de tester en permanence et en temps réel la dernière version du code en vue de son implémentation ultérieure dans les centres d'alerte. Lorsqu'une version stable et bien testée de l'algorithme est disponible, elle est ensuite communiquée à l'USGS¹ et installée au PTWC.

Les données des canaux LH sont récupérées en utilisant le protocole de transmission *SeedLink* via l'interface *slarchive*. Le temps de latence des données est important, allant jusqu'à 15 min pour certaines stations. Pour réduire ce délai, il est possible d'utiliser directement les données BH et de décimer les formes d'ondes à 1 cps (coups par seconde). Comme l'IPGS ne constitue qu'un site test, on préfère récupérer simplement les données LH.

Le fil RSS de l'USGS pour la sismicité mondiale (<http://earthquake.usgs.gov/eqcenter/catalogs/7day-M5.xml>) est scruté en permanence et l'algorithme WCMT est déclenché si un évènement d'une magnitude préliminaire $M \geq 6$ est présent dans le flux 45 min après son temps origine. Ce délai inclut le temps de latence de 15 min des données LH récupérées en temps réel. La bande passante utilisée pour filtrer les données et la demi-durée a priori de la fonction source $S(t)$ sont déterminées à partir de la magnitude préliminaire de l'USGS disponible lors du déclenchement de l'algorithme. On utilise la relation (3.6) pour estimer la demi-durée a priori et la Table 3.4 pour choisir la bande passante (cf. partie 3.2). Les données sont filtrées entre 6.7 mHz et 20 mHz pour les plus petits séismes ($M < 6.5$). La détermination de la position *centroid* par *grid-search* spatial est effectuée en fixant la profondeur du *centroid* à la profondeur du PDE (i.e. localisation préliminaire de l'épicentre lue dans le flux RSS de l'USGS). Lorsque le nombre de canaux N est inférieur à 30 ou lorsque le gap azimutal γ est supérieur 270° après sélection des données, on attend 4 min supplémentaires pour se donner une chance d'augmenter le nombre de traces disponibles. Passé ce délai, si on a $N < 30$ ou $\gamma > 270^\circ$, on attend à nouveau par tranches de 4 min jusqu'à 16 min de délai supplémentaire. Si on a encore $N < 30$ ou $\gamma > 270^\circ$ alors le *grid-search* spatial n'est pas effectué et on fixe le *centroid* à la localisation du PDE.

Pour comparer les solutions WCMT et GCMT, on utilise la différence de magnitude $\Delta M_w = M_{w-wcmt} - M_{w-gcmt}$ et une distance angulaire $\Phi(\mathbf{M}_{wcmt}, \mathbf{M}_{gcmt})$. Comme dans la partie 3.2, $\Phi(\mathbf{M}_{wcmt}, \mathbf{M}_{gcmt})$ indique l'écart entre les mécanismes correspondant aux

¹L'application de l'algorithme WCMT à l'USGS est effectuée par Gavin P. Hayes. Les différentes versions du code transmises à l'USGS sont validées par Carol J. Bryan.

tenseurs moment sismique \mathbf{M}_{wcmt} et \mathbf{M}_{gcmt} . C'est l'angle de la plus petite rotation reliant les trièdres des axes principaux de \mathbf{M}_{wcmt} et \mathbf{M}_{gcmt} . Lorsque l'on considère des doubles couples, alors $\Phi(\mathbf{M}_{\text{wcmt}}, \mathbf{M}_{\text{gcmt}})$ est l'angle de la plus petite rotation qui appliquée à \mathbf{M}_{wcmt} permet d'obtenir le mécanisme de \mathbf{M}_{gcmt} . Cependant, il faut lorsque la composante non double couple est importante alors le paramètre $\Phi(\mathbf{M}_{\text{wcmt}}, \mathbf{M}_{\text{gcmt}})$ perd toute son intérêt à tel point que deux mécanismes quasi-identiques peuvent correspondre à d'importantes valeurs de Φ , voire $\Phi = 90^\circ$.

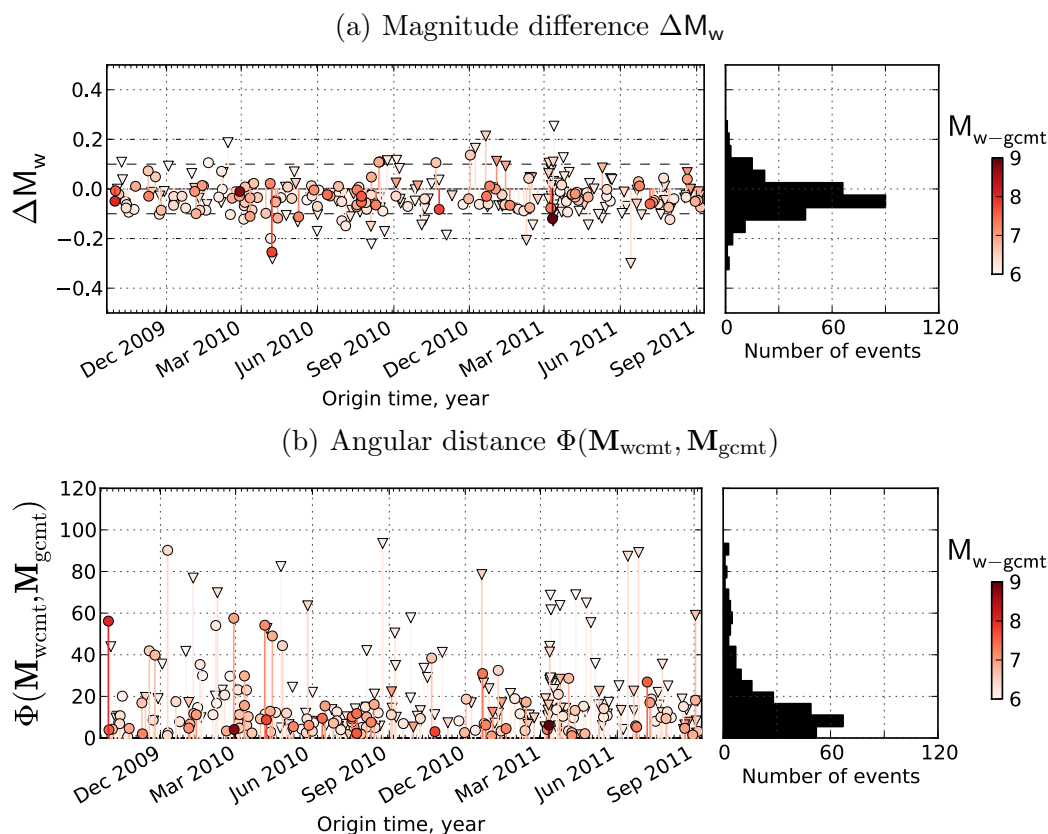


FIG. 3.25 – Différence entre les solutions WCMT obtenues en temps réel à l'IPGS et GCMT. La différence de magnitude ΔM_w est présentée en (a) et l'angle $\Phi(\mathbf{M}_{\text{wcmt}}, \mathbf{M}_{\text{gcmt}})$ est montré en (b). Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec une couverture insuffisante ($N < 30$ ou $\gamma > 270^\circ$) pour permettre une détermination de la localisation du *centroid*. Les points sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT ($M_{w-\text{gcmt}}$). Les traits en pointillés en (a) indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude.

La Fig. 3.24 présente la comparaison des magnitudes obtenues en temps réel par rapport au catalogue GCMT depuis Septembre 2009. La Fig. 3.24a présente la comparaison avec GCMT pour la magnitude préliminaire de l'USGS utilisée lors du déclenchement de l'algorithme WCMT. On observe des différences significatives avec GCMT pour un grand nombre d'évènements. En effet, sur la totalité des séismes considérés, seulement 70% des magnitudes préliminaires sont à ± 0.2 unité de magnitude de GCMT. La Fig. 3.24b présente la comparaison des magnitudes M_w entre WCMT et GCMT. On note que l'estimation de M_w est ici significativement améliorée par rapport à la magnitude préliminaire de l'USGS, même pour les évènements de faible magnitude ($M_w < 6.5$). Sur la totalité

des évènements considérés, 97% des magnitudes estimées sont à ± 0.2 unité de magnitude du catalogue GCMT.

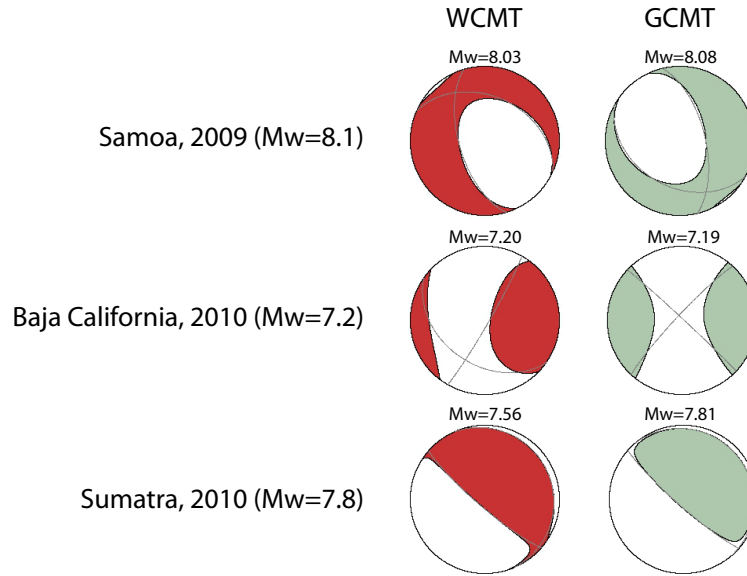


FIG. 3.26 – Comparaison entre les solutions GCMT et WCMT obtenues en temps réel à l'IPGS pour le séisme de Samoa 2009 ($M_w = 8.1$), le séisme du golfe de Californie 2010 ($M_w = 7.2$) et le séisme de Sumatra 2010 ($M_w = 7.8$).

La Fig. 3.25 présente ΔM_w et $\Phi(\mathbf{M}_{\text{wcmt}}, \mathbf{M}_{\text{gcmt}})$ entre Octobre 2009 et Septembre 2011. Lorsque la couverture par le réseau est satisfaisante ($N \geq 30$ ou $\gamma \leq 270^\circ$), on remarque généralement un bon accord entre GCMT et WCMT. Les plus grandes différences apparaissent lorsque le nombre de stations est trop faible pour déterminer la position du *centroid* (triangles). Sur toute la période considérée, seulement 3 évènements de magnitude $M_w \geq 7.0$ présentent un écart $|\Delta M_w| > 0.2$ ou une distance angulaire $\Phi(\mathbf{M}_{\text{wcmt}}, \mathbf{M}_{\text{gcmt}}) > 50^\circ$. Les solutions WCMT et GCMT obtenues pour ces trois séismes sont présentées sur la Fig. 3.26 :

1. Le séisme de Samoa en 2009 ($M_w = 8.1$). Cet évènement présente une magnitude comparable à celle de GCMT ($M_{w\text{-wcmt}} = 8.03$ contre $M_{w\text{-gcmt}} = 8.08$) mais un mécanisme significativement différent $\Phi = 56^\circ$. Cette différence entre les solutions WCMT et GCMT, déjà relevée dans la partie 3.2.4.3, est liée à la complexité de la rupture caractérisée par le déclenchement de plusieurs sous évènements avec des mécanismes très différents (Lay et al., 2010b; Beavan et al., 2010).
2. Le séisme en décrochement dans le golfe de Californie ($M_w = 7.2$) en avril 2010. La magnitude obtenue $M_{w\text{-wcmt}} = 7.22$ est très similaire à l'estimation de GCMT $M_{w\text{-gcmt}} = 7.20$. La distance angulaire $\Phi = 54^\circ$ indique que les axes principaux des mécanismes obtenus sont assez différents. On ne peut cependant pas accorder beaucoup d'importance à Φ étant donnée la forte composante non double couple des mécanismes GCMT et WCMT. Cette forte composante non double couple reflète vraisemblablement la complexité de la rupture associée à la mise en jeu de plusieurs failles simultanément (Hauksson et al., 2010).

3. Le séisme de Sumatra en octobre 2010 ($M_w = 7.8$) pour lequel on observe un écart important en magnitude avec $M_{w-wcmt} = 7.56$ et $M_{w-gcmt} = 7.81$. Les mécanismes obtenus sont relativement similaires ($\Phi = 9^\circ$). On observe cependant des valeurs de pendage assez différentes ($\delta_{wcmt} = 16^\circ$ et $\delta_{gcmt} = 7^\circ$). Ces différences sont clairement liées à l'écart entre la profondeur *centroid* de GCMT $d_{gcmt} = 18$ km et la profondeur du PDE $d_{PDE} = 40$ km assumée en temps réel pour le *centroid* de WCMT. On verra dans la partie 3.3.2 que ce problème apparaît aussi au PTWC pour lequel la profondeur *centroid* est également fixée en fonction de la localisation préliminaire de l'épicentre. Pour résoudre ce problème, depuis Août 2011, on inclut la détermination de la profondeur *centroid* lors du *grid-search* spatial en temps réel. Ainsi, si on utilise le même jeu de données que la solution calculée en temps réel mais en incluant la détermination de la profondeur, la solution WCMT obtenue correspond à une profondeur optimale $d_{wcmt} = 21$ km avec un pendage $\delta_{wcmt} = 10^\circ$ et une magnitude $M_{w-wcmt} = 7.71$.

3.3.2 Implémentation au PTWC

L'algorithme WCMT est implémenté au PTWC depuis Décembre 2009. Le PTWC s'intéressant en particulier aux séismes tsunamigéniques, l'objectif de cette implémentation est d'obtenir rapidement une solution WCMT pour tous les événements avec $M_w > 7.0$. Comme dans la partie précédente, les résultats obtenus en temps réel sont calculés avec différentes versions du code puisque la méthode WCMT a évolué au fur et à mesure du temps. Le déclenchement de l'algorithme est effectué grâce à la réception d'un email interne au PTWC indiquant la localisation préliminaire de l'épicentre (PDE) et la magnitude M_{wp} (Tsuboi et al., 1999) calculée au PTWC. Ce message est généralement reçu très rapidement dans les 10 premières minutes après l'initiation de la rupture. Le seuil de magnitude M_{wp} utilisé pour le déclenchement de l'algorithme a été modifié plusieurs fois depuis la première implémentation en temps réel de la méthode. On ne présente dans cette partie que les solutions obtenues pour des magnitudes préliminaires $M_{wp} \geq 6.0$. La bande passante utilisée pour filtrer les données est définie en fonction de la magnitude M_{wp} à partir de la table 3.2 présentée dans la partie 3.2.2. Après réception par email du PDE et de la magnitude M_{wp} , il faut attendre jusqu'à 22 min après le temps origine pour déclencher l'algorithme en utilisant les traces complètes de la phase W pour $\Delta \leq 50^\circ$. Depuis Janvier 2011, une deuxième solution est calculée 30 min après le temps origine du séisme ($\Delta \leq 90^\circ$).

Les données disponibles en temps réel au PTWC proviennent des canaux BH. Le temps de latence de ces données est généralement inférieur à 1 min. Un délai supplémentaire est ensuite nécessaire pour effectuer la décimation des données à 1 cps. Avant de sous-échantillonner les traces il est nécessaire d'appliquer un filtre passe-bas pour éviter l'aliasing. Ce filtrage est effectué en appliquant plusieurs filtres à réponse impulsionnelle finie (FIR) correspondant à différents facteurs de sous-échantillonnage. Le nombre

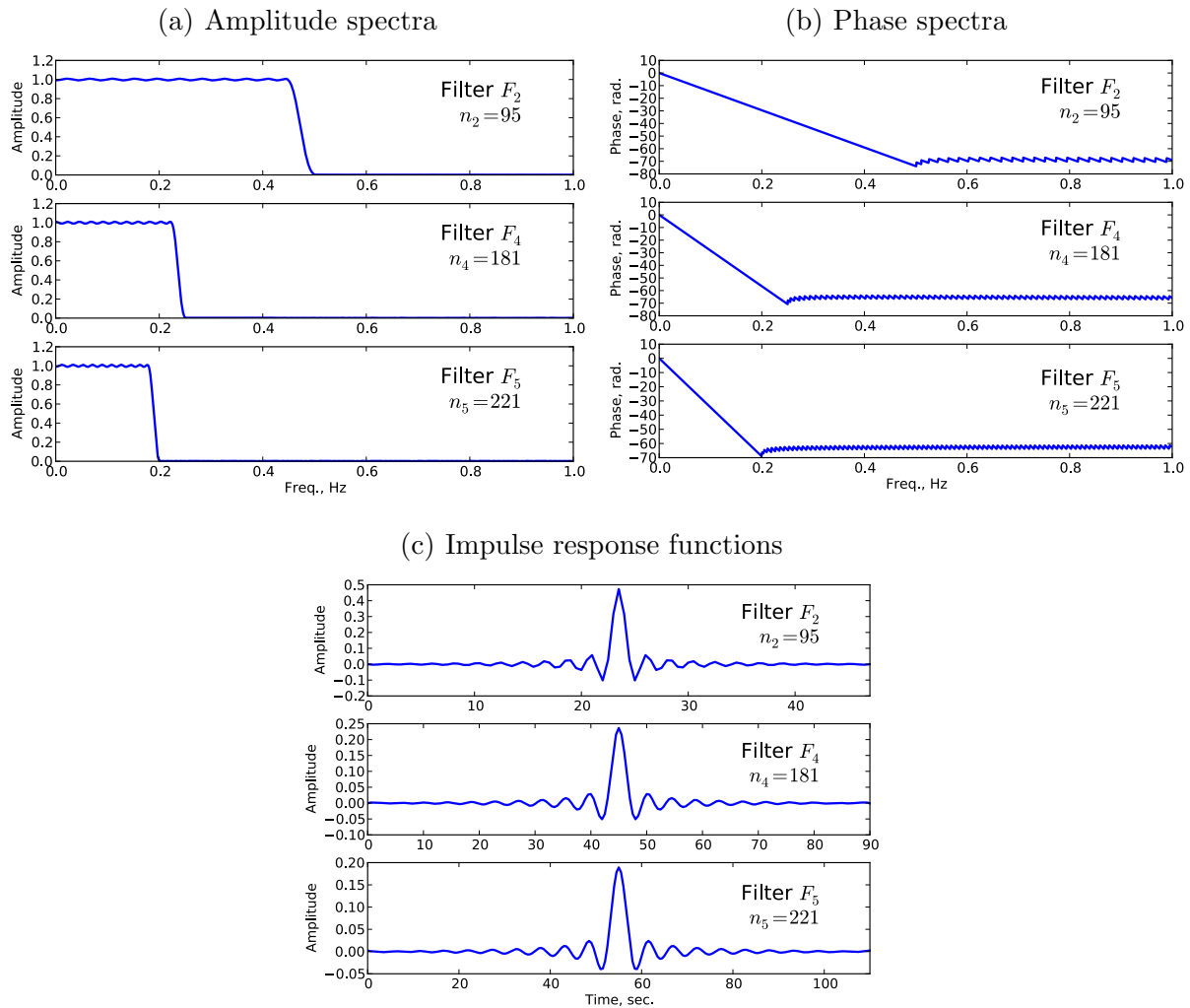


FIG. 3.27 – (a) Spectre d’amplitude, (b) spectre de phase et (c) réponses impulsionnelles des filtres FIR utilisés lors de la décimation des données BH. On présente les filtres F_2 , F_4 et F_5 permettant respectivement de décimer les données d’un facteur 2, 4 et 5. Le nombre d’échantillons n_i de la réponse impulsionnelle est indiqué pour chaque filtre F_i . Pour plus de clarté, ces figures sont présentées en considérant une fréquence de Nyquist à 1 Hz (pas d’échantillonnage de 0.5 s).

d’échantillons n_s de la fonction de transfert de ces filtres varie en fonction du facteur de décimation s considéré. La Fig. 3.27 présente les filtres F_2 , F_4 et F_5 correspondant respectivement à $s = 2$, $s = 4$ et $s = 5$. On utilise ici la même convention que dans l’équation (2.12) pour la transformée de Fourier. On remarque que ces filtres sont linéaires en phase avec une pente de $-\pi \cdot s \cdot dt \cdot (n_s - 1)$. Cette phase linéaire indique que l’application de ces filtres de décimation engendre un délai correspondant à la demi-durée de la réponse impulsionnelle, i.e. pour un pas dt en entrée, le décalage en temps est de $s \cdot dt \cdot (n_s - 1)/2$. Dans la Fig. 3.27c, on voit que ce délai correspond à l’amplitude maximum sur la réponse impulsionnelle. Pour un pas d’échantillonnage donné, les filtres de décimation sont choisis et appliqués dans un ordre précis pour limiter au maximum ce délai. Ainsi par exemple, si le pas d’échantillonnage de la trace considérée est de $dt = 0.025$ s, il convient alors d’appliquer ces filtres dans l’ordre : F_2 , F_4 puis F_5 correspondant à un délai de 28 s. Au contraire, si on applique ces filtres dans l’ordre F_5 , F_4 puis F_2 , le délai est de 38 s environ.

f_s , sps	dt , sec.	Filter order	Delay, sec
100	0.0100	F_4, F_5, F_5	27.3
80	0.0125	F_4, F_4, F_5	27.6
50	0.0200	F_2, F_5, F_5	27.3
40	0.0250	F_2, F_4, F_5	27.7
25	0.0400	F_5, F_5	26.4
20	0.0500	F_4, F_5	26.5
10	0.1000	F_2, F_5	26.7
5	0.2000	F_5	22.0

TAB. 3.5 – Délais engendrés par la décimation des données BH et HH à 1 cps. f_s et dt sont la fréquence et le pas d'échantillonnage avant décimation. On présente l'ordre optimum d'application des filtres F_2 , F_4 et F_5 présentés dans la Fig. 3.27 permettant la décimation des données avec un délai minimum.

On peut aussi par exemple utiliser F_5, F_2, F_2, F_2 correspondant à un délai encore plus important de 44 s. La Table 3.5 présente l'ordre optimum d'application des filtres F_2 , F_4 et F_5 pour les différents pas d'échantillonnage des données BH disponibles au PTWC. Les délais engendrés par la décimation sont tous inférieurs à 30 s.

Seules les composantes verticales du déplacement sont disponibles en temps réel au PTWC. Le calcul des fonctions de Green est donc effectué uniquement pour les composantes verticales du déplacement afin d'optimiser le temps de calcul notamment lors du *grid-search* spatial. Si la couverture du réseau n'est pas suffisante lors du déclenchement de l'algorithme ($N < 18$ ou $\gamma > 270$), on attend jusqu'à 4 minutes supplémentaires pour augmenter la taille du jeu de données. Passé ce délai, si on a encore $N < 18$ ou $\gamma > 270$, on fixe la position *centroid* au niveau du PDE.

La Fig. 3.28 présente la comparaison des magnitudes estimées en temps réel par rapport à GCMT. Les magnitudes M_{wp} préliminaires estimées au PTWC sont présentées sur la Fig. 3.28a tandis que les magnitudes WCMT estimées en temps réel sont présentées dans la Fig. 3.28b. Les estimations de M_{wp} sont effectuées très rapidement après le temps origine mais montrent des écarts significatifs par rapport à GCMT. Seulement 56% des valeurs de M_{wp} sont à ± 0.2 unité de magnitude de GCMT. Ainsi par exemple, la magnitude $M_{wp} = 7.5$ estimée 4 min après le temps origine du séisme de Tohoku-oki sous estime largement l'ampleur de l'évènement. Les magnitudes estimées grâce à la phase W sont bien mieux résolues : 93% des magnitudes estimées sont à ± 0.2 unité de magnitude de GCMT.

Event name	M_{w-gcmt}	d_{gcmt} , km	d_{pde} , km	ΔM_w	Φ , deg.
Sumatra, April 2010	7.81	17.6	46.0	-0.30	11.0
Chile, January 2011	7.13	23.2	33.0	-0.25	21.6
Tohoku-oki, March 2011	8.77	20.0	83.5	-0.32	13.5

TAB. 3.6 – Solutions WCMT obtenues en temps réel pour lesquelles on a $\Delta M_w > 0.2$ ou $\Phi(M_{wcmt}, M_{gcmt}) > 50^\circ$. La profondeur *centroid* de GCMT d_{gcmt} et la profondeur PDE d_{pde} considérées pour le *centroid* WCMT sont indiquées. Les solutions obtenues pour ces séismes lorsque l'on détermine la profondeur du *centroid* d_{wcmt} pendant le *grid-search* sont indiquées dans la Table 3.7.

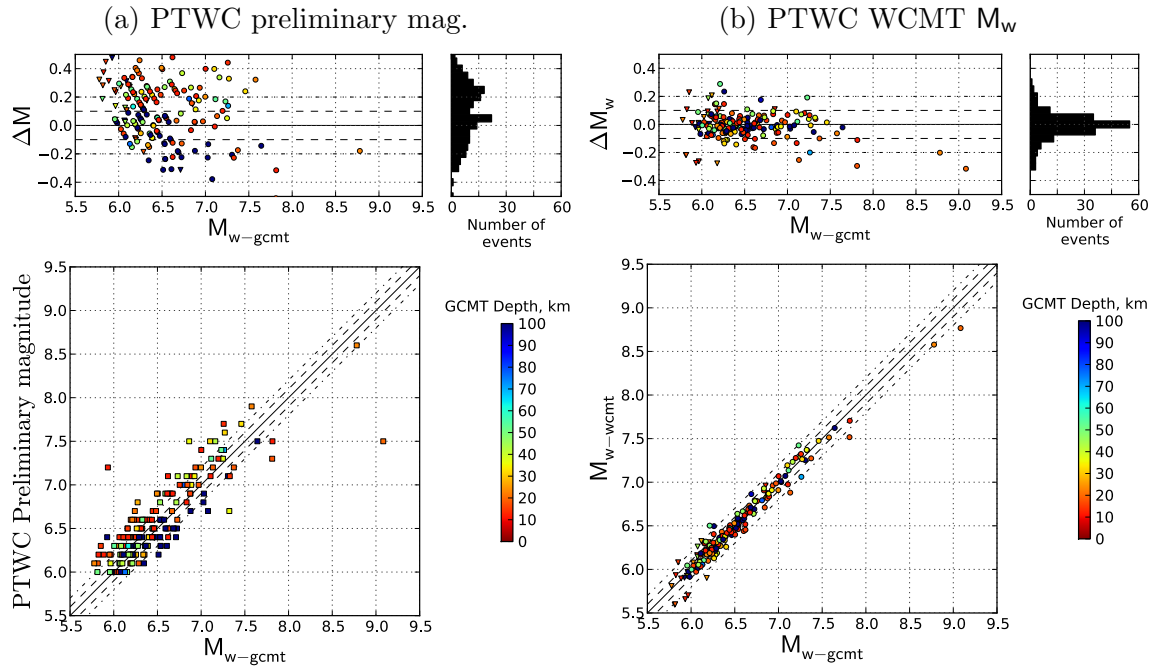


FIG. 3.28 – Comparaison des magnitudes déterminées en temps réel au PTWC par rapport aux estimations de GCMT. On présente en (a) la magnitude préliminaire M_{wp} et en (b) la magnitude de moment M_{w-wcmt} estimée au PTWC grâce à l'algorithme WCMT. (*en haut*) Distribution de la différence de magnitude ($\Delta M_w = M - M_{w-gcmt}$). (*en bas*) Comparaison directe avec le catalogue GCMT. Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec une couverture insuffisante ($N < 18$ ou $\gamma > 270^\circ$) pour permettre une détermination de la localisation du *centroid*. Les points sont colorés en fonction de la profondeur *centroid* du catalogue GCMT. Les traits en pointillés indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude.

La Fig. 3.29 présente ΔM_w et $\Phi(M_{wcmt}, M_{gcmt})$ depuis l'implémentation de l'algorithme en temps réel. Comme pour la Fig. 3.25, les résultats sont présentés ici entre Septembre 2009 et Septembre 2011. Les résultats n'apparaissent qu'à partir de Janvier 2010 puisque l'implémentation a été effectuée courant Décembre 2009. Le seuil de magnitude considéré pour le déclenchement de l'algorithme était d'abord fixé à $M = 6.8$. Il a ensuite été diminué à $M = 6.0$ fin janvier 2010 et modifié plusieurs fois courant 2010-2011 en conservant toujours un seuil $M < 6.5$ pour s'assurer d'avoir un catalogue complet des évènements $M_w \geq 7.0$. La bande bleue indique la période de Septembre à Décembre 2010 pendant laquelle plusieurs problèmes techniques se sont manifestés (problème matériel, défaillance de la messagerie électronique interne du PTWC, etc.). En conséquence, aucune solution n'est déterminée pour le séisme de Nouvelle-Zélande du 3 septembre 2010 ($M_w = 7.0$) et il manque plusieurs évènements de faible magnitude ($M_w < 7$) entre Octobre et Décembre 2010. Mis à part le séisme de Nouvelle-Zélande en septembre 2010, 5 évènements de $M_w \geq 7.0$ ont été rejetés entre Janvier 2010 et Septembre 2011. Il s'agit d'évènements contaminés par les formes d'ondes associées à un séisme les précédant :

- une réplique du séisme de Maule le 27/02/2010 ($M_w = 7.4$) déclenchée à 8h01GMT soit 87 min après le choc principal,
- le dernier des trois évènements ayant frappé l'île de Mindanao aux Philippines le

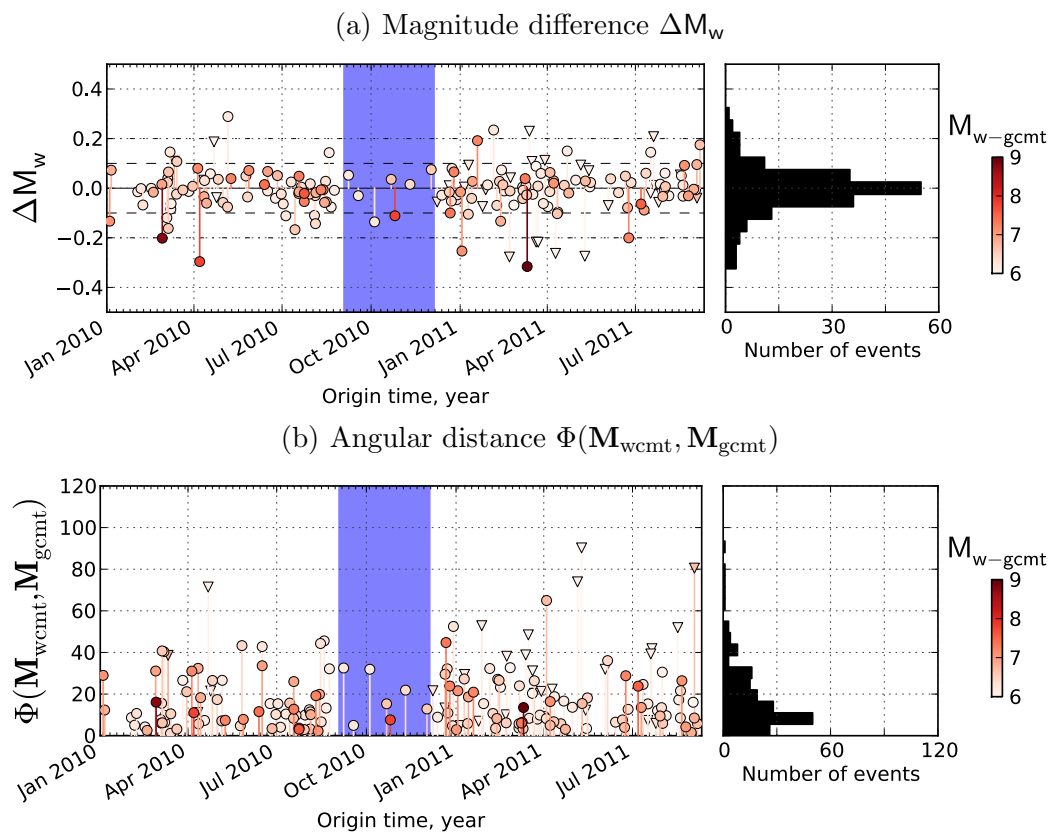


FIG. 3.29 – Différence entre les solutions GCMT et les solutions WCMT obtenues au PTWC en temps réel. La différence de magnitude ΔM_w est présentée en (a) et l'angle $\Phi(\mathbf{M}_{wcmt}, \mathbf{M}_{gcmt})$ est montré en (b). Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec une couverture insuffisante ($N < 18$ ou $\gamma > 270^\circ$) pour permettre une détermination de la localisation du *centroid*. Les points sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT (M_{w-gcmt}). Les traits en pointillés en (a) indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude. La bande bleue délimite la période pendant laquelle plusieurs problèmes techniques ont été rencontrés (voir texte).

- 23/07/2010 à 23h15GMT ($M_w = 7.4$) déclenché 24 min après un séisme de $M_w = 6.6$,
- deux répliques importantes lors du séisme de Tohoku-oki le 11/03/2011 à 6h15GMT ($M_w = 7.9$) et à 6h25GMT ($M_w = 7.6$) c'est à dire 29 min et 39 min après le choc principal,
- le troisième séisme ayant frappé le Vanuatu le 20/08/2011 à 18h19GMT ($M_w = 7.0$), 84 min après un évènement de $M_w = 7.1$ et 66 min après un séisme de $M_w = 6.5$.

Sur la Fig. 3.29, on remarque généralement un bon accord entre les solutions GCMT et WCMT. Sur toute la période considérée, 3 évènements de magnitude $M_w \geq 7.0$ correspondent à un écart $|\Delta M_w| > 0.2$ ou à une distance angulaire $\Phi(\mathbf{M}_{wcmt}, \mathbf{M}_{gcmt}) > 50^\circ$. Ces évènements sont présentés dans la Table 3.6. Les différences observées concernent uniquement des écarts dans les estimations de magnitude car aucun évènement de magnitude $M_w \geq 7.0$ ne présente $\Phi(\mathbf{M}_{wcmt}, \mathbf{M}_{gcmt}) > 50^\circ$. Dans les trois cas, les différences sont clairement dues à l'écart important entre la profondeur GCMT et la profondeur PDE considérée pour le *centroid* de ces solutions. La profondeur PDE utilisée lors du déclenchement de l'algorithme est généralement très imprécise puisqu'elle est estimée dans les premières minutes après le temps origine en utilisant un nombre limité de stations. La Table 3.7

Event name	M_{w-gcmt}	d_{gcmt} , km	d_{wcmt} , km	ΔM_w	Φ , deg.
Sumatra, April 2010	7.81	17.6	25.5	-0.10	7.6
Chile, January 2011	7.13	23.2	25.5	-0.13	8.8
Tohoku-oki, March 2011	8.77	20.0	19.5	+0.02	3.1

TAB. 3.7 – Différences entre WCMT et GCMT pour les séismes présentés dans la Table 3.6 lorsque l'on détermine la profondeur du *centroid* d_{wcmt} pendant le *grid-search* spatial. Les solutions sont obtenues en utilisant les mêmes jeux de données utilisés pour le calcul des solutions de la Table 3.6

présente les différences obtenues lorsque l'on détermine la profondeur optimale du *centroid* en plus de la latitude et de la longitude pendant le *grid-search* spatial. On remarque alors que les écarts par rapport aux solutions de GCMT sont significativement réduits.

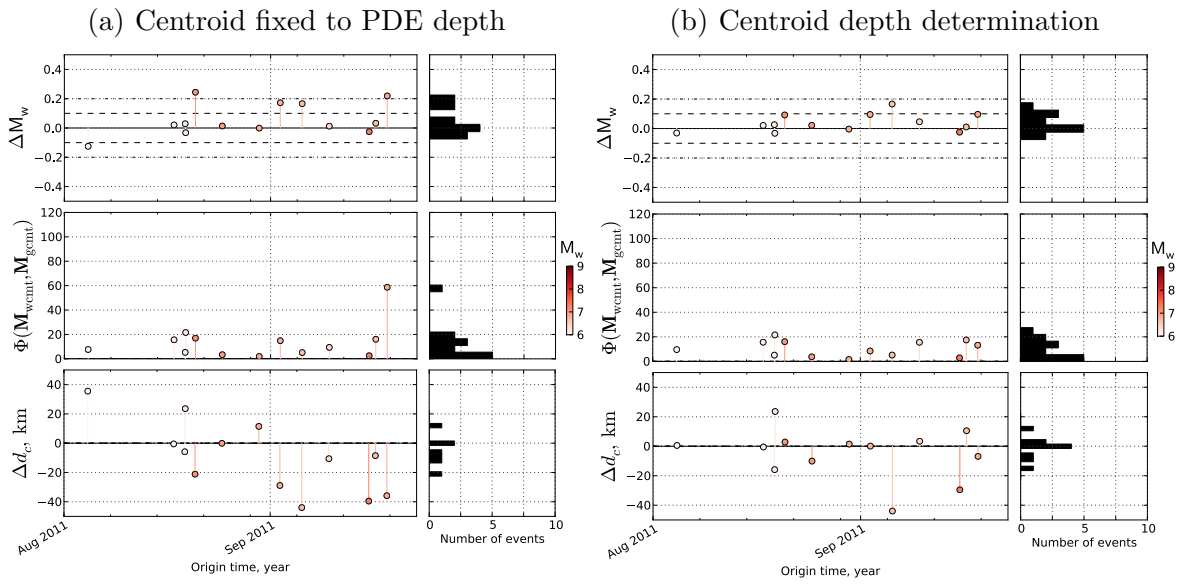








FIG. 3.30 – Différence entre les solutions GCMT et les solutions WCMT obtenues au PTWC en temps réel. (a) Solutions obtenues lorsque le *centroid* est fixé à la profondeur du *centroid*. (b) Solutions obtenues lorsque la détermination de la profondeur du *centroid* est effectuée pendant le *grid-search* spatial. On présente (*en haut*) la différence de magnitude ΔM_w , (*au milieu*) l'angle $\Phi(M_{wcmt}, M_{gcmt})$ et (*en bas*) la différence de la profondeur *centroid* par rapport à GCMT. Les points sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT (M_{w-gcmt}). Les traits en pointillés en (a) indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude.

La détermination de la profondeur *centroid* est implémentée au PTWC depuis Août 2011. La Fig. 3.30 présente la différence entre les solutions WCMT obtenues en temps réel et les solutions du catalogue GCMT. Il s'agit de comparer l'écart à GCMT dans le cas où le *centroid* est fixé à la profondeur du PDE et dans le cas où la profondeur du *centroid* est déterminée par *grid-search*. On ne présente donc ici que les séismes pour lesquels la couverture est suffisante pour effectuer un *grid-search* spatial ($N \geq 18$ ou $\gamma \leq 270^\circ$). L'écart entre les profondeurs *centroid* GCMT et WCMT est fortement réduit dans la plupart des cas. Le seul évènement de $M_w \geq 7.0$ montrant un écart important est le séisme des îles Fidji le 15/09/2011 ($M_w = 7.3$) pour lequel la profondeur GCMT $d_{gcmt} = 630.0$ km et la profondeur WCMT $d_{wcmt} = 600.5$ km. La profondeur *centroid*

Delay	Origin	M_w	Strike/Dip/Rake, deg	Depth, km	#chan.	Mech.
25min	PTWC at PDE	8.7	353.2/17.9/91.2	55.0	16	
45min	PTWC after grid-search	8.6	355.9/29.2/91.8	55.0	16	
48min	USGS Published 1	8.7	3.0/19.1/93.7	59.4	28	
1h05min	IPGS automatic trigger	8.8	15.2/15.9/108.5	35.5	56	
2h03min	USGS Published 2	8.8	1.4/14.3/90.9	35.5	28	
–	WCMT a posteriori	8.8	17.2/14.0/108.4	30.5	115	








TAB. 3.8 – Solutions WCMT obtenues en temps réel pour le séisme de Maule 2010 ($M_w = 8.8$). (*En noir*) Les solutions obtenues en temps réel sont déterminées à profondeur constante précisée dans le tableau. (*En rouge*) La solution WCMT obtenue a posteriori dans la partie 3.2.4.3 est indiquée pour comparaison.

WCMT est néanmoins plus proche de GCMT que la profondeur du PDE $d_{pde} = 591.5$ km et ce faible écart relatif en profondeur (5% environ) ne semble pas affecter la solution (la différence de magnitude et l'angle entre les deux mécanismes sont très faibles). D'une façon générale, les solutions WCMT semblent bénéficier de la détermination de la profondeur *centroid* puisqu'elles sont en meilleur accord avec GCMT lorsque la profondeur du *centroid* est déterminée pendant le *grid-search* spatial.

3.3.3 Séisme de Maule 2010 ($M_w = 8.8$)

Cet évènement est le premier grand séisme avec une magnitude $M_w \geq 8.5$ depuis le début de l'implémentation de la méthode WCMT en temps réel. L'estimation préliminaire de la magnitude utilisée pour déclencher l'algorithme au PTWC est de $M_{wp} = 8.5$. Pendant ce séisme, les implémentations au PTWC et à l'USGS utilisent uniquement le déplacement vertical du sol tandis que l'IPGS utilise les données trois composantes disponibles en temps réel. Les codes utilisés alors à l'USGS, au PTWC et à l'IPGS correspondent à une version très préliminaire de l'algorithme. Il est installé au PTWC sur un ordinateur encombré par de nombreux processus et peu performant (Processeur AMD[®] Opteron[®] 180, 3Go de mémoire vive). La détermination de la position *centroid* est donc très lente au PTWC (~ 20 min pour 16 stations). Depuis Janvier 2011, une version optimisée et parallélisée de l'algorithme est installée en temps réel sur un ordinateur muni de deux processeurs Intel[®] Xeon[®] X5570 (4 cores, 2.93GHz) et 47Go de mémoire vive. Elle permet de calculer une solution CMT complète (composantes du tenseur moment sismique, *time-shift*, latitude, longitude et profondeur du *centroid*) en 10 s environ lorsque 40 stations sont utilisées. Cette version de l'algorithme est également implémentée depuis quelques mois à l'USGS.

La Table 3.8 présente les solutions obtenues en temps réel à l'IPGS, au PTWC et à l'USGS. La solution WCMT finale obtenue a posteriori, présentée dans la partie 3.2.4.3, est indiquée pour comparaison. La première solution WCMT obtenue au PTWC 25 min après le temps origine indique $M_w = 8.7$ et un mécanisme comparable aux paramètres

Delay	Origin	M_w	Strike/Dip/Rake, deg	Depth, km	#chan.	Mech.
25min	USGS Published 1	7.6	336.1/18.7/150.7	33.0	13	
27min	PTWC at PDE	7.8	330.4/4.8/110.0	33.0	33	
43min	USGS Published 2	7.6	333.4/16.2/112.5	33.0	32	
48min	PTWC after grid-search	7.7	337.5/9.2/122.7	33.0	33	
51min	IPGS automatic trigger 1	7.8	312.6/6.3/86.0	14.2	18	
1h15min	IPGS automatic trigger 2	7.7	336.5/9.1/115.3	14.2	37	
–	WCMT a posteriori	7.8	324.4/8.1/95.5	11.5	79	

TAB. 3.9 – Solutions WCMT obtenues en temps réel pour le séisme tsunami de Mentawai 2010 ($M_w = 7.8$). (*En noir*) Les solutions obtenues en temps réel sont déterminées à profondeur constante précisée dans le tableau. (*En rouge*) La solution WCMT obtenue a posteriori dans la partie 3.2 est indiquée pour comparaison.

finaux pour ce séisme. Cette solution est obtenue au niveau du PDE avec une profondeur $d_{pde} = 55$ km qui surestime la profondeur *centroid* finale pour cet événement $h \approx 30$ km. Le nombre de stations est alors réduit à 16 canaux empêchant une estimation fiable de la position *centroid*. Après *grid-search* spatial, on note en effet une estimation assez faible de la magnitude $M_w = 8.6$ et un pendage important. La solution WCMT obtenue à l'USGS 48 min après le temps origine du séisme indique une magnitude et un mécanisme au foyer relativement similaires à la solution obtenue au PTWC. Les solutions obtenues plus tard à l'IPGS et à l'USGS indiquent une magnitude plus élevée autour de $M_w = 8.8$ avec des valeurs de pendage similaires à la solution WCMT finale pour ce séisme.

3.3.4 Séisme tsunami de Mentawai 2010 ($M_w = 7.8$)

Cet événement constitue le seul séisme tsunami depuis l'implémentation de la méthode WCMT en temps réel. Le caractère anormal de ce séisme apparaît clairement sur le spectre à la source calculé par Lay et al. (2011c) indiquant une durée anormalement importante de la rupture (Lay et al., 2011c; Newman et al., 2011). Bien qu'une alerte tsunami ait pu être déclenchée pour cet événement, les côtes au sud-ouest de l'île de Pagai ont été fortement affectées par le tsunami.

La magnitude préliminaire $M_{wp} = 7.5$ évaluée lors du déclenchement de l'algorithme au PTWC, à l'USGS et à l'IPGS présente un écart important avec l'estimation finale $M_w = 7.8$ obtenue pour cet événement. Cette sous-estimation de la magnitude est souvent observée pendant les séismes tsunamis lorsque la magnitude est évaluée à relativement courte période. La Table 3.9 présente les solutions WCMT obtenues en temps réel. Comme précédemment, on présente la solution WCMT obtenue a posteriori dans la partie 3.2. Les solutions WCMT obtenues à l'USGS 25 min et 43 min après le temps origine présentent encore une magnitude $M_w = 7.6$ assez faible avec des valeurs importantes du pendage. La première solution obtenue au PTWC 27 min après le temps origine présente quant à elle

une estimation $M_w = 7.8$ et un mécanisme comparable à la solution finale obtenue pour cet évènement. Les solutions obtenues à partir de 48 min après le temps origine présentent des estimations entre $M_w = 7.7$ et $M_w = 7.8$ pour des valeurs de pendage entre $\delta = 6^\circ$ et $\Delta = 9^\circ$ tout à fait similaires à la solution WCMT obtenue a posteriori et aux paramètres GCMT $M_w = 7.8$ et $\delta = 7.9^\circ$.

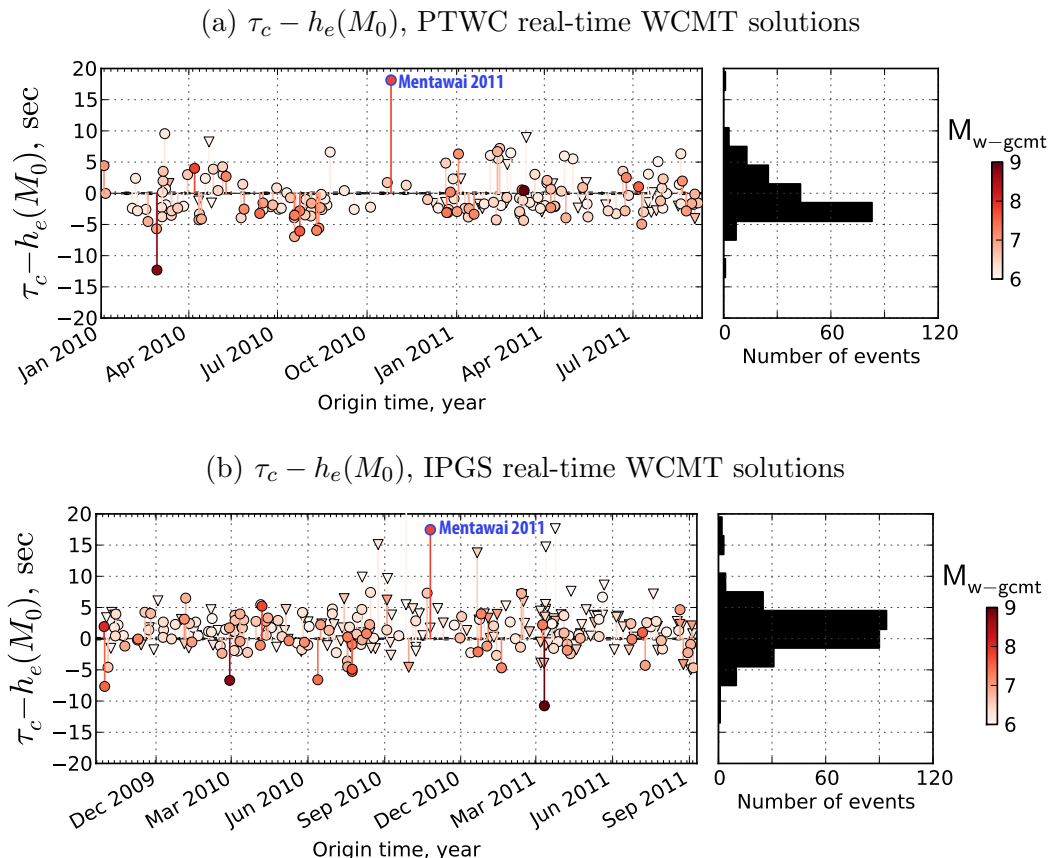


FIG. 3.31 – Différence $\tau_c - h_e$ entre le *time-shift* τ_c et la demi-durée $h_e(M_0)$ estimée grâce à la relation (3.7). Cette différence est présentée pour les solutions obtenues en temps réel (a) au PTWC et (b) à l'IPGS. Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec une couverture insuffisante pour permettre une détermination de la localisation du *centroid* ($N < 18$ ou $\gamma > 270^\circ$ pour le PTWC; $N < 30$ ou $\gamma > 270^\circ$ pour l'IPGS). Les points sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT (M_{w-gcmt}).

L'identification rapide du caractère anormal d'un séisme tsunami est particulièrement intéressante pour l'alerte tsunami. Comme proposé dans la partie 2.5, on teste ici la possibilité d'utiliser le *time-shift* τ_c de la fonction source comme critère discriminant. En utilisant la relation (3.6), on définit la demi-durée h_e attendue pour un évènement avec un moment scalaire M_0 :

$$h_e = 1.2 \times 10^{-8} \times M_0^{1/3} \quad (3.7)$$

Si $\tau_c \gg h_e$, on considère que le *time-shift* est anormalement important pour un séisme avec moment M_0 donné. Les estimations WCMT du *time-shift* obtenues en temps réel pour le séisme de Mentawai s'échelonnent entre $\tau_c = 33$ s et $\tau_c = 40$ s. Les valeurs de τ_c estimées pour ce séisme sont donc entre 1.5 et 1.8 fois supérieures à la demi-durée h_e obtenue en supposant $M_0 = 6.3 \cdot 10^{27}$ dyn-cm ($M_w = 7.8$). La Fig.3.31 présente la différence $\tau_c - h_e$ sur la totalité de la période considérée pour les solutions obtenues en temps réel au

PTWC et à l'IPGS. Pour chaque séisme, la demi-durée h_e est estimée à partir du moment scalaire M_0 de la solution WCMT obtenue en temps réel. On isole clairement le séisme tsunami de Mentawai sur cette figure avec un écart $\tau_c - h_e > 16$ s. Les autres évènements montrant $\tau_c \gg h_e$ correspondent à des évènements de faible magnitude ($M_w \leq 6.5$) pour lesquels τ_c n'est pas bien contraint étant donnée la faible couverture par le réseau ($N < 18$ ou $\gamma > 270^\circ$ pour le PTWC ; $N < 30$ ou $\gamma > 270^\circ$ pour l'IPGS). Bien que ces résultats soient encourageants pour la discrimination rapide des séismes avec une vitesse de rupture anormalement lente, il faut noter que l'approche suivie ici reste empirique et dépend de la précision avec laquelle la magnitude M_w et le temps origine t_0 de l'évènement sont estimés en temps réel.

3.4 Inversion WCMT lors du séisme de Tohoku-oki 2011 - Article










Le contenu de cette partie fait l'objet d'un article publié en 2011 dans la revue *Earth, Planets and Space* et intitulé *Real-time W Phase inversion during the 2011 Off the Pacific Coast of Tohoku Earthquake* (auteurs : Z. Duputel, L. Rivera, H. Kanamori, G.P. Hayes, B. Hirshorn and S. Weinstein)

Abstract

The real time W phase source inversion algorithm was independently running at three organizations (USGS, PTWC and IPGS) at the time of the 2011 Off the Pacific Coast of Tohoku earthquake. Valuable results for tsunami warning purposes were obtained 20 min after the event origin time. Within the next hour, as more data became available, the W phase solutions improved, and converged to a common result ($M_w \approx 9.0$, dip $\approx 14^\circ$). A post-mortem W phase analysis using data selection based on pre-event noise confirmed the $M_w = 9.0$ result and yielded a best double couple given by (strike/dip/rake = $196^\circ/12^\circ/85^\circ$). We also ran the algorithm with increasingly longer periods ($T \approx 1500$ s) to test for the possibility of additional slow slip. The seismic moment remained stable, confirming the prior results.

3.4.1 Introduction

Many moment tensor inversion codes are currently used at organizations providing real-time solutions of earthquakes. However, it is usually difficult to handle very large earthquakes ($M_w \geq 8.0$) with conventional real-time source inversion techniques. Until recently, it was often necessary to wait for at least several hours to obtain a reliable point source solution. One of the difficulties encountered is the clipping of seismograms by signals from great earthquakes. The large spatial and temporal scales of great events

Delay	Origin	M_w	Strike/Dip/Rake, deg	Depth, km	#chan.	Mech.
20min	USGS automatic trigger (intern.)	9.0	222.7/16.8/134.6	24.4	6	
22min	PTWC automatic trigger 1	8.8	165.4/10.3/55.3	83.5	29	
30min	PTWC automatic trigger 2	8.8	194.3/22.8/81.3	83.5	74	
40min	PTWC manual trigger	9.0	190.6/11.1/76.7	24.4	105	
45min	IPGS automatic trigger 1	9.0	199.6/10.8/93.5	24.4	31	
48min	USGS automatic trigger (intern.)	8.9	204.4/14.8/104.3	24.4	74	
1h02min	USGS Published	8.9	162.0/16.9/45.1	24.4	89	
1h30min	IPGS automatic trigger 2	9.0	196.3/14.4/85.1	24.4	146	
–	WCMT a post-mortem	9.0	196.3/11.9/85.5	19.5	96	

TAB. 3.10 – Real-Time W phase solutions obtained for the 2011 Tohoku earthquake. The real-time instances of the W phase algorithm are running with a fixed depth, specified for each solution in the table. The post-mortem W phase solution obtained in section 3.4.3.2 is indicated for comparison.

call for the use of very long period data, but these records are often clipped for such large events even at teleseismic distances at the arrival of the first surface wave trains.

The W phase source inversion algorithm was specifically developed to handle very large earthquakes like the recent 2011 Off the Pacific Coast of Tohoku Earthquake (hereafter, abbreviated to 2011 Tohoku earthquake) and the 2010 Maule, Chile, earthquake. This method exploits the long period content of the broadband seismic record (200 s – 1000 s) preceding the arrival of the surface waves. The interest in this new algorithm has rapidly grown because of its ability to quickly provide reliable source parameters of large earthquakes, which can subsequently be used as input for other applications such as ShakeMap generation (e.g. USGS, 2011a), tsunami propagation modeling, finite source inversions (e.g. USGS, 2011b), etc.

3.4.2 Real-Time results

At the time of the 2011 Tohoku event, the W phase source inversion algorithm was running at three organizations with independent initial location estimates : (1) the National Earthquake Information Center (NEIC) of the United States Geological Survey (USGS), (2) the Pacific Tsunami Warning Center (PTWC) of the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) and (3) the Institut de Physique du Globe de Strasbourg (IPGS). The solutions obtained from each of these real-time operations are listed in Table 3.10. As is generally the case with very large earthquakes, the initial magnitudes computed using traditional methods were lower than the actual earthquake's magnitude. The PTWC's first tsunami bulletin gave $M = 7.9$ (PTWC, 2011), the USGS announced an $M = 7.9$ (Hayes et al., 2011) and the European-Mediterranean Seismological Center's

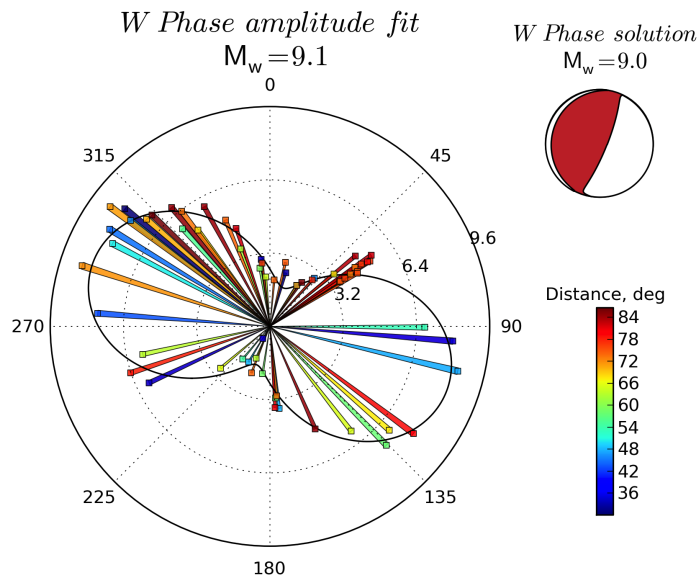


FIG. 3.32 – W phase preliminary amplitude fit for the 2011 Tohoku earthquake. A polar representation is used : the angle and radius correspond respectively to the station azimuth and amplitude value. The continuous line represents the result of the regression determined from W phase amplitudes. The updated W phase centroid moment tensor solution shown in Fig. 2 is displayed for comparison.

rapid determination of source parameters yielded $M = 8.0$ (EMSC, 2011). This contrasts with the first W phase results at USGS and PTWC providing M_w estimations ranging from 8.8 to 9.0 within 30 min after O.T. Although these estimates show some differences, the uncertainty is small enough for warning purposes. The first solution obtained by the USGS was very good even though it was based on only 6 channels of seismic data. The first two PTWC solutions underestimated the earthquake's magnitude due to the large initial depth (83.5 km). At about 40 min after O.T. more data became available and the W phase solutions from the three institutions converged to $M_w \approx 9.0$ with a fault dip of around 14° .

3.4.3 Post-mortem results

In this section we attempt to improve the real-time W-phase solutions by using a subset of higher quality channels of seismic data. We retrieved the LH channels belonging to the FDSN, GSN and STS1 global virtual networks of IRIS within epicentral distances of 90° . Most of these channels used belong to the BK, CI, CN, G, GE, IC, II, IU, MN, and US networks, and four sensors are commonly used : STS-1, STS-2, KS-5400 and CMG-3T. We use time domain deconvolution to retrieve ground displacement and then filter between 1 and 5 mHz.

3.4.3.1 First-order magnitude estimation

Before trying a formal moment tensor inversion, we perform a first-order fit to the W phase amplitudes as a function of distance and azimuth. The idea here is to capture the information carried by the overall vertical W phase amplitudes, and translate these

Centroid location : 37.92°N, 143.11°E, depth 19.5 km		Centroid timing : 2011/3/11 5 :46 :23.00 UTC + 68 s (h.d. : 68 s)			
Moment tensor ($M_w = 9.02$)					
$rr / \theta\theta / \phi\phi / r\theta / r\phi / \theta\phi$ ($\times 1.0e22 N.m$)		Principal axis			
1.695 / -0.147 / -1.548 / 1.403 / 3.637 / -0.534		eigenvalue	4.252	0.031	-4.273
Best double couple ($M_0 = 4.26e22$ Nm)		plunge	57°	1°	33°
196°/12°/85°	21°/78°/91°	azimuth	292°	201°	110°
Solution quality					
chans/stats : 96/69	misfit rms : 0.195 mm	norm. rms : 0.164	azim. gap : 31.6°		

TAB. 3.11 – Optimal post-mortem W phase Centroid Moment Tensor obtained for the 2011 Tohoku earthquake using low-noise data.

into a first-order moment magnitude estimate. After reduction to a common distance (e.g. $\Delta = 40^\circ$), the peak-to-peak W phase amplitudes p_j are matched to a simple two-lobed azimuthal pattern which accounts for the amplitude variation due to the mechanism (Kanamori & Rivera, 2008b; Duputel et al., 2011a) :

$$p_j = q(\Delta_j) [a - b \cos^2(\Phi_j - \Phi_0)] \quad (3.8)$$

Where Δ_j , Φ_j and $q(\Delta_j)$ respectively stand for the distance, azimuth and amplitude decay at station j , and a , b and Φ_0 are the parameters to be estimated. Fig. 3.32 shows the amplitude-azimuth fit once the distance correction has been applied. The continuous line shows the result of the regression while the colored bars indicate the reduced peak-to-peak measurements. The average W phase amplitude at $\Delta = 40^\circ$ is estimated here to be 5 mm and the corresponding preliminary magnitude is $M_w = 9.1$. We also note that the orientation of the lobes is clearly indicative of the fault strike.

3.4.3.2 Centroid moment tensor solution

As discussed in section 2, the initial real-time W phase solutions at all three institutions provided quite similar solutions, with M_w estimates ranging from 8.8 to 9.0, and fault dip values distributed between 10° and 20° , depending on the assumed initial depth. We explore here the possibility of narrowing this uncertainty by improving the overall signal-to-noise ratio through the careful selection of low noise stations, so as to best resolve the moment tensor elements. Since manual data selection is always questionable because it involves some subjective assessment of the waveform quality, a fully automated screening is used here. The screening scheme and criteria are detailed as follows.

The very first screening is a median screening, which consists of rejecting any seismograms with W phase peak-to-peak value p_p too different from the median peak-to-peak m_p of the whole dataset (i.e. $p_p < 0.1 \times m_p$ or $p_p > 3 \times m_p$). This rough screening has the advantage of being completely independent of the data misfit and does not require any forward modeling. We then perform a misfit screening based on the similarity between observed waveforms and the synthetics predicted by the solution of a first W phase in-

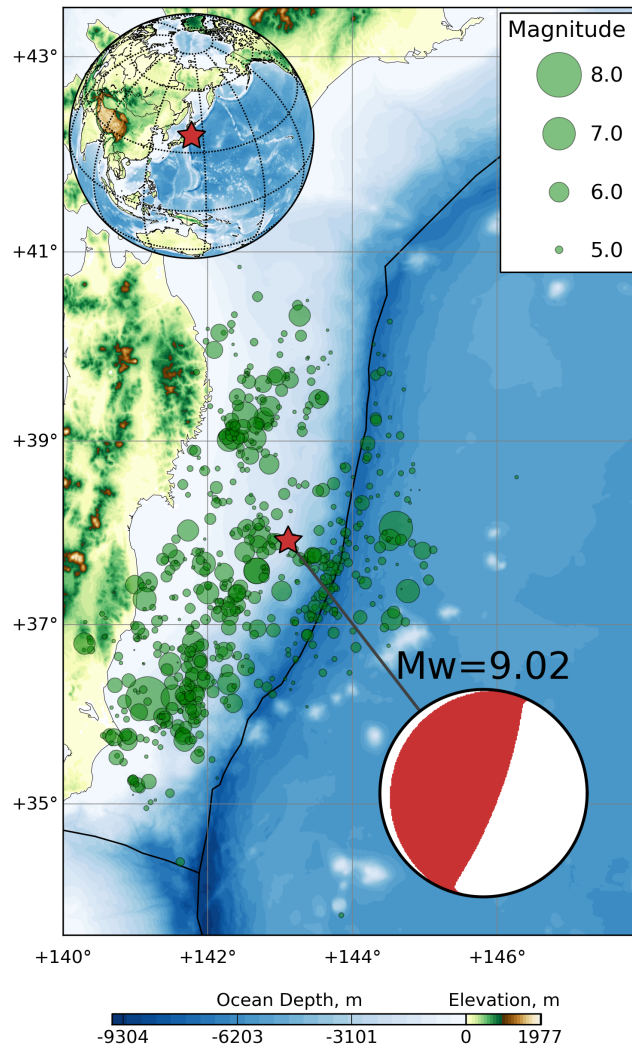


FIG. 3.33 – Updated W phase centroid moment tensor solution obtained for the 2011 Tohoku earthquake. The green circles correspond to USGS locations of events occurring between 2011-03-11 and 2011-03-20.

version. Those channels showing a very bad fit between data and synthetics are removed from the dataset. Finally, a noise screening is made as follows. The displacement power spectral densities (PSD) are first computed for all remaining stations using 3 hours of signal preceding the 2011 Tohoku earthquake. We then reject any channel for which the average difference between its noise spectrum and the New Low Noise Model (NLNM) in the frequency band 1 – 5 mHz is above 30 dB. From the 217 channels available within $\Delta \leq 90^\circ$, 96 channels (69 stations) survived the complete screening process. Most of them correspond to vertical component seismograms (LHZ channels), the horizontal components usually being noisier (e.g. Lambotte et al., 2006b). Using this low-noise dataset, we perform a W phase inversion including a spatial and temporal grid search for the centroid latitude, longitude, depth, and timing. Table 3.11 and Fig.3.33 show the updated W phase CMT (WCMT) inversion results.

As shown in Fig. 3.34, the synthetics computed from the WCMT solution match remarkably well the observed traces within the W phase time window. The optimum centroid depth of 19.5 km as well as the dip of about 12° agree quite well with the SLAB1.0 geome-

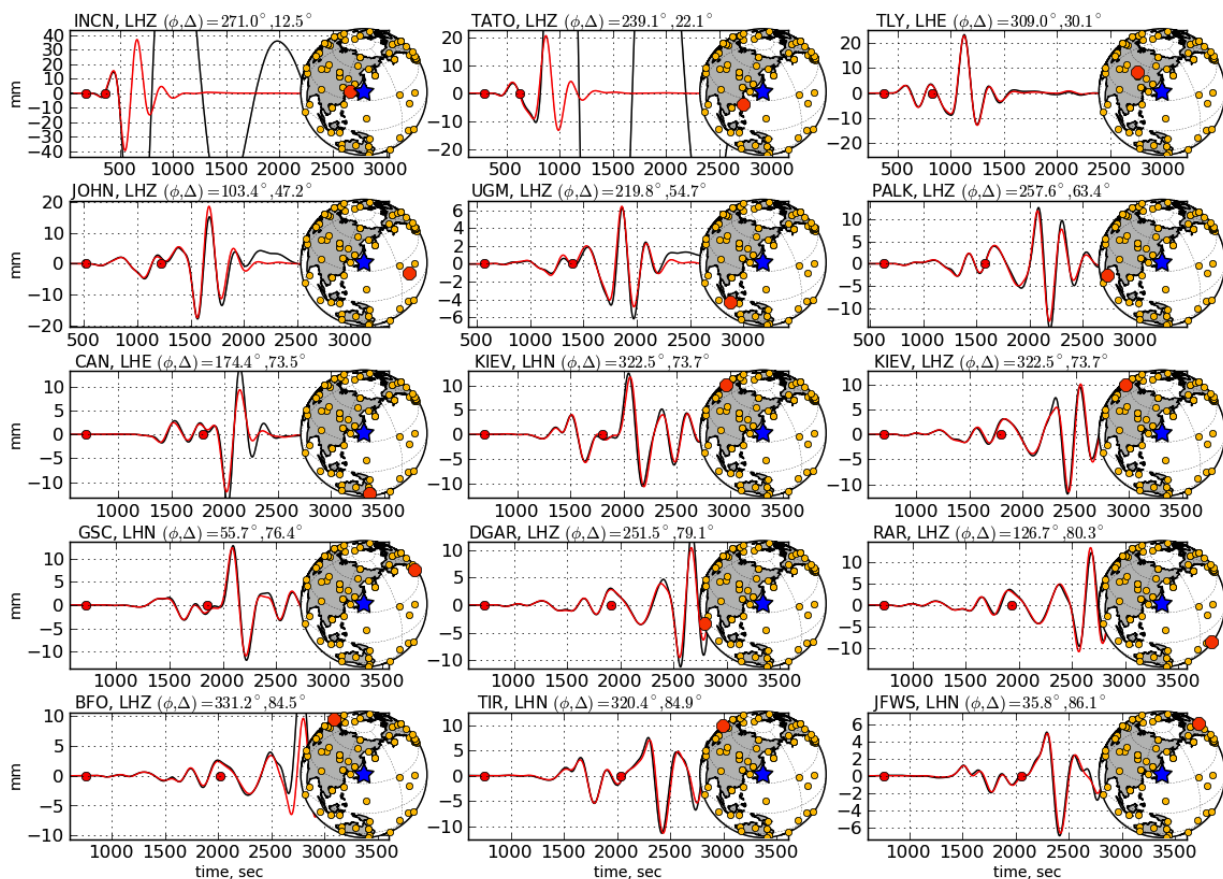


FIG. 3.34 – Examples of observed waveforms (black lines) and the corresponding synthetics (red lines) computed from the updated W phase solution. The station azimuth (ϕ) and epicentral distance (Δ) are indicated, as well as the W phase time window, bounded by red dots. W phase and later arrivals are often very well predicted by the updated solution. For some channels like INCN-LHZ or TATO-LHZ, the surface waves are affected by instrument problems, though the W phase signal is not affected.

try in this region (Hayes et al., 2009b;). The difference between the W phase magnitude $M_w = 9.0$ and the Global CMT (Ekström & Nettles, 2006) $M_w = 9.1$ may be due to the well-known trade-off between dip and scalar moment for shallow sources as seen with long period data (Kanamori & Given, 1981). In fact, running the W phase inversion, with a fixed dip of 10° (the dip of the shallow plane of the gCMT best double-couple), gives $M_w = 9.1$. However, since the fault ruptured over several hundred kilometers down-dip over a portion of the slab with significant variation in dip, a strict interpretation of the dip of a point source is not meaningful.

3.4.4 Scalar seismic moment at very long period

As mentioned above, the standard W phase source inversion algorithm exploits the frequency content between 1 and 5 mHz. Lower frequencies usually lead to instability due to the presence of the well-known global long period background noise, especially noticeable on horizontal traces. However, for very large events like the 2011 Tohoku ($M_w = 9.0$), or the 2004 Sumatra-Andaman ($M_w = 9.2$) earthquakes, it should be possible to use even lower frequencies, making it possible to explore the very long period characteristics

	Bp-filter (mHz)	# channels	M_w	Constraints
0	1.00-5.00	96 (ZNE)	9.02	Zero-trace (standard algorithm)
1	1.00-5.00	63 (Z)	9.02	Double couple, Fixed dip
2	0.75-4.00	64 (Z)	9.01	Double couple, Fixed dip
3	0.60-3.00	59 (Z)	9.02	Double couple, Fixed dip
4	0.50-2.00	64 (Z)	9.03	Double couple, Fixed dip

TAB. 3.12 – Summary of results for the application of the W phase source inversion algorithm with longer period frequency bands. Run “0” yields dip = 11.9°. This value is used to fix the dip in subsequent runs, to avoid the moment-dip trade-off effect.

of the source, and in particular to test for possible long period, additional slow slip which could be overlooked when using the standard frequency band. We proceed as follows : recognizing that the vertical components are less prone to long period noise perturbation, we further restrict the data set to include only vertical data, and fix the dip to the value obtained above (11.9°). We then make a first constrained inversion (inverting for a double couple with a fixed dip) using the original frequency band (1–5 mHz). This moment is then used as a reference for three additional similar inversions (constrained inversions using only vertical data), each performed using three different frequency bands : 0.75 – 4 mHz, 0.6 – 3 mHz, and 0.5 – 2 mHz. Table 3.12 summarizes the results.

No significant variation of M_w with frequency can be seen in this experiment. The small observed variation of M_w is one order of magnitude smaller than the variation caused by dip or depth uncertainties.

3.4.5 Discussion and Conclusion

We reported here on the performance of the W phase source inversion algorithm for the 2011 Tohoku earthquake. The algorithm was independently running at three organizations at the time of the 2011 Tohoku earthquake (USGS, PTWC and IPGS). Results good enough for tsunami warning purposes were obtained at the USGS and the PTWC within 20 min of the event origin time. Over the next hour, the W phase solutions improved, and converged to a common result, as more data became available. Also, the centroid location, around 38.5° and 143.0°, indicated that the source was offshore, fairly close to the Japan Trench. Knowing the large magnitude, $M_w \approx 9$, and the offshore location soon after the origin time can be a key element for suggesting the occurrence of an extraordinary event and the necessity for initiating large-scale rapid emergency activities.

Since it took 20 min to obtain the first solution using the global data, a faster method is desirable for regional tsunami warning purposes.

Earlier, we demonstrated (Rivera and Kanamori, 2009) that if regional data such as the Japanese F-net data are available in real-time, it is possible to shorten the 20 min solution-time to as little as 6 min. Thus, with the advent of high-quality seismic data and high-rate GPS data at regional distances, we believe that the W phase inversion method can yield key information for effective, rapid regional tsunami warning. For this event we tested the inversion using the F-net data after they became available on April 26,

2011. Using the data from 5° to 12° , we obtained a solution with $M_w = 9.1$ and a best double couple given by (strike/dip/rake= $201^\circ/10^\circ/92^\circ$). Because of the limited azimuthal coverage, the centroid location cannot be constrained well. Nevertheless, the solution is adequate for early warning purposes. In this case, the entire analysis would have been completed about 7 min after O.T.

For the 2011 Tohoku earthquake, the first tsunami arrived at the coastal areas in about 15 min. It is difficult to determine the exact tsunami arrival times at Miyako, Kamaishi, Ofunato, and Ayukawa (the most severely affected cities) because of clipping of tide gauge records. However, a GPS wave gauge GPS1 operated by Port and Airport Research Institute (PARI) is located just offshore of Kamaishi. On this record (PARI, 2011), after the disturbance due to the arrival of seismic waves and ground subsidence, the water level started rising gradually at 15 :01 JST (approximately 15 min after O.T.), then rapidly at 15 :07 :30 JST (approximately 21 min after O.T.), and reached a maximum at 15 :12 JST (approximately 26 min after O.T.).

To improve the real-time results, post-mortem W phase inversions have been conducted. The strategy was to improve the signal-to-noise ratio by including a pre-inversion screening scheme using additional criterion based on measured long period pre-event noise. The solution obtained is an almost pure double couple (non- double couple = 0.7%), with a scalar moment of $4.26e+29$ dyn-cm ($M_w = 9.02$) and a shallow dipping fault plane of 11.9° . For the purpose of testing for a possible seismic moment variation at very long periods, we performed additional W phase inversions using increasingly long period band pass filters. We found no evidence of such variation, thus confirming the scalar moment value discussed above.

acknowledgments

We thank Dr. A. Hutko and an anonymous reviewer for their helpful comments on the manuscript. This work uses Federation of Digital Seismic Networks (FDSN) seismic data. The Incorporated Research Institutions for Seismology (IRIS) Data Management System (DMS) and the F-Net (NIED) data centres were used to access the data.

3.5 Conclusion

Lorsqu'on utilise des données télésismiques, l'algorithme WCMT permet de déterminer le CMT dans les 35 premières minutes après le temps origine. Le schéma d'exécution utilisé à l'échelle globale est le suivant. Une magnitude préliminaire est d'abord calculée 22 min après le temps origine à partir de l'amplitude moyenne de la phase W. Cette magnitude préliminaire permet d'estimer la demi-durée h_c a priori de la fonction source et la bande passante utilisée pour filtrer les données. Une première estimation des paramètres CMT est ensuite effectuée. La phase W est alors accessible pour des distances épacentrales $\Delta \leq 50^\circ$. On attend ensuite jusqu'à 35 min après le temps origine pour effectuer une

deuxième inversion CMT en utilisant un jeu de données plus complet pour des distances $\Delta \leq 90^\circ$.

Outre la possibilité d'estimer rapidement les paramètres de la source, l'estimation du CMT grâce à l'algorithme WCMT est particulièrement robuste. On a ainsi pu construire un catalogue complet de solutions pour les séismes $M_w \geq 6.5$ entre 1990 et 2010. Les résultats obtenus montrent généralement un très bon accord entre le catalogue WCMT et le catalogue GCMT. Les seuls évènements ne figurant pas dans le catalogue WCMT sont les séismes contaminés par les formes d'ondes associées à un tremblement de terre les précédant de peu de temps. Les paramètres CMT de ces séismes peuvent cependant être déterminés en utilisant le résidu entre les données observées et les données synthétiques correspondant à l'évènement perturbateur. Le catalogue des solutions WCMT a été étendu aux magnitudes plus faibles $6.5 > M_w \geq 6.0$. Pour cette gamme de magnitude, l'algorithme ne converge pas vers une solution pour 3% des évènements car toutes les traces sont rejetées lors de la sélection des données.

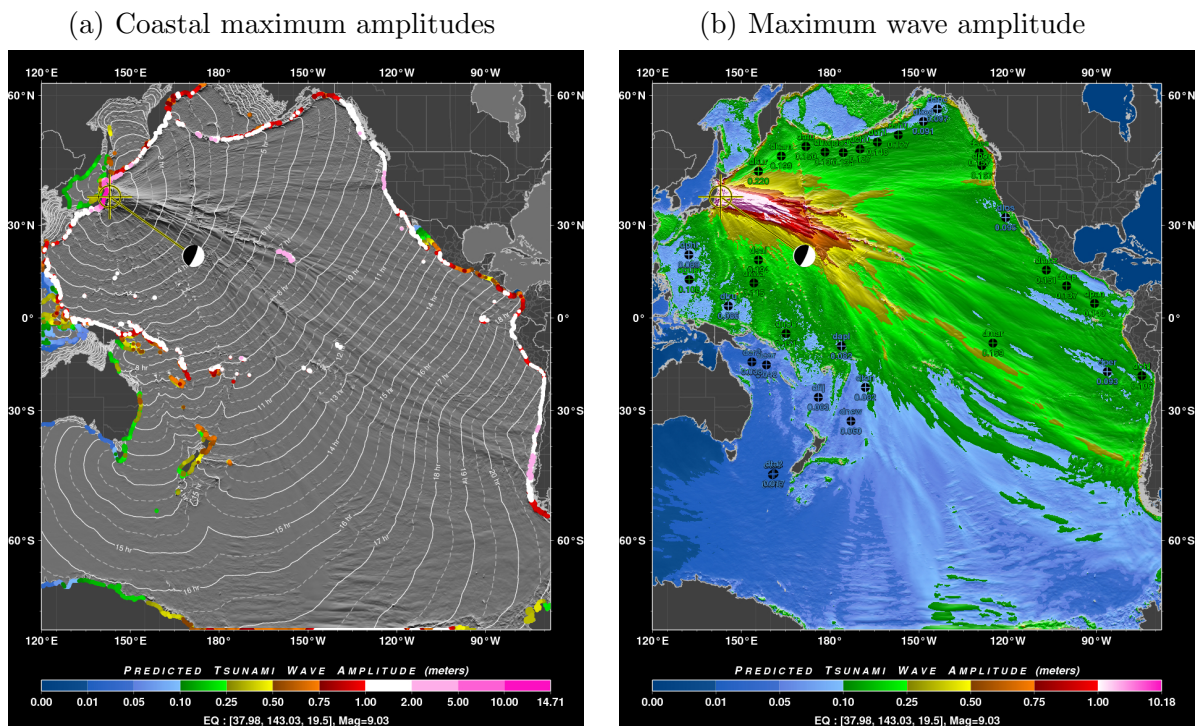


FIG. 3.35 – Modélisation tsunami lors du séisme de Tohoku-oki effectuée au PTWC grâce à l'algorithme RIFT (Real-time Inundation Forecasting of Tsunamis) en utilisant la solution WCMT obtenue au PTWC 40 min après le temps origine pour définir les paramètres de la faille finie utilisée en entrée (azimut/pendage/glissement= $191^\circ/11^\circ/77^\circ$, longueur=657 km, largeur=124 km). (a) Amplitude maximum prédite aux côtes. (b) Amplitude maximum des vagues en mer. Source : Dailin Wang (NOAA, NWS, PTWC).

Une des contributions importantes de ce travail a été l'implémentation en temps réel de l'algorithme WCMT dans différents centres d'alertes. Un effort particulier a été fait pour permettre la mise en oeuvre de la méthode à l'IPGS et au PTWC en utilisant des données télésismiques. On relève également une interaction constante avec le NEIC (National Earthquake Information Center) pour la validation et l'implémentation de l'algorithme à l'USGS.

Les résultats obtenus en temps réel à l'IPGS et au PTWC montrent généralement un très bon accord entre les solutions GCMT et WCMT. Le temps de calcul nécessaire à la détermination de la position *centroid* est assez important entre 2009 et 2010. A partir de Janvier 2011, une version optimisée et parallélisée de l'algorithme est implémentée en temps réel au PTWC. Elle permet le calcul d'une solution CMT complète en 10 s pour 40 canaux. Les différences observées entre GCMT et WCMT sont principalement liées au fait que la détermination de la position *centroid* à l'IPGS et au PTWC est effectuée en fixant le *centroid* à la profondeur du PDE (détermination préliminaire de l'épicentre). A partir d'août 2011, la détermination de la profondeur du *centroid* est effectuée lors du *grid-search* spatial pour améliorer les estimations en temps réel du CMT. Les autres solutions montrant un écart significatif avec le catalogue GCMT sont les évènements caractérisés par une source complexe (e.g. séisme du golfe de Californie en avril 2010, $M_w = 7.2$) ou perturbés par les formes d'ondes associées à des séismes précédents (e.g. répliques du séisme de Tohoku-oki le 11/03/2011 à 6h15GMT- $M_w = 7.9$ et à 6h25GMT- $M_w = 7.6$).

Les résultats obtenus pour le séisme de Maule, le séisme tsunami de Mentawai et le séisme de Tohoku-oki sont révélateurs quant à la robustesse et à la rapidité de l'algorithme pour déterminer les paramètres CMT des grands tremblements de terre. Pour chacun de ces évènements la phase W a permis de déterminer une solution caractérisant fidèlement les paramètres au premier ordre de la source dans la première demi-heure après le temps origine. Les valeurs estimées du *time-shift* τ_c peuvent vraisemblablement être utilisées pour identifier rapidement les séismes caractérisés par une rupture anormalement lente. La fiabilité et la robustesse de l'algorithme pour la caractérisation rapide des grands séismes permet d'utiliser les solutions WCMT en entrée d'autres applications telles que la modélisation tsunami rapide. La Fig. 3.35 présente ainsi une modélisation de l'amplitude Tsunami effectuée au PTWC en utilisant la solution WCMT obtenue 40 min après le temps origine.

Application à l'échelle régionale

Sommaire du chapitre 4

4.1	Introduction	128
4.2	Sismicité dans la région du Japon	128
4.2.1	Implémentation de l'algorithme WCMT à l'échelle régionale	129
4.2.2	Résultats pour les séismes de magnitude $M_{jma} \geq 6.0$ dans la période 2003-2010	131
4.2.3	Résultats pour le séisme de Tohoku-oki 2011	137
4.3	Inversion WCMT en temps réel dans la région du Mexique	138
4.3.1	Implémentation en temps réel	139
4.3.2	Résultats obtenus en temps réel depuis Novembre 2010	140
4.4	Conclusion	143

Résumé du chapitre

Pour réduire le délai nécessaire à l'obtention des solutions WCMT, nous proposons d'utiliser les enregistrements de la phase W provenant des distances plus proches de l'épicentre. Pour valider cette approche, nous avons effectué une inversion WCMT systématique pour tous les évènements $M \geq 6.5$ dans la région du Japon entre 2003 et 2010 en utilisant les données du réseau F-net. La solution CMT du séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$) calculée à l'échelle régionale est également présentée. Pour chaque séisme, on calcule une solution pour des distances épicentrales $\Delta \leq 12^\circ$ et $\Delta \leq 25^\circ$ correspondant au déclenchement de l'algorithme respectivement 6 min et 12 min après le temps origine. Les résultats obtenus montrent que la phase W permet une caractérisation robuste et très rapide du CMT à l'échelle régionale. Les différences les plus importantes par rapport aux solutions du catalogue Global CMT sont observées 6 min après le temps origine pour les séismes situés en dehors du réseau au large du Japon. Ces différences sont atténuées 12 min après le temps origine grâce à l'amélioration de la couverture azimutale. Nous avons également procédé à une implémentation en temps réel de l'algorithme dans la région du Mexique depuis fin octobre 2010. Les premiers résultats obtenus en temps réel sont très encourageants même pour les petits évènements ($5.0 < M_w < 6.0$). La totalité des magnitudes M_w pour les 10 solutions estimées en temps réel présente un écart inférieur à 0.1 unité de magnitude par rapport à GCMT ce qui est remarquable pour des solutions obtenues très rapidement après le temps origine.

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent on a pu voir que la détermination robuste des paramètres de la source est possible en utilisant la phase *W* à l'échelle globale. Lorsque l'algorithme WCMT est implémenté en temps réel, on obtient une estimation fiable du CMT dans la première demi-heure après le temps origine. Cela correspond à une réduction significative du délai nécessaire à la caractérisation robuste de la source. En effet, jusqu'à il y a peu de temps, la détermination robuste des paramètres au premier ordre de la source des grands séismes nécessitait plusieurs heures (voire plusieurs jours lors du séisme de Sumatra-Andaman 2004 par exemple). La caractérisation rapide de la source sismique grâce à l'algorithme WCMT permet donc d'estimer plus rapidement les dégâts occasionnés par le tremblement de terre et le potentiel tsunamigénique de la rupture. En termes d'alerte tsunami, la phase *W* peut s'avérer cruciale pour les événements tels que le séisme de Meiji-Sanriku 1896 ($M_w = 7.2$) ou de Java 2006 ($M_w = 7.7$) puisque les temps de propagation du tsunami aux côtes à proximité s'échelonnent entre 30 min et 1 hr. Lorsque l'épicentre est plus proche des côtes, le délai pour obtenir une solution WCMT à l'échelle globale est trop important et il est nécessaire de caractériser plus rapidement la source pour déclencher l'alerte tsunami sur les côtes au voisinage de la source.

Pour ce faire, on propose dans ce chapitre d'utiliser uniquement les données large bande à proximité de l'épicentre. Le délai est alors réduit grâce à la diminution du temps de propagation de la phase *W*. Comme dans le chapitre précédent, on effectue d'abord le paramétrage et la validation de l'algorithme WCMT en effectuant la détermination systématique du CMT à l'échelle régionale pour un grand nombre de séismes. On s'intéresse donc aux séismes de $M \geq 6.0$ dans la région du Japon entre 2003 et 2010 en utilisant les données du réseau japonais F-net. On s'intéresse également à la détermination du CMT pour le grand séisme de Tohoku-oki ($M_w = 9.0$) en utilisant la phase *W* à l'échelle régionale.

La méthode WCMT est actuellement fonctionnelle en temps réel à l'Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) pour la région du Mexique. L'algorithme est également en cours d'implémentation au California Institute of Technology (Caltech) pour le réseau de la Californie du Sud (SCSN, South California Seismic Network) et à l'Institute of Earth Sciences (IES) de Taiwan pour le réseau BATS (Broadband Array in Taiwan for Seismology). On présentera dans ce chapitre les résultats obtenus en temps réel dans la région du Mexique depuis Novembre 2010.

4.2 Sismicité dans la région du Japon

Ce travail concerne la validation de la méthode WCMT à l'échelle régionale du Japon. Il a fait l'objet d'un poster à l'AGU Chapman au Chili en 2010 (Rivera et al., 2010) et a été initié par Kanamori & Rivera (2008a). Les solutions WCMT présentées dans cette partie ont été obtenues a posteriori et ne correspondent pas à des résultats obtenus en temps

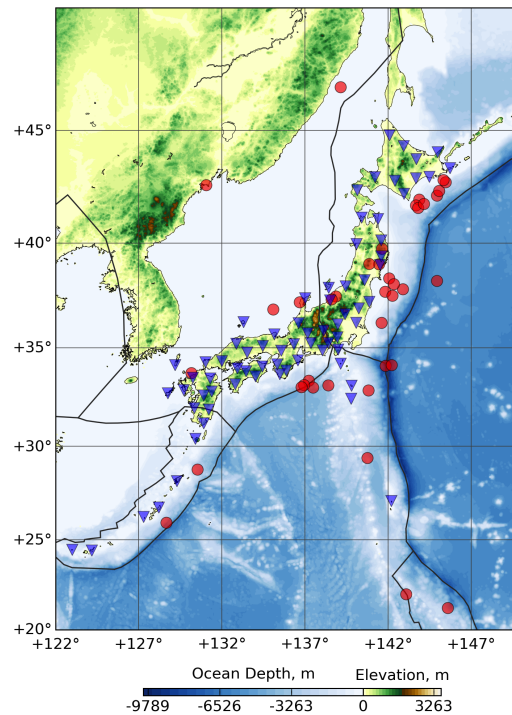


FIG. 4.1 – Carte du réseau F-net et des séismes considérés dans la partie 4.2. Les stations du réseau F-net sont localisées grâce aux *triangles bleus*. Les épencentres des séismes $M_{jma} \geq 6.0$ dans la période 2003-2010 sont indiqués par les *cercles rouges*.

réel. La partie 4.3 présente les premiers résultats de l'implémentation de l'algorithme en temps réel dans la région du Mexique.

Pour réduire le délai nécessaire à l'obtention des résultats de l'algorithme WCMT, on propose d'utiliser les données large-bande accessibles à des distances régionales. Ainsi, si une inversion est effectuée pour des distances épacentrales $\Delta \leq 12^\circ$, il est possible en principe d'obtenir une solution 6 min seulement après le temps origine du séisme. Dans cette partie, on cherche donc à adapter l'algorithme WCMT à l'échelle régionale en considérant des distances épacentrales $\Delta \leq 25^\circ$. Pour ce faire, on considère les séismes de magnitude $M_{jma} \geq 6.0$ entre 2003 et 2010 dans la région du Japon¹. On s'intéresse également au séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$) qui est le plus grand tremblement de terre connu dans l'histoire au Japon. On utilise les données du réseau F-net maintenu par le NIED (National Institute for Educational Development) dont les stations sont localisées sur la carte dans la Fig. 4.1. Ce réseau est constitué de stations large-bande 3 composantes équipées pour la plupart de capteurs STS-1 ou STS-2.

4.2.1 Implémentation de l'algorithme WCMT à l'échelle régionale

La Fig. 4.2a présente la fenêtre temporelle de la phase W utilisée à l'échelle globale comme définie dans le chapitre 3. Elle commence à l'arrivée des ondes P $t_P(\Delta)$ et se termine à $t_P(\Delta) + 15 \text{ s}/^\circ \times \Delta$. Pour des distances téléseismiques, la durée des signaux

¹ M_{jma} est la magnitude fournie par l'agence météorologique japonaise (JMA)

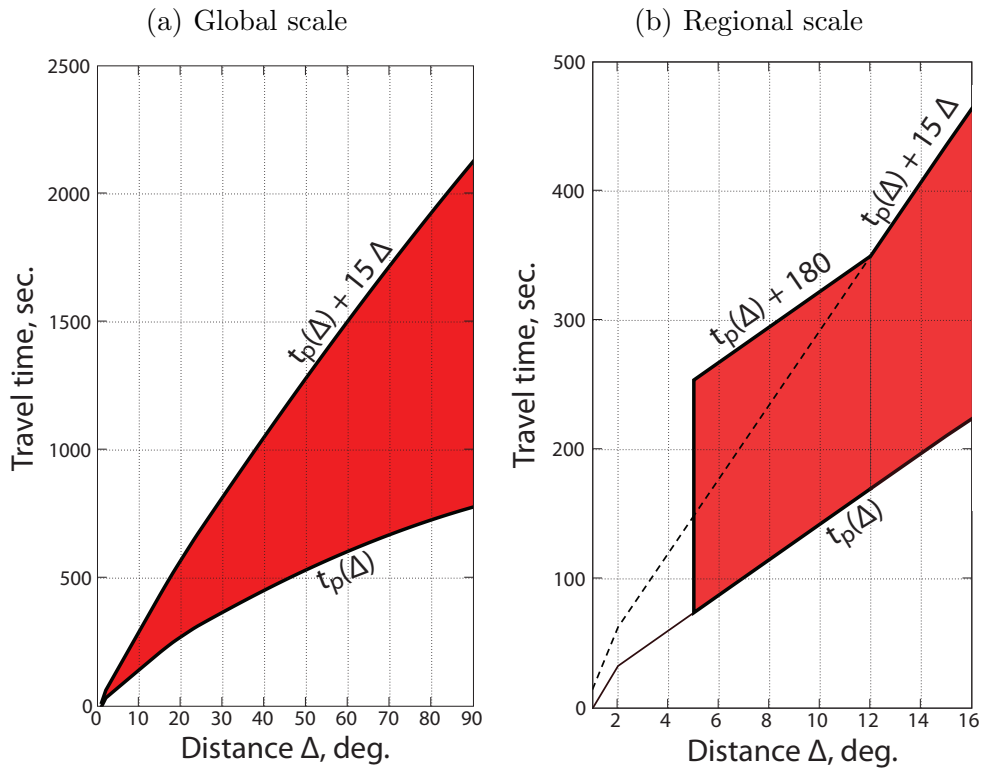


FIG. 4.2 – Fenêtrage temporel de la phase W (a) à l'échelle globale et (b) à l'échelle régionale.

considérés est généralement supérieure à 200 s. A des distances régionales, la largeur de cette fenêtre devient très étroite et les traces utilisées dans l'inversion CMT deviennent beaucoup plus courtes que la plus petite période considérée. Le fenêtrage temporel utilisé dans l'algorithme WCMT pour des distances téléseismiques apparaît donc inadapté à l'échelle régionale.

Pour augmenter la longueur des traces utilisées à faible distance épacentrale, la fenêtre temporelle est modifiée comme indiqué sur la Fig.4.2b. Pour les distances $\Delta \leq 12^\circ$ on considère une largeur de fenêtre constante commençant à t_P et se terminant à $t_P + 15 \cdot 12 = t_P + 180$ s. L'inconvénient majeur de cette modification est la possibilité de saturation des traces dans la fenêtre temporelle considérée pour les stations les plus proches de l'épicentre. Les stations situées à des distances $\Delta < 5^\circ$ sont rejetées. Les raisons principales expliquant ce choix sont la saturation des traces dans la fenêtre considérée à très faible distance épacentrale et une plus forte sensibilité au modèle de Terre superficiel ainsi qu'à la finitude de la source à proximité de la faille. Comme dans le chapitre 3, la bande passante utilisée pour le filtrage des données est adaptée en fonction de la magnitude préliminaire de l'évènement. On utilise la magnitude M_{jma} pour déterminer a priori la bande passante à utiliser. Une première estimation du tenseur moment sismique est effectuée au niveau de la localisation préliminaire fournie par JMA puis on détermine le *time-shift* τ_c par *grid-search* temporel. Si le nombre de canaux après sélection des données est supérieur à 35, on détermine la solution optimum au niveau de la position *centroid* \mathbf{r}_c grâce à un *grid-search* spatial. Deux déclenchements de l'algorithme WCMT sont effectués consécutivement : une

première solution est calculée 6 min après le temps origine (i.e. $\Delta \leq 12^\circ$) et une deuxième estimation du CMT est effectuée 12 min après le temps origine (i.e. $\Delta \leq 25^\circ$).

4.2.2 Résultats pour les séismes de magnitude $M_{jma} \geq 6.0$ dans la période 2003-2010

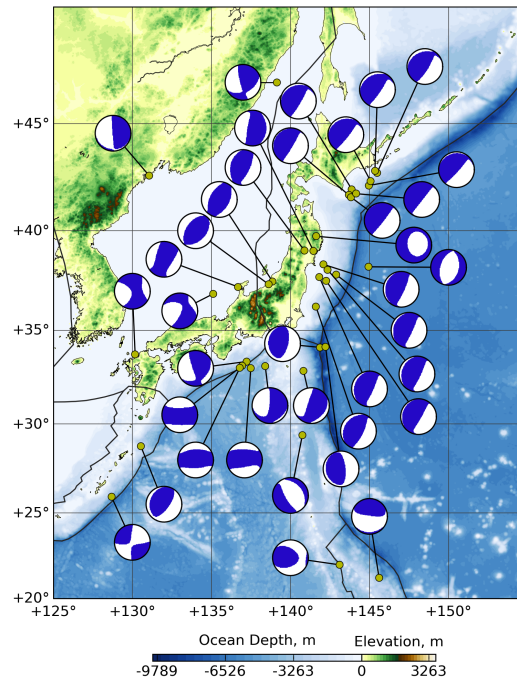


FIG. 4.3 – Solutions WCMC obtenues en utilisant les données des stations à des distances $\Delta \leq 25^\circ$.

Les solutions obtenues pour des distances $\Delta \leq 25^\circ$ (12 min après le temps origine) sont présentées sur la carte dans la Fig. 4.3. Les 38 séismes considérés dans la période 2003-2010 sont répartis autour du Japon avec des mécanismes principalement en faille inverse. On relève également des séismes en décrochement dont les trois principaux sont

- le séisme de l'île Kyushu en 2005 ($M_w = 6.6$) associé vraisemblablement à l'extension de la faille de Kego en mer,
- le séisme de la région Hokuiku en 2007 ($M_w = 6.8$) situé à proximité de la péninsule de Noto,
- le séisme intraplaque des îles Ryukyu en 2010 ($M_w = 7.0$) au large de la préfecture de Okinawa.

Certains évènements sont localisés en dehors du réseau notamment au niveau de la fosse des Mariannes ou du kraï de Primorie. Par ailleurs, la couverture azimutale est faible pour les séismes situés à proximité de l'île de Hokkaido puisqu'on rejette les stations situées à des distances $\Delta < 5^\circ$.

La Fig. 4.6a présente une comparaison entre les magnitudes du catalogue GCMT et les magnitudes estimées grâce à l'algorithme WCMC 6 min après le temps origine pour des stations situées à des distances $\Delta \leq 12^\circ$. Les magnitudes GCMT et WCMC sont notées

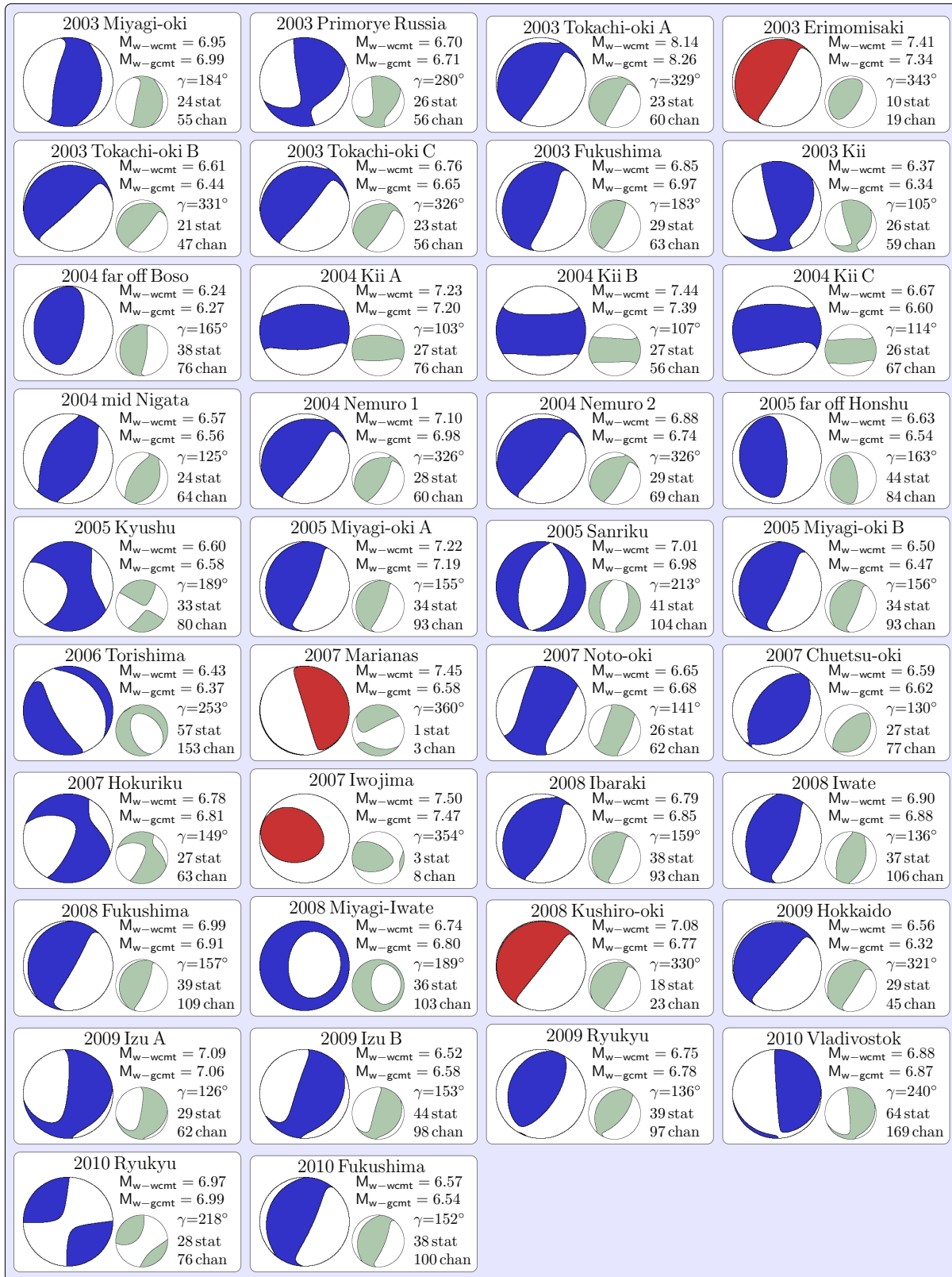


FIG. 4.4 – Solutions WCMT (*en bleu*) obtenues en utilisant les données des stations à des distances $\Delta \leq 12^\circ$ (i.e. 6 min après le temps origine). Les solutions obtenues en fixant la position *centroid* au niveau de la localisation préliminaire fournie par JMA (i.e. lorsque le nombre de canaux est inférieur à 35) sont présentées *en rouge*. La magnitude de moment obtenue ($M_w\text{-wcmt}$), le gap azimutal (γ), le nombre de stations (stat) et le nombre de canaux (chan) sont indiqués pour chaque évènement. Le mécanisme du catalogue GCMT *en vert* et la magnitude de moment correspondante ($M_w\text{-gcmt}$) sont présentés pour comparaison.

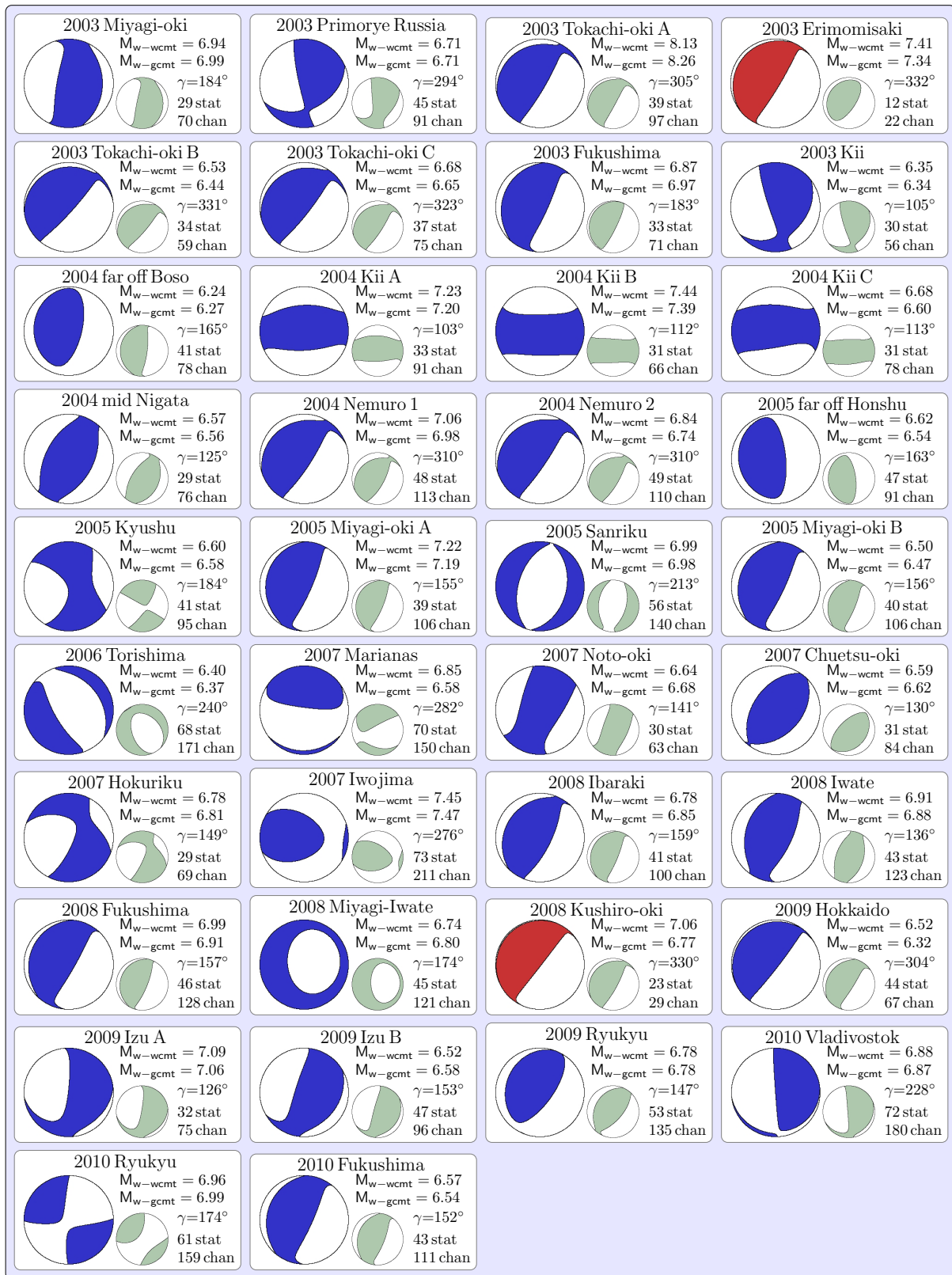


FIG. 4.5 – Solutions WCMT (*en bleu*) obtenues en utilisant les données des stations à des distances $\Delta \leq 25^\circ$ (i.e. 12 min après le temps origine). Les solutions obtenues en fixant la position *centroid* au niveau de la localisation préliminaire fournie par JMA (i.e. lorsque le nombre de canaux est inférieur à 35) sont présentées *en rouge*. La magnitude de moment obtenue (M_w -wcmt), le gap azimutal (γ), le nombre de stations (stat) et le nombre de canaux (chan) sont indiqués pour chaque évènement. Le mécanisme du catalogue GCMT *en vert* et la magnitude de moment correspondante (M_w -gcmt) sont présentés pour comparaison.

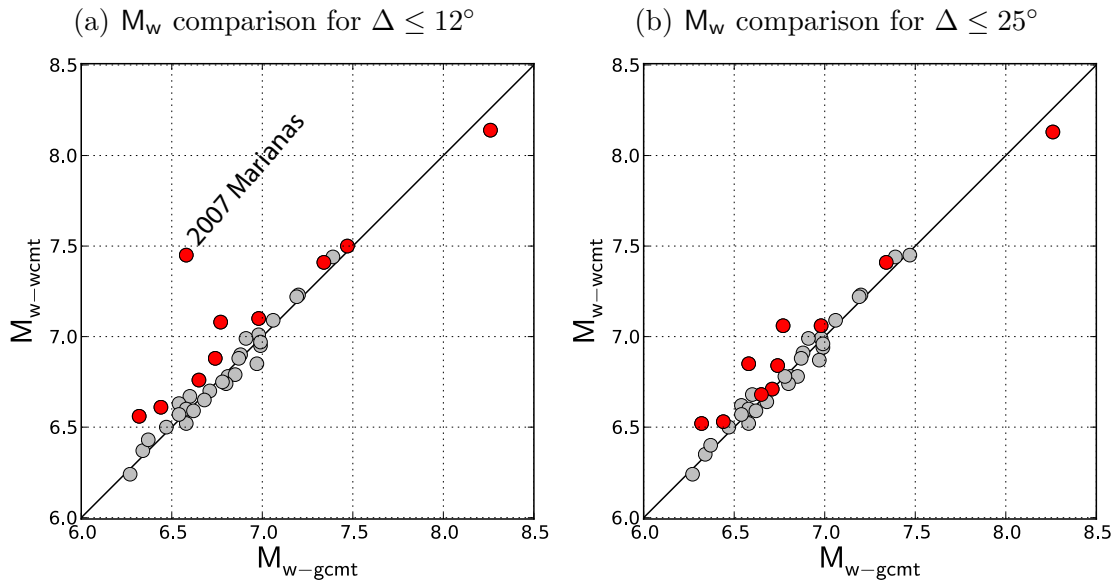


FIG. 4.6 – Comparaison entre les magnitudes de moment M_{w-wcmt} obtenues avec l'algorithme WCMT et les estimations du catalogue GCMT M_{w-gcmt} . Les magnitudes estimées en utilisant les stations à des distances $\Delta \leq 12^\circ$ sont présentées en (a) et les magnitudes estimées pour $\Delta \leq 25^\circ$ sont présentées en (b). Les cercles rouges indiquent les événements pour lesquels le gap azimutal γ est important ($\gamma \geq 280^\circ$).

respectivement M_{w-wcmt} et M_{w-gcmt} . Les cercles rouges indiquent les estimations obtenues avec un gap azimutal important ($\gamma \geq 280^\circ$). La Fig.4.4 présente les 38 mécanismes au foyer correspondants. Les mécanismes indiqués en bleu correspondent aux solutions WCMT obtenues après détermination de la position spatio-temporelle du *centroid*. Les solutions présentées en rouge sont obtenues en fixant le *centroid* au niveau de la localisation JMA, lorsque le nombre de canaux sélectionnés est inférieur à 35. Les solutions GCMT sont présentées en vert pour comparaison. Il y a généralement un très bon accord entre les solutions WCMT et celles du catalogue GCMT. Les différences les plus importantes apparaissent lorsque le nombre de stations est réduit ou lorsque le gap azimutal est important. Le plus grand écart est observé pour le séisme des îles Mariannes en 2007 pour lequel la magnitude semble largement surestimée ($M_{w-wcmt} = 7.45$ et $M_{w-gcmt} = 6.58$) et le mécanisme au foyer diverge significativement de la solution GCMT. Ce séisme étant situé en dehors du réseau, la détermination du CMT est effectuée en utilisant les 3 composantes d'une seule station (station OSW située à une distance épacentrale $\Delta = 7^\circ$).

La Fig. 4.6b présente une comparaison entre les magnitudes obtenues 12 min après le temps origine (i.e. $\Delta \leq 25^\circ$) et celles du catalogue GCMT. La Fig.4.5 présente les mécanismes au foyer correspondants. La couverture par le réseau est ici significativement améliorée puisque lorsqu'on considère $\Delta \leq 25^\circ$, les stations sont réparties sur une surface plus de quatre fois supérieure à celle considérée lorsque $\Delta \leq 12^\circ$. On remarque donc généralement un meilleur accord entre M_{w-wcmt} et M_{w-gcmt} pour $\Delta \leq 25^\circ$. Le mécanisme déterminé pour le séisme des îles Mariannes est plus proche de GCMT même si la solution WCMT est associée à une composante non double couple significative. La magnitude de moment, largement surestimée pour $\Delta \leq 12^\circ$, est maintenant évaluée à $M_{w-wcmt} = 6.85$.

Solution name	Strike, deg	Dip, deg	Rake, deg	M_w
WCMT 6 min (regional scale)	254	14	132	8.1
WCMT 12 min (regional scale)	253	14	132	8.1
WCMT 35 min (global scale)	246	16	125	8.2
USGS	234	7	103	8.3
GCMT	250	11	132	8.3
Yamanaka & Kikuchi (2003)	230	20	109	8.0
Ito et al. (2004)	246	16	124	7.9
Yagi (2004)	250	20	130	8.1
Koketsu et al. (2004) (strong motion)	230	20	109	8.2
Koketsu et al. (2004) (geodetic)	230	20	variable	8.1
Koketsu et al. (2004) (joint inversion)	230	20	variable	8.2

TAB. 4.1 – Comparaison des paramètres de la source pour le séisme de Tokachi-oki 2003. La magnitude de moment et les paramètres du plan à plus faible pendage sont présentés. L'angle de glissement n'est pas indiqué pour Koketsu et al. (2004) car il s'agit d'inversions en source finie, autorisant une variation de l'orientation du vecteur de glissement le long de la faille.

4.2.2.1 Séisme de Tokachi-oki 2003 ($M_w = 8.2$)

Le plus grand séisme de la période 2003-2010 dans la région du Japon est le séisme de Tokachi-oki. Ce séisme est associé à l'arrivée d'un Tsunami d'une hauteur de 4m sur les côtes les plus proches. Le dernier évènement d'une magnitude comparable à proximité de l'île de Hokkaido est un séisme d'une magnitude $M_w = 8.2$ en 1952.

Les solutions WCMT déterminées 6 min ($\Delta \leq 12^\circ$) et 12 min ($\Delta \leq 25^\circ$) après le temps origine sont très similaires. Les magnitudes estimées sont respectivement $M_{w-wcmt} = 8.14$ et $M_{w-wcmt} = 8.13$. Pour cet évènement, les stations situées sur l'île de Hokkaido sont rejetées puisqu'elles correspondent à $\Delta \leq 5^\circ$. Les solutions sont donc obtenues pour des gaps azimutaux importants ($\gamma = 329^\circ$ et $\gamma = 305^\circ$ respectivement). Les mécanismes au foyer obtenus à l'échelle régionale sont comparables à la solution GCMT mais les magnitudes estimées sont inférieures à $M_{w-gcmt} = 8.26$. La Table 4.1 présente une comparaison des solutions WCMT régionales avec d'autres solutions obtenues pour le séisme de Tokachi-oki 2003. L'estimation d'une magnitude plus faible que GCMT est consistante avec la solution CMT USGS et les solutions de Yamanaka & Kikuchi (2003), Koketsu et al. (2004), Ito et al. (2004) et Yagi (2004). Cette variabilité dans les estimations de magnitude est liée en partie à la différence entre les valeurs obtenues pour le pendage du plan de faille. Ainsi si on effectue une inversion WCMT double couple pour $\Delta \leq 25^\circ$ en fixant le dip à la valeur de GCMT ($\delta = 11^\circ$), on obtient une estimation de magnitude $M_{w-wcmt} = 8.22$ plus proche de $M_{w-gcmt} = 8.26$. D'après Ito et al. (2004), la distribution des répliques du séisme de Tokachi-oki 2003 le long de l'interface entre la plaque Pacifique et la plaque Nord-américaine indique plutôt un pendage du plan de faille de 20° . En fixant alors $\delta = 11^\circ$, on obtient la solution double couple Azimut/Pendage/Glissement= $254^\circ/20^\circ/136^\circ$ avec un moment scalaire $M_0 = 1.51 \cdot 10^{28} \text{ dyn} - \text{cm}$ ($M_w = 8.05$).

La variabilité observée entre les estimations des paramètres de la source peut également

être liée à une complexité du processus de rupture comme observé par exemple pour le séisme de Samoa en 2009 ($M_w = 8.1$). Le modèle de source finie présenté par Yagi (2004) présente une certaine complexité avec deux zones de glissement majeures séparées de 100 km environ. Yamanaka & Kikuchi (2003) et Koketsu et al. (2004) présentent cependant un modèle assez différent avec une seule grande zone de glissement.

4.2.2.2 Séisme de Ryukyu 2010 ($M_w = 7.2$)

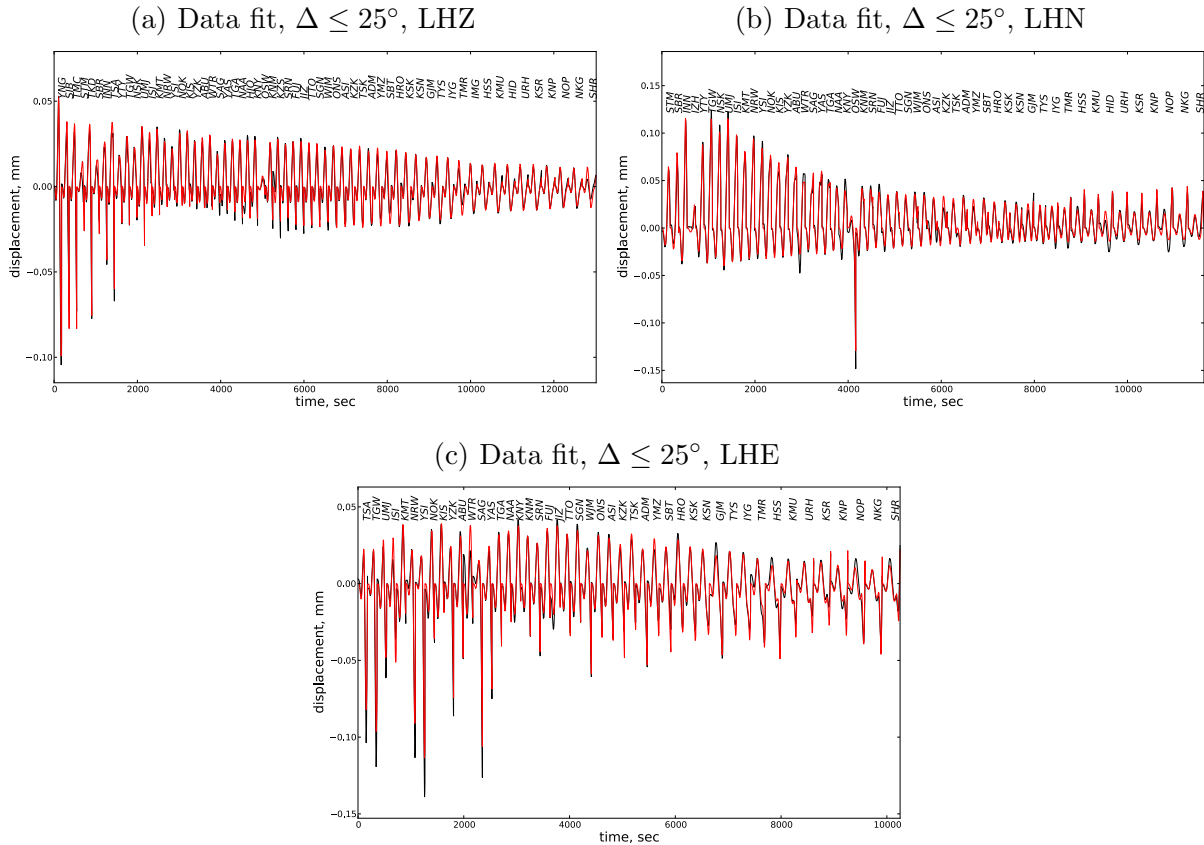


FIG. 4.7 – Comparaison des traces concatenées observées (*en noir*) et calculées (*en rouge*) pour des stations à des distances $\Delta \leq 25^\circ$. On représente les composantes verticales en (a), les composantes Nord-Sud en (b) et les composantes Est-Ouest en (c).

Ce séisme constitue le plus gros évènement en décrochement dans la région du Japon pour la période 2003-2010. Il s'agit d'un évènement intraplaque au large de la préfecture de Okinawa au sud du Japon.

Comme précédemment, on note une grande similitude entre les solutions obtenues 6 min et 12 min après le temps origine du séisme. La Fig. 4.7 présente la comparaison entre les traces concatenées observées et calculées pour la solution obtenue 12 min après le temps origine (i.e. pour $\Delta \leq 25^\circ$). On remarque un très bon accord entre les observations (en noir) et les données calculées (en rouge). Les magnitudes obtenues $M_{w-wcmt} = 6.97$ pour $\Delta \leq 12^\circ$ et $M_{w-wcmt} = 6.96$ pour $\Delta \leq 25^\circ$ sont proches de l'estimation $M_{w-gcmt} = 6.99$. Les mécanismes correspondants sont similaires à la solution GCMT. On note cependant une composante non double couple plus importante pour GCMT. La composante CLVD

(dipôle linéaire compensé) représente en effet 29% de la solution GCMT alors qu'elle ne contribue qu'à hauteur de 4% dans les solutions WCMT obtenues 6 min ou 12 min après le temps origine du séisme.

4.2.3 Résultats pour le séisme de Tohoku-oki 2011

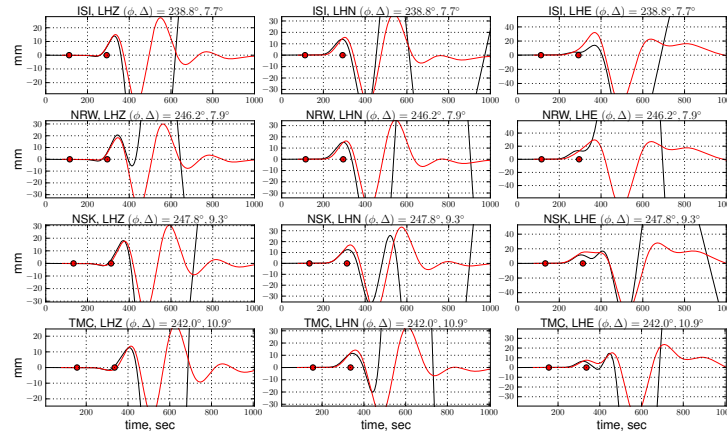


FIG. 4.8 – Comparaison entre les données observées *en noir* et calculées *en rouge* pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). La fenêtre temporelle définissant la phase W est délimitée par les deux points rouges.

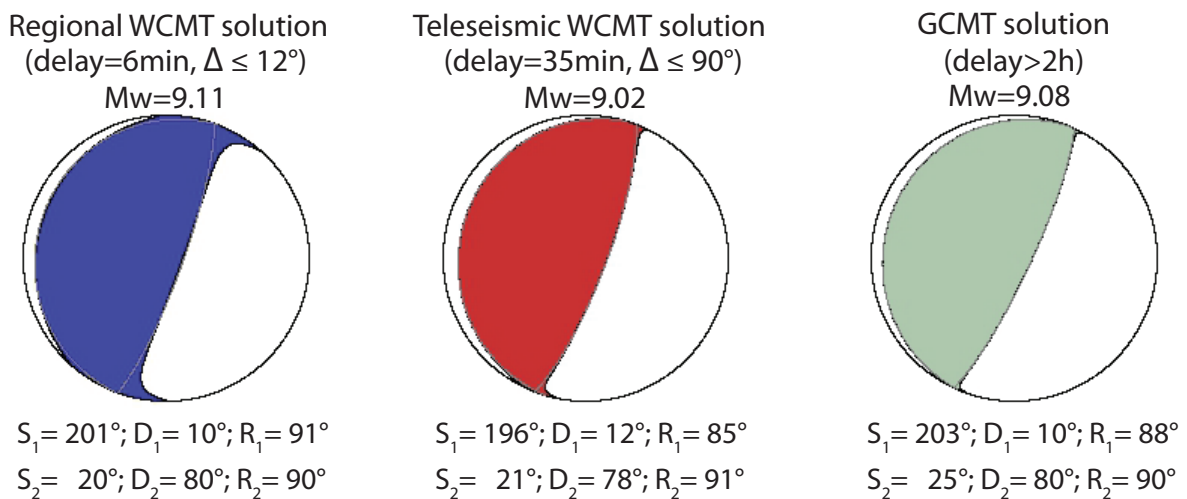


FIG. 4.9 – Solutions obtenues pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$) en utilisant l'algorithme WCMT à l'échelle régionale (*en bleu*) et à l'échelle globale (*en rouge*). La solution Global CMT (GCMT) est présentée pour comparaison *en vert*. L'azimut S_i , le pendage D_i et l'angle de glissement R_i de la meilleure solution double couple sont également indiqués.

Le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$) est le plus grand tremblement de terre recensé dans l'histoire du Japon. Les premières estimations du CMT effectuées en temps réel grâce à l'algorithme WCMT pour cet évènement furent obtenues à l'échelle globale entre 20 min et 40 min après le temps origine (cf. partie 3.4). Ces solutions ont joué un rôle important dans la caractérisation rapide de la source et la mise en place de l'alerte

tsunami à l'échelle du Pacifique. Elles n'ont cependant pas pu être prises en compte lors du déclenchement de l'alerte tsunami pour les côtes les plus proches de l'épicentre puisque le tsunami les atteignit en seulement 15 min. Il est donc important de tester la validité de l'algorithme WCMT à l'échelle régionale pour un évènement d'une telle ampleur.

Etant donné le temps de propagation du tsunami aux côtes les plus proches, on se concentre ici sur l'estimation des paramètres de la source pour des distances $\Delta \leq 12^\circ$ correspondant à la détermination du CMT 6 min après le temps origine du séisme. Comme dans la partie précédente les données du réseau F-net ont été utilisées pour cet évènement. La Fig. 4.8 présente la comparaison entre les données observées et les données calculées pour la solution obtenue 6 min après le temps origine. On remarque que la totalité des traces utilisées sature à l'arrivée des fortes amplitudes succédant à la phase W. Ces traces peuvent ici être utilisées puisque la déconvolution de la réponse instrumentale est effectuée dans le domaine temporel mais elles auraient été inexploitable si la déconvolution avait été calculée dans le domaine fréquentiel. Les valeurs du déplacement sont généralement plus importantes sur les composantes Est-Ouest (LHE) d'où une saturation plus tôt sur les traces parfois même dans la fenêtre temporelle utilisée. Les différences entre les données observées et calculées étant plus importantes que celles obtenues à des distances téléseismiques (cf. Fig.3.34), cela est certainement lié à un effet non négligeable de la finitude de la source pour les stations les plus proches. La taille de la source devient en effet non négligeable par rapport aux distances épacentrales considérées ($5^\circ \leq \Delta \leq 12^\circ$) puisque la zone de glissement s'étend sur plus de 300 km tout le long de la côte nord-ouest de Honshu (Ishii, Ishii ; Koper et al., 2011 ; Lay et al., 2011b ; Simons et al., 2011).

La Fig. 4.9 présente la solution WCMT obtenue en utilisant les stations à des distances épacentrales $5^\circ \leq \Delta \leq 12^\circ$. Cette solution est similaire à celle du catalogue GCMT (Nettles & Ekström, 2011) et à la solution WCMT obtenue à des distances téléseismiques (cf. partie 3.4). La magnitude $M_w = 9.1$ estimée à l'échelle régionale est identique à la solution GCMT. La solution WCMT obtenue à l'échelle globale correspond à une magnitude plus faible $M_w = 9.0$. Comme on l'a vu dans le chapitre 3, la différence entre ces estimations de magnitude est principalement liée au *tradeoff* entre le pendage δ et le moment scalaire M_0 . Les différences observées peuvent ainsi être expliquées en majeure partie par la différence entre les valeurs du pendage du plan de faille.

4.3 Inversion WCMT en temps réel dans la région du Mexique

Une implémentation de l'algorithme WCMT a été effectuée à l'échelle régionale du Mexique fin octobre 2010 en collaboration avec le département de sismologie de l'UNAM (Universidad Nacional Autónoma de México) et le service sismologique national du Mexique (SSN, Servicio Sismológico Nacional)². L'objectif de cette implémentation est

²Ce travail a été fait en collaboration avec Arturo Iglesias, Xyoli Pérez-Campos et Shri Krishna Singh.

la détermination rapide des paramètres CMT pour les séismes $M_w \geq 6.0$ dans la région du Mexique.

4.3.1 Implémentation en temps réel

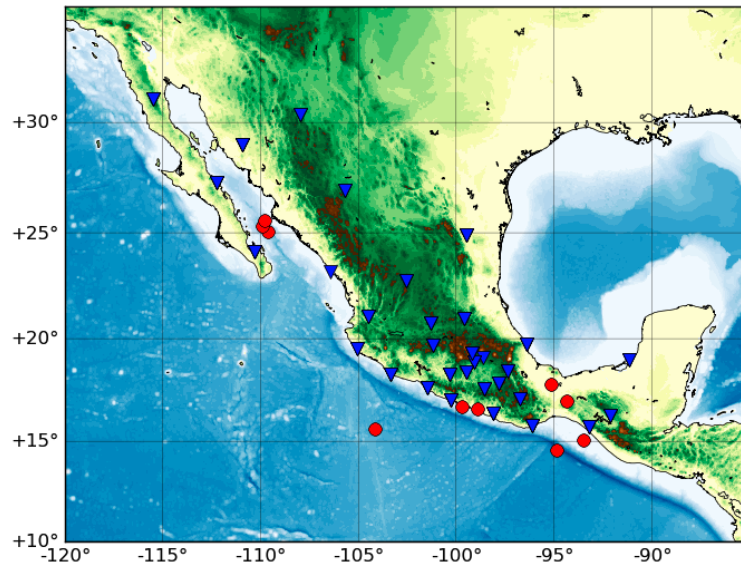


FIG. 4.10 – Carte du réseau large bande national du Mexique et des séismes considérés dans la partie 4.3. Les stations sont localisées grâce aux *triangles bleus*. Les épicentres des séismes pour lesquels une solution a pu être obtenue en temps réel sont indiqués par les *cercles rouges*.

Comme on l’a vu dans la partie 4.2, il est possible d’obtenir une solution 6 min après le temps origine lorsqu’on utilise la phase W à l’échelle régionale. Le déclenchement de l’algorithme WCMT est effectué à la réception d’un email du SSN précisant une magnitude préliminaire et une première localisation de l’hypocentre (PDE). Bien que l’implémentation actuelle prévoit un déclenchement en 6 min, l’email du SSN est pour l’instant envoyé entre 10 min et 30 min après le temps origine. Ce délai important est lié au fait que la localisation hypocentrale au SSN est effectuée manuellement. Une localisation rapide et automatique basée sur le système Hydra est actuellement en cours d’implémentation.

Les données du réseau sismologique large-bande mexicain dont les stations sont indiquées sur la carte dans la Fig. 4.10 sont utilisées. Ce réseau est constitué essentiellement de stations 3 composantes équipées de capteurs STS-2. Les canaux BH et HH sont accessibles en temps réel au format miniseed sur les serveurs de données du SSN. Le temps de latence est très réduit (< 1 min) mais l’accès aux données miniseed est assez lent à travers le réseau entre le serveur du SSN et l’ordinateur sur lequel est implémenté l’algorithme dans le département de sismologie. Il faut environ 3 min pour récupérer les formes d’ondes de la phase W pour les 40 canaux disponibles. Afin de réduire considérablement ce délai, il est prévu d’installer l’algorithme sur un ordinateur au sein du SSN, à proximité du serveur accueillant les données miniseed. Comme décrit dans la partie 3.3.2, les données

sont décimées à 1 cps engendrant un délai additionnel d'environ 30 s. Pour réduire au maximum ce délai, les filtres décimation sont appliqués dans un ordre optimum comme décrit dans la Table 3.5. Alors le gain de temps engendré par cette optimisation est faible à par rapport aux temps de propagation de la phase W à des distances télésismiques, la réduction du délai devient significative à l'échelle régionale.

La magnitude préliminaire du SSN est utilisée pour estimer la demi-durée préliminaire de la fonction source à partir de l'équation (3.6) et la bande passante utilisée pour filtrer les données (cf. Table 3.4). On utilise un fenêtrage temporel modifié tel que décrit dans la partie 4.2.1. Une première estimation du tenseur moment sismique est effectuée au niveau du PDE. Si le nombre de canaux sélectionnés est inférieur à 18, une attente de 4 min est effectuée pour augmenter la taille du jeu de données. Passé ce délai, si on a encore $N < 18$, on fixe la position *centroid* au niveau du PDE. Si $N \geq 18$, la détermination de la position *centroid* est effectuée en fixant la profondeur à la valeur du PDE. Si $N < 9$, on considère que le nombre de canaux est trop faible pour obtenir une solution CMT.

4.3.2 Résultats obtenus en temps réel depuis Novembre 2010

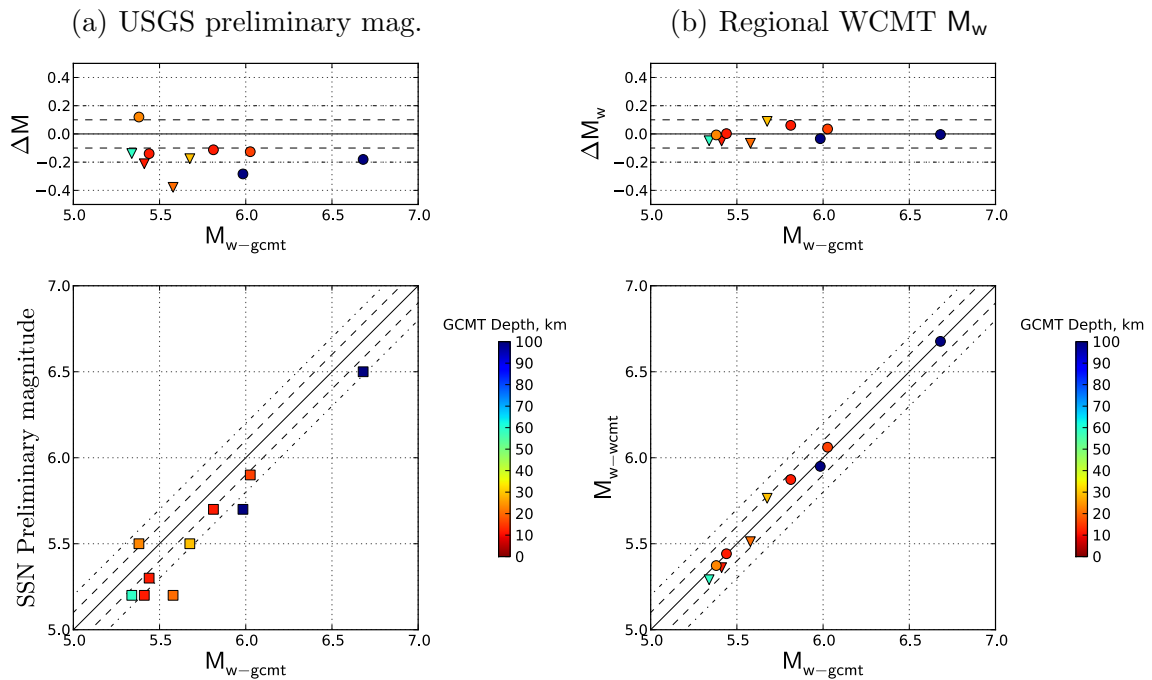


FIG. 4.11 – Comparaison des magnitudes estimées en temps réel par rapport aux estimations de GCMT. On présente en (a) la magnitude préliminaire du SSN et en (b) la magnitude de moment M_{w-wcmt} estimée au Mexique grâce à la méthode WCMT. (*en haut*) Distribution de la différence de magnitude ($\Delta M_w = M - M_{w-gcmt}$). (*en bas*) Comparaison directe avec le catalogue GCMT. Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec un nombre de canaux $N < 18$. Les points sont colorés en fonction de la profondeur *centroid* du catalogue GCMT. Les traits en pointillés indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude.

La Fig.4.11 présente une comparaison entre les magnitudes GCMT et les estimations effectuées en temps réel dans la région du Mexique en considérant les magnitudes

préliminaires $M \geq 5.1$. Les estimations préliminaires de la magnitude présentées dans la Fig.4.11a montrent des différences assez importantes avec GCMT : la totalité des magnitudes estimées présentent un écart $|\Delta M| > 0.1$ par rapport à GCMT. On observe généralement une sous-estimation de M_w traduisant certainement la saturation des magnitudes déterminées au SSN pour $M_w > 5.5$. Les solutions WCMT obtenues à l'échelle régionale sont présentées dans la Fig. 4.11b. Il y a un accord remarquable entre les magnitudes GCMT et WCMT même pour les événements de faible magnitude ($M_w < 6.0$) : 100% des magnitudes estimées présentent une différence $|\Delta M_w| < 0.1$.

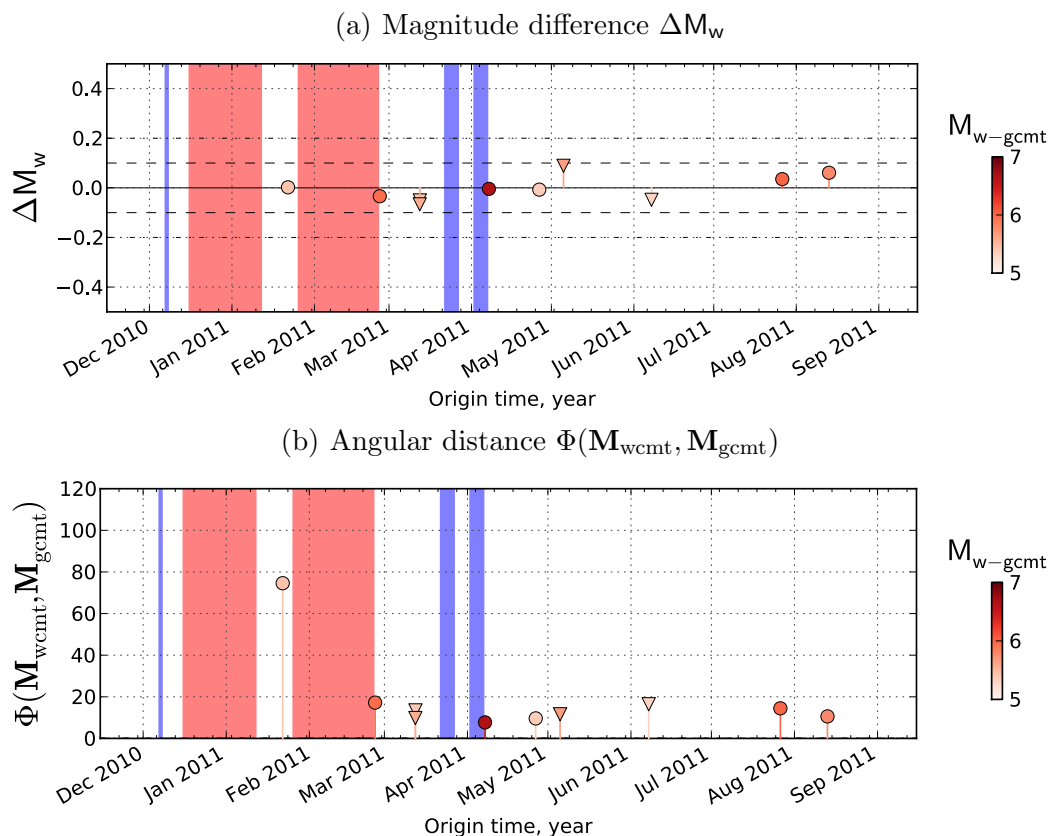


FIG. 4.12 – Différence entre les solutions GCMT et les solutions WCMT obtenues en temps réel au Mexique. La différence de magnitude ΔM_w est présentée en (a) et l'angle $\Phi(M_{wcmt}, M_{gcmt})$ est montré en (b). Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec un nombre de canaux $N < 18$. Les points sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT (M_{w-gcmt}). Les traits en pointillés en (a) indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude. Les bandes de couleur délimitent les périodes pendant lesquelles des problèmes techniques empêchant l'exécution de l'algorithme WCMT ont été rencontrés (voir texte).

La Fig. 4.12 présente les différences observées entre les solutions WCMT et GCMT entre Novembre 2010 et Septembre 2011. Les bandes oranges délimitent les périodes pendant lesquelles les emails de déclenchement du SSN n'ont pas pu être délivrés correctement. Entre Décembre 2010 et Janvier 2011, la réception des emails ne fonctionne pas suite à la mise à jour du serveur de messagerie. L'algorithme n'est donc pas déclenché en temps réel pour l'évènement de $M_w = 5.3$ du 17/12/2010 à proximité des îles Revillagigedo. Entre Janvier et Février 2011, il y a un problème lors de l'envoi des messages suite à la mise à jour des listes emails du SSN. Aucune solution n'a donc pu être obtenue automati-

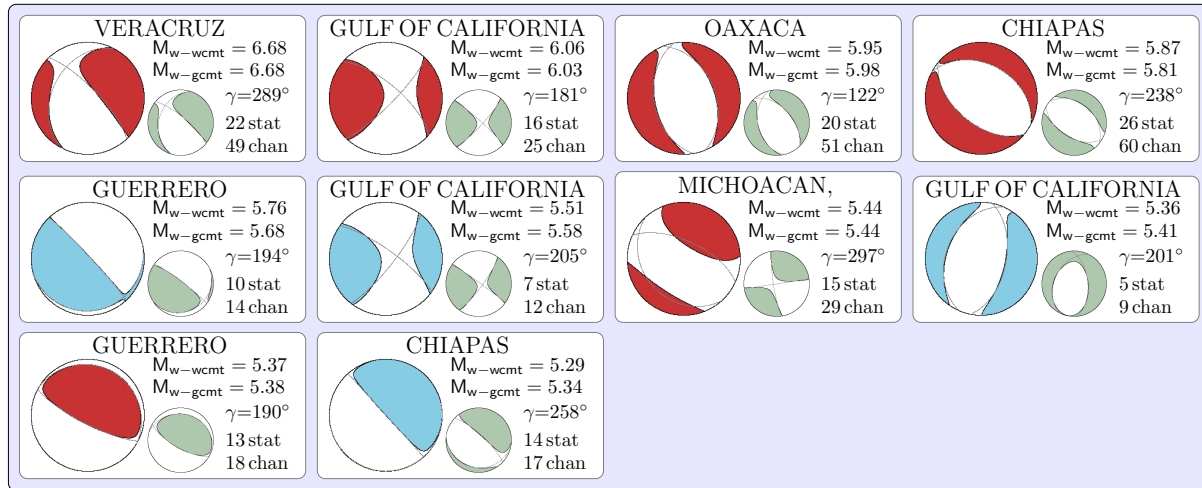


FIG. 4.13 – Solutions WCMT (*en bleu*) obtenues en temps réel au Mexique. Les séismes sont ordonnés par magnitude M_w décroissante. Les solutions obtenues en fixant la position *centroid* au niveau de la localisation préliminaire fournie par le SSN (i.e. lorsque le nombre de canaux $N < 18$) sont présentées *en rouge*. La magnitude de moment obtenue ($M_w\text{-wcmt}$), le gap azimutal (γ), le nombre de stations (stat) et le nombre de canaux (chan) sont indiqués pour chaque évènement. Le mécanisme du catalogue GCMT *en vert* et la magnitude de moment correspondante ($M_w\text{-gcmt}$) sont présentés pour comparaison.

quement pour le séisme de magnitude $M_w = 5.1$ dans le golfe de Californie le 18/02/2011. Les bandes bleues délimitent quant à elles les périodes pendant lesquelles l'ordinateur hébergeant l'algorithme a été éteint par inadvertance. L'évènement du 27/03/2011 de magnitude $M_w = 5.7$ n'a pas pu être déclenché automatiquement pour cette raison. Deux autres évènements n'ont pas été inversés car le nombre de canaux $N < 9$. Ces deux évènements sont les séismes de magnitudes $M_w = 5.1$ et 5.4 dans le golfe de Californie respectivement le 12/03/2011 et 26/04/2011.

La Fig. 4.13 présente les 10 solutions obtenues depuis le début de l'implémentation de l'algorithme WCMT en temps réel. Malgré les fortes valeurs de gap azimutaux observés, on note généralement un très bon accord entre GCMT et WCMT. La seule solution présentant une distance angulaire $\Phi(\mathbf{M}_{\text{wcmt}}, \mathbf{M}_{\text{gcmt}}) \geq 20^\circ$ sur la Fig. 4.12b est le séisme au large de Michoacán le 22/01/2011 ($M_w = 5.4$). Cette solution est présentée à la deuxième ligne, troisième colonne de la Fig. 4.13. Les magnitudes M_w des solutions WCMT et GCMT sont rigoureusement identiques pour ce séisme. La valeur de $\Phi = 75^\circ$ obtenue pour cet évènement est clairement un artefact lié à la forte composante non double couple de la solution WCMT (la composante non double couple est de 44% pour la solution WCMT et de 8% pour la solution GCMT).

Dans la période considérée, seulement 3 évènements présentent une magnitude $M_w > 5.9$ dans la région du Mexique. Le plus grand évènement est le séisme de Veracruz du 07/04/2011 d'une magnitude de $M_w = 6.7$ pour lequel on observe un très bon accord entre GCMT et WCMT ($|\Delta M_w| = 0.00$, $\Phi = 7^\circ$). Cet évènement est localisé à une profondeur intermédiaire ($h_{\text{pde}} = 167.0$ km) à l'extrême sud du Mexique d'où une valeur importante du gap azimutal $\gamma = 289^\circ$. Le deuxième évènement d'une magnitude $M_w > 5.9$ est le séisme décrochant à une profondeur $h_{\text{pde}} = 12.0$ km dans le golfe de la Californie le

26/07/2011 avec une magnitude $M_w = 6.0$. Pour ce séisme, on observe un faible écart en magnitude $M_w = 0.03$. La similarité du mécanisme WCMT par rapport à GCMT est satisfaisante pour l'alerte rapide même si la solution WCMT présente un pendage plus important vers le nord ($\Phi = 14^\circ$). Le troisième évènement est le séisme d'Oaxaca du 25/02/2011 ($M_w = 6.0$) localisé à une profondeur intermédiaire $h_{pde} = 132.0$ km à 120 km au Nord-Est du séisme de Veracruz du 07/04/2011 ($M_w = 6.7$). On a encore une fois un très bon accord entre les estimations de magnitudes avec $M_w = -0.03$. On note une légère rotation du mécanisme GCMT par rapport au mécanisme WCMT avec $\Phi = 17^\circ$.

4.4 Conclusion

Pour réduire significativement le délai nécessaire à l'obtention d'une solution CMT, on propose dans ce chapitre d'utiliser la phase W à l'échelle régionale. La méthode a donc été adaptée pour pouvoir effectuer une inversion WCMT en utilisant uniquement les stations à des distances épacentrales $\Delta \leq 25^\circ$. La principale modification de l'algorithme concerne la fenêtre temporelle définissant les traces utilisées lors de l'inversion WCMT. On définit ainsi une fenêtre de largeur constante (180 s) pour des distances $\Delta < 12^\circ$. Pour $\Delta \geq 12^\circ$, la fenêtre temporelle est égale à $15 \text{ s}^\circ \times \Delta$ comme lorsqu'on travaille à l'échelle globale.

En suivant cette approche, on a pu construire un catalogue complet pour les évènements de magnitude $M_{jma} \geq 6.5$ entre 2003 et 2010 dans la région du Japon. Les données utilisées sont les données du réseau large-bande japonais F-net. Une première détermination du CMT est effectuée 6 min après le temps origine en utilisant les stations à des distances épacentrales $\Delta \leq 12^\circ$. Une autre estimation du CMT est effectuée 12 min après le temps origine pour des distances $\Delta \leq 25^\circ$. Les solutions obtenues sont généralement en bon accord avec GCMT. Les différences les plus importantes sont observées 6 min après le temps origine pour les séismes situés en dehors du réseau au large du Japon. Ces différences sont atténuées 12 min après le temps origine grâce à l'amélioration de la couverture azimutale. Nous avons également déterminé le CMT du séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$) à l'échelle régionale pour des distances $\Delta \leq 12^\circ$. La solution obtenue est comparable à la solution GCMT et à la solution WCMT déterminée à des distances téléseismiques, ce qui est remarquable pour une estimation qui peut être effectuée seulement 6 min après le temps origine.

La mise en oeuvre de l'algorithme à l'échelle régionale du Mexique a été effectuée fin octobre 2010. Les premières solutions obtenues en temps réel sont très similaires aux solutions du catalogue GCMT même pour des séismes de faible magnitude $5.0 < M_w < 6.0$. En effet, 100% des magnitudes M_w estimées présentent un écart inférieur à 0.1 unité de magnitude par rapport à GCMT. Les solutions sont pour l'instant obtenues avec un délai important entre 10 min et 30 min après le temps origine car la détermination du PDE permettant le déclenchement de l'algorithme est effectuée manuellement. L'implémentation en cours d'un système rapide de détermination automatique du PDE devrait bientôt permettre l'estimation du CMT 6 min à 12 min après le temps origine dans la région du

Mexique.

Un problème important pouvant être rencontré à l'échelle régionale est la saturation des traces dans la fenêtre temporelle considérée lors d'un fort séisme. Pour limiter cet effet, une possibilité est l'utilisation de données LL (canaux a faible gain). Une alternative a explorer est l'utilisation de la phase W enregistrée par les données GPS échantillonnées à forte fréquence. Malgré la plus forte incertitude sur chaque échantillon et la possibilité d'aliasing du signal, ces données ont l'avantage de ne pas saturer lors d'un très grand tremblement de terre.

Analyse d'erreur dans les inversions de la source sismique

Sommaire du chapitre 5

5.1	Introduction	146
5.2	Analyse d'erreur dans les inversions de la source sismique - Article	147
5.2.1	Introduction	148
5.2.2	Formulation of the source inversion problem	149
5.2.3	Observational errors	150
5.2.4	Data oversampling : the importance of covariance off-diagonal terms	154
5.2.5	Modeling uncertainties	156
5.2.6	Application	159
5.2.7	Conclusion	169
5.3	Incertitude sur le moment scalaire, le pendage et la profondeur	170
5.3.1	Incertitude sur le pendage et le moment scalaire	170
5.3.2	Tradeoff entre le pendage et le moment scalaire : Importance des composantes horizontales	176
5.3.3	Incertitude sur la profondeur du centroid	179
5.3.4	Inversion WCMT contrainte pour le séisme de Tohoku-oki	182
5.4	Conclusion	184

Résumé du chapitre

Nous proposons une analyse d'erreur plus réaliste lors de l'inversion de la source sismique. Bien que l'approche soit assez générale, on traite ici en détail le cas de l'inversion CMT basée sur l'observation de la phase W à longue période. Trois éléments importants sont considérés dans cette étude : (1) le niveau du bruit de fond sismique à longue période observé sur chaque trace, (2) l'interdépendance entre les échantillons de données filtrées à longue période et (3) l'incertitude liée à la modélisation de la phase W. On considère en particulier l'effet de l'incertitude de la localisation du *centroid* et l'erreur liée à la contamination du champ d'onde lorsque deux séismes sont rapprochés dans le temps. Les résultats obtenus montrent l'importance d'incorporer une analyse d'erreur plus formelle lors de l'inversion de la source. D'abord, cela permet d'avoir une estimation plus fiable de l'incertitude sur les paramètres du modèle. Ensuite, le modèle de source estimé est lui

même amélioré puisqu'une prise en compte réaliste de l'incertitude permet de limiter la sur-interprétation des formes d'ondes observées. On s'intéresse également au compromis (ou *tradeoff*) entre le moment sismique scalaire M_0 et le pendage de la faille δ lors de l'inversion WCMT pour des séismes superficiels. L'effet du *tradeoff* est visible dans les solutions WCMT mais il semble assez limité notamment grâce à l'utilisation des trois composantes du déplacement. Etant donné le *tradeoff* entre M_0 et δ , la profondeur *centroid* assumée lors de la détermination du tenseur moment sismique peut avoir un effet important sur ces deux paramètres. La profondeur est généralement estimée dans les études de source en effectuant une simple exploration en profondeur. Cette approche est facile à implémenter mais est problématique puisqu'il n'y a pas d'échelle naturelle pour représenter l'écart aux données en fonction de la profondeur. On propose donc d'étudier la variabilité de l'écart aux données en utilisant l'estimation d'erreur issue de l'analyse présentée ci-dessus. Cette approche permet ainsi d'estimer l'incertitude sur la profondeur du *centroid* déterminée lors de l'inversion WCMT.

5.1 Introduction

La détermination des paramètres de la source est essentielle pour caractériser la rupture à l'origine des séismes. Les paramètres de sources obtenus peuvent être utilisés par différents algorithmes tels que le calcul des ShakeMaps, la modélisation Tsunami ou l'estimation du transfert de contraintes de Coulomb. Malgré l'importance de ces modèles, l'estimation de l'incertitude sur les paramètres de la source est généralement ignorée puisque les algorithmes d'inversion n'incorporent souvent pas une estimation correcte de l'erreur.

Le travail présenté dans ce chapitre a d'abord pour objectif une analyse d'erreur formelle pour permettre une estimation correcte des incertitudes dans l'inversion de la source sismique. Dans cette perspective, nous utilisons l'algorithme WCMT en discutant les différentes sources d'erreur possibles et la formulation utilisée. Formellement, il est possible de distinguer deux sources d'erreur dans l'inversion de la source. Tout d'abord celle liée à l'incertitude des mesures. Cette information est généralement fournie par la matrice de covariance sur les données \mathbf{C}_d . La deuxième source d'erreur, souvent négligée, correspond à l'incertitude liée à la modélisation et/ou à une théorie imparfaite. Dans le cas gaussien, cette information est contenue dans la matrice de covariance sur la théorie \mathbf{C}_T , qui a une importance particulière dans l'inversion de la source. Dans ce type de problème, il est en effet courant de fixer certains paramètres (localisation de la source, géométrie du plan de faille, etc.) pour contraindre l'inversion d'un autre groupe de paramètres (tenseur moment sismique, glissement, etc.). Dans ce cas de figure, contraindre la valeur de certains paramètres dont notre connaissance est limitée peut contribuer significativement à l'incertitude sur le modèle final. L'exemple de la prise en compte de l'incertitude dans la localisation du *centroid* est traité en détail.

La deuxième partie de ce chapitre s'intéresse plus en détail à l'incertitude a posteriori

sur les estimations du moment sismique scalaire M_0 , du pendage du plan de faille δ et de la profondeur d_c du *centroid*. Il est connu que la détermination du CMT basé sur le champ d'onde à longue période pour des séismes superficiels souffre d'un compromis ou *tradeoff* entre M_0 et δ . On discutera donc de l'effet de ce *tradeoff* sur les solutions WCMT déterminées grâce à la phase W pour les grands séismes. La détermination de M_0 et δ est également affectée par l'erreur sur la profondeur estimée du *centroid* d_c . Lors des inversions CMT, il est courant de sélectionner la profondeur minimisant l'écart quadratique aux données sans pour autant déterminer l'erreur sur d_c . Dans ce chapitre on développe une approche pour estimer cette incertitude en s'intéressant à la variabilité de la fonction objective utilisée pour sélectionner d_c .

Les points abordés ci-dessus sont discutés en effectuant plusieurs tests synthétiques avant de procéder à l'inversion CMT de plusieurs grands séismes en utilisant des données réelles. On traite en détail le cas du séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$) pour lequel plusieurs approches sont présentées pour améliorer l'estimation du CMT.

5.2 Analyse d'erreur dans les inversions de la source sismique - Article

Le contenu de cette partie fait l'objet d'un article soumis en 2011 dans la revue *Geophysical Journal International* et intitulé *Uncertainty estimations for seismic source inversions* (auteurs : Z. Duputel, L. Rivera, Y. Fukahata et H. Kanamori).

Abstract

Source inversion is a widely used practice in seismology. Magnitudes, moment tensors, slip distributions are now routinely calculated and disseminated by several agencies and research groups whenever an earthquake occurs. The accuracy of such models depends on many aspects like the event magnitude, the rupture complexity, the data coverage, the passband used to filter the waveforms and the data quality (instrument response, isolation, timing, etc.). Here, like in any observational problem, the error estimation should be part of the solution. It is however very rare to find a source inversion algorithm which includes proper error analyses, and the solutions are often given without any estimates of uncertainties. Our goal here is to stress the importance of such estimation and to explore different techniques aimed at achieving such estimations. In this perspective, we use the W phase source inversion algorithm recently developed to provide fast and robust CMT estimations for moderate to large earthquakes. We assume that the initial probability densities can be modeled by Gaussian distributions. Formally, we can separate two sources of error which generally contribute to the model parameter uncertainties. On one side we consider the error introduced by the more or less imperfect data. This is carried by the covariance matrix for the data (\mathbf{C}_d). A key point which is practically always ignored is the possibility of having non-diagonal elements in \mathbf{C}_d ; such non-diagonal elements are due

to the inter-dependence of observational errors. The second source of uncertainty, often overlooked, is associated with modeling error or mismodeling. This is represented by the covariance matrix on the theory, \mathbf{C}_T . This second contribution is of special relevance to the case of source inversion. In fact, it is a very common practice to fix some parameters (e.g. the source location, or the fault plane) and perform the inversion for another group of parameters (e.g. the focal mechanism or the orientation of the slip vector). Among the different sources of mismodeling, we focus here on the modeling error associated with the mislocation of the centroid position. Both \mathbf{C}_d and \mathbf{C}_T describe probability densities in the data space and it is well known that it is in fact $\mathbf{C}_D = \mathbf{C}_d + \mathbf{C}_T$ that should be included into the error propagation process. In source inversion problems, like in many other fields of geophysics, the data covariance (\mathbf{C}_D) is often considered as diagonal or even proportional to the identity matrix. In the present work, we demonstrate the importance of using a more realistic form for \mathbf{C}_D . If we incorporate accurate covariance components during the inversion process, it refines the posterior error estimates but also improves the solution itself. We discuss these issues using several synthetic tests and by applying the W phase source inversion algorithm to several large earthquakes such as the recent 2011 Tohoku-oki earthquake.

5.2.1 Introduction

The estimation of the source parameters is a first step to understand the rupture process of large earthquakes. It is also of great interest to study the relationship between the earthquake and its tectonic and geodynamic environment. The inverse problem can be formulated and solved in various ways depending on the nature of data (e.g. seismological, geodetic), the observation scale (e.g. regional, teleseismic) and the time at which it is performed after the event origin time (i.e. ranging from real time to the study of historical earthquakes). The estimated source models can then be used as inputs of various algorithms such as ShakeMaps computation (Wald et al., 2005), tsunami modeling (Satake, 2007) or Coulomb stress transfer calculation (King, 2007).

Despite their importance, these source inversion results are often lacking of any uncertainty estimations and the inversion algorithms themselves generally not includes proper error analyses. The interest of having such estimates have been early stressed by Dziewonski et al. (1981) and significant efforts have been made in geodetic finite fault inversion studies (Yabuki & Matsu’ura, 1992; Fukahata & Wright, 2008 and Sudhaus & Jónsson, 2009). It is however very rare to find a source inversion solution based on seismological data including such error analysis (e.g. Ide et al., 1996 and Yagi & Fukahata, 2011). Our goal here is to discuss how to take errors explicitly into account in seismic source inversion problems.

In this perspective, we use the W phase source inversion algorithm developed by Kanamori & Rivera (2008b). As discussed by Duputel et al. (2011a), this algorithm provides fast and robust centroid moment tensor estimations for moderate to large earthquakes.

Besides the standard application, its simplicity and versatility make it suitable for diverse applications. We incorporate a more formal error analysis into the algorithm and discuss the above by applying it to several large earthquakes.

5.2.2 Formulation of the source inversion problem

We consider here the simple linear case of a point source inversion at a given centroid location. The elements available to solve this problem are : (1) the theory $\mathbf{d} = \mathbf{G}\mathbf{m}$ which relates the observables \mathbf{d} to a model \mathbf{m} by the mean of the linear application \mathbf{G} and (2) the data \mathbf{d}_{obs} corresponding to the measurements of \mathbf{d} . As a matter of fact, \mathbf{m} contains the moment tensor elements, \mathbf{d}_{obs} are the displacement traces and \mathbf{G} are the so called Green's functions as introduced by Kanamori & Rivera (2008b) (i.e. the step function response for a unit moment tensor element).

The source inversion problem is formulated here by using the so-called least-squares criterion using a Bayesian formulation as proposed for example by Tarantola & Valette (1982) or Yabuki & Matsu'ura (1992). We assume here that the initial probability densities can be modeled by Gaussian distributions. As a consequence, the forward problem being linear, the posterior errors on the model parameters are ensured to be Gaussian. Moreover, the covariance matrices play a central role in the formulation of uncertainties and the inversion results will strongly depend on the information they provide.

In our problem, we can separate two sources of error. On one side we have the uncertainty induced by the more or less imperfect data. This information is provided by the probability density $\rho_{\text{D}}(\mathbf{d})$ through the covariance matrix \mathbf{C}_{d} :

$$\rho_{\text{D}}(\mathbf{d}) = ((2\pi)^N \det \mathbf{C}_{\text{d}})^{-1/2} \exp \left(-\frac{1}{2} (\mathbf{d} - \mathbf{d}_{\text{obs}})^t \mathbf{C}_{\text{d}}^{-1} (\mathbf{d} - \mathbf{d}_{\text{obs}}) \right), \quad (5.1)$$

where N is the total number of data samples.

The second source of error, often overlooked, is associated with the modeling uncertainties or mismodeling which imply that for a given source model \mathbf{m} , instead of predicting exactly the data \mathbf{d} , we have a fuzzy theory described by a conditional probability density

$$\rho_{\text{T}}(\mathbf{d}|\mathbf{m}) = ((2\pi)^N \det \mathbf{C}_{\text{T}})^{-1/2} \exp \left(-\frac{1}{2} (\mathbf{d} - \mathbf{G}\mathbf{m})^t \mathbf{C}_{\text{T}}^{-1} (\mathbf{d} - \mathbf{G}\mathbf{m}) \right). \quad (5.2)$$

associated with a covariance matrix \mathbf{C}_{T} . The conditional probability density $\rho_{\text{T}}(\mathbf{d}|\mathbf{m})$ gives us the probability of obtaining the data vector \mathbf{d} given the model \mathbf{m} . $\rho_{\text{T}}(\mathbf{d}|\mathbf{m})$ is introduced for example by Tarantola & Valette (1982) and Yagi & Fukahata (2008).

Following Tarantola (2005), if we take the conjunction of the two states of information described in eqs. (5.1)-(5.2) and integrate over the data space, we obtain a marginal probability density $\sigma_{\text{M}}(\mathbf{m})$ which is the solution of the inverse problem describing a posteriori

information in the model space :

$$\sigma_{\mathbf{M}}(\mathbf{m}) = k \exp \left(-\frac{1}{2} (\mathbf{G}\mathbf{m} - \mathbf{d}_{\text{obs}})^t \mathbf{C}_{\text{D}}^{-1} (\mathbf{G}\mathbf{m} - \mathbf{d}_{\text{obs}}) \right), \quad (5.3)$$

where k is a normalisation factor and

$$\mathbf{C}_{\text{D}} = \mathbf{C}_{\text{T}} + \mathbf{C}_{\text{d}}. \quad (5.4)$$

This shows that, under the Gaussian assumption, the mismodeling and observational uncertainties are combined by simply adding the corresponding covariance matrices. As it is well known (Tarantola, 2005), in this particular case, $\sigma_{\mathbf{M}}(\mathbf{m})$ is a gaussian distribution which can be explicitly written as

$$\sigma_{\mathbf{M}}(\mathbf{m}) = ((2\pi)^N \det \tilde{\mathbf{C}}_{\mathbf{M}})^{-1/2} \exp \left(-\frac{1}{2} (\mathbf{m} - \tilde{\mathbf{m}})^t \tilde{\mathbf{C}}_{\mathbf{M}}^{-1} (\mathbf{m} - \tilde{\mathbf{m}}) \right). \quad (5.5)$$

where $\tilde{\mathbf{m}}$ is the point at the maximum of the posterior Gaussian $\sigma_{\mathbf{M}}(\mathbf{m})$ and $\tilde{\mathbf{C}}_{\mathbf{M}}$ is the posterior covariance matrix :

$$\tilde{\mathbf{m}} = \tilde{\mathbf{C}}_{\mathbf{M}} \mathbf{G}^t \mathbf{C}_{\text{D}}^{-1} \mathbf{d}_{\text{obs}} \quad , \quad \tilde{\mathbf{C}}_{\mathbf{M}} = (\mathbf{G}^t \mathbf{C}_{\text{D}} \mathbf{G})^{-1}. \quad (5.6)$$

Eq. (5.6) is a particular case of the result found by Jackson (1979) and Tarantola (2005) without a priori information on the model parameters.

In source inversion problems, like in many other field of geophysics, it is a very common assumption to consider the data covariance (\mathbf{C}_{D}) as diagonal or even proportional to the identity matrix (\mathbf{I}). In the present work, we demonstrate the interest of using a more realistic form for \mathbf{C}_{D} . In a way, all this work is about finding out how to fill the observational covariance (\mathbf{C}_{d}) and the mismodeling covariance (\mathbf{C}_{T}) and what are the implications for the solution of the inverse problem.

5.2.3 Observational errors

In the case of seismological observations at long period, the data uncertainty is mostly related to the background seismic noise which steadily grows at long period. As indicated by Sorrells (1971), the long period noise is mainly related to atmospheric pressure disturbances. The noise level varies depending on many factors such as the station location and the quality of the instrument isolation. It depends also on the orientation of the record since the horizontal components are often noisier than the vertical ones.

To assess the effect of long period noise on the W phase solutions, one possibility is to add actual noise to synthetic waveforms and to make an inversion using the noisy synthetic dataset. For this purpose, we use the following procedure : The synthetic seismograms are first computed by normal mode summation and are convolved by the instrument responses at each station. We then add raw noise data on the resulting signals. We used

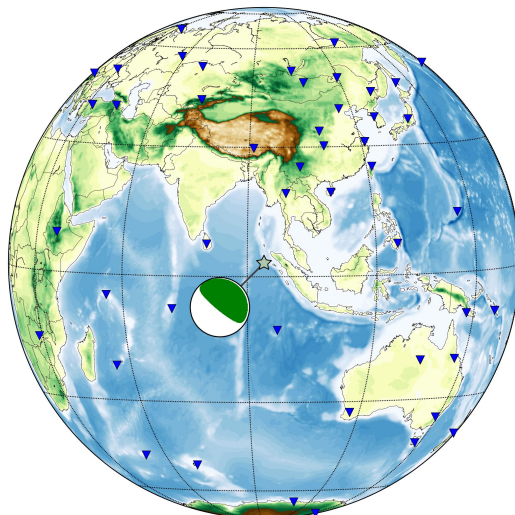


FIG. 5.1 – Source-station geometry assumed for the synthetic experiment. The star indicates the centroid location and the blue triangles indicate the station locations. The focal mechanism used to compute the synthetics is shown in green.

the continuous noise records of networks II, IC, IU and G which have been extracted using the Incorporated Research Institutions for Seismology Data Management Center (IRIS DMC). Considering the network geometry and focal mechanism depicted in Fig. 5.1, we computed the noisy synthetic datasets corresponding to different moment magnitudes (i.e. $M_w = \{6.0, 7.0, 8.0\}$). The moment rate function is assumed here to be an isosceles triangle with an half duration given by :

$$h_c = 1.05 \times 10^{-8} \times M_0^{1/3} \quad (5.7)$$

where M_0 is in dyn-cm and h_c in seconds. This scaling law is obtained empirically by fitting the scalar moment M_0 to h_c for all $M_w \geq 6.0$ in the Global CMT (GCMT) catalog since 2003 (Ekström et al., 2005). The obtained noisy synthetic dataset is then used as input of the W phase algorithm.

In the standard W phase centroid moment tensor (WCMT) algorithm, we assume that $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$ where \mathbf{I} is the identity matrix and σ is an estimate of the data error. As shown in Fig. 5.2, if we filter the data at very long period using a fixed 1–5 mHz passband, the signal to noise ratio clearly decreases as the event gets smaller and the match between the WCMT solution and the actual source model gets worse accordingly. As illustrated in Fig. 5.3, in order to improve the W phase solutions for smaller events, one possibility is to increase the signal to noise ratio by changing the frequency passband and by performing an efficient data screening to reject the worst stations. Although this approach is robust and provide very good results at different scales (regional and teleseismic) in real-time or in post-mortem studies (Hayes et al., 2009a ; Duputel et al., 2011a), it has two main disadvantages. The first one is that it needs a preliminary magnitude to choose the frequency passband used to filter the data. The second is that it doesn't provide accurate error estimates on the source model parameters. This is illustrated in Fig.5.4 which shows the posterior

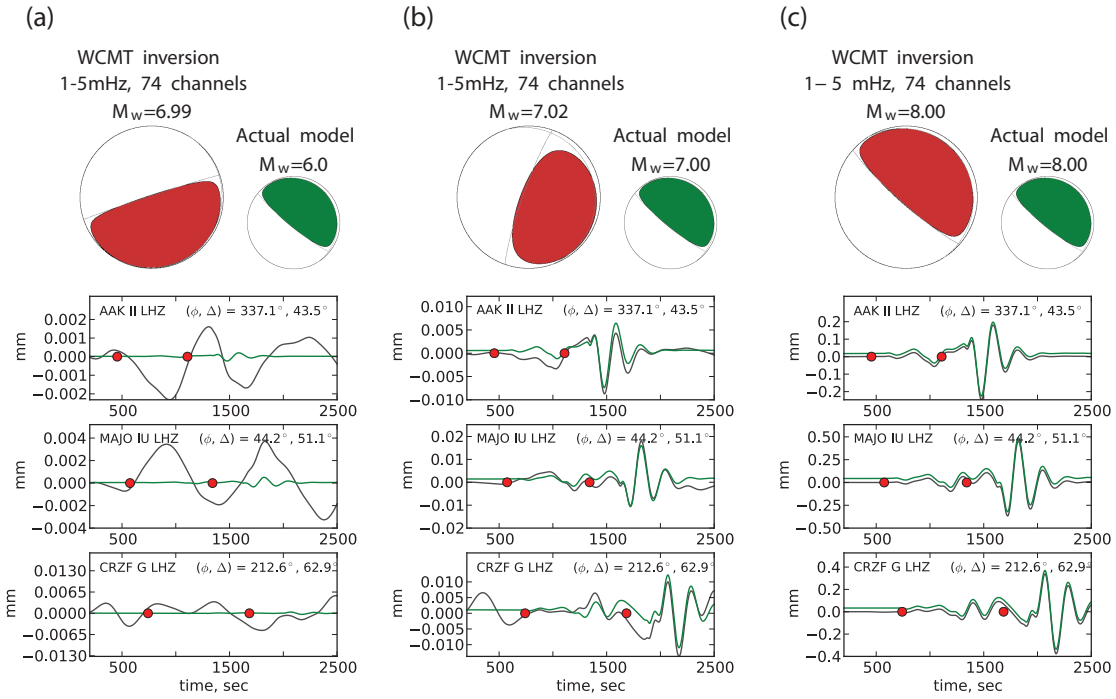


FIG. 5.2 – Synthetic experiment using a fixed 1 – 5 mHz passband. We calculated 3 noisy synthetic datasets corresponding to different event magnitudes : (a) $M_w = 6.0$, (b) $M_w = 7.0$ and (c) $M_w = 8.0$. The noisy traces are obtained by adding ambient seismic noise to synthetic seismograms which are calculated for the focal mechanism indicated in green. The W phase CMT (WCMT) solution obtained for each dataset after band pass filtering in the 1 – 5 mHz passband is shown in red. Examples of noisy synthetic traces (black lines) and the corresponding noise free synthetics (green lines) are presented. The noise free synthetics have been slightly shifted up to distinguish the two waveforms. For the $M_w = 8.0$ earthquake, noisy traces are not much different from pure synthetics for a majority of stations. For smaller events, the data is clearly contaminated by the long period noise and the WCMT solutions are significantly different from the actual model.

uncertainty obtained if we assume a large noise level of 70% between 1 and 5 mHz in the case of the $M_w = 7.0$ event presented in Fig. 5.2b (therefore $\sigma = 0.7 \times \|\mathbf{d}\| \approx 0.01\text{mm}$). The error estimates on the model parameters and the correlation among them are represented in Fig. 5.4b where the uncertainty is indicated by showing the nodal planes corresponding to a population of 1000 source models drawn from the posterior probability density given in eq. (5.5). Although $\sigma \approx 0.01\text{mm}$ is clearly overestimating the noise level on the data traces (see Fig. 5.2b), we note that the posterior uncertainty is clearly underestimated since the actual model does not fall within the error bars.

We can improve the solution by taking into account the data uncertainty per-station instead of assuming $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$. This approach should allow us to improve the solution and posterior error estimates while using the complete dataset and a fixed frequency band (no preliminary magnitude needed). As a first guess, we can consider a diagonal \mathbf{C}_d whose elements correspond to a measurement of the noise level σ_d^n at each station n :

$$(\mathbf{C}_d^n)^{ij} = (\sigma_d^n)^2 \delta^{ij} \quad (5.8)$$

In this study, σ_d^n is estimated by measuring the pre-event noise level. The results obtained

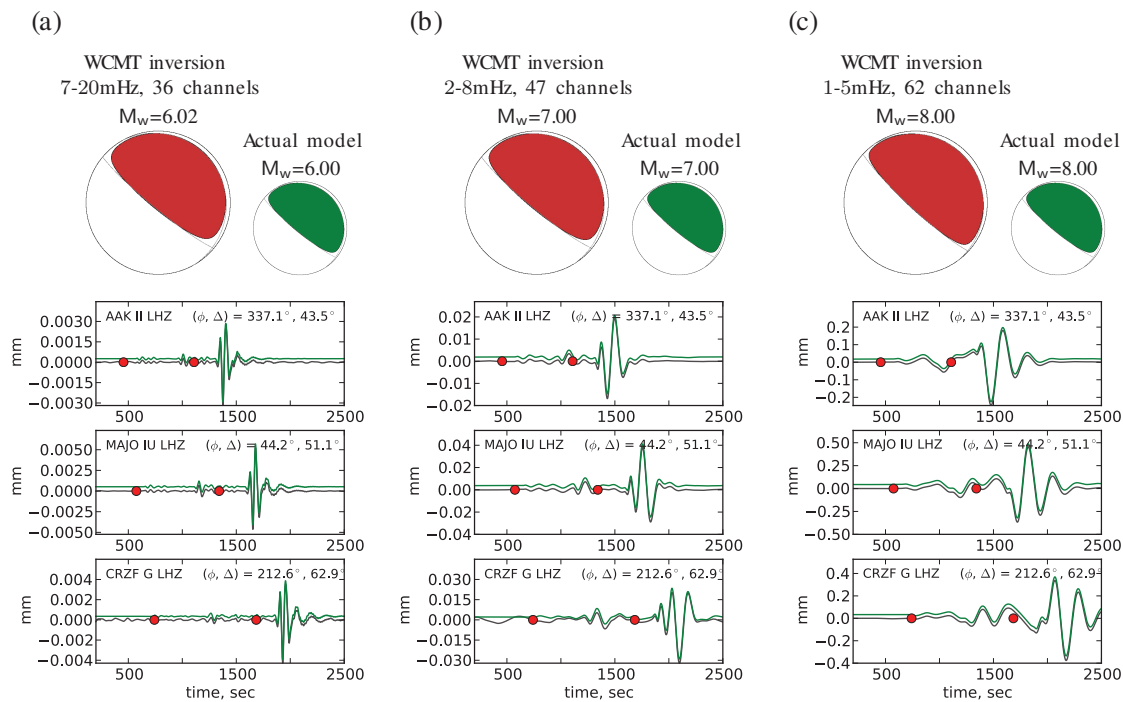


FIG. 5.3 – Synthetic experiment using a magnitude dependent frequency passband and a data screening. We calculated 3 noisy synthetic datasets corresponding to different event magnitudes : (a) $M_w = 6.0$, (b) $M_w = 7.0$ and (c) $M_w = 8.0$. The noisy traces are obtained by adding ambient seismic noise to synthetic seismograms which are calculated for the focal mechanism indicated in green. For each dataset, the W phase CMT (WCMT) solution obtained after band pass filtering and data screening is shown in red. The passband is shifted toward higher frequencies for smaller events in order to reduce the long period noise contamination. A data screening is performed in order to reject the noisy stations from the dataset. Examples of noisy synthetic traces (black lines) and the corresponding noise free synthetics (green lines) are presented. The noise free synthetics have been slightly shifted up to distinguish the two waveforms. The WCMT solutions are very similar to actual source models. Note however that by using a high frequency bandpass for small events (i.e. a 7 – 20 mHz passband for $M_w \leq 6.0$), we are moving away from the standard W phase inversion since the effect of shallow heterogeneities may become non-negligible when using actual data filtered at such short periods.

by considering this diagonal \mathbf{C}_d are shown in Fig. 5.5 in the case of the $M_w = 7.0$ event presented in Fig. 5.2b after a band pass filtering in the 1 – 5 mHz passband. The solution in Fig. 5.5b obtained by considering the diagonal \mathbf{C}_d in eq. (5.8) shows a better match to the actual model than the solution in Fig. 5.4 corresponding to $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$. This is not surprising since using eq. (5.8) is equivalent to perform data weighting depending on noise level at each station. However, as observed in Fig. 5.4b, there is an obvious underestimation of uncertainty in Fig. 5.5c. Because the background seismic noise is the only source of error introduced in this synthetic experiment, some information is clearly missing in the present formulation of \mathbf{C}_d given by eq. (5.8).

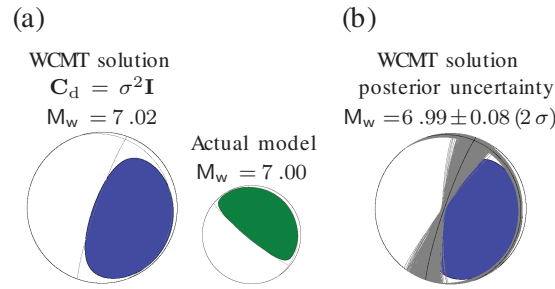


FIG. 5.4 – Results of the WCMT inversion with the assumption that $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$ where σ is taken simply as $\sigma = 0.70 * \|\mathbf{d}\| \approx 0.1\text{mm}$. We show in (a) the WCMT solution and the actual source model for comparison. The posterior uncertainty associated with this solution is presented in (b). We superimposed on the WCMT mechanism a population of 1000 nodal planes drawn from the posterior probability density. The WCMT significantly differs from the actual solution and the posterior errors on the moment tensor elements are obviously underestimated.

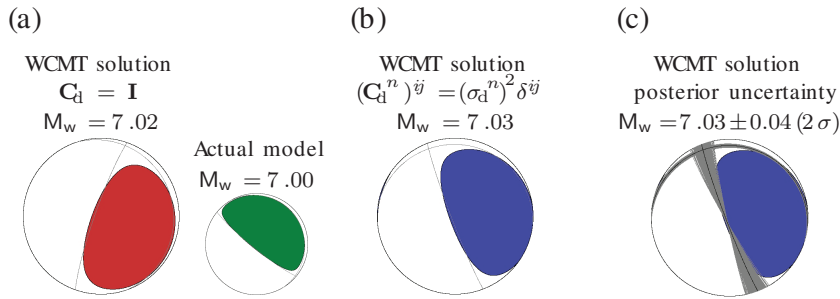


FIG. 5.5 – Results of the WCMT inversion which takes into account the background noise level at each station. The blue mechanism in (b) corresponds to the WCMT solution obtained by assuming a \mathbf{C}_d whose diagonal elements are determined by measuring the pre-event noise levels for each trace (i.e. the diagonal \mathbf{C}_d formulated in eq. (5.8)). The posterior uncertainty associated with this solution is presented in (c). We superimposed on the WCMT mechanism a population of 1000 nodal planes drawn from the posterior probability density. For comparison, we show in (a) the actual source model and the WCMT solution obtained using the standard W phase algorithm in which we assume $\mathbf{C}_d = \mathbf{I}$. Although the WCMT solution in (b) is closer to the actual mechanism than the WCMT solution in (a), the posterior errors on the moment tensor elements are obviously underestimated.

5.2.4 Data oversampling : the importance of covariance off-diagonal terms

As discussed in the previous section, the diagonal form of \mathbf{C}_d in eq. (5.8) leads to an obvious under-estimation of posterior uncertainties. To identify what is missing in this formulation, we can take a closer look at the data. Fig. 5.6 shows the BFO vertical displacement seismograms which have been recorded during the 2004 Sumatra-Andaman Islands earthquake. The frequency range used here is the 1 – 5 mHz passband which is convenient for studying the source mechanics of large events using W phase waveforms. Since the WCMT algorithm is using “LH” channels sampled at 1Hz, the data traces are clearly oversampled. This is stressed on Fig. 5.6 by drawing red dots every 10 samples. The data points are strongly correlated and, under such circumstances, we cannot neglect the inter-dependence of observational errors (Fukahata & Wright, 2008). Neglecting these

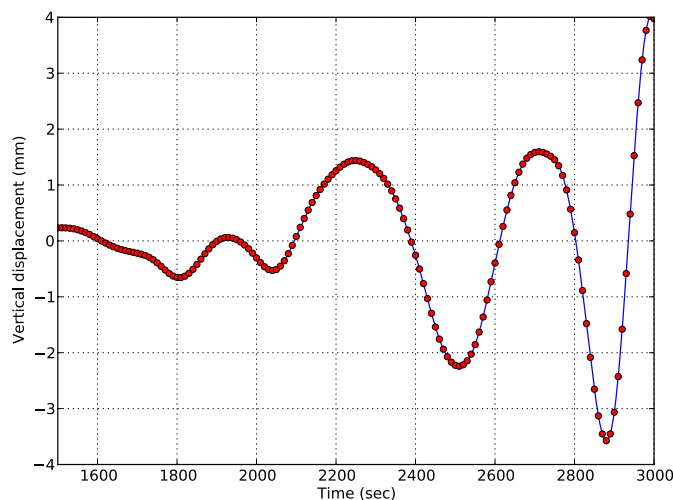


FIG. 5.6 – W phase displacement recorded on LHZ BFO channel during the 2004 Sumatra-Andaman Islands earthquake. After removal of instrument response, the signal is band pass filtered using a 1 – 5 mHz passband. Red circles are plotted every 10 samples (i.e. every 10 seconds) to illustrate the data oversampling.

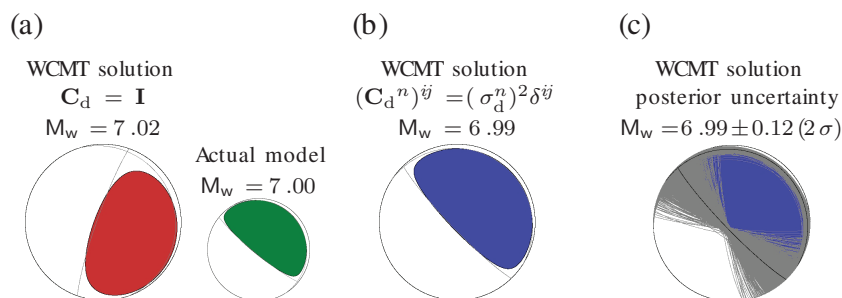


FIG. 5.7 – Results of the WCMT inversion which takes into account (1) the background noise level at each station and (2) the oversampling of the W phase traces. The blue mechanism in (b) corresponds to the WCMT solution obtained by assuming a block-diagonal \mathbf{C}_d as formulated in eq. (5.9). The posterior uncertainty associated with this solution is presented in (c). We superimposed on the WCMT mechanism a population of 1000 nodal planes drawn from the posterior probability density. For comparison, we show in (a) the actual source model and the WCMT solution obtained using the standard W phase algorithm in which we assume $\mathbf{C}_d = \mathbf{I}$.

correlations by assuming a diagonal \mathbf{C}_d can seriously bias the error estimates during WCMT inversions.

There are basically two different ways to address this issue. The first approach is to significantly decimate the data so that the hypothesis of independant data samples (i.e. diagonal \mathbf{C}_d) becomes approximately valid. However, since a battery of low pass filters should be applied to reduce the data sampling, this will add a significant delay which is not suited for W phase fast source inversions, not speaking of the timing complications. Moreover, this first approach induce a reduction of information originally included in the data which is not suited in source inversion problem. The other possibility is to drop the hypothesis of a diagonal \mathbf{C}_d by including the data correlation in the construction of \mathbf{C}_d , which leads to non-diagonal terms. This approach is explored here by introducing a

block-diagonal \mathbf{C}_d which is given by the following expression for a station n :

$$(\mathbf{C}_d^n)^{ij} = (\sigma_d^n)^2 \exp(-|\Delta t^{ij}|/t_0), \quad (5.9)$$

where t_0 represents a characteristic correlation duration and Δt^{ij} equals the time difference between samples i and j . A similar expression is used by Tarantola & Valette (1982) and Fukahata & Wright (2008) to take into account spatial correlation of errors. In practice, t_0 in eq. (5.9) is chosen as the shortest period content available after filtering the data (i.e. in our case we assume $t_0 = 200$ s).

Fig. 5.7 shows the results of employing eq. (5.9) for an inversion based on the noisy synthetic dataset generated for a $M_w = 7.0$ earthquake filtered in the 1 – 5 mHz passband (cf. Fig. 5.2b). As done in Fig. 5.4 and Fig. 5.5, the posterior errors are indicated in Fig. 5.7c by showing a random population of probable nodal planes. The posterior uncertainty shown here is much more realistic than those obtained when neglecting temporal correlations (e.g. Fig. 5.5b or Fig. 5.5c). Interestingly, taking into account the off-diagonal covariance components not only enhances the posterior errors estimates but it also improves the solution itself since we notice a pretty good match between the solution and the original model. By using oversampled seismograms at long period, the information from the data is artificially overweighted. If we perform the source inversion while neglecting the correlation of errors in oversampled traces, a model that excessively fits observed data would be selected. On the contrary, if we consider the effect of data covariance, the correlation of errors are reasonably taken into account which avoids biased inversion results.

5.2.5 Modeling uncertainties

In source inversion practices, we often know that our modeling is imperfect. Source mislocation, unmodeled finiteness, incorrect prior fault geometry, oversimplified Earth model are among many sources of modeling errors having a potential effect on source inversion results. To introduce this information into the inverse problem, one possibility is to allow for a non-deterministic theory incorporating such fuzziness. As discussed in section 5.2.2, this can be done by defining a probability density $\rho_T(\mathbf{d}|\mathbf{m})$ describing the theoretical relation between model parameters \mathbf{m} and data \mathbf{d} as well as modeling uncertainties. In the literature, the mismodeling is often neglected, which is roughly equivalent to assume a delta probability distribution

$$\rho_T(\mathbf{d}|\mathbf{m}) = \delta(\mathbf{d} - \mathbf{G}\mathbf{m}) \quad (5.10)$$

where δ is the Dirac delta function. Although this hypothesis can be true in some particular cases, eq. (5.10) is generally not supported. In most applications, a significant portion of the data misfit can actually be assigned to modeling uncertainties due to inadequate parametrization or to imperfect physical theories with (too) simplistic hypotheses.

In the particular case of the WCMT inversion, the mismodeling can be caused by the centroid mislocation, the source finiteness for very large earthquakes ($Mw \geq 9.0$, e.g. 2004 Sumatra-Andaman Island earthquake), the source complexity (e.g. 2009 Samoa great earthquake sequence) or the large amplitude disturbances caused by a preceding event (e.g. 2009 Vanuatu earthquake sequence). Among these different sources of mismodeling, we focus here on the modeling error associated with the mislocation of the centroid position.

Let us then assume an erroneous centroid location $\bar{\mathbf{x}}$, knowing for example that this location is wrong mainly in some direction. This information is provided by the probability density $\rho_{\mathbf{x}}(\mathbf{x})$ and the covariance $\mathbf{C}_{\mathbf{x}}$ describing the uncertainty in the centroid position \mathbf{x} :

$$\rho_{\mathbf{x}}(\mathbf{x}) = ((2\pi)^N \det \mathbf{C}_{\mathbf{x}})^{-1/2} \exp \left(-\frac{1}{2} (\mathbf{x} - \bar{\mathbf{x}})^t \mathbf{C}_{\mathbf{x}}^{-1} (\mathbf{x} - \bar{\mathbf{x}}) \right). \quad (5.11)$$

In practice, the 3×3 matrix $\mathbf{C}_{\mathbf{x}}$ is the input parameter which is used to describe the uncertainty in the centroid location. Let also $\mathbf{d} = \mathbf{d}(\mathbf{x})$ represent the relation between a data vector \mathbf{d} and the corresponding centroid position \mathbf{x} . We assume now that the mismodeling $\rho_{\mathbf{T}}(\mathbf{d}|\mathbf{m})$ in eq. (5.2) is entirely attributable to the centroid mislocation provided by $\rho_{\mathbf{x}}(\mathbf{x})$. Using the Jacobian rule $\rho_{\mathbf{x}}(\mathbf{x}) = \rho_{\mathbf{T}}(\mathbf{d}) \left| \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial \mathbf{x}} \right|$ (where $\left| \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial \mathbf{x}} \right|$ is the Jacobian determinant of the transformation $\mathbf{d} = \mathbf{d}(\mathbf{x})$), we can write the mismodeling covariance as

$$\mathbf{C}_{\mathbf{T}} = \int [\mathbf{d}(\mathbf{x}) - \bar{\mathbf{d}}] [\mathbf{d}(\mathbf{x}) - \bar{\mathbf{d}}]^t \rho_{\mathbf{x}}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (5.12)$$

where $\bar{\mathbf{d}} = \int \mathbf{d}(\mathbf{x}) \rho_{\mathbf{x}}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$ is the average data vector.

As a first attempt, we can estimate the centroid mislocation covariance $\mathbf{C}_{\mathbf{T}}$ by following a somewhat empirical approach. We first calculate a preliminary source model $\bar{\mathbf{m}}$ by performing a WCMT inversion at the centroid location $\bar{\mathbf{x}}$ and generate a random population of locations from $\rho_{\mathbf{x}}(\mathbf{x})$ ($\mathbf{C}_{\mathbf{x}}$ being given as an input to describe the location uncertainty). For the preliminary model $\bar{\mathbf{m}}$ and each of these locations \mathbf{x}_k , we can compute the predicted data $\mathbf{d}(\mathbf{x}_k)$. We then use the second moment of this population as a proxy for the covariance

$$(\mathbf{C}_{\mathbf{T}})^{ij} = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^L [d^i(\mathbf{x}_k) - \bar{d}^i] [d^j(\mathbf{x}_k) - \bar{d}^j], \quad (5.13)$$

where L is the total number of locations which have been generated randomly and \bar{d}^i the empirical mean $\bar{d}^i = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^L d^i(\mathbf{x}_k)$.

On Fig. 5.8, this approach is illustrated with a synthetic example where the location error is larger in the north-south direction. After calculating the data-set using the actual source model shown in green, we filter the waveforms in the 1 – 5 mHz frequency pass-band. Since we focus here on the effect of the mismodeling (i.e. considering only $\rho_{\mathbf{T}}(\mathbf{d})$ and neglecting $\rho_{\mathbf{D}}(\mathbf{d})$), we use the raw filtered synthetic data-set without adding background noise to the seismograms. As a result of the centroid position uncertainty, the source is mislocated 0.6° to the south of the actual centroid. The red mechanism is obtained by performing a WCMT inversion which neglects the centroid mislocation information

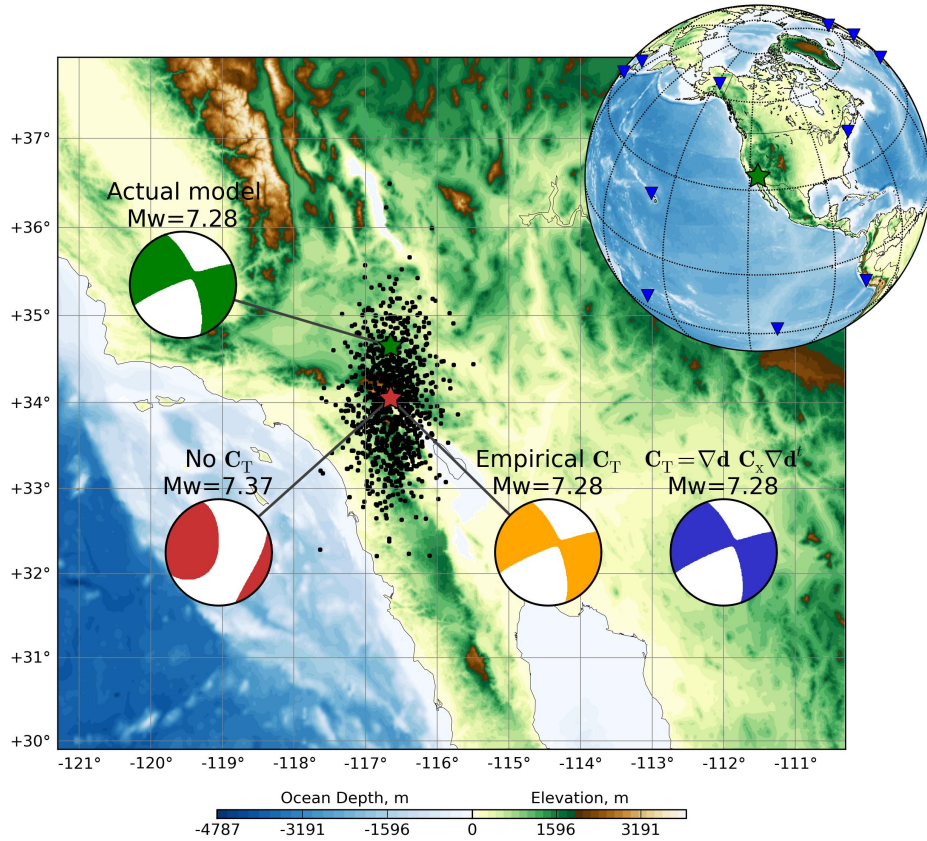


FIG. 5.8 – Synthetic WCMT inversion incorporating the centroid mislocation information by using the mismodeling covariance \mathbf{C}_T . The data vector is setup by generating a synthetic dataset corresponding to the green focal mechanism (i.e. the actual source model) with a distribution of stations indicated by the blue triangles. The WCMT inversion is performed by assuming a wrong centroid location (red star) which is shifted 0.6° to the south of the actual centroid location (green star). The mismodeling covariance leading to the orange mechanism is computed empirically from eq. (5.13) using 1000 datasets corresponding to 1000 random centroid locations (black dots). This distribution of location is drawn from a probability density $\rho_x(\mathbf{x})$ of covariance \mathbf{C}_x which is used to calculate the mismodeling covariance in eq. (5.15) associated with the blue mechanism. The WCMT solution resulting from the standard W phase algorithm which neglects the centroid mislocation is shown for comparison in red.

(i.e. ignoring \mathbf{C}_T in eq. (5.4)). This solution is clearly affected by the mislocation of the centroid. This source model is then used to calculate several datasets corresponding to 1000 random locations drawn from a probability density reflecting the centroid location error (which in this case is larger in the north-south direction). We then use eq. (5.13) to calculate \mathbf{C}_T from this population of datasets. The WCMT solution obtained by including the resulting covariance is shown in orange on Fig. 5.8. The match between the WCMT solution and the actual source model is indeed clearly improved when the centroid mislocation is taken into account. This approach is time-consuming but it highlights the improvements that can be achieved by incorporating the mismodeling information into the inverse problem.

Knowing how the moment tensor estimates can be improved by considering the mislocation information, we can now seek a more efficient way to calculate \mathbf{C}_T . In the vicinity

of the centroid location $\bar{\mathbf{x}}$, we can write up to the first order :

$$\mathbf{d}(\mathbf{x}) = \mathbf{d}(\bar{\mathbf{x}}) + \nabla \mathbf{d}(\bar{\mathbf{x}}) (\mathbf{x} - \bar{\mathbf{x}}). \quad (5.14)$$

If we assume that the centroid mislocation is small compared to seismic wavelengths being used, we can insert eq. (5.14) in eq. (5.12) and show :

$$\mathbf{C}_T = [\nabla \mathbf{d}(\bar{\mathbf{x}})] \mathbf{C}_x [\nabla \mathbf{d}(\bar{\mathbf{x}})]^t, \quad (5.15)$$

where \mathbf{C}_x is the centroid position covariance in eq. (5.11) defined as

$$\mathbf{C}_x = \int (\mathbf{x} - \bar{\mathbf{x}}) (\mathbf{x} - \bar{\mathbf{x}})^t \rho_x(\mathbf{x}) d\mathbf{x}. \quad (5.16)$$

In practice, the data gradient $\nabla \mathbf{d}(\bar{\mathbf{x}})$ can be estimated by using the pre-computed derivatives of \mathbf{G} with respect to the source location \mathbf{x} :

$$[\nabla \mathbf{d}(\bar{\mathbf{x}})]^{ij} = \frac{\partial G^{ik}}{\partial x_j}(\bar{\mathbf{x}}) \bar{m}^k \quad (5.17)$$

where $\bar{\mathbf{m}}$ is the moment tensor obtained after performing a preliminary WCMT inversion at the centroid location $\bar{\mathbf{x}}$.

The blue mechanism in Fig. 5.8 shows the results obtained by using eq. (5.15) for \mathbf{C}_T in the previous Californian synthetic application. The resulting WCMT solution is very similar to the actual source model. A good match is also observed using the empirical covariance in eq. (5.13), but the computation of \mathbf{C}_T using eq. (5.15) is more efficient.

5.2.6 Application

To understand the centroid mislocation described by the covariance \mathbf{C}_x in the calculation of the mismodeling covariance \mathbf{C}_T , we compared the location estimates coming from different catalogues. Duputel et al. (2011a) recently applied the WCMT algorithm to the set of $M_w \geq 6.5$ earthquakes between 1990 and 2010. Fig. 5.9a shows the differences between the resulting centroid location and the ones from Harvard/Global CMT (GCMT) catalog (Dziewonski, 1982 and Ekström & Nettles, 2006). We notice that GCMT and WCMT solutions are often separated by several tens of km. As discussed by Duputel et al. (2011a), the spatial resolution of the centroid estimated from the W phase algorithm is limited because it involves very long wavelengths. Important locations uncertainties can also be observed using shorter periods data. Fig. 5.9b shows the differences between the USGS hypocenter (for brevity we will refer here to the USGS hypocenter as the PDE) and the GCMT centroid location for $5.5 \leq M_w \leq 6.0$ events. Since these are small earthquakes, the distance between the hypocenter and the centroid location cannot exceed 10 km, which is much smaller than what is observed here. This is obviously the consequence of the uncertainty on hypocenter and centroid locations. The PDE location estimates is based on

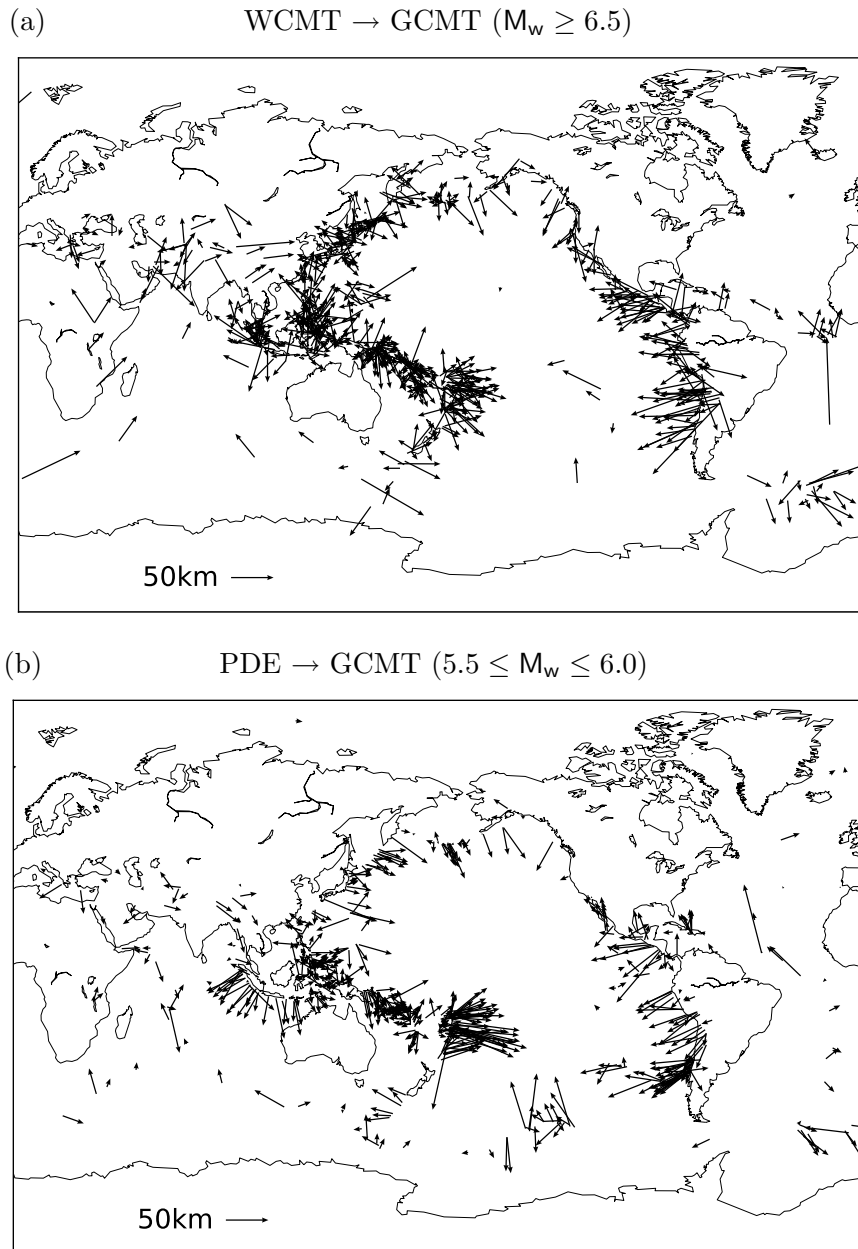


FIG. 5.9 – Errors in the centroid location. The difference between WCMT and GCMT centroid locations for $M_w \geq 6.5$ earthquakes between 1990 and 2010 (771 events) is shown in (a) and the difference between USGS epicenter (PDE) and GCMT centroids for $5.0 \leq M_w \leq 6.0$ earthquakes between 2009 and 2010 (705 events) is shown in (b). The arrows point from the WCMT centroid in (a) and from the PDE location in (b) to the GCMT centroid position.

body wave arrivals which are generally affected by unmodeled shallow heterogeneities. On the other hand, as discussed by Hjörleifsdóttir & Ekström (2010), the GCMT centroid location can be biased by the earth model used to calculate the Green's functions in certain regions of the world (e.g. North and South America).

Given the variability of the centroid location discussed above, it is desirable to introduce the location uncertainty in CMT inverse problems. As a first application, we performed WCMT inversions by fixing the centroid to the PDE and account for the additional mislocation due to the distance between the rupture initiation and the centroid position. The aim here is to have robust moment tensor estimates regardless of the actual centroid location. We then focus on the 2009 Vanuatu earthquake sequence for which a significant part of the mismodeling can be attributed to the large amplitude disturbances caused by preceding events. We finally discuss the 2011 Tohoku-oki $M_w = 9.0$ earthquake and in particular the uncertainty on the fault dip and the seismic moment associated with the centroid location variability. As is done previously during the synthetic experiments the data are filtered in the 1 – 5 mHz passband after proper instrument response correction.

5.2.6.1 Inversions fixed at the preliminary hypocenter

To reduce the perturbations due to the source mislocation, most applications attempt to search for an optimum point source location in addition to moment tensor elements. The centroid position is generally obtained by minimizing a quadratic misfit function which in practice can be performed using various optimization methods such as the steepest descent algorithm (e.g. Dziewonski et al., 1981) or a simple grid search such as in the WCMT algorithm. Performing a spatial grid-search is roughly equivalent to assume a uniform probability density to describe the location uncertainty in the region where the centroid is explored. As discussed above, we know however that the centroid location inverted following such procedures can produce significant errors.

In this section, we follow an alternative strategy : The centroid position is fixed to the PDE location and we introduce a mismodeling covariance \mathbf{C}_T to describe the centroid location uncertainty as detailed in section 5.2.5. This approach is of particular interest for warning purposes since our primary goal here is to have better moment tensor estimates regardless of the precise centroid location. As a matter of fact, it has direct implications in grid-based realtime determination of moment tensors (e.g. GRiD MT, Tsuruoka et al., 2009). In this particular context, taking into account the modeling error due to the centroid mislocation should allow to dramatically decrease the number of point source to be inverted continuously and simultaneously.

In this section we assume an isotropic horizontal centroid location uncertainty (i.e. $\mathbf{C}_x = \sigma_x \mathbf{I}$) : we use a standard deviation $\sigma_x = 1.0^\circ$ which is appropriate given the distance between the PDE and the centroid location for large earthquakes. The average distance between PDE and WCMT centroid for $M_w \geq 8.0$ earthquakes between 1990 and 2010 is about 0.8° (the same value is obtained for the standard deviation between PDE and

GCMT locations).

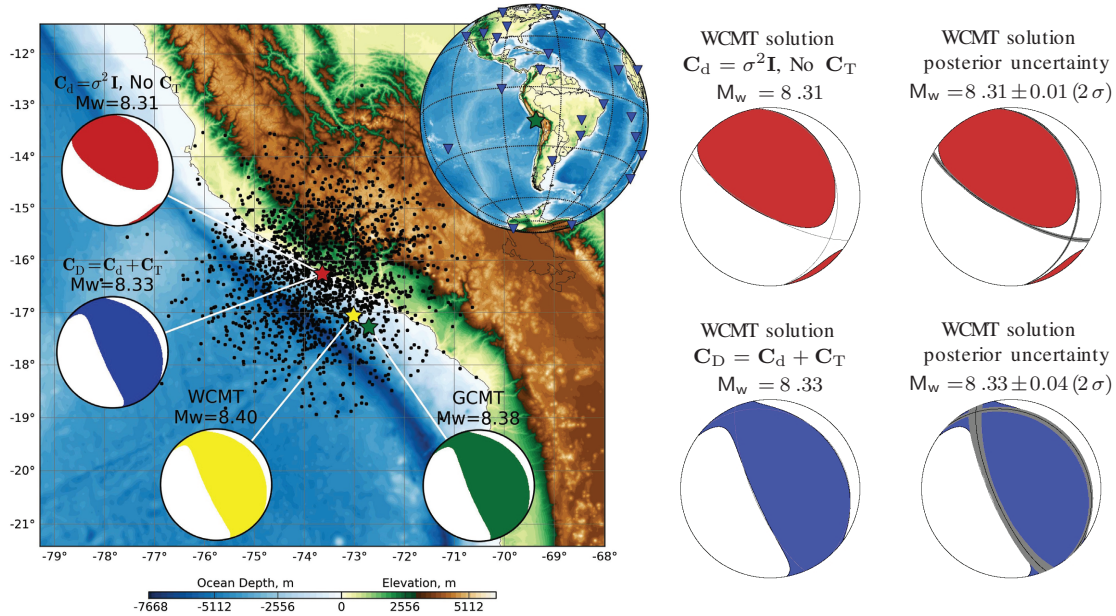


FIG. 5.10 – W phase source inversion results for the 2001 Peru earthquake. The GCMT solution for this earthquake is shown in green. The WCMT solutions are shown on the map and detailed on the right with the associated posterior uncertainties. The inversions are performed with a source location fixed at the PDE (red star) which is shifted 150 km to the north-east of the GCMT centroid (green star). The WCMT solution obtained assuming $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$ while neglecting \mathbf{C}_T is shown in red. The WCMT solution presented in blue is obtained by combining the block diagonal \mathbf{C}_d in eq. (5.9) with the mismodeling covariance \mathbf{C}_T of eq. (5.15). The black dots shown on the map are drawn randomly from the probability density $\rho_{\mathbf{x}}(\mathbf{x})$ describing the centroid location uncertainty associated with the covariance \mathbf{C}_x used in the calculation of \mathbf{C}_T . The distribution of used stations is indicated by the blue triangles on the globe.

2001 Peru earthquake ($M_w = 8.4$)

The GCMT solution for this event is shown in green on Fig. 5.10. We keep the centroid fixed to the PDE location and perform two WCMT inversions with and without incorporating proper error analyses. This event is actually quite challenging for this purpose because of a large distance of 150 km between the PDE and the GCMT centroid. This is caused by an unidirectional propagation of the rupture toward the southeast with a significant slip away from the epicenter (Ruegg et al., 2001 and Giovanni et al., 2002).

The WCMT solution obtained without any formal error analysis (i.e. neglecting \mathbf{C}_T and assuming $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$) is shown in red on Fig. 5.10. Although the magnitude is not much affected, the resulting mechanism significantly differs from GCMT as a consequence of the large distance between the PDE and the centroid location. Moreover, as observed in the synthetic test shown on Fig. 5.4, the associated posterior uncertainty is clearly under-estimated.

On the contrary, the solution presented in blue on Fig. 5.10 shows a pretty good match to the GCMT solution and to the WCMT solution proposed by Duputel et al. (2011a) with more realistic estimates of the posterior error on the source model parameters. This

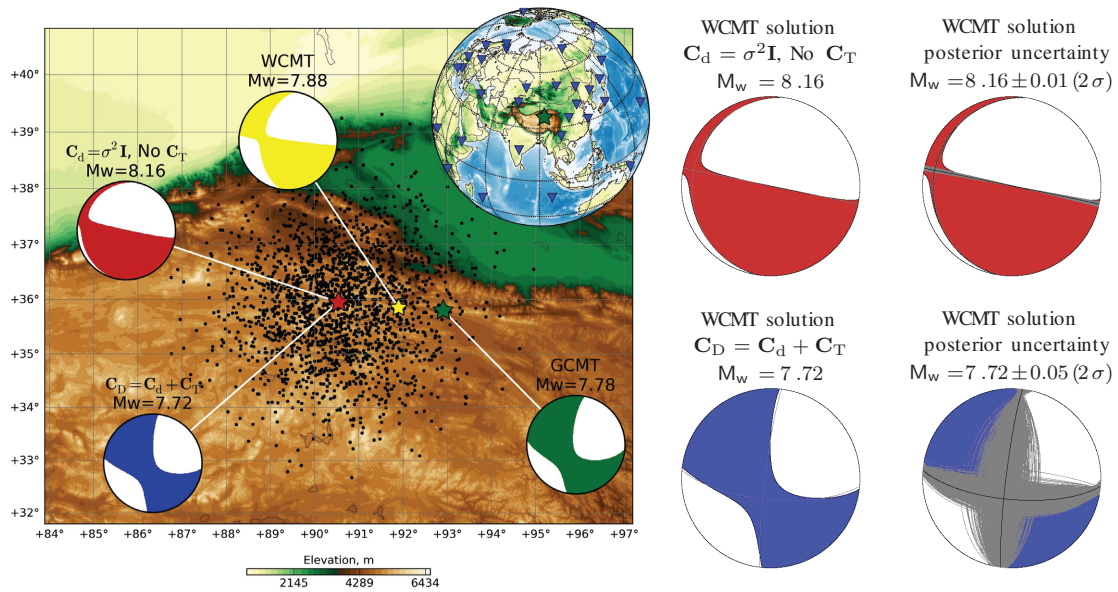


FIG. 5.11 – W phase source inversion results for the 2011 Kokoxili earthquake. The GCMT solution for this earthquake is shown in green. The WCMT solutions are shown on the map and detailed on the right with the associated posterior uncertainties. The inversions are performed with a source location fixed at the PDE (red star) which is shifted 214 km to the north-east of the GCMT centroid (green star). The WCMT solution obtained assuming $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$ while neglecting \mathbf{C}_T is shown in red. The WCMT solution presented in blue is obtained by combining the block diagonal \mathbf{C}_d in eq. (5.9) with the mismodeling covariance \mathbf{C}_T of eq. (5.15). The black dots shown on the map are drawn randomly from the probability density $\rho_{\mathbf{x}}(\mathbf{x})$ describing the centroid location uncertainty associated with the covariance \mathbf{C}_x used in the calculation of \mathbf{C}_T . The distribution of used stations is indicated by the blue triangles on the globe.

solution is obtained by taking into account the block diagonal \mathbf{C}_d incorporating noise level measurement per-trace and off-diagonal terms as well as the mismodeling covariance \mathbf{C}_T associated with the centroid location uncertainty. This shows that even if we assume a point source shifted more than 150 km away from the centroid location, the resulting moment tensor is well resolved with a realistic estimate of its uncertainty.

2011 Kokoxili earthquake ($M_w = 7.8$)

The 2011 Kokoxili earthquake is a continental strike-slip earthquake associated with a mostly unidirectional rupture propagation along a long fault of at least 400 km with a significant slip eastward of the hypocenter (Tocheport et al., 2006). This event is interesting in the present context because of the large distance of about 200 km, between the PDE and the centroid location, as shown in Fig. 5.11. As for the 2011 Peru earthquake, the WCMT inversions are performed by fixing the centroid to the PDE location with and without incorporating proper data covariance \mathbf{C}_D .

The solution in red on Fig. 5.11 is obtained by neglecting \mathbf{C}_T and assuming $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$. Because of the large difference between the PDE location used in the inversion and the actual centroid position, the resulting magnitude and mechanism are very different from the GCMT solution with a clear underestimation of the associated posterior uncertainty. The solution obtained automatically by Duputel et al. (2011a) (yellow) is also different

from the GCMT one as a consequence of the poor optimum location obtained after grid-search.

If we include a more formal error analysis during the inversion by combining the block diagonal \mathbf{C}_d in eq. (5.9) with the mismodeling covariance \mathbf{C}_T of eq. (5.15), the resulting WCMT solution shown in blue on Fig. 5.11 shows a very good match to the GCMT solution. We note also that the posterior uncertainty obtained for this event is larger than the one obtained for the 2001 Peru earthquake. This is consistent with the smaller signal to noise ratio for the 2001 Kokoxili event because of its smaller magnitude ($M_w = 7.8$).

5.2.6.2 Some unusual earthquakes

2009 Vanuatu earthquake sequence

The 7 October 2009 Vanuatu earthquake sequence consisted of three $M_w \geq 7.0$ events occurring in less than 2 hours. Due to the short interval between the three events, the W phase waveforms of the second and third earthquakes are contaminated by the large amplitude disturbances caused by earlier events and the standard WCMT inversion does not produce reliable results.

To cope with this situation, we can remove the perturbation caused by earlier events by subtracting the corresponding synthetics from the data in the W phase time window. As discussed by Duputel et al. (2011a), this approach is quite straightforward because we run the WCMT algorithm for the disturbed event as an usual earthquake but using the residual traces instead of the original data vector. However, the uncertainty in the resulting solution may be increased since the data misfit associated with the disturbing event source model is added to the background noise level.

We follow here the procedure described above by including a formal error analysis during the inversion. As done in section 5.2.6.1, the centroid location is fixed to the PDE location and we use a mismodeling covariance \mathbf{C}_T associated with the source mislocation as written in eq. (5.15). We also include a block diagonal covariance with a form similar to \mathbf{C}_d in eq. (5.9) but with different diagonal elements. We first compute a solution for the disturbed event considering $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$ and the residual traces as the data vector. We then use the misfit at each station n as a proxy to determine the diagonal elements σ_d^n . The new form of \mathbf{C}_D used here therefore incorporates (i) the mismodeling due to the centroid mislocation (by using \mathbf{C}_T), (ii) the background noise level and uncorrected perturbations of earlier events (by including the diagonal elements σ_d^n) and (iii) the data oversampling (by considering the decaying exponential in \mathbf{C}_d).

This approach is illustrated in Fig. 5.12 for the 7 October 2009 Vanuatu earthquakes. This sequence began with (1) a $M_w = 7.6$ earthquake occurring at 22 :03 UTC followed 15 minutes later by (2) a $M_w = 7.8$ earthquake and (3) a $M_w = 7.4$ event at 23 :13 UTC. The solution for the $M_w = 7.8$ earthquake (2) is shown in Fig. 5.12b assuming the GCMT model of the $M_w = 7.6$ event (1) shown in Fig. 5.12a to compute the synthetics which are subtracted from the data. We then assess the moment tensor of the $M_w = 7.4$ earthquake (3) shown in Fig. 5.12c after removing the perturbations of the former (1) and (2) events.

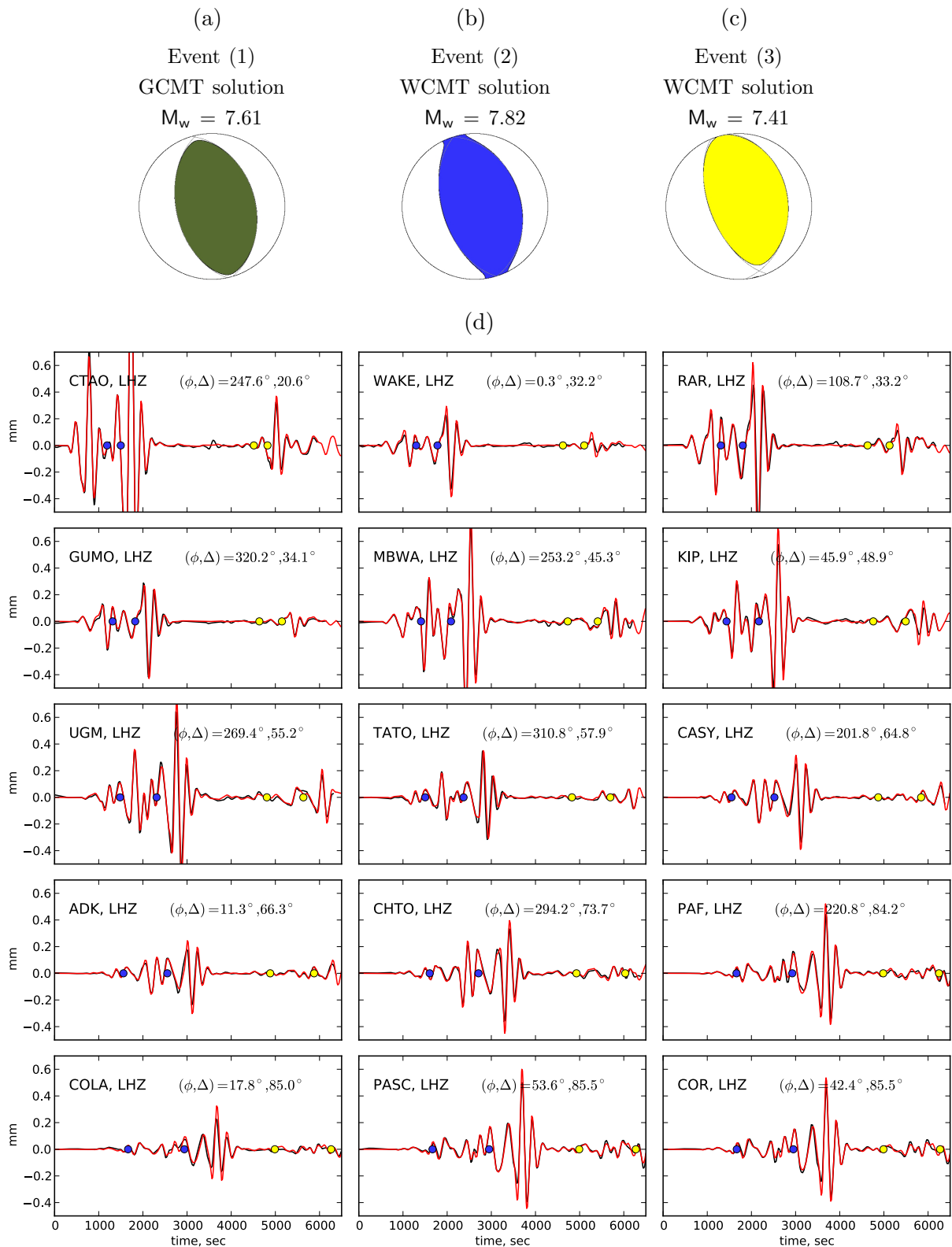
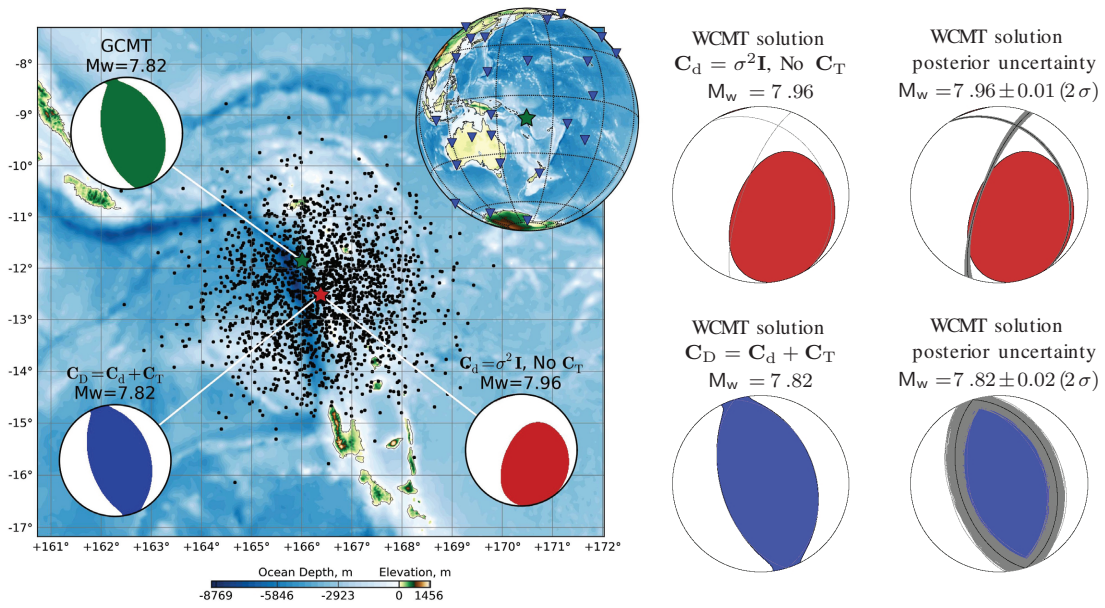


FIG. 5.12 – W phase source inversion results for the 2009 Vanuatu earthquake sequence. The GCMT solution for (1) the $M_w = 7.6$ earthquake at 22 :03 UTC is indicated in (a), (2) the WCMT solution obtained for the $M_w = 7.8$ event at 22 :18 UTC is shown in (b) and (3) the WCMT solution obtained for the $M_w = 7.4$ earthquake at 23 :13 UTC is presented in (c). In (d) are shown some examples of observed waveforms (black lines) and the corresponding synthetics (red lines) computed from the GCMT solution in (a) and the WCMT solutions shown in (b), and (c). The station azimuth (ϕ) and epicentral distance (Δ) are indicated relatively to the PDE location of (c). The W phase time windows are bounded by blue circles for the event (2) in (b) and yellow circles for the earthquake (3) in (c).

(a) Event (2): Inversion results



(b) Event (3): Inversion results

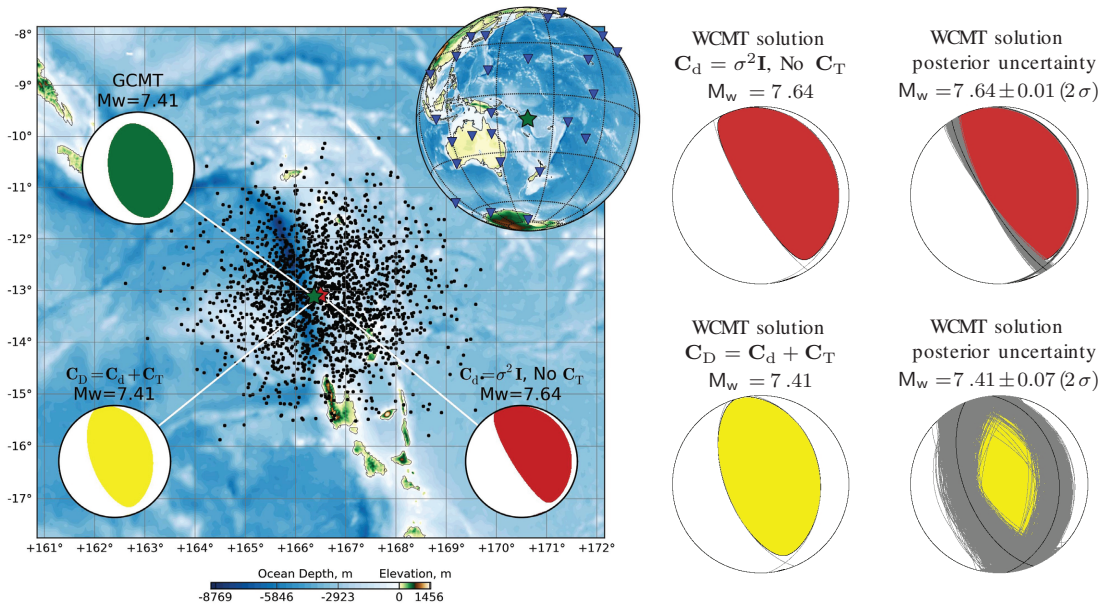


FIG. 5.13 – W phase source inversion results for $M_w \geq 7.0$ disturbed events of the 2009 Vanuatu earthquake sequence. The solution obtained for the second event (2) of this sequence at 22 :18 UTC is shown in (a), and the one obtained for the third event (3) occurring at 23 :13 UTC is presented in (b). The GCMT solutions for these earthquakes are shown in green. The WCMT solutions are shown on the map and detailed on the right with the associated posterior uncertainties. The inversions are performed with source locations fixed at the PDE (red star) which are shifted respectively 83 km in (a) and 14 km in (b) to the north-east of the GCMT centroid (green star). The WCMT solutions obtained assuming $C_d = \sigma^2 \mathbf{I}$ while neglecting C_T are shown in red. The WCMT solutions presented in blue and yellow are obtained by including a more formal error analysis during the inversion. It includes the covariance C_T of eq. (5.15) and a block diagonal covariance C_d as described in the main text. The black dots shown on the maps are drawn randomly from the probability density $\rho_x(\mathbf{x})$ describing the centroid location uncertainties associated with the covariance C_x used in the calculation of C_T . The distributions of used stations are indicated for both event by the blue triangles on the globes.

The WCMT solutions shown in Fig. 5.12b and Fig. 5.12c incorporates the full covariance \mathbf{C}_D . As shown in Fig. 5.12d, there is a very good match between data and waveforms predicted from these point sources. In Fig. 5.13, they are compared with GCMT and the WCMT solutions obtained by neglecting \mathbf{C}_T and assuming $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$. On top of having more robust estimates of the posterior uncertainty, taking a more formal error analysis during the inversion allows to improve the solutions themselves, in particular, by taking into account the additional data error due to the misfit associated with former disturbing events.

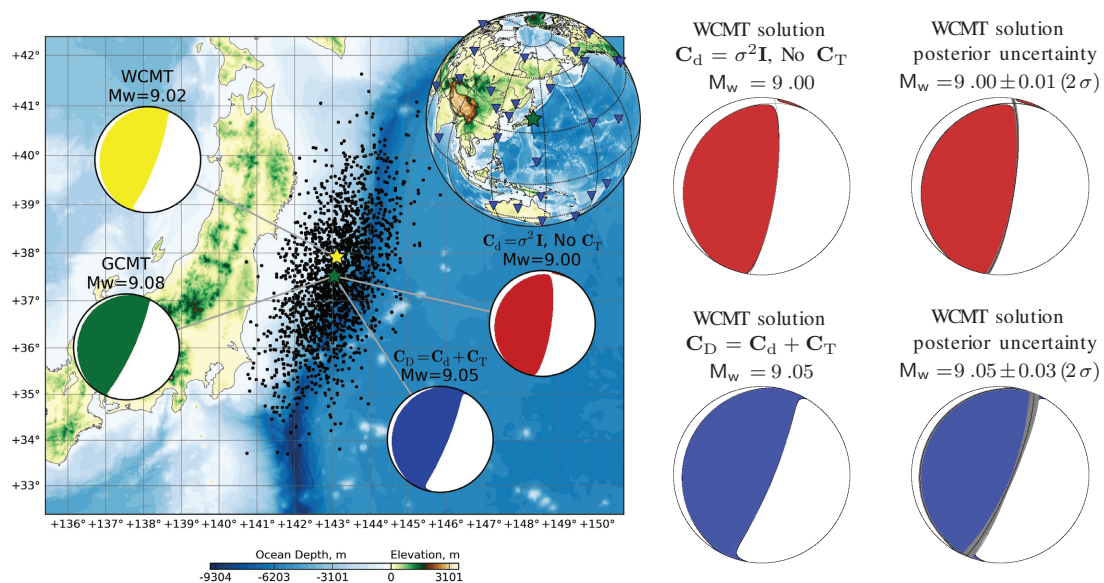


FIG. 5.14 – W phase source inversion results for the 2011 Tohoku-oki earthquake. The GCMT solution for this earthquake is shown in green and the WCMT solution obtained in Duputel et al. (2011b) after spacial grid-search using an optimum low-noise dataset is presented in yellow. The WCMT solutions obtained in this study are shown in red and blue on the map and detailed on the right with the associated posterior uncertainties. The inversions are performed with a source location fixed at the GCMT centroid (green star). The WCMT solution obtained assuming $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$ while neglecting \mathbf{C}_T is shown in red. The WCMT solution presented in blue is obtained by combining the block diagonal \mathbf{C}_d in eq. (5.9) with the mismodeling covariance \mathbf{C}_T of eq. (5.15). The black dots shown on the map are drawn randomly from the probability density $\rho_x(\mathbf{x})$ describing the centroid location uncertainty associated with the covariance \mathbf{C}_x used in the calculation of \mathbf{C}_T . The distribution of used stations is indicated by the blue triangles on the globe.

2011 Tohoku-oki earthquake ($M_w = 9.0$)

The Tohoku-oki earthquake ($M_w = 9.0$) is the largest event during the three years since the W phase algorithm was put in operation. It is then of particular interest to evaluate the benefit of incorporating proper error analysis in WCMT inversions. As discussed in Duputel et al. (2011b), although the different techniques (e.g. WCMT, GCMT, USGS CMT) provided quite similar solutions in real-time or in post-mortem mode, M_w estimates range from 8.8 to 9.1, and fault dip values are distributed between 10° and 20° , depending on the assumed initial depth. We explore here the possibility of narrowing and assessing this uncertainty by including the full covariance matrix \mathbf{C}_D during the inversion.

The solution obtained in Duputel et al. (2011b) for an optimum low-noise data-set is shown in yellow on Fig. 5.14 and the GCMT solution is shown for comparison in green. Although the two mechanisms are similar we note that the magnitudes differ and that the GCMT centroid is shifted to the south of the WCMT optimum location. The solution shown in red on Fig. 5.14 is obtained if we perform a WCMT inversion with a source location fixed at the GCMT centroid. Although it does not diverge from the GCMT solution and WCMT solution of Duputel et al. (2011b), we note that the mechanisms have a different orientation and that the magnitude obtained here is slightly smaller than the GCMT one. We interpret this variability in point source solutions as the consequence of the large fault dimension and of the associated uncertainty in the centroid location. Moreover, as shown in Fig. 5.14, this uncertainty is clearly underestimated if we assume $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$ and neglect \mathbf{C}_T .

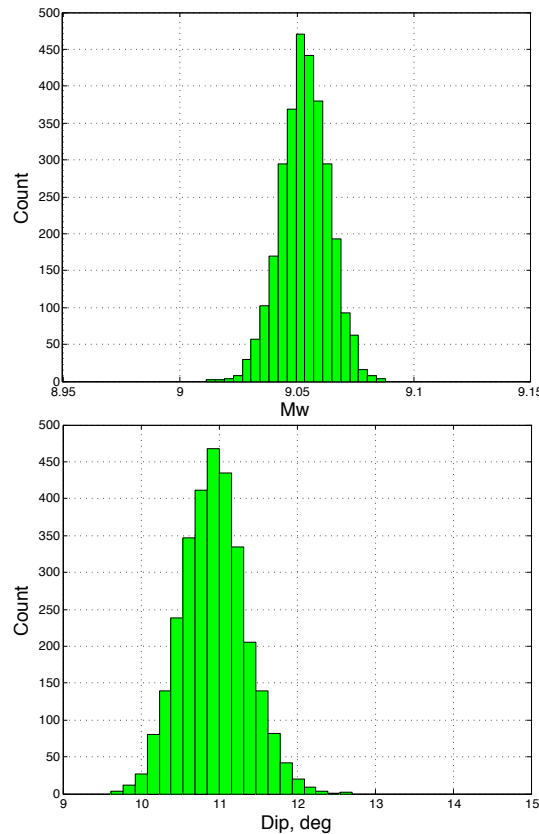


FIG. 5.15 – Posterior uncertainty on the W phase source inversion results for the 2011 Tohoku-oki earthquake. 3000 source models are randomly generated from the posterior gaussian. The moment magnitude distribution of this population is shown at the top of the figure and the shallow dip histogram is shown below.

To improve these estimates, we introduce a covariance \mathbf{C}_x reflecting the centroid location uncertainty along the fault with standard deviations of 140 km along strike, 70 km along dip and 5 km in depth (cf. black dots in Fig. 5.14). The associated mismodeling covariance \mathbf{C}_T is then calculated using eq. (5.15). Fig. 5.14 shows the results obtained if we still assume the GCMT centroid location but incorporate \mathbf{C}_T and \mathbf{C}_d of eq. (5.9). The resulting mechanism is similar to GCMT and to the WCMT solution from Duputel et al. (2011b). In terms of magnitude, the value $M_w = 9.05$ obtained in this study is

between $M_w = 9.02$ from Duputel et al. (2011b) and the GCMT estimate $M_w = 9.08$. The histograms on Fig. 5.15 gives the uncertainty we have on M_w and on the shallow fault dip. Reasonable estimates of M_w range from 9.0 to 9.1 with dip variations between 10° and 12° .

5.2.7 Conclusion

We advocate performing a more formal error analysis in seismic source inversion problems. In this work, we assume Gaussian initial probability densities such that the data uncertainty can be carried by the covariance matrix \mathbf{C}_D which should be included into the error propagation analysis. We identify three ingredients to be incorporated in \mathbf{C}_D in order to have an accurate description of input uncertainties. Firstly, there is the noise level which we can measure for each data trace. It forms the non-uniform diagonal of the observational error covariance \mathbf{C}_d . Secondly, we must include the non-diagonal terms in \mathbf{C}_d due to the inter-dependence of observational errors. Lastly we must account for the modeling error which can significantly contribute to errors in the solution.

Although the approach presented here can be applied to much more general inverse problems, we focus on CMT inversion studies based on long period seismological observations. In this perspective, we incorporate a more formal error analysis into the W-phase source inversion algorithm. The forward problem being linear at a given centroid location, the posterior uncertainty on CMT parameters can be modeled by Gaussian distributions (since we assume Gaussian prior probability densities). Given the long period character of the W phase, the observational error is mostly related to the background seismic noise which steadily grows with period. Moreover, we cannot neglect the inter-dependence of observational errors since the data traces are heavily oversampled. To account for the resulting strong correlation between neighbour data samples, we incorporate non-diagonal terms in \mathbf{C}_d by considering a decaying exponential characterized by a correlation duration chosen as the shortest period content after filtering (e.g. $\simeq 200$ s). Concerning the modeling error, we consider the case of the mismodeling associated with the mislocation of the centroid position. We also considered the amplitude disturbances caused by preceding events during the 2009 Vanuatu earthquake sequence.

The results obtained by performing W phase inversions on synthetic and actual datasets show the importance of incorporating realistic covariance components during CMT inversions. First, it improves the error estimates on source model parameters. Second, it improves the solution itself notably because using an accurate covariance \mathbf{C}_D prevents over-fitting of the data traces. Other sources of mismodeling which could be taken into account are the source finiteness, the source complexity for very large earthquakes or the possibility of having an incorrect Earth model.

5.3 Incertitude sur le moment scalaire, le pendage et la profondeur

Une partie du travail présenté dans cette section a contribué à l'article Tsai et al. (2011) accepté en 2011 dans la revue *Geophysical Research Letters* intitulé *Constraints on the Long-Period Moment-Dip Tradeoff for the Tohoku Earthquake* (auteurs : V. Tsai, G. P. Hayes et Z. Duputel).

On s'intéresse ici à l'incertitude sur le moment sismique scalaire M_0 , le pendage du plan de faille δ et sur la profondeur du *centroid* d_c . Dans les heures suivant le déclenchement d'un grand séisme, l'attention des sismologues est souvent focalisée sur ces trois paramètres. Comme indiqué par Okal (1988), le moment sismique scalaire M_0 est un paramètre qui a une influence très importante sur l'amplitude du tsunami en champ lointain. La profondeur d_c a également une influence importante sur l'amplitude du tsunami en champ proche. Le pendage δ joue un rôle essentiel notamment lors des inversions en faille finie pour lesquelles il est généralement nécessaire de fixer ce paramètre a priori. Enfin la profondeur et le moment sismique scalaire sont importants pour avoir une première estimation des dégâts occasionnés par un tremblement de terre.

5.3.1 Incertitude sur le pendage et le moment scalaire

La Fig. 5.16 présente les fonctions noyaux Ψ calculées pour une position arbitraire (distance épacentrale $\Delta = 54^\circ$, azimuth $\Phi = 53^\circ$) et un moment scalaire $M_0 = 10^{28}$ dyn.cm. Les fonctions noyaux décrivent le déplacement généré indépendamment par chaque élément du tenseur moment sismique \mathbf{M} . Elles décrivent la sensibilité du champ d'onde aux différentes composantes du tenseur moment sismique et sont calculées à partir de la base de données des fonctions de Green décrites dans l'équation (2.26). Le champ d'onde \mathbf{u} peut alors s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{u} = \sum_{i=1}^6 m_i \Psi(m_i) \quad (5.18)$$

avec $\mathbf{m} = [M_{rr}, M_{\theta\theta}, M_{\phi\phi}, M_{r\theta}, M_{r\phi}, M_{\theta\phi}]^t$, les 6 composantes indépendantes du tenseur moment sismique¹. Sur cette figure, les fonctions Ψ sont ordonnées de telle façon que les colonnes indiquent les composantes du déplacement et les lignes correspondent aux éléments de \mathbf{M} .

La Fig. 5.16a présente les fonctions de sensibilité obtenues à longue période (1–5 mHz) lorsque la source est placée à une profondeur $d_c = 500.5$ km. Les amplitudes de Ψ correspondant aux différents éléments du tenseur moment sismique sont comparables. Seule la composante transversale associée à M_{rr} est nulle par construction (cf. $G_{\phi i, j}$ dans l'équation (2.30)). Si on considère une source plus superficielle ($d_c = 9.5$ km), on remarque sur la Fig. 5.16b que les fonctions Ψ associées à $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ présentent des amplitudes très

¹Dans la Fig. 5.16, l'amplitude des fonctions noyau Ψ associées à $M_{r\theta}$, $M_{r\phi}$ et $M_{\theta\phi}$ sont divisées par 2 pour que chaque composante de Ψ corresponde au même moment sismique scalaire $M_0 = 10^{28}$ dyne.cm.

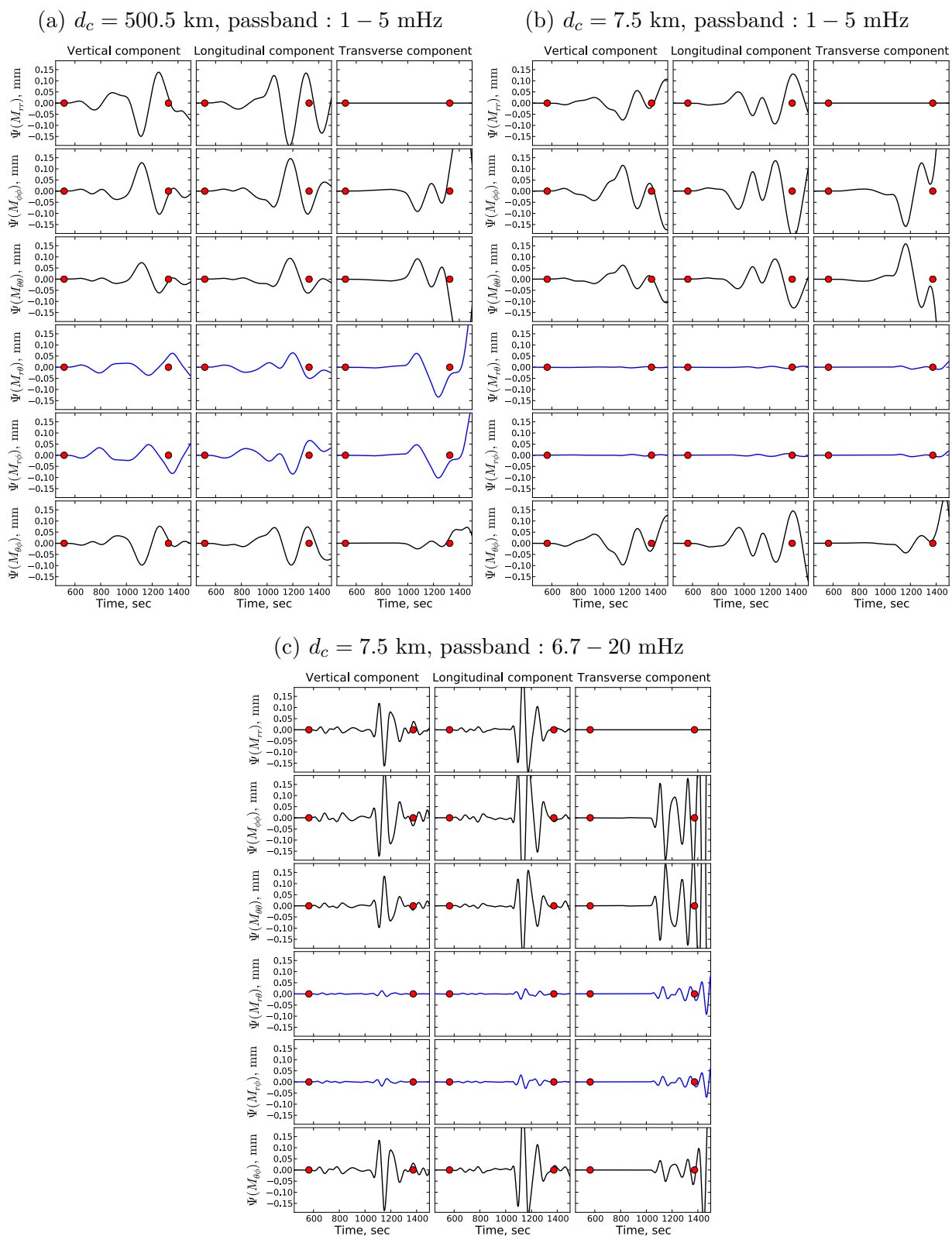


FIG. 5.16 – Fonctions noyaux Ψ calculées pour les trois composantes du déplacement et pour chaque élément du tenseur moment sismique (M_{rr} , $M_{\theta\theta}$, $M_{\phi\phi}$, $M_{r\theta}$, $M_{r\phi}$, $M_{\theta\phi}$). Les noyaux associés à $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ sont présentés *en bleu*. Le point d'observation est situé à une distance épacentrale $\Delta = 54^\circ$ et à un azimut $\Phi = 53^\circ$. On considère une source ponctuelle avec un moment sismique scalaire $M_0 = 10^{28}$ dyn.cm, une fonction source $S(t)$ triangulaire avec $\tau_c = h_c = 40$ s et une profondeur *centroid* (a) $d_c = 500.5$ km et (b)-(c) $d_c = 7.5$ km. La bande passante utilisée pour filtrer les formes d'ondes est (a)-(b) 1 – 5 mHz et (c) 6.7 – 20 mHz. La fenêtre temporelle définissant la phase W est délimitée par les deux *points rouges*.

faibles par rapport aux autres fonctions noyau. Comme on l'a vu dans la partie 2.4.1, cette observation est valide pour tous les azimuts Φ considérés puisque les fonctions de Green correspondant à $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ dépendent uniquement des fonctions $H_{rr,\theta}$, $H_{\theta r,\theta}$ et $H_{\phi r,\phi}$ qui ont une amplitude très faible lorsque $d_c < 10$ km. Cela est lié à la condition $\mathbf{n} \cdot \mathbf{T}^{\text{PK1}} = \mathbf{0}$ s'appliquant à la surface libre qui implique que les composantes $(\varepsilon_k)_{r\theta}$ et $(\varepsilon_k)_{r\phi}$ du tenseur des déformations associé au mode k doivent tendre vers zéro lorsque $d_c \rightarrow 0$ dans l'équation (2.29). La rapidité avec laquelle les composantes $\Psi(M_{r\theta})$ et $\Psi(M_{r\phi})$ diminuent à faible profondeur dépend des longueurs d'onde considérées. Ainsi, si on considère toujours une profondeur $d_c = 7.5$ km mais en filtrant à plus courte période entre 6.7 – 20 mHz, on note sur la Fig 5.16c que $\Psi(M_{r\theta})$ et $\Psi(M_{r\phi})$ sont d'une amplitude relativement importante par rapport aux mêmes fonctions de sensibilité filtrées dans bande passante 1 – 5 mHz.

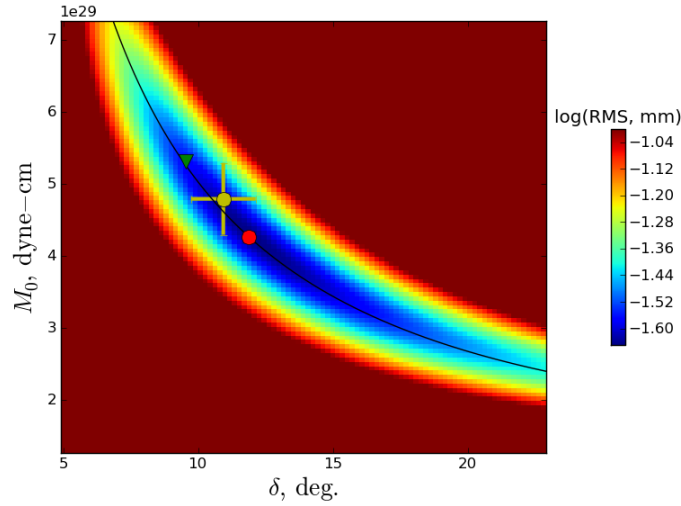


FIG. 5.17 – Ecart quadratique (RMS) entre les données observées et calculées pour différentes valeurs du moment sismique scalaire M_0 et du pendage δ pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). La ligne noire correspond à $M_0 \sin 2\delta = \text{cste}$. Le *triangle vert* indique la solution GCMT et le *cercle rouge* et le *cercle jaune* correspondent aux solutions WCMT présentées dans les parties 3.4.3.2 et 5.2.6.2. Les incertitudes en δ et M_0 estimées pour la solution obtenue dans la partie 5.2.6.2 sont indiquées *en jaune*.

Si on considère un vecteur de glissement $\lambda = 90^\circ$ (i.e mécanisme inverse pur), les composantes du tenseur moment sismique \mathbf{M} s'expriment en fonction du moment sismique scalaire M_0 , de l'azimut ϕ et du pendage δ de la faille sous la forme :

$$\begin{aligned}
 M_{rr} &= +M_0 \cdot \sin 2\delta \\
 M_{\theta\theta} &= -M_0 \cdot \sin 2\delta \cdot \sin^2 \phi \\
 M_{\phi\phi} &= -M_0 \cdot \sin 2\delta \cdot \cos^2 \phi \\
 M_{r\theta} &= -M_0 \cdot \cos 2\delta \cdot \sin \phi \\
 M_{r\phi} &= -M_0 \cdot \cos 2\delta \cdot \cos \phi \\
 M_{\theta\phi} &= -\frac{1}{2}M_0 \cdot \sin 2\delta \cdot \sin 2\phi
 \end{aligned} \tag{5.19}$$

D'après l'équation (5.18), étant donné la faible amplitude des composantes $\Psi(M_{r\theta})$ et

$\Psi(M_{r\phi})$, les composantes $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ contribuent très peu au déplacement \mathbf{u} lorsque le *centroid* est à faible profondeur. Lorsque $d_c \rightarrow 0$, les composantes $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ ne sont donc pas contraintes par \mathbf{u} et le déplacement devient proportionnel à $M_0 \sin 2\delta$ sans aucune autre dépendance à δ . Il y a alors un compromis (ou *tradeoff*) entre le pendage δ et le moment sismique scalaire M_0 : ils sont liés par la relation $M_0 \sin 2\delta = \text{cste}$ et le déplacement ne permet pas de déterminer M_0 et δ indépendamment. La Fig. 5.17 présente l'écart quadratique (RMS) entre les données observées et calculées pour différentes valeurs du moment sismique M_0 et du pendage δ dans le cas du séisme de Tohoku-oki 2011. L'effet du *tradeoff* est visible puisque les faibles valeurs RMS suivent $M_0 \sin 2\delta = \text{cste}$ correspondant à la ligne noire sur Fig. 5.17. Ce *tradeoff* semble parfaitement expliquer les différences observées entre la solution GCMT (*triangle vert*) et les solutions WCMT présentées dans les parties 3.4.3.2 (*cercle rouge*) et 5.2.6.2 (*cercle jaune*). L'effet de ce *tradeoff* existe également dans le cas $\lambda = 0^\circ$ (i.e. mécanisme en décrochement) puisque, lorsque $d_c \rightarrow 0$, le déplacement devient proportionnel à $M_0 \sin \delta$ sans autre dépendance à δ (Kanamori & Given, 1981). Ce problème de la non-unicité des solutions CMT pour des séismes superficiels est discuté pour des mécanismes quelconques par Bukchin (2006) et Bukchin et al. (2009).

L'incertitude sur les estimations WCMT de $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ est donnée par la matrice de covariance a posteriori $\tilde{\mathbf{C}}_M$ calculée en utilisant la méthodologie présentée dans la partie 5.2. Cette matrice est généralement de dimension 5×5 car l'inversion WCMT est souvent effectuée pour les 5 composantes déviatoriques du tenseur moment sismique \mathbf{M} (i.e. en contraignant $M_{\phi\phi} = -M_{rr} - M_{\theta\theta}$, cf. équation (2.19)). La matrice de covariance complète $\tilde{\mathbf{C}}_M$ décrivant l'incertitude sur les 6 éléments indépendants du tenseur moment sismique est alors donnée par

$$\begin{aligned} (\tilde{\mathbf{C}}_M)_{ij} &= +(\tilde{\mathbf{C}}'_M)_{ij} & \forall i < 3; \forall j < 3 \\ (\tilde{\mathbf{C}}_M)_{ij} &= +(\tilde{\mathbf{C}}'_M)_{(i+1)(j+1)} & \forall i > 3; \forall j > 3 \\ (\tilde{\mathbf{C}}_M)_{i3} &= -(\tilde{\mathbf{C}}'_M)_{i1} - (\tilde{\mathbf{C}}_M)_{i2} & \forall i \neq 3 \\ (\tilde{\mathbf{C}}_M)_{33} &= +(\tilde{\mathbf{C}}'_M)_{11} + (\tilde{\mathbf{C}}_M)_{22} + 2 \cdot (\tilde{\mathbf{C}}_M)_{12} \end{aligned}$$

où $\tilde{\mathbf{C}}'_M$ est la matrice de covariance a posteriori associée aux 5 composantes déviatoriques de \mathbf{M} :

$$\tilde{\mathbf{C}}'_M = (\Psi^t \cdot \mathbf{C}_D \cdot \Psi')^{-1}. \quad (5.20)$$

avec Ψ' la matrice des fonctions noyaux définie dans le système linéaire (2.19) et \mathbf{C}_D la matrice de covariance sur les données. La Fig. 5.18 présente la corrélation entre les différents éléments du tenseur moment sismique déterminés pour le séisme de Tohoku-oki en 2011 ($M_w = 9.0$). Il y a une anticorrélation complète entre $M_{\phi\phi}$ et les éléments M_{rr} , $M_{\theta\theta}$. Cela est dû à la condition $M_{\theta\theta} = -M_{rr} - M_{\phi\phi}$ qui est imposée pendant l'inversion du tenseur moment sismique déviatorique.

On considère que le déplacement \mathbf{u} utilisé pour l'inversion des éléments du tenseur

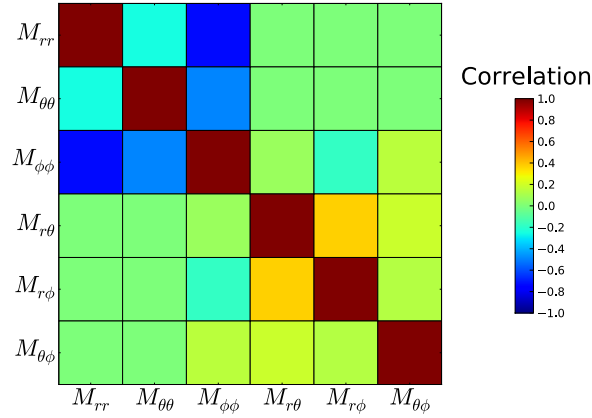


FIG. 5.18 – Matrice de corrélation obtenue pour le séisme de Tohoku-oki en 2011 ($M_w = 9.0$).

moment sismique $\mathbf{m} = [M_{rr}, M_{\theta\theta}, M_{\phi\phi}, M_{r\theta}, M_{r\phi}, M_{\theta\phi}]^t$ est de la forme :

$$\mathbf{u} = \Psi \cdot \mathbf{m} + \Delta \mathbf{u} \quad (5.21)$$

avec $\Delta \mathbf{u}$ l'erreur sur les données décrite par la matrice de covariance \mathbf{C}_d . D'après l'équation (5.6), l'erreur $\Delta \mathbf{m}$ sur \mathbf{m} est alors donnée par

$$\Delta \mathbf{m} = \tilde{\mathbf{C}}_M \cdot \Psi^t \cdot \mathbf{C}_D^{-1} \cdot \Delta \mathbf{u} \quad (5.22)$$

Si on pose $\Psi^t \cdot \mathbf{C}_D^{-1} \cdot \Delta \mathbf{u} = \mathbf{V} \cdot \Delta \mathbf{u}'$ et $\Delta \mathbf{m} = \mathbf{V} \cdot \Delta \mathbf{m}'$ avec \mathbf{V} la matrice dont les colonnes correspondent aux vecteurs propres de $\tilde{\mathbf{C}}_M$ (Lanczos, 1996) :

$$\Delta \mathbf{m}' = \Lambda \cdot \Delta \mathbf{u}' \quad (5.23)$$

avec Λ la matrice diagonale contenant les valeurs propres de $\tilde{\mathbf{C}}_M$ associée aux vecteurs propres \mathbf{V} . Comme \mathbf{V} est orthogonal, on a $|\Delta \mathbf{m}'| = |\Delta \mathbf{m}|$ et l'équation (5.23) nous donne une information directe sur la propagation d'erreur sur les paramètres du modèle : chaque valeur propre λ_i indique l'incertitude selon une des directions principales de $\tilde{\mathbf{C}}_M$ résultant de la propagation $\Delta \mathbf{m}'_i = \lambda_i \Delta \mathbf{u}'_i$ de l'erreur sur les données. Si λ_i est beaucoup plus importante que les autres valeurs propres, alors le vecteur propre associé \mathbf{v}_i indique une combinaison linéaire des paramètres du modèle mal contrainte lors de l'inversion. On considère maintenant le cas synthétique d'un évènement localisé à faible profondeur $d_c = 11.5$ km. On utilise la distribution de stations, l'incertitude sur la localisation du *centroid* et le tenseur moment sismique indiqués sur la Fig. 5.14 pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). La Fig. 5.19 présente la matrice de covariance $\tilde{\mathbf{C}}_M$ et les deux vecteurs propres associés aux deux plus fortes valeurs propres de $\tilde{\mathbf{C}}_M$. L'incertitude sur les composantes $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ apparaît clairement sur la matrice $\tilde{\mathbf{C}}_M$ pour laquelle on observe de fortes valeurs de covariance associées à ces deux composantes. λ_1 et λ_2 sont beaucoup plus importantes que les autres valeurs propres ($\lambda_2/\lambda_3 \sim 52$). Les vecteurs propres associés ont de fortes composantes selon $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ indiquant ainsi que la combinaison linéaire de ces

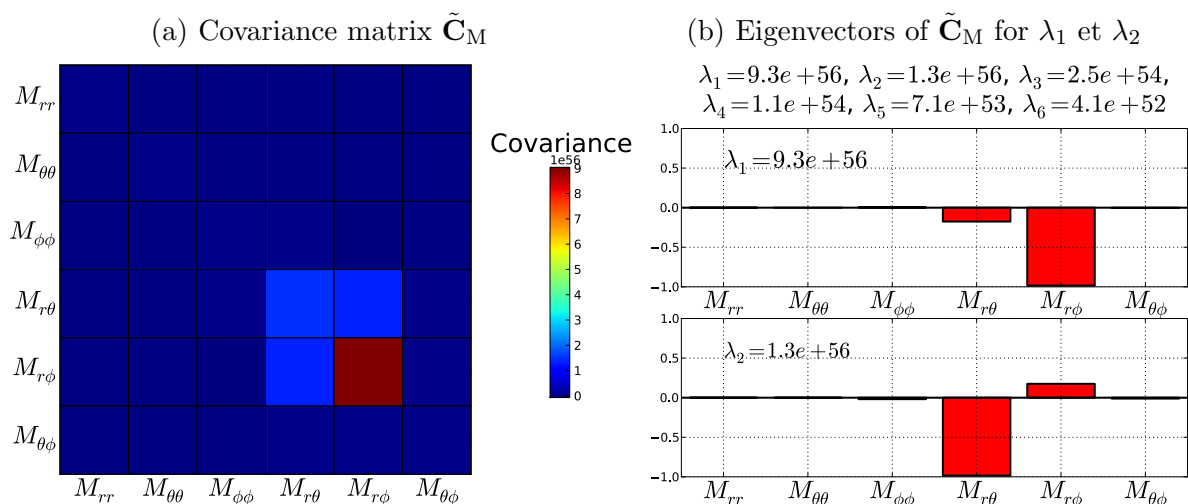


FIG. 5.19 – Covariance a posteriori $\tilde{\mathbf{C}}_M$ pour un séisme localisé à la profondeur $d_c = 11.5$ km. (a) Matrice de covariance. (b) Vecteurs propres associés aux deux plus fortes valeurs propres λ_1 et λ_2 de $\tilde{\mathbf{C}}_M$.

paramètres est assez mal contrainte pour la profondeur considérée $d_c = 11.5$ km. Sur la

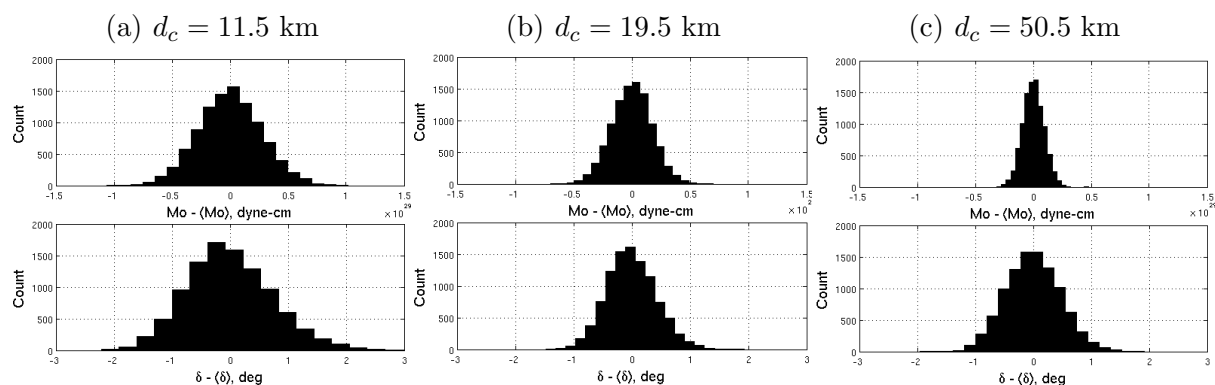


FIG. 5.20 – Incertitude a posteriori sur le moment sismique M_0 et le pendage δ . On présente la distribution de ces paramètres pour 10000 tirages aléatoires du tenseur moment sismique réalisés à partir $\tilde{\mathbf{C}}_M$. Dans cette expérience synthétique, on considère trois profondeurs du *centroid* (a) $d_c = 11.5$ km, (b) $d_c = 19.5$ km et (c) $d_c = 50.5$ km et le tenseur moment sismique du séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$) obtenu dans la partie 5.2.6.2.

Fig. 5.20, on fait maintenant varier la profondeur d_c de la source. On présente ici l'incertitude pour les paramètres M_0 et δ lorsque le séisme est localisé à différentes profondeurs d_c . On voit clairement apparaître l'effet du *tradeoff* entre le pendage δ et le moment scalaire M_0 à proximité de la surface libre : Comme $M_0 \cos 2\delta$ est moins bien contraint lorsque d_c est faible, M_0 et δ sont associés indépendamment à des incertitudes plus importantes à faible profondeur. Lorsque la profondeur augmente, la sensibilité à $M_0 \cos 2\delta$ augmente également et les paramètres M_0 et δ sont estimés avec moins d'incertitude.

Lorsque $d_c = 11.5$ km on a une incertitude de ± 0.04 unité de magnitude et de $\pm 2^\circ$ pour le pendage δ (en considérant 2σ). Des valeurs similaires sont obtenues si on considère un autre cas synthétique avec une profondeur $d_c = 11.5$ km, la distribution de stations

et le tenseur moment sismique présentés dans la Fig. 5.10 pour le séisme du Pérou en 2001 (± 0.04 unité de magnitude et $\pm 3^\circ$ pour le pendage). Cette incertitude sur M_0 et δ est comparable aux estimations d'erreur obtenues par Tsai et al. (2011) en se basant sur l'étude de la sensibilité à $M_0 \sin 2\delta$ et $M_0 \cos 2\delta$ des modes sphéroïdaux à longue période. L'effet du *tradeoff* sur les inversions WCMT semble donc relativement limité pour les séismes superficiels. L'incertitude a posteriori estimée pour la profondeur *centroid* optimum $d_c = 19.5$ km du séisme de Tohoku-oki 2011 indique une gamme raisonnable de magnitude entre $M_w = 9.0$ et $M_w = 9.1$ pour des valeurs de pendage entre $\delta = 10^\circ$ et $\delta = 12^\circ$.

5.3.2 Tradeoff entre le pendage et le moment scalaire : Importance des composantes horizontales

On examine ici la dépendance du diagramme de radiation de la phase W au pendage de la faille δ et au moment sismique scalaire M_0 pour une source superficielle. On considère un mécanisme en faille inverse pure ($\lambda = 90^\circ$) et un moment sismique $M_0 = 10^{28}$ dyne – cm constant. La Fig. 5.21 présente le diagramme de radiation de la phase W en considérant un séisme très superficiel à une profondeur $d_c = 9.5$ km. Il s'agit de l'amplitude pic à pic (*peak to peak*) de la phase W mesurée à une distance $\Delta = 40^\circ$ après filtrage dans la bande passante 1 – 5 mHz.

Sur la Fig. 5.21a on voit que la diminution de δ engendre principalement une décroissance globale de l'amplitude de la phase W. La diminution de δ entre 45° et 0° implique en effet l'augmentation des composantes $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ (proportionnelles à $M_0 \cos 2\delta$) et la diminution des composantes M_{rr} , $M_{\theta\theta}$, $M_{\phi\phi}$ et $M_{\theta\phi}$ (proportionnelles à $M_0 \sin 2\delta$). Les composantes $(\epsilon_k)_{r\theta}$ et $(\epsilon_k)_{r\phi}$ étant petites à $d_c = 9.5$ km et le déplacement associé au mode k étant proportionnel à $\mathbf{M} : \epsilon_k$ (cf. équation (1.26)), la diminution du pendage δ implique nécessairement une décroissance de l'amplitude moyenne de la phase W. Cela illustre bien le *tradeoff* entre δ et M_0 puisque la diminution de δ entre 45° et 0° engendre une décroissance globale de l'amplitude ce qui correspond au même effet qu'une diminution de M_0 .

Sur la Fig. 5.21b, on normalise l'amplitude des diagrammes de radiation par un facteur $\mathcal{N}_Z(\delta)$ associé à la composante verticale du déplacement pour un pendage δ donné :

$$\mathcal{N}_Z(\delta) = \int_0^{2\pi} |\mathcal{R}_Z(\delta, \Phi)| d\Phi \quad (5.24)$$

avec $\mathcal{R}_Z(\delta, \Phi)$ le diagramme de radiation pour la composante verticale et Φ l'azimut à la source du point d'observation. Sur la Fig. 5.21b on présente donc :

$$\mathcal{R}'_i(\delta, \Phi) = \mathcal{R}_i(\delta, \Phi) / \mathcal{N}_Z(\delta) \quad (5.25)$$

avec $\mathcal{R}'_i(\delta, \Phi)$ le diagramme de radiation normalisé de la composante i obtenu pour un

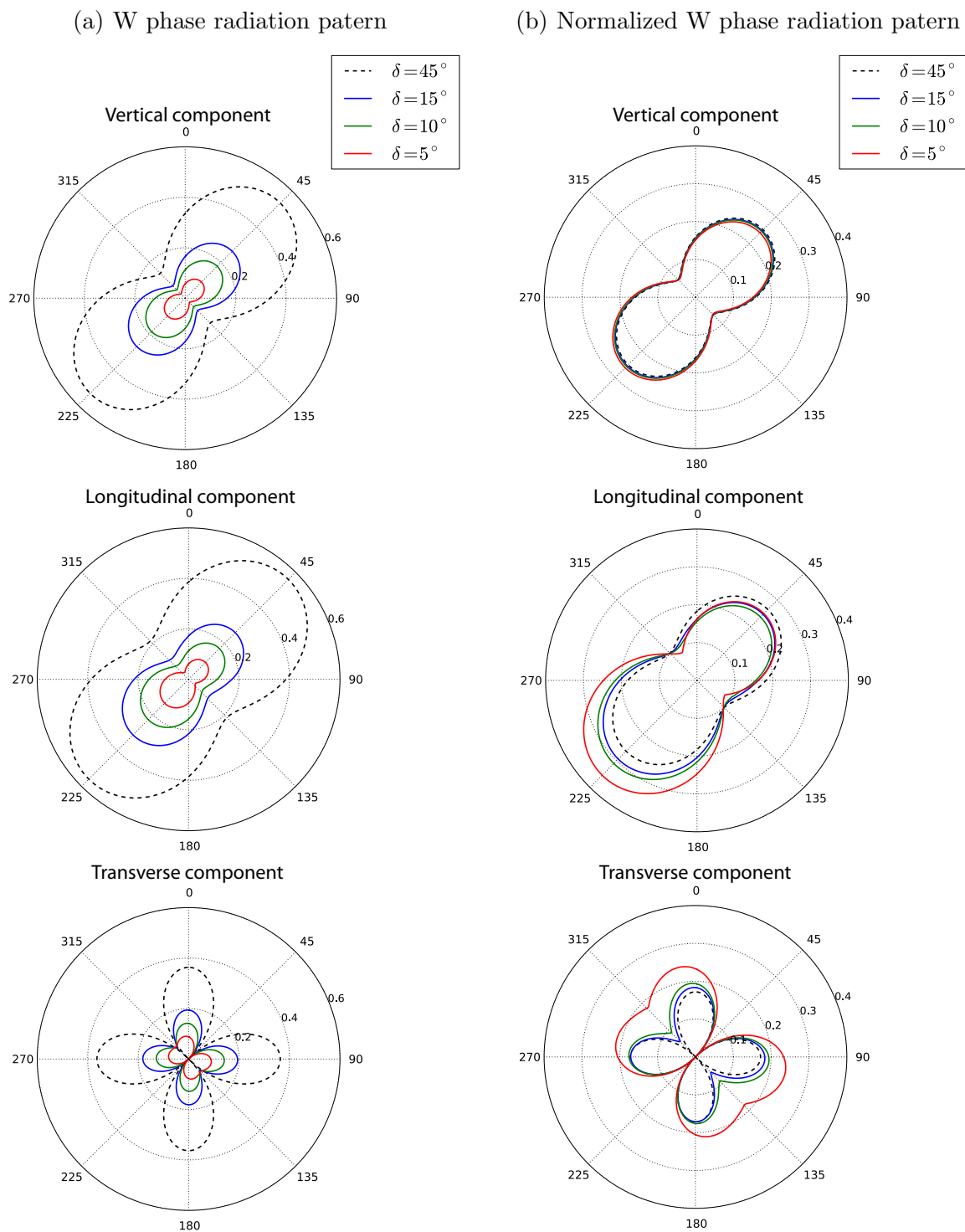


FIG. 5.21 – Diagramme de radiation de la phase W pour différentes valeurs du pendage δ . On présente l'amplitude pic à pic (*peak to peak*) en mm à une distance $\Delta = 40^\circ$ pour les trois composantes du déplacement. On considère un moment sismique scalaire $M_0 = 10^{28}$ dyne – cm et un azimut $\phi = 315^\circ$. (a) Diagramme de radiation non normalisé. (b) Diagramme de radiation normalisé par le facteur $N_Z(\delta)$ (cf. equation (5.24)).

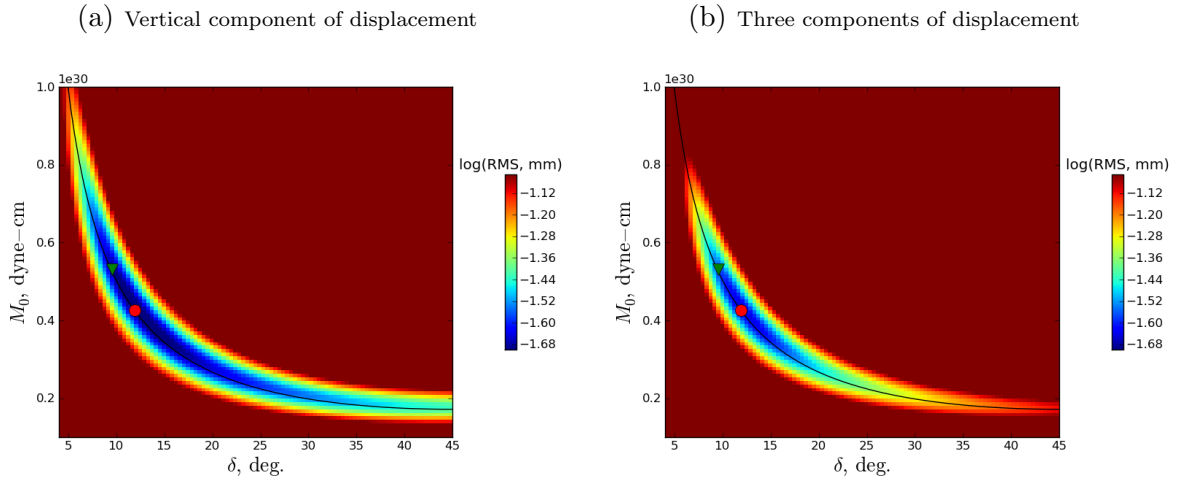


FIG. 5.22 – Écart quadratique (RMS) entre les données observées et calculées pour différentes valeurs du moment sismique scalaire M_0 et du pendage δ pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). On présente cet écart quadratique (a) en ne considérant que les composantes verticales (canal LHZ) et (b) en considérant les trois composantes du déplacement (canaux LHZ, LHN, LHE). La ligne noire correspond à $M_0 \sin 2\delta = \text{cste}$. Le *triangle vert* indique la solution GCMT et le *cercle rouge* correspondent à la solution WCMT présentées dans la partie 5.2.6.2.

pendage δ donné. Comme le déplacement est directement proportionnel à M_0 , cette normalisation nous permet d'étudier la dépendance du diagramme de radiation à δ lorsqu'une variation du pendage est compensée par une variation opposée de M_0 . Si on ne considère que les composantes verticales du déplacement, l'effet du *tradeoff* est très fort puisqu'il est pratiquement impossible de distinguer les diagrammes de radiation calculés pour différents δ . Si les composantes horizontales sont également incluses pendant l'inversion CMT, le *tradeoff* est clairement atténué puisqu'une variation δ implique un changement important des diagrammes de radiation associés à la composante longitudinale et transversale du déplacement. Ainsi par exemple, pour la composante transversale

$$\frac{\mathcal{R}_T(\delta = 5^\circ, \Phi = 315^\circ)}{\mathcal{R}_T(\delta = 5^\circ, \Phi = 45^\circ)} \neq \frac{\mathcal{R}_T(\delta = 10^\circ, \Phi = 315^\circ)}{\mathcal{R}_T(\delta = 10^\circ, \Phi = 45^\circ)} \quad (5.26)$$

Comme remarqué par Bukchin (2006), on note que la sensibilité du diagramme de radiation au pendage δ augmente pour les faibles valeurs de pendage. La sensibilité à δ est d'autant plus forte que les trois composantes du déplacement sont présentes dans le jeu de données puisque la variation d'amplitude associée à un changement du pendage est variable en fonction de la composante considérée.

La Fig. 5.22a présente l'écart quadratique (RMS) pour différentes valeurs de M_0 et de δ en ne considérant que la composante verticale du déplacement pendant le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). La Fig. 5.22b présente le même graphe mais en incorporant les trois composantes du déplacement. L'utilité d'incorporer les composantes horizontales pendant l'inversion apparaît clairement ici : le *tradeoff* est en effet moins important lorsque les trois composantes du déplacement sont utilisées alors qu'il est beaucoup plus visible

quand on ne considère que le déplacement vertical.

5.3.3 Incertitude sur la profondeur du centroid

En plus de l'effet lié à la faible sensibilité à $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$, une part significative de l'incertitude en M_0 et δ est liée à l'erreur de la profondeur du *centroid*. La profondeur est généralement assez mal contrainte par le déplacement à longue période. Dans cette partie, on étudie donc l'incertitude sur la profondeur du *centroid* et son effet sur les estimations de M_0 et δ .

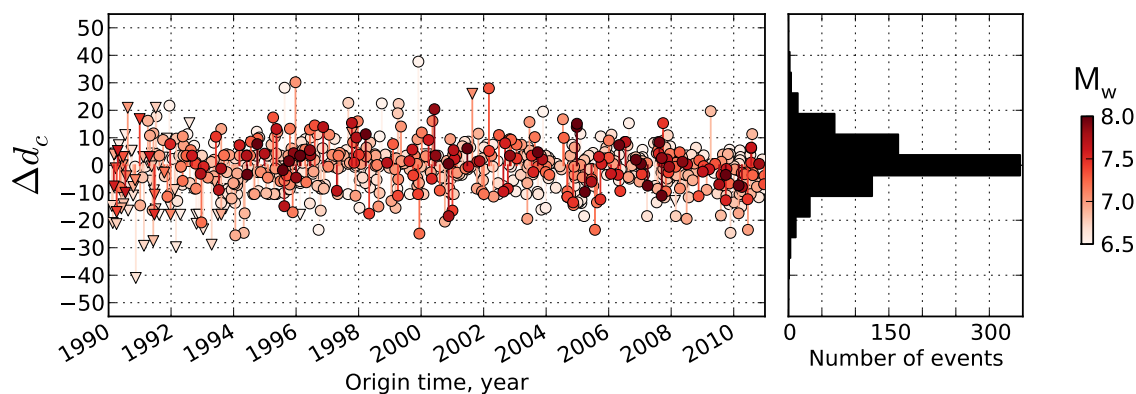


FIG. 5.23 – Différence Δd_c entre la profondeur du *centroid* WCMT et celle du catalogue GCMT pour les événements de $M_w \geq 6.5$ entre 1990 et 2010. Les triangles correspondent aux solutions WCMT pour lesquelles la couverture par le réseau est trop faible pour pouvoir déterminer la position *centroid* (i.e. $N < 30$ ou $\gamma > 270^\circ$). Les cercles correspondent aux solutions obtenues après détermination du *centroid* spatial. Les symboles sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT.

Au début de l'implémentation en temps réel de la méthode WCMT à l'USGS, à l'IPGS et au PTWC, la profondeur du *centroid* était fixée à la profondeur de la localisation préliminaire de l'hypocentre ou PDE (cf. partie 3.3). Mis à part l'écart théorique entre la profondeur hypocentrale et celle du *centroid*, la profondeur du PDE est souvent incertaine car cette localisation est effectuée très rapidement en utilisant les observations courtes périodes pour un nombre limité de stations. Le travail présenté dans la partie 3.2 démontre que les solutions WCMT sont clairement améliorées lorsque la profondeur est déterminée lors du *grid-search* spatial en plus de la latitude et de la longitude du *centroid*. On cherche alors à minimiser l'écart quadratique aux données :

$$\chi(\mathbf{m}, \mathbf{r}_s) = \|\Psi(\mathbf{r}_s) \cdot \mathbf{m} - \mathbf{u}\| \quad (5.27)$$

avec $\mathbf{m} = [M_{rr}, M_{\theta\theta}, M_{\phi\phi}, M_{r\theta}, M_{r\phi}, M_{\theta\phi}]^t$ et \mathbf{r}_s la position du *centroid* explorée. La Fig. 5.23 présente la différence entre les profondeurs du *centroid* WCMT et GCMT pour les séismes de $M_w \geq 6.5$ entre 1990 et 2010. On présente ici la profondeur du *centroid* correspondant aux solutions WCMT obtenues dans la partie 3.2. La minimisation de la fonction coût (5.27) conduit généralement à un bon accord entre les estimations de GCMT et celles de WCMT : 90% des événements de $M_w \geq 6.5$ présentent un écart inférieur à

10 km par rapport à la profondeur *centroid* du catalogue GCMT. Les différences les plus importantes sont observées au début de la période considérée lorsque la couverture azimutale est insuffisante pour effectuer la détermination de la position *centroid*.

Malgré le bon accord général entre les profondeurs estimées par GCMT et WCMT, il semble intéressant de pouvoir estimer l'incertitude sur la profondeur *centroid* d_c . Pour ce faire, on propose d'évaluer la variabilité de la fonction objective χ qui est utilisée pour effectuer la détermination de la profondeur *centroid*. Pour estimer l'incertitude sur χ , on génère aléatoirement un grand nombre de modèles \mathbf{m} à partir de la matrice de covariance a posteriori $\tilde{\mathbf{C}}_M$ calculée pour une localisation \mathbf{r}_s du *centroid*. Pour chacun de ces modèles \mathbf{m}_i , on calcule le jeu de données synthétiques correspondant et on estime l'écart quadratique $\chi(\mathbf{m}_i, \mathbf{r}_s)$ par rapport aux données réelles observées pour le séisme considéré. On estime ensuite la dispersion de χ en mesurant l'écart type :

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\chi(\mathbf{m}_i, \mathbf{r}_s) - \bar{\chi})^2} \quad (5.28)$$

avec $\bar{\chi} = 1/n \sum_i \chi(\mathbf{m}_i, \mathbf{r}_s)$. Cette estimation de s peut être effectuée pour différentes profondeurs du *centroid* en faisant varier \mathbf{r}_s .

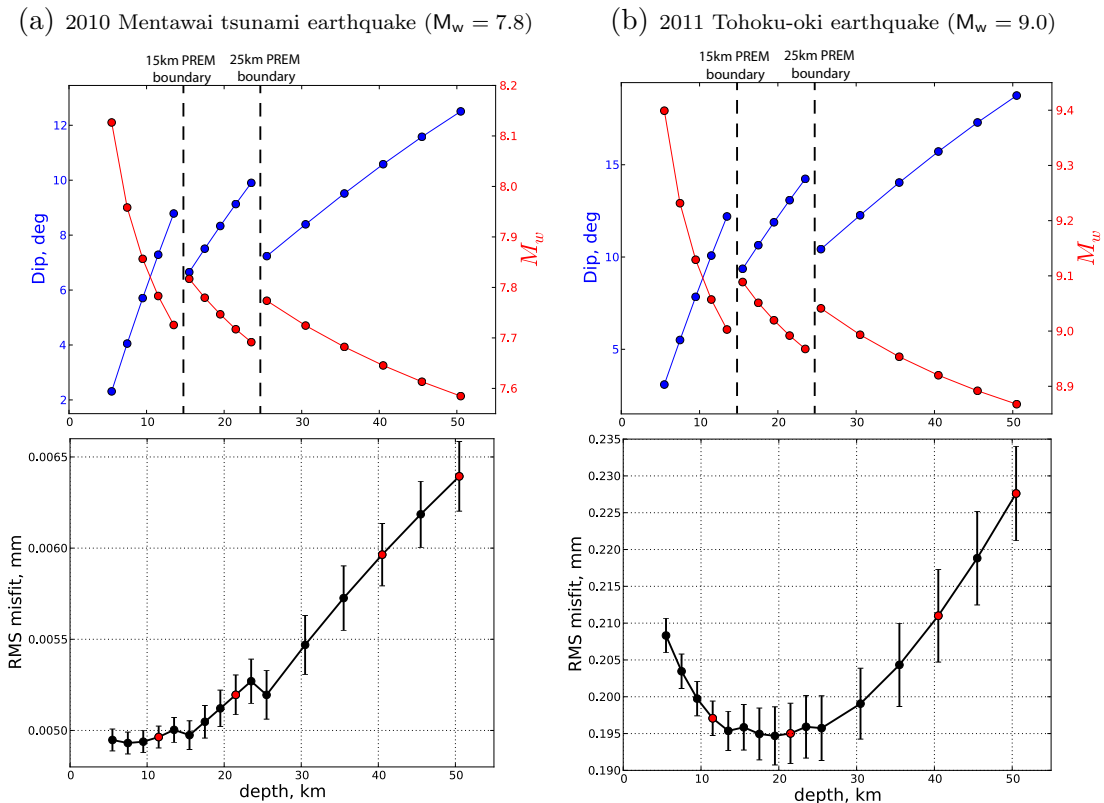


FIG. 5.24 – Détermination de la profondeur optimum pour (a) le séisme tsunami de Mentawai 2010 ($M_w = 7.8$) et (b) le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). (En haut) Evolution de la magnitude M_w (en rouge) et du pendage δ (en bleu) en fonction de la profondeur. La position des discontinuités de PREM 15 km et 25 km est indiquée. (En bas) Ecart quadratique (RMS) entre les données observées et calculées : les points rouges indiquent les profondeurs pour lesquelles l'écart type s défini dans l'équation (5.28) est estimé.

La Fig. 5.24 présente la détermination de la profondeur *centroid* pour le séisme tsunami de Mentawai en 2010 ($M_w = 7.8$, Fig. 5.24a) et le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$, Fig. 5.24b). L'estimation de la profondeur *centroid* est particulièrement intéressante pour le séisme de Mentawai en 2010 car il semble envisageable qu'une part importante du glissement soit très superficiel. Les inversions en faille finie proposées par Lay et al. (2011c) et Newman et al. (2011) indiquent une rupture à faible profondeur (le long de l'interface du slab entre les îles Mentawai et la fosse). Les données GPS et tsunami collectées pour cet évènement semblent indiquer un fort glissement encore plus à proximité de la fosse que les distributions proposées par Lay et al. (2011c) (Hiroo Kanamori, communication personnelle). Une discussion similaire est actuellement en cours pour le séisme de Tohoku-oki 2011 (SCEC 2011 annual meeting, Palm Springs, CA). Les distributions de glissements obtenues pour cet évènement présentent des différences significatives. Ainsi Simons et al. (2011) en se basant sur les données géodésiques, sismologiques et de marégraphes propose plusieurs modèles de sources avec de fortes valeurs de glissement éloignées de la fosse diminuant progressivement à proximité de la fosse. Lay et al. (2011b) et Lay et al. (2011a) évoquent quant à eux la possibilité d'avoir une concentration du glissement à plus faible profondeur et plus proche de la fosse.

L'évolution de M_w et de δ en fonction de la profondeur choisie pour le *centroid* est présentée en haut sur la Fig. 5.24. On note que la variation de la profondeur *centroid* engendre des perturbations non négligeables de ces deux paramètres. Le *tradeoff* entre M_0 et δ est visible sur cette figure puisque la diminution de M_w avec la profondeur est associée symétriquement à une augmentation du pendage δ . Les 2 sauts observés sont des artefacts liés aux discontinuités dans le modèle PREM à 15 km et 25 km. L'écart quadratique (RMS) entre les données calculées et observées est présenté en bas sur la Fig. 5.24. Ce type de figure est souvent présentée dans les problèmes de minimisation mais présente un problème essentiel puisque l'allure de la courbe RMS dépend fortement du rapport d'échelle choisie pour sa représentation qui lui est arbitraire. C'est pour résoudre ce problème que nous introduisons les barres d'erreur sur les valeurs RMS calculées en considérant différentes profondeurs du *centroid*. Ces barres d'erreur ont été estimées en évaluant s dans l'équation (5.28) à partir de 500 tirages aléatoires. Comme cette opération est coûteuse en temps de calcul, l'estimation de s est effectuée aux profondeurs indiquées par les *points rouges* et interpolée entre chacune d'entre elles. La profondeur optimum pour le *centroid* du séisme tsunami de Mentawai 2010 est $d_c = 7.5$ km et les barres d'erreur indiquent une profondeur raisonnable $d_c \leq 19.5$ km. La faible profondeur du *centroid* favorise l'éventualité d'une forte concentration du glissement à proximité de la fosse pour des faibles profondeurs. La profondeur *centroid* pour séisme de Tohoku-oki est vraisemblablement comprise entre $d_c = 9.5$ km et $d_c = 30.5$ km avec une profondeur optimum à $d_c = 19.5$ km. Cela écarte la possibilité d'avoir une position *centroid* à proximité de la surface pour cet évènement.

5.3.4 Inversion WCMT contrainte pour le séisme de Tohoku-oki

Dans les parties précédentes, on a vu que la faible sensibilité à $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ ainsi que l'incertitude sur la profondeur du *centroid* pouvait engendrer une variabilité importante des estimations du moment scalaire M_0 et du pendage δ . Dans le cas du séisme de Tohoku-oki 2011, il semble ainsi que le *tradeoff* peut parfaitement expliquer les différences observées entre les solutions CMT obtenues pour le séisme de Tohoku-oki 2011 (cf. Fig. 5.17).

Pour résoudre le *tradeoff* entre M_0 et δ , plusieurs approches ont déjà été explorées. Dans la partie 3.4, on propose d'abord d'augmenter le rapport signal sur bruit du jeu de données en sélectionnant/rejetant les stations pour pouvoir extraire au mieux l'information associée à $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$. Une deuxième approche proposée dans la partie 5.2 consiste à incorporer une analyse d'erreur plus poussée lors de l'inversion pour avoir une estimation robuste de l'incertitude sur les paramètres du modèle et améliorer la solution elle-même. Dans cette partie, on propose une troisième approche consistant à contraindre la profondeur et le pendage de la solution CMT en utilisant la géométrie de la subduction comme information a priori.

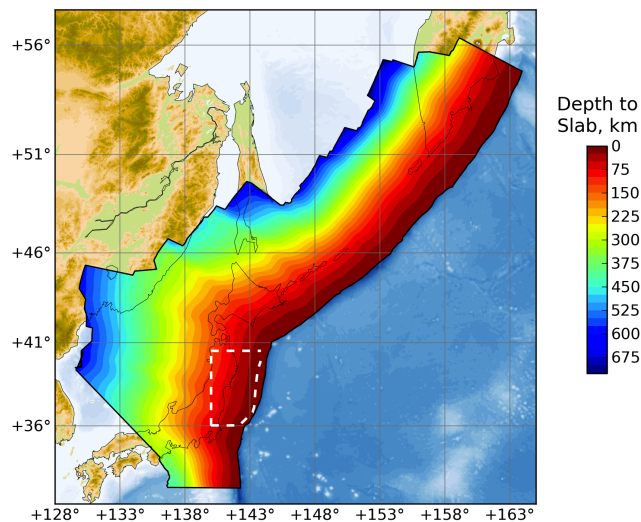





FIG. 5.25 – Modèle USGS Slab 1.0 décrivant l'interface du slab dans la région du Japon et des îles Kouriles. Les pointillés blancs délimitent la région du modèle utilisé lors de l'inversion contrainte du CMT.

Pour contraindre la solution, on utilise le modèle USGS Slab 1.0 proposé par Hayes et al. (2009b) décrivant la géométrie 3D de l'interface sismogénique de la plaque Pacifique dans la région du Japon et des îles Kouriles. Ce modèle est présenté sur la Fig. 5.25 qui présente la profondeur de l'interface du slab. La région du modèle considéré pendant cette étude est délimitée par les pointillés blancs.

Dans la région du modèle considéré, on contraint le pendage et la profondeur pour qu'ils suivent l'interface du slab et on inverse pour les paramètres restants : latitude, longitude, azimuth ϕ , angle de glissement λ et moment sismique scalaire M_0 . Lorsque la localisation du *centroid* est fixée, la détermination de ϕ , λ et M_0 est un problème non linéaire qui est résolu itérativement par linéarisations successives. La solution est alors donnée par l'équation (2.21) dans la section 2.3.1 en utilisant $\mathbf{m} = [M_0, \phi, \lambda]^t$ et

Name	M_w	$\phi/\delta/\lambda$, deg	$\alpha = \phi - \lambda$, deg	Depth, km	Mech.
WCMT deviatoric (section 3.4.3.2)	9.02	196.3/11.9/85.5	110.8	19.5	
WCMT complete C_D (section 5.2.6.2)	9.05	197.7/10.9/85.4	112.3	19.5	
WCMT constrained	9.05	190.4/11.2/75.0	115.4	15.5	

 TAB. 5.1 – Solutions WCMT obtenues pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$).

en contraignant δ à la valeur du pendage de l'interface du slab. La détermination de la longitude et de la latitude est faite par *grid-search* en effectuant l'inversion de M_0 , ϕ et λ pour différentes localisations le long du slab.

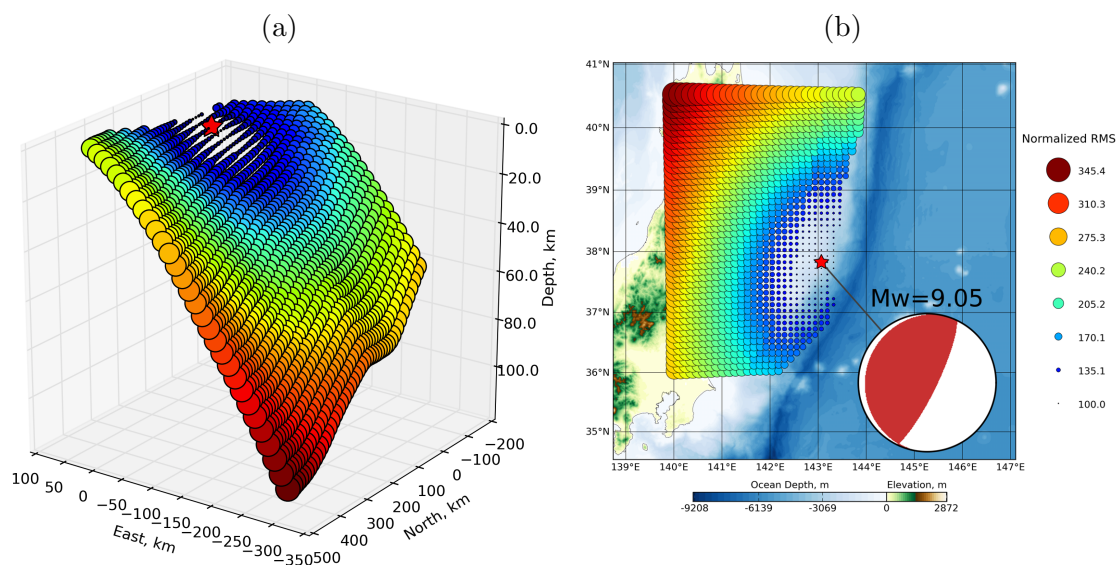


FIG. 5.26 – Inversion WCMT contrainte pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). L'écart quadratique normalisé entre les données observées et calculées est présenté (a) en fonction de la latitude, longitude profondeur et (b) sur un fond de carte en indiquant la solution obtenue.

On utilise un jeu de données optimum obtenu après une sélection/réjection poussée des stations comme décrit dans la partie 3.4. Comme un point-source est utilisé pour représenter la totalité de la rupture, le modèle USGS Slab 1.0 est lissé en considérant une grande longueur d'onde (~ 150 km) plutôt que d'utiliser les valeurs locales du pendage pour chaque point considéré sur l'interface. La détermination de la position *centroid* par *grid-search* le long de l'interface du slab est présentée sur la Fig. 5.26. La localisation optimum (lat= 37.83° ; lon= 143.07° ; prof= 15.5 km) est située à proximité du *centroid* obtenu dans la partie 3.4 (lat= 37.92° lon= 143.11° prof= 19.5 km). La position du *centroid* de la solution contrainte est plus superficielle mais demeure dans la gamme raisonnable de profondeur estimée dans la partie 5.3.3 (entre 10 km et 30 km). La Table 5.1 compare la solution WCMT contrainte avec les autres solutions obtenues dans les parties 3.4.3.2 et 5.2.6.2. La magnitude obtenue $M_w = 9.05$ et le pendage $\delta = 11.2^\circ$ sont très similaires à la solution calculée en incorporant une matrice de covariance C_D complète. La différence la plus significative concerne l'azimut $\phi = 190.4^\circ$ et d'angle de glissement $\lambda = 75.0^\circ$. Le

mécanisme de la solution contrainte semble cependant très similaire aux deux solutions précédentes. Lorsqu'on considère un point source avec un faible pendage δ , une variation de l'azimut ϕ peut en effet être compensée par une variation de l'angle de glissement λ pour produire un mécanisme quasi-identique. L'azimut du vecteur de glissement $\alpha = \phi - \lambda$ est alors un paramètre mieux approprié pour ce problème. Dans la Table 5.1, on observe ainsi des valeurs similaires de α pour les différents mécanismes présentés.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on propose d'abord une analyse d'erreur plus formelle lors de l'inversion de la source sismique. On suppose des densités de probabilités initiales gaussiennes décrites par la matrice de covariance sur les données \mathbf{C}_D . Deux grandes sources d'erreurs peuvent être incorporées dans \mathbf{C}_D : l'incertitude des mesures correspondant à la matrice de covariance \mathbf{C}_d et l'incertitude de la modélisation ou erreur liée à une théorie imparfaite décrite par la matrice de covariance \mathbf{C}_T . Trois ingrédients majeurs sont donc considérés dans ce chapitre : (1) le niveau de bruit par trace qui constitue la diagonale de \mathbf{C}_d , (2) les termes non diagonaux de \mathbf{C}_d décrivant l'interdépendance entre les échantillons de données et (3) l'incertitude de la modélisation qui peut contribuer significativement à la solution du problème inverse.

Bien que cette approche soit très générale, on traite ici en détail le cas de l'inversion WCMT basée sur l'observation de la phase W à longue période. Dans ce cas d'étude, l'incertitude sur les mesures est principalement liée au bruit ambiant qui augmente de façon monotone à longue période. Il y a également une forte dépendance entre les échantillons de données voisins étant donné le sur-échantillonnage des traces filtrées à très longue période. La corrélation de l'erreur entre les différents échantillons pour une station donnée est donc incorporée dans \mathbf{C}_d en considérant une exponentielle décroissante avec une durée caractéristique correspondant à la plus petite période considérée (i.e. ~ 200 s). L'erreur liée à la modélisation est également prise en compte dans ce travail. On considère ainsi l'incertitude correspondant à l'erreur dans la localisation du *centroid* et l'incertitude liée à la perturbation engendrée par des événements précédents de peu de temps le séisme considéré.

Les résultats obtenus en incorporant ces différentes sources d'incertitude dans \mathbf{C}_D montrent l'importance de considérer une analyse d'erreur plus formelle lors de l'inversion de la source sismique. Cela permet d'abord d'avoir une estimation plus fiable de l'incertitude sur les paramètres du modèle. La solution elle-même est également améliorée puisque qu'une matrice \mathbf{C}_D décrivant fidèlement l'incertitude sur les données permet de limiter la sur-interprétation des formes d'onde observées. Le principal inconvénient de l'approche présentée ici est le temps de calcul nécessaire à l'inversion de \mathbf{C}_D qui peut être conséquent étant donné les dimensions de cette matrice (qui peut facilement dépasser 10000×10000 éléments). D'autres sources d'erreurs liées à la modélisation peuvent être incorporées dans le problème inverse. L'incertitude liée aux imperfections du modèle de

Terre utilisé (PREM) pour modéliser les formes d'onde est un candidat potentiel. On a pu voir cependant dans la partie 1.4 que la phase W est peu affectée par les hétérogénéités structurales en surface. On peut également s'intéresser à l'incertitude liée à la finitude de la source ou à la complexité de la rupture pour les très grands séismes.

Ce chapitre traite également du *tradeoff* entre le moment sismique M_0 et le pendage δ lors des inversions WCMT pour les séismes superficiels. Ce *tradeoff* est une conséquence directe de la baisse de sensibilité du champ d'onde à longue période vis à vis des composantes $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ du tenseur moment sismique lorsque la profondeur du *centroid* est faible. La comparaison systématique des solutions WCMT et GCMT pour tous les évènements $M_w \geq 6.5$ entre 1990 et 2010 relève un effet relativement limité du *tradeoff* dans le cas général puisque l'écartype des estimations de magnitude est de 0.04 unité. En effet, pour une faible profondeur du *centroid* $d_c = 11.5$ km, un mécanisme en faille inverse typique d'une zone de subduction avec $M_w = 9.0$ et un bruit de fond typiquement observé à longue période, l'incertitude a posteriori révèle une incertitude de l'ordre de ± 0.04 unité de magnitude et de $\pm 2^\circ$ pour le pendage du plan de faille. On a pu démontrer que cet effet limité du *tradeoff* est possible notamment grâce à l'utilisation des composantes horizontales du déplacement en plus des composantes verticales.

La profondeur d_c considérée pour la position *centroid* peut avoir un effet important sur la détermination de M_0 et δ . Pour estimer l'incertitude de d_c , on estime la variabilité de la fonction objective utilisée pour déterminer la profondeur optimum du *centroid*. Pour ce faire, on génère aléatoirement un grand nombre de modèles à partir de la matrice de covariance a posteriori $\tilde{\mathbf{C}}_M$ calculée pour une profondeur d_c donnée. En calculant ensuite les jeux de données synthétiques correspondant à chaque modèle on peut estimer la variabilité de la fonction objective à la profondeur d_c . En utilisant cette approche pour le séisme tsunami de Mentawai 2010 ($M_w = 7.8$), on estime une profondeur *centroid* inférieure à $d_c \leq 19.5$ km avec une profondeur optimum à $d_c = 7.5$ km supportant la possibilité d'une forte concentration du glissement à faible profondeur. La profondeur *centroid* du séisme de Tohoku-oki 2011 est vraisemblablement comprise entre $d_c = 9.5$ km et $d_c = 30.5$ km avec une profondeur optimum à $d_c = 19.5$ km.

Plusieurs approches sont explorées dans le cas du séisme de Tohoku-oki 2010 pour améliorer les estimations de M_0 , δ et d_c . Comme décrit ci-dessus on propose d'abord d'utiliser une matrice \mathbf{C}_D plus proche de la réalité pour à la fois avoir une meilleure estimation de l'incertitude et améliorer la solution elle même. On obtient alors une estimation de la magnitude $M_w = 9.05 \pm 0.03$ et du pendage $\delta = 10.9^\circ \pm 1^\circ$ pour une profondeur $d_c = 19.5$ km. La deuxième approche est d'utiliser l'information disponible sur la géométrie de la subduction pour contraindre a priori δ et d_c . On obtient alors les estimations $M_w = 9.05$, $\delta = 11.2^\circ$ et $d_c = 15.5$ km similaires à la solution précédente. Une autre solution, proposée notamment par Bukchin (2006) et Bukchin et al. (2009) pour contraindre le pendage du plan de faille, est d'utiliser les polarités des ondes de volume sur les sismogrammes à courte période. Pour les très grands séismes tel que Tohoku-oki 2011, cette approche a néanmoins l'inconvénient d'apporter une information uniquement

sur l'initiation de la rupture.

Conclusion générale

Nous avons développé une méthode permettant la caractérisation rapide et robuste de la source sismique en utilisant la phase W. Encore récemment, plusieurs heures au minimum étaient nécessaires pour obtenir une information fiable sur les paramètres au premier ordre de la source des grands tremblements de terre, en particulier pour les séismes tsunami susceptibles d'engendrer des dégâts importants. La méthode WCMT développée pendant ce travail permet la détermination du tenseur moment sismique *centroid* dans les 30 min après le temps origine à l'échelle globale et en moins de 10 min à l'échelle régionale. Cet algorithme, implémenté en temps réel dans plusieurs centres d'alerte (USGS, PTWC, etc.), est en passe de devenir un standard pour l'estimation rapide et robuste des paramètres de la source lors des grands tremblements de terre. La robustesse de l'algorithme WCMT est possible en grande partie grâce à la fiabilité de la phase W pour la caractérisation rapide de la source des grands séismes. Comme elle met en jeu de très grandes longueurs d'onde, elle apporte une information globale sur la rupture qui permet d'utiliser une approximation en point source même pour des très grands événements. La phase W est peu affectée par les hétérogénéités latérales présentes en surface. Enfin, elle est accessible au début des sismogrammes avant l'arrivée des ondes de surface permettant ainsi une analyse rapide de la source sismique.

Une partie importante de l'algorithme est l'extraction de la phase W à partir des enregistrements large-bande. La déconvolution de la réponse instrumentale est appliquée comme un filtre récursif causal permettant une utilisation optimale du signal en temps réel, pour des traces incomplètes et/ou jusqu'à la saturation éventuelle de l'instrument lors des très grands séismes. Le filtrage à longue période est effectué en appliquant un filtre passe-bande butterworth causal en adaptant les fréquences de coupure du filtre en fonction de la magnitude préliminaire de l'évènement considéré. Plusieurs paramétrages sont disponibles pour l'inversion de la source : tenseur moment sismique complet, tenseur moment sismique déviatorique, double couple complet ou double couple en fixant certains paramètres (azimut, pendage, angle de glissement et/ou moment sismique scalaire). La détermination de la position spatio-temporelle du *centroid* est résolue par *grid-search* en utilisant une approche itérative. On effectue d'abord une exploration globale pour déterminer un ensemble de points minimisant l'écart quadratique aux données autour desquels l'exploration est effectuée avec une meilleure résolution. Une fois que le *grid-search* est terminé, on obtient une estimation du tenseur moment sismique pour les valeurs optimales du temps et de la localisation du *centroid*. Les tests effectués sur différents processeurs multi-coeurs indiquent que le temps d'exécution complet de l'algorithme WCMT est négligeable par rapport au temps de propagation de la phase W (e.g. ~ 40 s lorsque 150 canaux sont utilisés sur un processeur quadri-coeur Intel Xeon X5450 3.00GHz).

Pour valider la méthode WCMT à l'échelle globale, une inversion systématique des évènements $M_w \geq 6.5$ entre 1990 et 2010 a été effectuée. Un des grands avantages de l'algo-

l'algorithme WCMT est sa capacité à déterminer très rapidement les paramètres de la source des séismes tsunami. L'extension du catalogue aux magnitudes plus faibles $6.5 > Mw \geq 6.0$ permet d'obtenir une solution CMT pour 97% des événements. Les 3% restants correspondent aux événements pour lesquels toutes les traces sont rejetées lors de la sélection automatique des données. L'algorithme a également été adapté à l'échelle régionale permettant ainsi de réduire le temps nécessaire à l'obtention d'une solution WCMT de 30 min à 6 min. Nous avons ainsi pu déterminer les solutions pour tous les événements de magnitude $M_{jma} \geq 6.5$ entre 2003 et 2010 dans la région du Japon. Les solutions WCMT obtenues automatiquement sont généralement très similaires à celle du catalogue GCMT. Les seuls événements problématiques correspondent aux séismes qui sont contaminés par les formes d'ondes associées à un tremblement de terre les précédant de peu de temps. Pour déterminer les paramètres CMT de ces événements, une possibilité est d'utiliser le résidu entre les données observées et les données synthétiques correspondant à l'événement perturbateur. Cette approche est assez simple et peut facilement être implémentée en temps réel. Cependant, comme l'erreur résultant de l'inversion de l'événement perturbateur est reportée dans les résidus utilisés par la suite, l'incertitude sur la solution CMT de l'événement perturbé peut être importante. Dans le dernier chapitre de ce manuscrit, on propose donc la prise en compte plus réaliste de l'erreur pour estimer correctement l'incertitude a posteriori sur les solutions WCMT. Lorsque les séismes sont très rapprochés dans le temps, une autre possibilité proposée par Duputel et al. (2010) est l'inversion simultanée des paramètres CMT pour les différents séismes. Hayes et al. (2009a) propose également d'incorporer les ondes de surfaces dans la fenêtre temporelle considérée pour limiter l'effet de la contamination du champ d'onde.

Une des contributions importantes de ce travail est l'implémentation en temps réel de l'algorithme WCMT dans différents centres d'alertes à l'échelle globale et à l'échelle régionale. Les résultats obtenus à l'IPGS, au PTWC et à l'USGS en utilisant des données télésismiques montrent généralement un très bon accord entre les solutions GCMT et WCMT. Les résultats présentés pour le séisme de Maule ($M_w = 8.8$), le séisme tsunami de Mentawai ($M_w = 7.8$) et le séisme de Tohoku-oki ($M_w = 9.0$) montrent clairement que la phase W permet de caractériser de façon robuste les paramètres au premier ordre de la source dans la première demi-heure après le temps origine. Les solutions obtenues en temps réel dans la région du Mexique depuis l'implémentation de l'algorithme fin octobre 2010 sont remarquablement similaires aux solutions du catalogue GCMT même pour des séismes de faible magnitude $5.0 < M_w < 6.0$. La totalité des magnitudes M_w estimées présentent en effet un écart inférieur à 0.1 unité de magnitude par rapport à GCMT. Ces solutions ont été obtenues avec un délai important car la détermination de l'hypocentre permettant le déclenchement de l'algorithme est pour l'instant effectuée manuellement entre 10 min et 30 min après le temps origine. La mise en oeuvre actuelle d'un système de détermination rapide de l'hypocentre devrait bientôt permettre l'estimation du CMT 6 min à 12 min après le temps origine dans la région du Mexique.

On propose également d'incorporer une analyse d'erreur plus formelle lors de l'inver-

sion de la source sismique. Dans le cas de l'algorithme WCMT trois éléments doivent être considérés pour une prise en compte correcte de l'erreur. Premièrement, l'incertitude sur la phase W est principalement liée au bruit de fond sismique qui augmente de façon monotone à longue période. Deuxièmement, il y a une forte corrélation entre les différents échantillons pour une station donnée puisque le pas d'échantillonnage utilisé (1 s) est faible par rapport aux longues périodes considérées (200-1000 s). Enfin, il est nécessaire de prendre en compte l'incertitude liée à la modélisation. Dans cette étude, on considère en particulier l'erreur engendrée par une mauvaise localisation du *centroid* et l'incertitude due aux perturbations des séismes précédent de peu de temps l'évènement considéré. La prise en compte plus réaliste de l'erreur sur les données permet une estimation plus fiable de l'incertitude sur les paramètres du modèle de source mais aussi l'amélioration de la solution elle même. D'autres sources d'erreur liées à la modélisation peuvent être incorporées pour l'inversion de la source sismique. On peut ainsi s'intéresser à l'incertitude liée à la finitude de la source ou à la complexité de la rupture pour les très grands séismes mais aussi à l'erreur liée aux imperfections du modèle de Terre utilisé (PREM) pour modéliser les formes d'onde.

Les incertitudes obtenues en incorporant une analyse d'erreur plus réaliste lors de l'inversion ont permis d'estimer l'effet du *tradeoff* entre le moment sismique scalaire M_0 et le pendage δ lié à la diminution de la sensibilité de la phase W vis à vis des composantes $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ du tenseur moment sismique pour les séismes superficiels. L'effet semble assez limité sur les solutions WCMT notamment grâce à l'incorporation des composantes horizontales pendant l'inversion. Pour diminuer l'incertitude lié à ce *tradeoff*, une possibilité est d'utiliser l'information a priori sur la géométrie de la subduction pour contraindre le pendage et la profondeur du plan de faille. Un exemple d'application a été présenté dans le cas du séisme de Tohoku-oki 2011.

L'estimation de la profondeur du *centroid* d_c est importante pour trois raisons principales. Premièrement, on a pu montrer que la valeur de d_c considérée lors de l'inversion du tenseur moment sismique peut avoir un effet important sur les valeurs estimées de M_0 et δ . Deuxièmement, ce paramètre est souvent utilisé pour contraindre la profondeur du plan de faille lors des inversions en faille finie. Enfin, la profondeur a un effet important sur l'amplitude du tsunami en champ proche et sert souvent de critère pour avoir une première idée des dégâts occasionnés par un tremblement de terre. Malgré l'importance de ce paramètre, son incertitude n'est généralement pas estimée lors de l'inversion du CMT. Dans cette étude, on propose donc une approche pour estimer l'erreur sur d_c lors de l'inversion WCMT. Pour ce faire, on estime la variabilité de la fonction objective utilisée pour déterminer la profondeur optimum du *centroid*. Cela est possible en calculant les jeux de données correspondant à un grand nombre de modèles générés aléatoirement à partir de la matrice de covariance a posteriori. Cette approche a été utilisée pour caractériser l'incertitude sur la profondeur *centroid* du séisme tsunami de Mentawai 2010 ($M_w = 7.8$, $d_c \leq 19.5$ km) et du grand séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.1$, 9.5 km $\leq d_c \leq 30.5$ km). Les valeurs d'incertitudes obtenues pour ces deux évènements (~ 10 km) sont comparables

aux écarts observés entre les profondeurs GCMT et WCMT pour les évènements $M_w \geq 6.5$ entre 1990 et 2010.

La détermination rapide et robuste des paramètres au premier ordre de la source est désormais possible pour les très grands évènements grâce à l'algorithme WCMT. La prochaine étape dans le développement des méthodes permettant de déterminer rapidement la source des grands séismes est clairement la caractérisation de la finitude ou de la complexité de la source. La caractérisation des effets liés à directivité de la source est par exemple d'un intérêt majeur pour l'alerte sismique. La détermination rapide de la complexité de la source est également importante pour une compréhension plus précoce du processus de rupture. Pour le séisme de Samoa 2009 ($M_w = 8.1$) ou de Haiti 2010 ($M_w = 7.0$), plusieurs semaines de discussions ont été nécessaires avant d'identifier clairement la complexité à la source pour ces évènements. Une idée qui n'a pas pu être traitée dans ce manuscrit est la prise en compte des moments d'ordre supérieur pour caractériser la variabilité spatio-temporelle du mécanisme à la source des grands séismes. Certains auteurs (e.g. McGuire et al., 2001) privilégient une inversion des moments d'ordre supérieur en fixant le mécanisme dans l'espace et dans le temps. Il s'agit ici au contraire d'autoriser une telle variabilité et d'interpréter les moments d'ordre supérieur comme des multipôles de source caractérisant la complexité de la rupture.

Annexes

Index des séismes mentionnés dans ce manuscrit

Pour faciliter la lecture de ce manuscrit, la table ci-dessous répertorie tous les séismes traités dans ce travail. Ces séismes ne sont pas tous abordés avec le même niveau de détails dans le texte. Par ailleurs, on ne liste pas ici les solutions obtenues automatiquement dans le chapitre 3 pour tous les séismes $M_w \geq 6.0$ entre 1990 et 2010 et dans le chapitre 4 pour les séismes $M_{jma} \geq 6.5$ dans la région du Japon entre 2003 et 2010.

Event name	M_w	Page number
Nicaragua 1992	7.6	13, 58-62, 85
Flores 1992	7.7	58-62
Java 1994	7.8	58-62
Peru 1996	7.7	58-62
New Guinea 1998	7.0	58-62
Enggano 2000	7.9	89
New Guinea eq. sequence 2000	8.2, 7.5, 7.5	89
Peru 2001	8.4	62, 162, 174, 175
Kokoxili 2001	7.8	62, 163
Denali 2002	7.9	62
Carlberg Ridge 2003	7.6	62
Tokachi-oki 2003	8.3	135
Sumatra-Andaman Is. 2004	9.1	34, 44, 62, 69, 83, 93
Java 2006	7.7	13, 36, 58-62, 86
Peru 2007	8.0	62
Samoa 2009	8.1	89, 106
Vanutu eq. sequence 2009	7.6, 7.8, 7.4	98, 164
Haiti 2010	7.0	18, 42, 94
Ryukyu 2010	7.2	136
Maule 2010	8.8	13, 15, 44, 45, 94, 113
Baja California	7.2	62, 106
Sumatra 2010	7.8	44, 106
Mindanao eq. sequence 2010	7.3, 7.6, 7.4	110
Mentawai 2010	7.8	40, 44, , 58-62, 114, 180
Tohoku-oki 2011	9.0	19, 20, 21, 25, 26, 27, 110, 116-123, 137, 167, 174-175, 180, 182-184

Notation de Gibbs

Dans ce manuscrit de thèse, on utilise la notation de Gibbs (1901). Nous donnons ici une description très succincte de la notation qui est abordée plus en détail par Gibbs (1901) et dans l'annexe A.3 de Dahlen & Tromp (1998). Les vecteurs et tenseurs sont notés en gras. La transposée d'un tenseur \mathbf{T} est notée \mathbf{T}^t , son inverse est noté \mathbf{T}^{-1} . La notation de Gibbs est basée notamment sur l'utilisation du "point" (i.e. \cdot) qui permet d'effectuer 4 opérations :

1. le produit scalaire entre deux vecteurs \mathbf{u} et \mathbf{v} noté $\mathbf{u} \cdot \mathbf{v}$,
2. Le produit contracté par la droite entre un tenseur \mathbf{T} et un vecteur \mathbf{u} correspondant à l'application linéaire $\mathbf{T} \cdot \mathbf{u}$.
3. Le produit contracté par la gauche entre un tenseur \mathbf{T} et un vecteur \mathbf{u} correspondant à l'application linéaire transposée $\mathbf{u} \cdot \mathbf{T} = \mathbf{T}^t \cdot \mathbf{u}$.
4. Le produit contracté entre deux tenseurs \mathbf{T} et \mathbf{P} noté $\mathbf{T} \cdot \mathbf{P}$

L'utilisation du "point" permet donc la contraction des indices adjacents, par exemple $\mathbf{u} \cdot \mathbf{T} \cdot \mathbf{v} = u_i T_{ij} v_j$ (en utilisant la convention de sommation d'Einstein). On peut utiliser plusieurs points pour la contraction de plusieurs indices. Ainsi par exemple, si on veut effectuer le produit entre les tenseurs \mathbf{T} et \mathbf{P} contractés deux fois, on note $\mathbf{T} : \mathbf{P} = T_{ij} P_{ij}$. Le produit tensoriel entre deux tenseurs \mathbf{T} et \mathbf{P} est noté \mathbf{TP} (i.e. sans faire intervenir le "point"). Un tenseur polyadique d'ordre q formé des vecteurs $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \dots, \mathbf{v}_q$ s'écrit donc $\mathbf{v}_1 \mathbf{v}_2 \cdots \mathbf{v}_q$.

W phase source inversion for moderate to large earthquakes

Cette partie contient les annexes de la partie 3.2 correspondant à l'article Duputel et al. (2011a) en révision à *Geophysical Journal International* et intitulé *W phase source inversion for moderate to large earthquakes (1990-2010)* (auteurs : Z. Duputel, L. Rivera, H. Kanamori and G. Hayes)

C.1 Angular distance between two moment tensors

To compare the orientations of the moment tensors \mathbf{M}_A and \mathbf{M}_B , we calculate the minimum angle necessary to bring the principal axes of \mathbf{M}_B into coincidence with those of \mathbf{M}_A . This can be done as follows. Let $\mathbf{P}(\mathbf{M})$ the proper orthogonal matrix whose columns correspond to the principal axes of the moment tensor \mathbf{M} . Because of the ambiguity in the principal axes directions there are four such possible matrices $\mathbf{P}_1(\mathbf{M})$, $\mathbf{P}_2(\mathbf{M})$, $\mathbf{P}_3(\mathbf{M})$ and $\mathbf{P}_4(\mathbf{M})$. We can fix $\mathbf{P}_1(\mathbf{M}_A)$, compute the four angles

$$\phi_k = \cos^{-1} \frac{\text{trace}[\mathbf{P}_1(\mathbf{M}_A)\mathbf{P}_k^t(\mathbf{M}_B)] - 1}{2}, \quad (\text{C.1})$$

and define $\Phi(\mathbf{M}_A, \mathbf{M}_B) = \min[\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4]$ as the angular distance between \mathbf{M}_A and \mathbf{M}_B . This value ranges from 0° to 120° . This definition is equivalent to the one given by Kagan (1991).

C.2 Solutions obtained for $M_w < 7.59$

This section contains the complete collection of solutions obtained for $M_w < 7.59$ between 1990 and 2010 after rejecting the *disturbed events* which are listed in Table C.1. The events are listed in order of decreasing GCMT magnitude from Fig. C.1 to Fig. C.10. The solutions corresponding to $M_w \geq 7.59$ earthquakes are listed in Fig. 3.5. Each frame represents an earthquake for which we show the GCMT solution in green, and the W phase solutions incorporating stations within $\Delta \leq 50^\circ$ at t_b and within $\Delta \leq 90^\circ$ at t_c . WCMT mechanisms corresponding to OL2 (i.e. if $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are presented in blue while those corresponding to OL3 (i.e. if $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are shown in red.

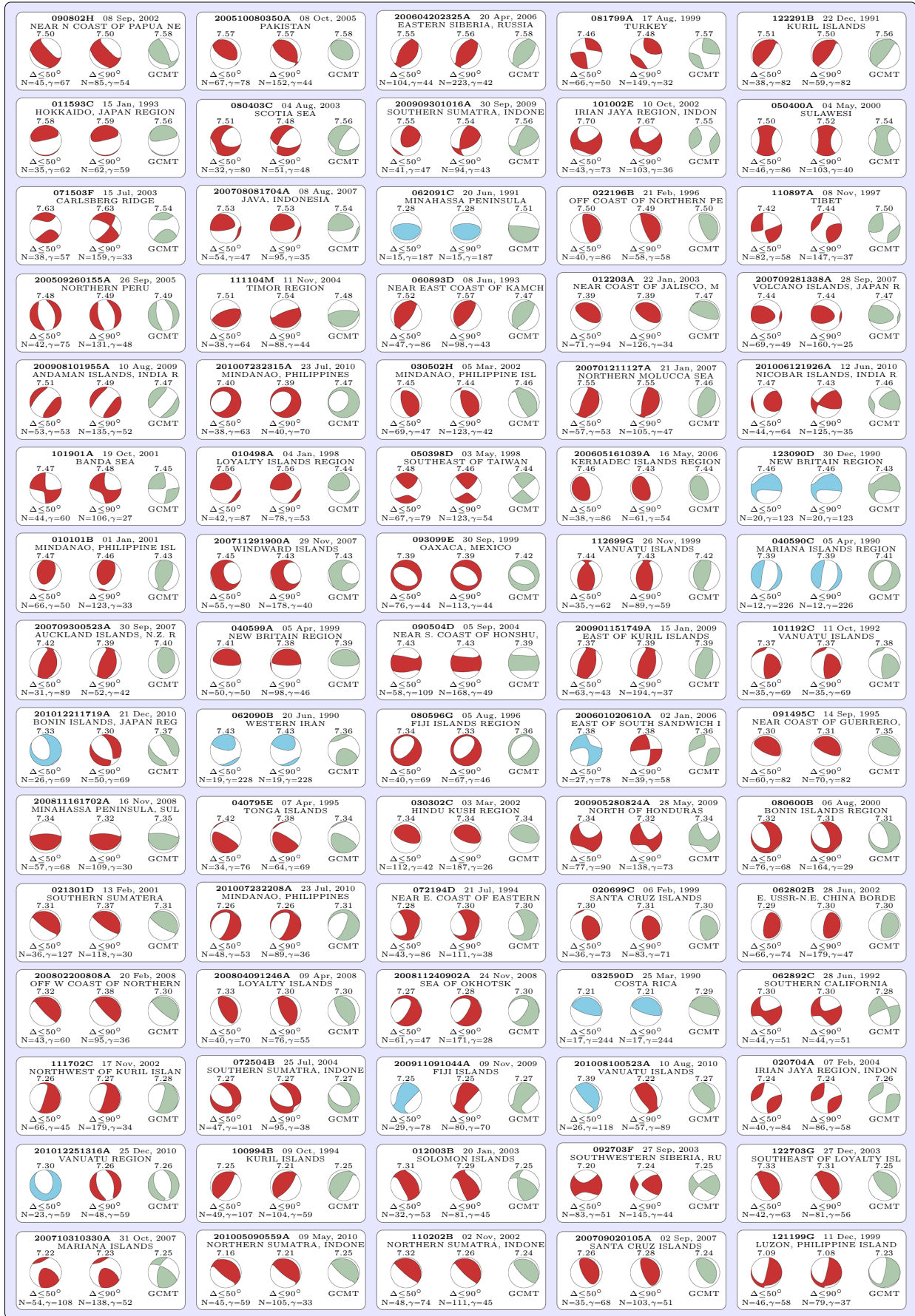


FIG. C.1 – Similar to Fig. 3.5 but for events with $7.59 > M_w \geq 7.23$.

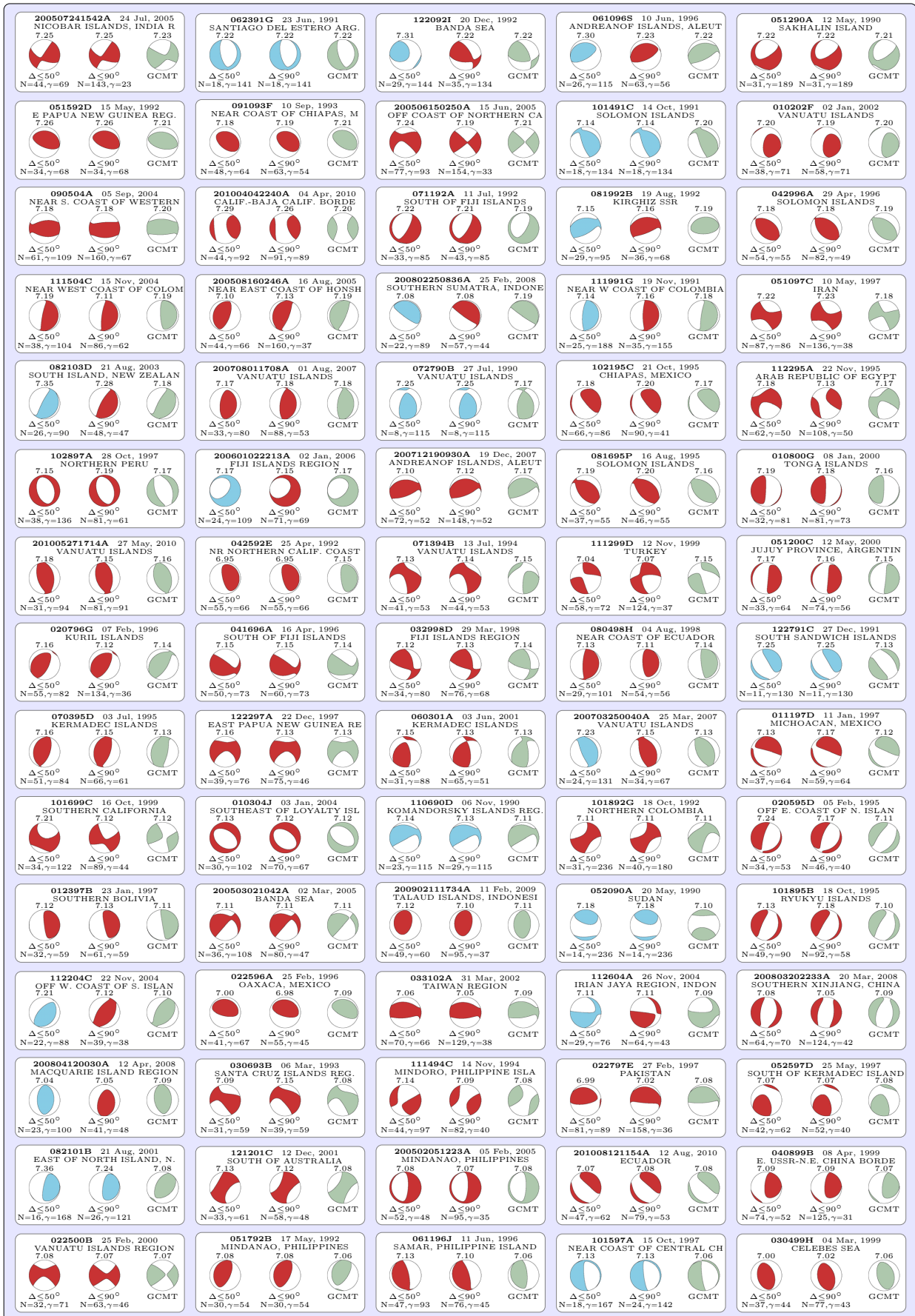


FIG. C.2 – Similar to Fig. 3.5 but for events with $7.23 \geq M_w \geq 7.06$.



FIG. C.4 – Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.93 \geq M_w \geq 6.83$.



FIG. C.5 – Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.83 \geq M_w \geq 6.73$.



FIG. C.6 – Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.73 \geq M_w \geq 6.67$.

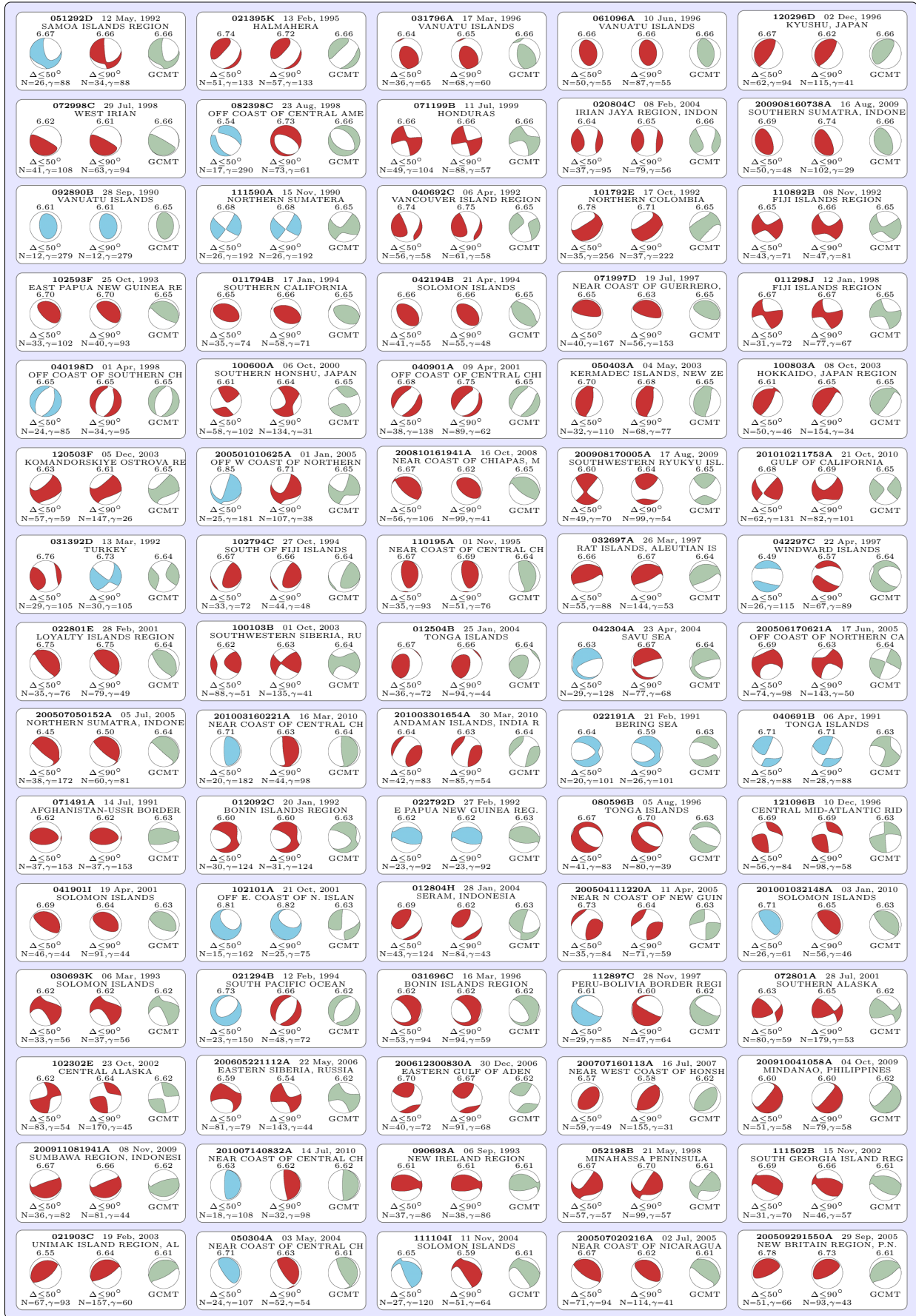


FIG. C.7 – Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.67 > M_w \geq 6.61$.



FIG. C.8 – Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.61 \geq M_w \geq 6.57$.

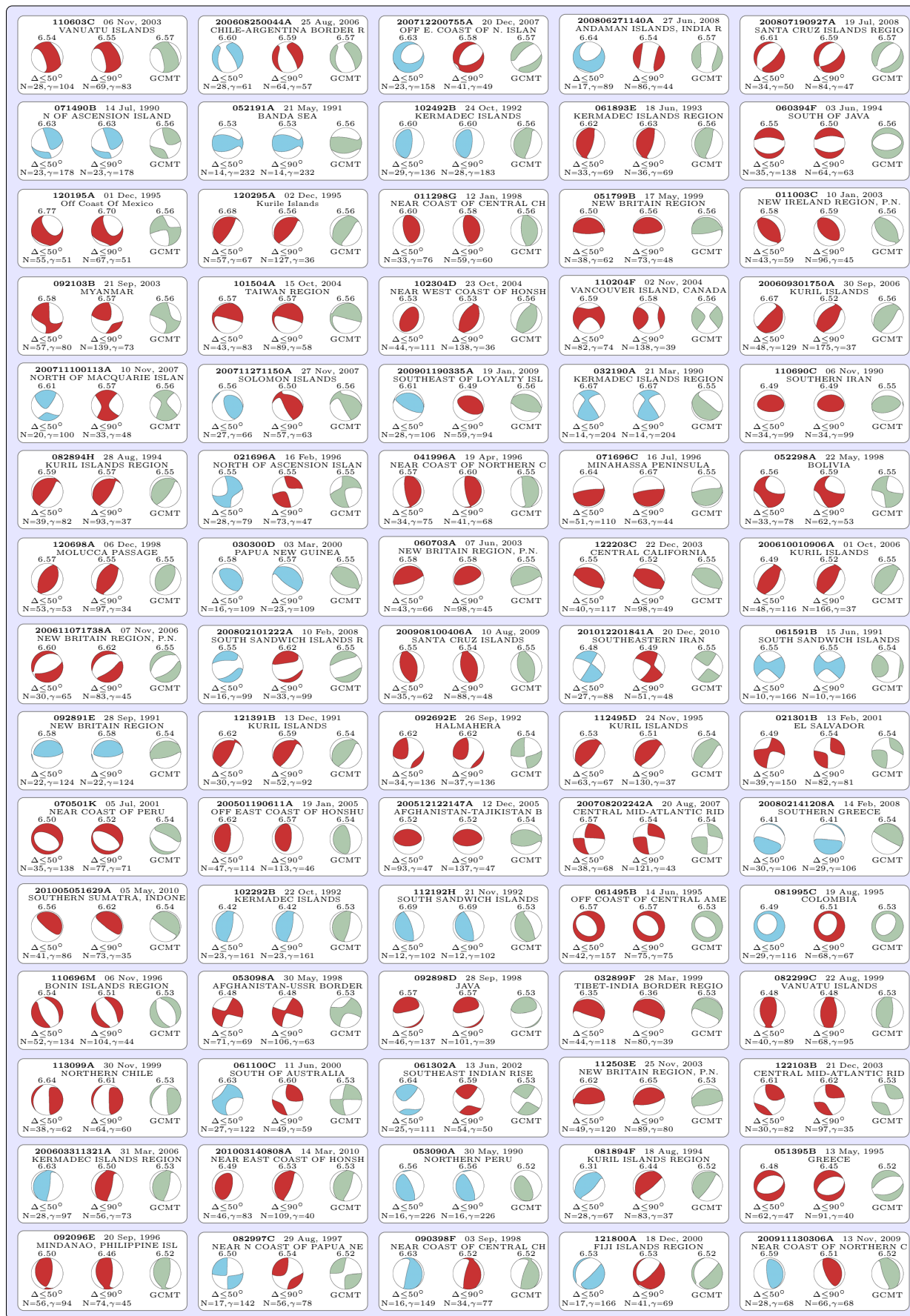
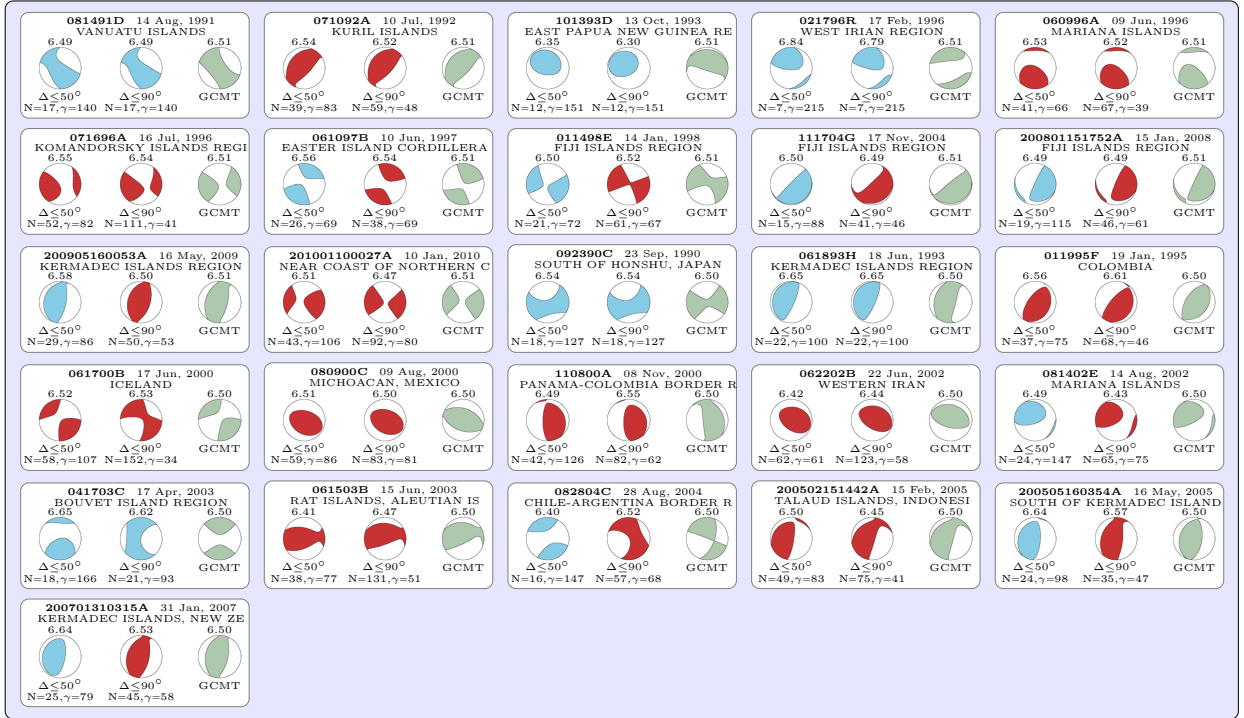


FIG. C.9 – Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.57 \geq M_w \geq 6.52$.

FIG. C.10 – Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.52 > M_w \geq 6.50$.

C.3 Supporting Information

Additional Supporting Information may be found in the online version of this article. The Table C.1 gives the complete list of disturbed events considered in this study for $M_w \geq 6.5$ (see section 3.2.4.5). The great-circle distances between WCMT, GCMT and PDE locations for $M_w \geq 6.5$ earthquakes are presented in Fig. C.11 and the complete list of WCMT centroid locations are listed from Table C.2 to Table C.15. The solutions resulting from the extension to $6.0 \leq M_w < 6.5$ events (see section 3.2.4.4) are presented from Fig. C.12 to Fig. C.35.

evid disturbed event	evid main event	Δ O.T., s	M_{w-gcmt} disturbed event	M_{w-gcmt} main event
020890B	020890A	1888	6.56	6.73
052490C	052490B	556	7.04	7.05
061490C	061490B	18395	6.60	7.05
051792C	051792B	1573	7.21	7.06
090292M	090292A	20045	6.63	7.62
071394D	071394B	2245	6.63	7.15
042195C	042195B	1216	6.80	6.85
042195D	042195B	1491	7.15	6.85
042195K	042195D	16933	6.80	7.15
081695L	081695D	21420	6.55	7.71
092096F	092096E	37	6.60	6.52
101996E	101996D	548	6.87	6.70
110998C	110998B	510	7.00	6.72
111600C	111600B	10040	7.81	8.00
111800F	111700Q	18232	6.60	7.77
120600E	120600C	20794	6.52	7.00
010101D	010101B	7047	6.78	7.43
081902C	081902A	443	7.69	7.63
062003G	062003D	25863	6.76	7.03
092503K	092503C	4674	7.34	8.26
122604B	122604A	12159	7.17	9.00
122604C	122604A	30071	6.59	9.00
200605161528A	200605161039A	17342	6.85	7.44
200611151140A	200611151114A	1598	6.69	8.30
200612261234A	200612261226A	472	6.92	6.98
200703250108A	200703250040A	1698	6.89	7.13
200704012111A	200704012039A	1897	6.87	8.06
200709130230A	200709122348A	9660	6.55	7.87
200709130335A	200709122348A	13585	7.05	7.87
200709300947A	200709300523A	15858	6.60	7.40
200802251806A	200802250836A	34170	6.61	7.19
200809110020A	200809110000A	1248	6.77	6.58
200901032023A	200901031943A	2370	6.58	7.66
200901032233A	200901031943A	10190	7.37	7.66
200910072218A	200910072203A	937	7.82	7.61
200910072250A	200910072218A	1884	6.80	7.82
200910072313A	200910072218A	3297	7.41	7.82
200910080828A	200910072313A	33300	6.74	7.41
201001032236A	201001032148A	2903	7.11	6.63
201002270801A	201002270634A	5228	7.36	8.78
201003111455A	201003111439A	943	6.96	6.85
201006160358A	201006160316A	2501	6.55	7.00
201007181335A	201007181304A	1850	7.32	6.92
201007240535A	201007232251A	24229	6.57	7.64

TAB. C.1 – List of *disturbed events*. Δ O.T. is the origin time difference between the *disturbed event* and the main earthquake. The *disturbed events* are ordered chronologically.

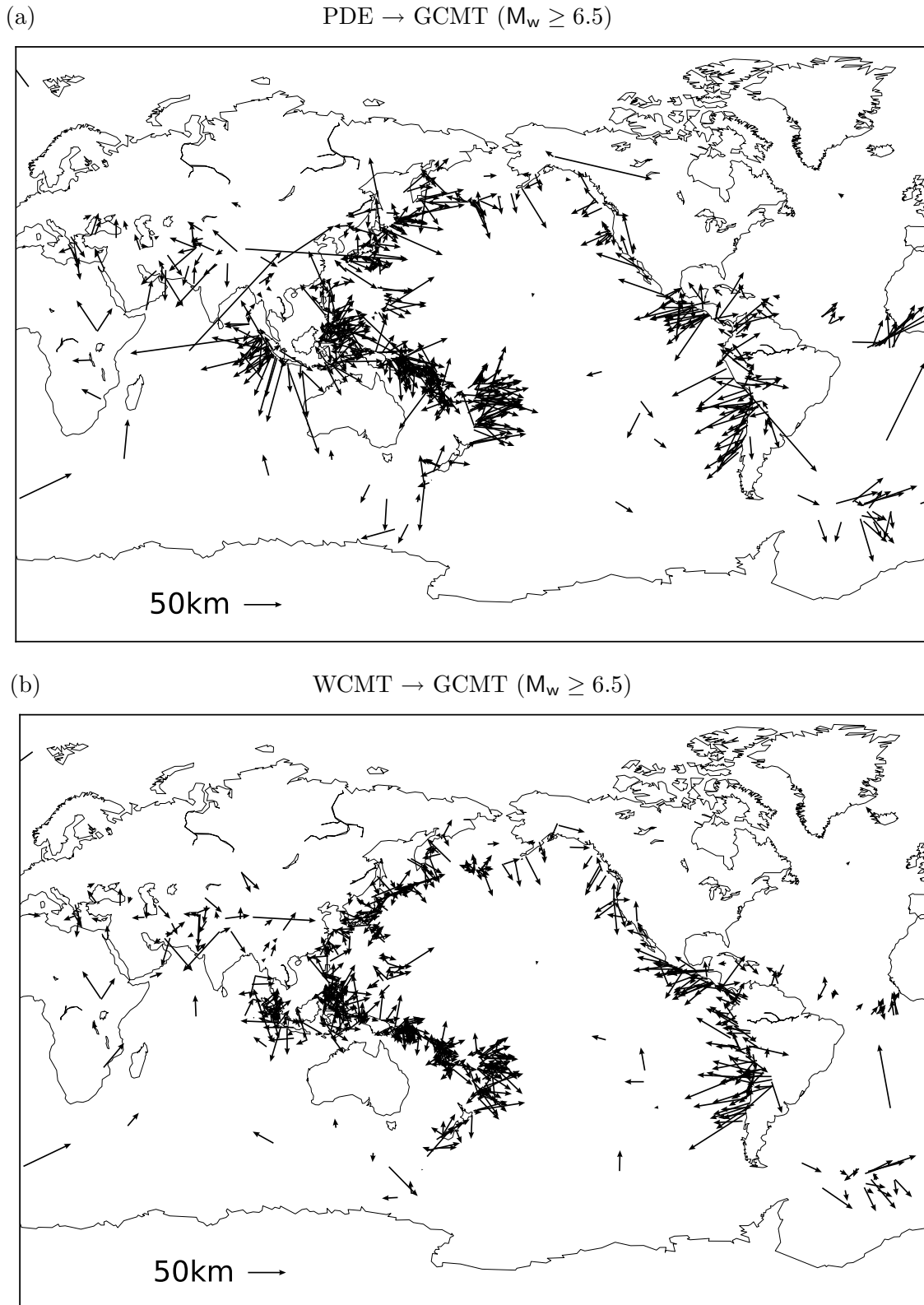


FIG. C.11 – Distances between WCMT, GCMT and PDE locations. The great-circle distance Δx_{PDE} between the PDE location and the GCMT centroid is shown on the map (a) and the distance Δx_c between GCMT and WCMT centroid locations is presented in (b). The arrows point from the WCMT centroid in (a) and from the PDE location in (b) to the GCMT centroid position.

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
122604A	2004-12-26 00 :58 :50	9.00	9.15	3.6000	94.0772	13.50
201002270634A	2010-02-27 06 :34 :15	8.78	8.84	-35.9500	-72.7100	30.50
200503281609A	2005-03-28 16 :09 :36	8.61	8.50	1.5900	96.8099	35.50
200709121110A	2007-09-12 11 :10 :26	8.48	8.33	-4.2400	100.9688	35.50
062301E	2001-06-23 20 :33 :14	8.38	8.40	-17.0600	-73.0150	23.50
200611151114A	2006-11-15 11 :14 :17	8.30	8.29	46.9700	154.0157	11.50
092503C	2003-09-25 19 :50 :06	8.26	8.16	42.2100	143.7746	23.50
100494B	1994-10-04 13 :22 :58	8.25	8.29	43.5100	147.3300	60.50
060994A	1994-06-09 00 :33 :16	8.21	8.22	-13.8300	-67.2511	650.50
021796B	1996-02-17 05 :59 :29	8.19	8.09	-0.8500	136.4299	11.50
032598B	1998-03-25 03 :12 :25	8.11	8.13	-62.9800	149.0913	17.50
200701130423A	2007-01-13 04 :23 :21	8.10	8.04	46.2400	154.8092	11.50
122304A	2004-12-23 14 :59 :04	8.08	8.09	-50.0100	160.5850	13.50
200909291748A	2009-09-29 17 :48 :11	8.08	8.11	-15.2900	-171.9962	15.50
200704012039A	2007-04-01 20 :39 :56	8.06	8.09	-7.8600	156.3325	21.50
111600B	2000-11-16 04 :54 :56	8.00	7.97	-4.5800	152.5709	23.50
073095A	1995-07-30 05 :11 :23	7.99	8.11	-23.8600	-70.6353	30.50
100995C	1995-10-09 15 :35 :55	7.97	7.86	19.1500	-104.3259	13.50
200605031527A	2006-05-03 15 :26 :40	7.97	7.98	-19.9900	-173.9069	60.50
200708152340A	2007-08-15 23 :40 :57	7.97	8.17	-13.7900	-76.6000	25.50
200805120628A	2008-05-12 06 :28 :01	7.90	7.98	31.2000	103.9033	11.50
120395E	1995-12-03 18 :01 :07	7.88	7.82	44.9200	150.0210	21.50
061800A	2000-06-18 14 :44 :13	7.88	7.82	-13.6000	97.3470	11.50
061096B	1996-06-10 04 :03 :35	7.87	7.85	51.4600	-177.6300	23.50
200709122348A	2007-09-12 23 :49 :03	7.87	7.83	-2.5200	100.1393	40.50
010196C	1996-01-01 08 :05 :11	7.86	7.72	0.5200	119.7800	19.50
060400D	2000-06-04 16 :28 :26	7.86	8.13	-4.9200	101.7890	23.50
110302J	2002-11-03 22 :12 :41	7.85	7.90	63.3200	-145.6459	11.50
061796A	1996-06-17 11 :22 :18	7.84	7.85	-7.2400	122.7916	580.50
200712090728A	2007-12-09 07 :28 :20	7.84	7.82	-26.0000	-177.6213	150.50
201010251442A	2010-10-25 14 :42 :22	7.82	7.76	-3.8800	99.3084	11.50
201004062215A	2010-04-06 22 :15 :01	7.81	7.73	1.8800	96.5495	25.50
111401B	2001-11-14 09 :26 :10	7.78	7.88	35.8500	91.8988	13.50
200907150922A	2009-07-15 09 :22 :29	7.78	7.76	-45.9600	165.9867	30.50
111700Q	2000-11-17 21 :01 :56	7.77	7.52	-5.2000	152.1821	35.50
080893B	1993-08-08 08 :34 :25	7.76	7.78	12.9600	144.9852	60.50
060294C	1994-06-02 18 :17 :36	7.75	7.77	-10.9700	113.1838	11.50
120597C	1997-12-05 11 :26 :54	7.75	7.86	54.6400	161.6927	23.50
111703B	2003-11-17 06 :43 :06	7.75	7.74	51.1500	178.0123	19.50
200506132244A	2005-06-13 22 :44 :33	7.75	7.75	-20.0900	-68.8808	100.50
121292B	1992-12-12 05 :29 :27	7.74	7.83	-8.7100	122.3956	23.50
122894C	1994-12-28 12 :19 :23	7.73	7.69	40.5500	142.9643	23.50
112998B	1998-11-29 14 :10 :32	7.72	7.64	-2.1700	124.9901	15.50
200711141540A	2007-11-14 15 :40 :50	7.72	7.78	-22.4500	-70.1061	35.50
071293B	1993-07-12 13 :17 :11	7.71	7.70	42.5400	138.7045	25.50
081695D	1995-08-16 10 :27 :26	7.71	7.74	-5.5100	153.7074	60.50
111296D	1996-11-12 16 :59 :44	7.71	7.71	-15.2900	-75.2659	23.50
011301C	2001-01-13 17 :33 :32	7.71	7.65	12.9500	-88.8653	50.50
200607170819A	2006-07-17 08 :19 :28	7.71	7.68	-10.2500	108.1194	11.50
101497A	1997-10-14 09 :53 :18	7.70	7.73	-22.0000	-176.3383	150.50
200807050212A	2008-07-05 02 :12 :04	7.70	7.67	54.2800	152.8900	610.50
042197B	1997-04-21 12 :02 :26	7.69	7.77	-13.2800	166.2706	60.50
071690A	1990-07-16 07 :26 :34	7.67	7.73	15.6600	121.2300	25.00
051695F	1995-05-16 20 :12 :45	7.67	7.68	-23.2100	170.2160	11.50
200901031943A	2009-01-03 19 :43 :50	7.66	7.61	-0.5100	132.8800	17.50
200509090726A	2005-09-09 07 :26 :43	7.64	7.65	-5.1400	153.8711	80.50
201007232251A	2010-07-23 22 :51 :12	7.64	7.61	6.5900	123.7719	570.50
081902A	2002-08-19 11 :01 :01	7.63	7.62	-21.6000	-179.4024	640.50

TAB. C.2 – Centroid locations obtained after the second WCMT inversion ($t_c \sim t_0 + 35$ min, $\Delta \leq 90^\circ$) for $M_w \geq 6.5$ earthquakes from 1990 to 2010. The centroid latitude θ_{wcmt} , longitude ϕ_{wcmt} and depth h_{wcmt} are ordered in decreasing GCMT magnitude M_{w-gcmt} from Table C.2 to Table C.15.

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
200601271658A	2006-01-27 16 :58 :53	7.63	7.66	-5.6700	128.1300	400.50
041890B	1990-04-18 13 :39 :19	7.62	7.67	1.1600	122.8400	28.00
090292A	1992-09-02 00 :15 :57	7.62	7.71	11.2600	-87.7258	11.50
092099D	1999-09-20 17 :47 :18	7.62	7.59	23.9700	120.8707	15.50
012601A	2001-01-26 03 :16 :40	7.62	7.56	23.5200	70.1210	17.50
200903191817A	2009-03-19 18 :17 :40	7.62	7.62	-23.0500	-174.6600	50.50
042291A	1991-04-22 21 :56 :51	7.61	7.55	9.6800	-83.0800	12.00
032800C	2000-03-28 11 :00 :22	7.61	7.64	22.3400	143.8381	90.50
200910072203A	2009-10-07 22 :03 :14	7.61	7.59	-12.9100	166.2021	45.50
070701F	2001-07-07 09 :38 :43	7.60	7.56	-17.4400	-72.3946	25.50
030390B	1990-03-03 12 :16 :26	7.59	7.70	-22.0400	175.1600	33.00
030994E	1994-03-09 23 :28 :07	7.59	7.58	-17.9700	-178.5000	560.50
090802H	2002-09-08 18 :44 :23	7.58	7.50	-3.3000	143.1503	11.50
200510080350A	2005-10-08 03 :50 :40	7.58	7.57	34.5400	73.5900	11.50
200604202325A	2006-04-20 23 :25 :02	7.58	7.56	61.0500	166.8841	15.50
081799A	1999-08-17 00 :01 :39	7.57	7.48	40.8500	30.1240	15.50
122291B	1991-12-22 08 :43 :13	7.56	7.50	45.6700	151.1926	23.50
011593C	1993-01-15 11 :06 :05	7.56	7.59	43.0000	143.8132	100.50
080403C	2003-08-04 04 :37 :20	7.56	7.48	-60.5300	-44.0198	17.50
200909301016A	2009-09-30 10 :16 :09	7.56	7.54	-0.8200	99.8700	90.50
101002E	2002-10-10 10 :50 :20	7.55	7.67	-2.3600	134.4001	23.50
050400A	2000-05-04 04 :21 :16	7.54	7.52	-1.3100	123.4700	23.50
071503F	2003-07-15 20 :27 :50	7.54	7.63	-1.7000	69.4809	11.50
200708081704A	2007-08-08 17 :04 :57	7.54	7.53	-6.0300	107.9816	300.50
062091C	1991-06-20 05 :18 :52	7.51	7.28	1.1700	122.7600	33.00
022196B	1996-02-21 12 :51 :04	7.50	7.49	-10.2200	-79.7732	11.50
110897A	1997-11-08 10 :02 :52	7.50	7.44	35.1700	86.9535	15.50
200509260155A	2005-09-26 01 :55 :37	7.49	7.49	-5.7800	-75.8975	120.50
111104M	2004-11-11 21 :26 :41	7.48	7.54	-8.1500	124.9710	30.50
060893D	1993-06-08 13 :03 :37	7.47	7.57	51.6200	158.4744	35.50
012203A	2003-01-22 02 :06 :34	7.47	7.39	18.7700	-103.4663	23.50
200709281338A	2007-09-28 13 :38 :59	7.47	7.44	22.0000	142.8657	260.50
200908101955A	2009-08-10 19 :55 :35	7.47	7.49	14.2000	92.6838	25.50
201007232315A	2010-07-23 23 :15 :10	7.47	7.39	6.7800	123.4614	640.50
030502H	2002-03-05 21 :16 :09	7.46	7.44	5.9300	124.3506	23.50
200701211127A	2007-01-21 11 :27 :45	7.46	7.55	1.0700	126.3800	25.50
201006121926A	2010-06-12 19 :26 :50	7.46	7.43	7.8800	91.8390	45.50
101901A	2001-10-19 03 :28 :44	7.45	7.48	-4.4000	124.1107	17.50
010498A	1998-01-04 06 :11 :59	7.44	7.56	-22.1000	170.8019	110.50
050398D	1998-05-03 23 :30 :21	7.44	7.46	22.2100	125.6343	40.50
200605161039A	2006-05-16 10 :39 :23	7.44	7.43	-31.4800	-179.0762	160.50
123090D	1990-12-30 19 :14 :19	7.43	7.46	-5.0900	150.9800	188.00
010101B	2001-01-01 06 :57 :04	7.43	7.46	6.6000	126.9829	60.50
200711291900A	2007-11-29 19 :00 :19	7.43	7.43	14.9700	-61.2600	150.50
093099E	1999-09-30 16 :31 :15	7.42	7.39	16.2600	-96.5137	50.50
112699G	1999-11-26 13 :21 :15	7.42	7.43	-16.0200	168.2100	25.50
040590C	1990-04-05 21 :12 :38	7.41	7.39	15.2300	147.5300	32.00
200709300523A	2007-09-30 05 :23 :34	7.40	7.39	-49.2700	163.6602	11.50
040599A	1999-04-05 11 :08 :04	7.39	7.38	-5.7900	149.5700	160.50
090504D	2004-09-05 14 :57 :18	7.39	7.43	32.9800	137.0700	23.50
200901151749A	2009-01-15 17 :49 :39	7.39	7.39	46.9600	155.2962	45.50
101192C	1992-10-11 19 :24 :29	7.38	7.37	-19.1800	168.8041	140.50
201012211719A	2010-12-21 17 :19 :41	7.37	7.30	26.8700	143.9642	25.50
062090B	1990-06-20 21 :00 :08	7.36	7.43	36.9600	49.4100	12.00
080596G	1996-08-05 22 :38 :22	7.36	7.33	-20.6900	-178.4169	540.50
200601020610A	2006-01-02 06 :10 :49	7.36	7.38	-61.0300	-21.7858	17.50
091495C	1995-09-14 14 :04 :31	7.35	7.31	16.8400	-98.1821	25.50
200811161702A	2008-11-16 17 :02 :32	7.35	7.32	1.1700	122.0900	40.50

TAB. C.3 – Similar to Table C.2

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
040795E	1995-04-07 22 :06 :58	7.34	7.38	-14.9900	-173.4864	70.50
030302C	2002-03-03 12 :08 :07	7.34	7.34	36.5300	70.5643	200.50
200905280824A	2009-05-28 08 :24 :45	7.34	7.32	16.5200	-86.6477	11.50
080600B	2000-08-06 07 :27 :12	7.31	7.31	28.7600	139.5600	420.50
021301D	2001-02-13 19 :28 :30	7.31	7.37	-5.3800	102.4596	17.50
201007232208A	2010-07-23 22 :08 :11	7.31	7.26	6.6200	123.5107	590.50
072194D	1994-07-21 18 :36 :31	7.30	7.30	42.4000	132.8900	480.50
020699C	1999-02-06 21 :47 :59	7.30	7.31	-12.7500	166.3923	90.50
062802B	2002-06-28 17 :19 :30	7.30	7.30	43.7500	130.5316	570.50
200802200808A	2008-02-20 08 :08 :30	7.30	7.38	2.5700	95.7598	15.50
200804091246A	2008-04-09 12 :46 :12	7.30	7.30	-20.0700	168.7835	30.50
200811240902A	2008-11-24 09 :02 :58	7.30	7.28	54.4000	154.3200	500.50
032590D	1990-03-25 13 :22 :54	7.29	7.21	9.8900	-84.8900	19.00
062892C	1992-06-28 11 :57 :35	7.28	7.30	34.3800	-116.6309	11.50
111702C	2002-11-17 04 :53 :53	7.28	7.27	47.9200	146.3589	470.50
072504B	2004-07-25 14 :35 :19	7.27	7.27	-2.6300	104.1802	590.50
200911091044A	2009-11-09 10 :44 :54	7.27	7.25	-17.2400	178.3400	610.50
201008100523A	2010-08-10 05 :23 :45	7.27	7.22	-17.4400	167.8602	35.50
020704A	2004-02-07 02 :42 :35	7.26	7.24	-4.2000	134.8195	15.50
201012251316A	2010-12-25 13 :16 :37	7.26	7.26	-19.5800	167.6775	17.50
100994B	1994-10-09 07 :55 :38	7.25	7.21	43.9000	148.1776	23.50
012003B	2003-01-20 08 :43 :06	7.25	7.29	-10.4900	160.6683	23.50
092703F	2003-09-27 11 :33 :25	7.25	7.24	50.2400	87.4986	15.50
122703G	2003-12-27 16 :00 :59	7.25	7.31	-21.9100	169.8779	25.50
200710310330A	2007-10-31 03 :30 :17	7.25	7.23	18.9000	145.3600	220.50
201005090559A	2010-05-09 05 :59 :41	7.25	7.21	3.5500	95.7193	40.50
110202B	2002-11-02 01 :26 :10	7.24	7.26	2.7200	95.7796	13.50
200709020105A	2007-09-02 01 :05 :18	7.24	7.28	-11.6100	165.6579	15.50
121199G	1999-12-11 18 :03 :36	7.23	7.08	15.6700	119.7400	70.50
200507241542A	2005-07-24 15 :42 :06	7.23	7.25	7.9200	91.8871	35.50
062391G	1991-06-23 21 :22 :30	7.22	7.22	-26.8200	-63.4000	581.00
122092I	1992-12-20 20 :52 :42	7.22	7.22	-6.8100	130.5913	90.50
061096S	1996-06-10 15 :24 :56	7.22	7.23	51.3800	-176.6894	23.50
051290A	1990-05-12 04 :50 :09	7.21	7.22	49.2400	140.9647	620.50
051592D	1992-05-15 07 :05 :04	7.21	7.26	-6.1600	147.4894	45.50
091093F	1993-09-10 19 :12 :54	7.21	7.19	14.5300	-92.8868	25.50
200506150250A	2005-06-15 02 :50 :53	7.21	7.19	41.3000	-126.1031	25.50
101491C	1991-10-14 15 :58 :14	7.20	7.14	-9.0500	158.4900	33.00
010202F	2002-01-02 17 :22 :48	7.20	7.19	-17.8000	167.6502	50.50
090504A	2004-09-05 10 :07 :07	7.20	7.18	32.7700	136.8587	25.50
201004042240A	2010-04-04 22 :40 :43	7.20	7.26	32.4000	-115.3883	15.50
071192A	1992-07-11 10 :44 :20	7.19	7.21	-22.1800	-178.4019	390.50
081992B	1992-08-19 02 :04 :36	7.19	7.16	42.3800	73.0211	11.50
042996A	1996-04-29 14 :40 :41	7.19	7.18	-6.6200	155.0000	60.50
111504C	2004-11-15 09 :06 :56	7.19	7.11	4.8000	-77.4097	30.50
200508160246A	2005-08-16 02 :46 :28	7.19	7.13	38.2800	142.1674	50.50
200802250836A	2008-02-25 08 :36 :33	7.19	7.08	-2.3900	99.8699	13.50
111991G	1991-11-19 22 :28 :50	7.18	7.16	4.5600	-77.2894	30.50
051097C	1997-05-10 07 :57 :29	7.18	7.23	33.7300	59.9304	11.50
082103D	2003-08-21 12 :12 :49	7.18	7.28	-45.2000	166.8567	21.50
200708011708A	2007-08-01 17 :08 :51	7.18	7.18	-15.4000	167.2647	120.50
072790B	1990-07-27 12 :38 :00	7.17	7.25	-15.3200	167.4000	133.00
102195C	1995-10-21 02 :38 :57	7.17	7.20	16.4900	-93.1375	150.50
112295A	1995-11-22 04 :15 :11	7.17	7.13	28.9200	34.7459	35.50
102897A	1997-10-28 06 :15 :17	7.17	7.19	-4.6700	-76.1786	110.50
200601022213A	2006-01-02 22 :13 :40	7.17	7.15	-19.7300	-178.0736	580.50
200712190930A	2007-12-19 09 :30 :27	7.17	7.12	51.1600	-179.3599	23.50
081695P	1995-08-16 23 :10 :28	7.16	7.20	-5.9800	154.3605	50.50

TAB. C.4 – Similar to Table C.2

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
010800G	2000-01-08 16 :47 :20	7.16	7.18	-16.8200	-174.1455	150.50
201005271714A	2010-05-27 17 :14 :46	7.16	7.15	-13.7000	166.5371	45.50
042592E	1992-04-25 18 :06 :04	7.15	6.95	40.5700	-124.4513	15.50
071394B	1994-07-13 02 :35 :55	7.15	7.14	-16.6200	167.5100	21.50
111299D	1999-11-12 16 :57 :19	7.15	7.07	40.9600	31.2920	17.50
051200C	2000-05-12 18 :43 :18	7.15	7.16	-23.7500	-66.4500	210.50
020796G	1996-02-07 21 :36 :45	7.14	7.12	45.2200	150.1944	45.50
041696A	1996-04-16 00 :30 :54	7.14	7.15	-24.1600	-176.7115	110.50
032998D	1998-03-29 19 :48 :16	7.14	7.13	-17.7500	-179.0900	550.50
080498H	1998-08-04 18 :59 :20	7.14	7.11	-0.5900	-80.2900	25.50
122791C	1991-12-27 04 :06 :01	7.13	7.25	-56.0400	-25.3300	33.00
070395D	1995-07-03 19 :50 :50	7.13	7.15	-29.0000	-177.0366	50.50
122297A	1997-12-22 02 :05 :50	7.13	7.13	-5.9900	147.9706	180.50
060301A	2001-06-03 02 :41 :57	7.13	7.13	-29.2700	-178.3998	200.50
200703250040A	2007-03-25 00 :40 :01	7.13	7.15	-20.6200	169.1463	40.50
011197D	1997-01-11 20 :28 :26	7.12	7.17	18.3200	-102.3389	40.50
101699C	1999-10-16 09 :46 :44	7.12	7.12	34.6900	-116.2700	11.50
010304J	2004-01-03 16 :23 :21	7.12	7.12	-22.5500	169.5715	15.50
110690D	1990-11-06 20 :14 :30	7.11	7.13	53.4700	169.9300	32.00
101892G	1992-10-18 15 :11 :59	7.11	7.11	7.3200	-76.4869	23.50
020595D	1995-02-05 22 :51 :10	7.11	7.17	-37.6100	179.2756	19.50
012397B	1997-01-23 02 :15 :22	7.11	7.13	-22.0000	-65.6121	270.50
200503021042A	2005-03-02 10 :42 :12	7.11	7.11	-6.5300	129.8293	200.50
200902111734A	2009-02-11 17 :34 :50	7.11	7.10	3.7800	126.8009	25.50
052090A	1990-05-20 02 :21 :59	7.10	7.18	5.0400	32.1100	12.00
101895B	1995-10-18 10 :37 :26	7.10	7.18	27.9200	130.4532	25.50
112204C	2004-11-22 20 :26 :23	7.10	7.12	-46.5800	164.4285	40.50
022596A	1996-02-25 03 :08 :18	7.09	6.98	15.9000	-97.7517	11.50
033102A	2002-03-31 06 :52 :50	7.09	7.05	24.1800	122.1800	35.50
112604A	2004-11-26 02 :25 :03	7.09	7.11	-3.5100	135.5002	15.50
200803202233A	2008-03-20 22 :32 :57	7.09	7.05	35.3900	80.9787	11.50
200804120030A	2008-04-12 00 :30 :12	7.09	7.05	-55.5600	158.4500	30.50
030693B	1993-03-06 03 :05 :48	7.08	7.15	-10.6600	163.9863	19.50
111494C	1994-11-14 19 :15 :30	7.08	7.09	13.2300	121.0900	17.50
022797E	1997-02-27 21 :08 :02	7.08	7.02	29.7800	68.2100	11.50
052597D	1997-05-25 23 :22 :33	7.08	7.07	-31.9200	179.9081	340.50
082101B	2001-08-21 06 :52 :06	7.08	7.24	-36.8100	-179.5700	33.00
121201C	2001-12-12 14 :02 :35	7.08	7.12	-42.8100	124.6900	25.50
200502051223A	2005-02-05 12 :23 :18	7.08	7.07	5.3900	123.7417	530.50
201008121154A	2010-08-12 11 :54 :15	7.08	7.08	-1.3700	-77.3100	200.50
040899B	1999-04-08 13 :10 :34	7.07	7.09	43.7100	130.4881	580.50
022500B	2000-02-25 01 :43 :58	7.07	7.07	-19.3300	174.0322	13.50
051792B	1992-05-17 09 :49 :18	7.06	7.08	7.1600	126.9516	23.50
061196J	1996-06-11 18 :22 :55	7.06	7.10	12.7100	125.3549	23.50
101597A	1997-10-15 01 :03 :33	7.06	7.13	-30.9300	-71.2200	58.00
030499H	1999-03-04 08 :52 :01	7.06	7.02	5.2000	122.0404	19.50
200908091055A	2009-08-09 10 :55 :55	7.06	7.06	33.1700	138.2984	300.50
052490B	1990-05-24 20 :00 :07	7.05	7.04	5.3400	31.9100	12.00
061490B	1990-06-14 07 :40 :53	7.05	7.08	11.3300	122.1700	15.00
122595E	1995-12-25 04 :43 :24	7.05	7.10	-7.1400	129.3814	130.50
082098B	1998-08-20 06 :40 :55	7.05	7.08	29.1300	139.5585	440.50
051099C	1999-05-10 20 :33 :02	7.05	7.08	-5.1600	151.0808	130.50
071504C	2004-07-15 04 :27 :14	7.05	7.05	-17.6600	-178.9699	560.50
050595A	1995-05-05 03 :53 :47	7.04	7.07	12.6200	125.4125	19.50
201001122153A	2010-01-12 21 :53 :10	7.04	7.04	18.7500	-72.7608	13.50
081290C	1990-08-12 21 :25 :22	7.03	7.02	-19.4200	169.0500	144.00
081791H	1991-08-17 22 :17 :12	7.03	7.01	41.7100	-125.9112	11.50
052795A	1995-05-27 13 :03 :55	7.03	6.98	52.9600	142.6455	11.50

TAB. C.5 – Similar to Table C.2

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
082395A	1995-08-23 07 :06 :02	7.03	7.03	18.7600	145.4013	600.50
013098B	1998-01-30 12 :16 :08	7.03	7.03	-24.0100	-70.4288	40.50
051699A	1999-05-16 00 :51 :20	7.03	7.09	-4.8500	152.6907	40.50
022401A	2001-02-24 07 :23 :48	7.03	7.02	1.3700	126.5501	45.50
062003D	2003-06-20 06 :19 :38	7.03	7.01	-7.4100	-71.5182	540.50
200809291519A	2008-09-29 15 :19 :31	7.03	7.03	-29.6600	-177.2192	50.50
010901G	2001-01-09 16 :49 :28	7.02	7.03	-14.8300	166.9630	110.50
042602G	2002-04-26 16 :06 :07	7.02	6.96	12.9900	144.6200	80.50
031703E	2003-03-17 16 :36 :17	7.02	7.00	51.2700	177.8202	19.50
031494A	1994-03-14 04 :30 :07	7.01	7.10	-0.9900	-23.1198	11.50
111597D	1997-11-15 18 :59 :24	7.01	7.05	-15.0500	167.0692	120.50
112597C	1997-11-25 12 :14 :33	7.01	7.03	1.1400	122.5400	40.50
071698C	1998-07-16 11 :56 :36	7.01	7.04	-10.9400	166.0581	100.50
200602222219A	2006-02-22 22 :19 :07	7.01	6.98	-21.5200	33.0432	11.50
052792A	1992-05-27 05 :13 :41	7.00	6.99	-10.7400	164.8743	11.50
111393B	1993-11-13 01 :18 :04	7.00	6.99	52.1200	159.0243	50.50
090194F	1994-09-01 15 :15 :53	7.00	6.97	40.3100	-125.7813	25.50
100395B	1995-10-03 01 :51 :24	7.00	6.91	-2.7700	-77.3794	21.50
111999E	1999-11-19 13 :56 :46	7.00	7.05	-6.3500	148.9612	23.50
120600C	2000-12-06 17 :11 :06	7.00	6.96	39.7700	54.6703	23.50
200608200341A	2006-08-20 03 :41 :47	7.00	7.03	-61.1300	-34.5765	21.50
200909020755A	2009-09-02 07 :55 :01	7.00	7.01	-8.0800	107.4011	60.50
201006160316A	2010-06-16 03 :16 :27	7.00	6.93	-1.8700	136.6401	35.50
052603A	2003-05-26 09 :24 :33	6.99	6.98	38.8500	141.5700	80.50
122993A	1993-12-29 07 :48 :14	6.98	6.98	-20.3700	169.8665	21.50
071798D	1998-07-17 08 :49 :13	6.98	7.12	-2.8600	142.0301	11.50
011999A	1999-01-19 03 :35 :33	6.98	6.97	-4.8000	153.4406	100.50
101201E	2001-10-12 15 :02 :16	6.98	6.92	12.6900	145.2875	50.50
112804I	2004-11-28 18 :32 :14	6.98	6.99	43.1100	145.6670	40.50
200511142138A	2005-11-14 21 :38 :51	6.98	6.98	38.1100	145.1542	15.50
200612261226A	2006-12-26 12 :26 :21	6.98	6.98	21.7000	120.4423	25.50
080993G	1993-08-09 12 :42 :49	6.97	7.00	36.4600	70.7258	200.50
072296F	1996-07-22 14 :19 :35	6.97	7.03	1.0000	120.6500	30.50
103103A	2003-10-31 01 :06 :28	6.97	6.87	37.9100	143.1263	11.50
201002262031A	2010-02-26 20 :31 :27	6.97	7.00	25.7300	128.6524	35.50
042991B	1991-04-29 09 :12 :47	6.96	6.87	42.6900	43.6500	11.50
092097E	1997-09-20 16 :11 :32	6.96	6.99	-28.6800	-177.2780	45.50
120699B	1999-12-06 23 :12 :33	6.96	6.96	57.4100	-154.3043	60.50
200806300617A	2008-06-30 06 :17 :44	6.96	6.98	-58.4200	-21.7202	45.50
200902182153A	2009-02-18 21 :53 :45	6.96	6.91	-27.1200	-175.9903	45.50
201009031635A	2010-09-03 16 :35 :46	6.96	7.01	-43.3800	172.0200	12.00
030590A	1990-03-05 16 :38 :15	6.95	7.03	-18.1300	167.9500	33.00
051193E	1993-05-11 18 :26 :48	6.95	6.98	6.9300	126.9224	50.50
052493E	1993-05-24 23 :51 :22	6.95	6.98	-23.2200	-66.6400	238.00
081093A	1993-08-10 00 :51 :54	6.95	7.14	-45.1400	166.9500	33.00
021294F	1994-02-12 17 :58 :25	6.95	7.00	-20.4800	169.1464	45.50
010695F	1995-01-06 22 :37 :37	6.95	6.95	40.2300	142.5020	50.50
040198A	1998-04-01 17 :56 :23	6.95	6.99	-0.7400	98.9600	35.50
111599D	1999-11-15 05 :42 :43	6.95	6.99	-1.4400	88.7799	19.50
020504B	2004-02-05 21 :05 :02	6.95	6.98	-3.7200	135.6402	11.50
200709300208A	2007-09-30 02 :08 :30	6.95	6.94	10.6500	145.8217	15.50
093091A	1991-09-30 00 :21 :47	6.94	6.91	-20.6700	-178.6100	580.50
012194A	1994-01-21 02 :24 :31	6.94	6.93	0.8100	127.8300	40.50
011001E	2001-01-10 16 :02 :44	6.94	6.90	57.1800	-153.5780	23.50
200802080938A	2008-02-08 09 :38 :14	6.94	6.97	11.0700	-41.5947	15.50
201009291711A	2010-09-29 17 :11 :24	6.94	6.93	-5.0200	133.6796	25.50
101790B	1990-10-17 14 :30 :14	6.93	6.98	-10.9900	-70.7800	624.00
010591A	1991-01-05 14 :57 :11	6.93	6.98	23.4800	96.0890	35.50

TAB. C.6 – Similar to Table C.2

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
060991C	1991-06-09 07 :45 :06	6.93	6.95	-19.9800	-176.3100	280.50
070997C	1997-07-09 19 :24 :13	6.93	6.90	10.5000	-63.6935	11.50
061599F	1999-06-15 20 :42 :05	6.93	6.89	18.5900	-97.1238	60.50
042300B	2000-04-23 09 :27 :23	6.93	6.94	-28.3100	-62.6492	610.50
052603D	2003-05-26 19 :23 :27	6.93	6.91	2.5500	128.8500	40.50
200707260540A	2007-07-26 05 :40 :16	6.93	6.97	2.8700	127.5601	50.50
200809081852A	2008-09-08 18 :52 :07	6.93	6.91	-13.4000	166.5587	130.50
053090C	1990-05-30 10 :40 :06	6.92	6.91	45.8700	26.6700	90.00
053091B	1991-05-30 13 :17 :44	6.92	6.71	54.4300	-161.5900	40.50
060296D	1996-06-02 02 :52 :09	6.92	6.94	10.8000	-42.0464	11.50
100400G	2000-10-04 16 :58 :44	6.92	6.82	-15.4200	166.9100	35.50
102900C	2000-10-29 08 :37 :08	6.92	6.91	-5.0700	153.8496	90.50
103101C	2001-10-31 09 :10 :20	6.92	6.97	-6.1100	150.2000	23.50
100904E	2004-10-09 21 :26 :53	6.92	6.92	11.4200	-86.5680	35.50
200910241440A	2009-10-24 14 :40 :43	6.92	6.91	-6.1300	130.5812	150.50
201007181304A	2010-07-18 13 :04 :09	6.92	6.89	-6.2700	150.6313	45.50
040591A	1991-04-05 04 :19 :51	6.91	6.92	-5.9500	-76.7884	23.50
080296C	1996-08-02 12 :55 :29	6.91	6.94	-10.7700	161.4500	45.50
111799A	1999-11-17 03 :27 :42	6.91	6.98	-6.1800	149.0211	45.50
200807190239A	2008-07-19 02 :39 :28	6.91	6.91	37.5500	142.7145	25.50
120993A	1993-12-09 04 :32 :22	6.90	6.88	0.3800	126.0800	30.50
051094C	1994-05-10 06 :36 :28	6.90	6.92	-28.3000	-62.6048	620.50
042895D	1995-04-28 16 :30 :00	6.90	6.92	44.1600	148.3283	23.50
050197D	1997-05-01 11 :37 :36	6.90	6.93	18.8900	-107.1385	25.50
050397C	1997-05-03 16 :46 :02	6.90	6.92	-31.7900	-179.1447	120.50
110904F	2004-11-09 23 :58 :23	6.90	6.91	-11.1500	163.6081	11.50
200810190510A	2008-10-19 05 :10 :33	6.90	6.90	-21.6600	-173.7123	45.50
020991C	1991-02-09 16 :18 :58	6.89	6.93	-9.8600	159.0900	12.00
071892F	1992-07-18 08 :36 :59	6.89	6.84	39.4600	143.5093	13.50
110895A	1995-11-08 07 :14 :18	6.89	6.91	1.7500	94.8599	23.50
032099A	1999-03-20 10 :47 :45	6.89	6.87	51.4900	-177.5090	40.50
200609280622A	2006-09-28 06 :22 :09	6.89	6.92	-16.5900	-171.8213	15.50
200908280151A	2009-08-28 01 :51 :20	6.89	6.85	-7.0500	123.4300	630.50
201008042201A	2010-08-04 22 :01 :43	6.89	6.96	-5.9500	150.7600	23.50
201008132119A	2010-08-13 21 :19 :33	6.89	6.88	12.5800	141.6848	15.50
041693E	1993-04-16 14 :08 :38	6.88	6.87	-17.6900	-179.1949	590.50
082099C	1999-08-20 10 :02 :21	6.88	6.94	9.2400	-83.7550	25.50
062303A	2003-06-23 12 :12 :34	6.88	6.82	51.4400	176.6196	23.50
200803031411A	2008-03-03 14 :11 :14	6.88	6.84	13.4500	125.8356	21.50
200806132343A	2008-06-13 23 :43 :45	6.88	6.85	39.1300	141.0087	15.50
201002180113A	2010-02-18 01 :13 :19	6.88	6.85	42.5900	130.7000	580.50
101393C	1993-10-13 02 :06 :00	6.87	6.82	-5.9300	146.3316	17.50
011094C	1994-01-10 15 :53 :49	6.87	6.88	-13.2100	-68.9789	610.50
042994A	1994-04-29 07 :11 :30	6.87	6.90	-28.5000	-62.9429	590.50
030899C	1999-03-08 12 :25 :49	6.87	6.78	52.0600	159.8453	30.50
200904070423A	2009-04-07 04 :23 :33	6.87	6.91	46.0500	151.8382	23.50
200908031800A	2009-08-03 17 :59 :56	6.87	6.89	29.1400	-113.2431	30.50
201004132349A	2010-04-13 23 :49 :38	6.87	6.83	32.9700	96.6695	21.50
051991A	1991-05-19 00 :58 :02	6.86	6.83	1.0800	122.9000	33.00
051393C	1993-05-13 11 :59 :49	6.86	6.87	55.0800	-160.2849	45.50
051593M	1993-05-15 21 :52 :25	6.86	6.86	51.2400	-178.6600	23.50
101193D	1993-10-11 15 :54 :22	6.86	6.83	32.1000	137.8500	360.50
011695D	1995-01-16 20 :46 :51	6.86	6.88	34.6500	135.3642	30.50
051495A	1995-05-14 11 :33 :21	6.86	6.80	-8.7000	125.0800	11.50
111996B	1996-11-19 10 :44 :46	6.86	6.79	35.3500	77.8848	23.50
101202H	2002-10-12 20 :09 :11	6.86	6.86	-8.3000	-71.3357	530.50
061603C	2003-06-16 22 :08 :02	6.86	6.88	55.3900	160.0000	180.50
200701300454A	2007-01-30 04 :54 :50	6.86	6.89	-54.7400	145.6071	11.50

TAB. C.7 – Similar to Table C.2

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
201004110940A	2010-04-11 09 :40 :25	6.86	6.81	-10.8800	161.2218	45.50
060791C	1991-06-07 11 :51 :27	6.85	6.83	-7.2700	122.5700	563.00
042195B	1995-04-21 00 :09 :56	6.85	6.80	12.0000	126.0067	25.50
070998D	1998-07-09 14 :45 :40	6.85	6.87	-30.3900	-178.9900	150.50
122999C	1999-12-29 13 :29 :19	6.85	7.05	-10.9600	165.2482	15.50
061004H	2004-06-10 15 :19 :57	6.85	6.87	55.6800	160.1774	190.50
200505190154A	2005-05-19 01 :54 :52	6.85	6.86	1.9900	96.5397	13.50
200802141009A	2008-02-14 10 :09 :22	6.85	6.75	36.4000	21.6700	23.50
200805071645A	2008-05-07 16 :45 :20	6.85	6.77	36.2600	141.8916	23.50
201003111439A	2010-03-11 14 :39 :44	6.85	6.79	-34.3900	-71.5269	23.50
030292E	1992-03-02 12 :29 :40	6.84	6.89	52.9800	160.0000	40.50
031494C	1994-03-14 20 :51 :25	6.84	6.85	15.9800	-92.4000	160.50
031995G	1995-03-19 23 :53 :14	6.84	6.80	-4.2500	134.9897	11.50
051698B	1998-05-16 02 :22 :03	6.84	6.83	-22.2300	-179.5200	600.50
052603E	2003-05-26 23 :13 :29	6.84	6.86	6.7600	123.8107	580.50
200503211223A	2005-03-21 12 :23 :54	6.84	6.83	-24.8800	-63.1390	570.50
200611130126A	2006-11-13 01 :26 :34	6.84	6.83	-26.0400	-63.1087	570.50
200710242102A	2007-10-24 21 :02 :50	6.84	6.84	-4.4000	100.8194	13.50
013191B	1991-01-31 23 :03 :34	6.83	6.88	35.9600	70.2326	130.50
021594E	1994-02-15 17 :07 :42	6.83	6.84	-5.2500	104.2400	21.50
090596B	1996-09-05 08 :14 :14	6.83	6.96	-22.6200	-113.2232	23.50
031197I	1997-03-11 19 :22 :00	6.83	6.87	7.6400	127.9528	15.50
201001051215A	2010-01-05 12 :15 :32	6.83	6.79	-8.9200	157.4487	25.50
062390B	1990-06-23 21 :38 :22	6.82	6.84	-21.3600	-176.5800	209.00
052491B	1991-05-24 20 :50 :55	6.82	6.94	-16.4800	-70.7200	125.00
021194C	1994-02-11 21 :17 :31	6.82	6.84	-18.9100	168.9487	230.50
042801B	2001-04-28 04 :49 :53	6.82	6.81	-18.0600	-177.1504	360.50
071391A	1991-07-13 02 :50 :14	6.81	6.78	42.1400	-125.8797	11.50
052592D	1992-05-25 16 :55 :05	6.81	6.78	19.9800	-77.8600	11.50
101592D	1992-10-15 22 :37 :07	6.81	6.86	-14.4500	166.6300	50.50
090497A	1997-09-04 04 :23 :37	6.81	6.82	-26.2700	178.3400	620.50
090298A	1998-09-02 08 :37 :29	6.81	6.81	5.3100	126.8604	50.50
122798A	1998-12-27 00 :38 :26	6.81	6.83	-21.6300	-176.1648	160.50
032401C	2001-03-24 06 :27 :53	6.81	6.80	33.9800	132.7715	50.50
121801C	2001-12-18 04 :02 :58	6.81	6.82	23.8500	122.8394	13.50
122301F	2001-12-23 22 :52 :54	6.81	6.78	-9.6100	159.4286	23.50
200608072218A	2006-08-07 22 :18 :54	6.81	6.81	-15.5800	167.9039	150.50
200707161417A	2007-07-16 14 :17 :37	6.81	6.80	36.8100	134.9749	370.50
082892G	1992-08-28 18 :18 :45	6.80	6.82	-1.0000	-13.4600	11.50
040399C	1999-04-03 06 :17 :18	6.80	6.83	-16.4600	-72.5556	70.50
012800B	2000-01-28 14 :21 :07	6.80	6.73	43.0500	146.9768	60.50
011601D	2001-01-16 13 :25 :09	6.80	6.77	-4.5200	101.3792	30.50
052103H	2003-05-21 18 :44 :20	6.80	6.82	36.9600	3.3797	11.50
121003B	2003-12-10 04 :38 :11	6.80	6.85	22.8400	121.4687	23.50
200711151506A	2007-11-15 15 :05 :58	6.80	6.86	-23.1200	-70.3486	25.50
200807231526A	2008-07-23 15 :26 :20	6.80	6.78	39.8000	141.4600	110.50
071195A	1995-07-11 21 :46 :39	6.79	6.84	21.7300	99.1600	11.50
090596L	1996-09-05 23 :42 :06	6.79	6.82	21.8000	121.7156	19.50
100996B	1996-10-09 13 :10 :52	6.79	6.86	34.4600	32.2514	30.50
070697A	1997-07-06 09 :54 :00	6.79	6.88	-30.0600	-71.6389	11.50
080400G	2000-08-04 21 :13 :02	6.79	6.85	48.8900	142.2500	15.50
200511171926A	2005-11-17 19 :26 :56	6.79	6.82	-22.3200	-67.6738	150.50
200710151229A	2007-10-15 12 :29 :36	6.79	6.82	-44.9800	167.0194	30.50
070691A	1991-07-06 12 :19 :45	6.78	6.78	-13.2900	-72.4200	85.00
060694J	1994-06-06 20 :47 :39	6.78	6.76	2.8000	-75.7896	11.50
062495A	1995-06-24 06 :58 :06	6.78	6.79	-3.8800	153.7495	390.50
041399B	1999-04-13 10 :38 :48	6.78	6.81	-21.5200	-176.2452	150.50
031103A	2003-03-11 07 :27 :32	6.78	6.79	-4.5900	153.1397	40.50

TAB. C.8 – Similar to Table C.2

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
062804C	2004-06-28 09 :49 :47	6.78	6.73	55.2000	-134.2500	13.50
200501120840A	2005-01-12 08 :40 :03	6.78	6.87	-0.6800	-20.5899	11.50
200910300703A	2009-10-30 07 :03 :39	6.78	6.83	29.2200	130.2383	35.50
040390C	1990-04-03 22 :57 :00	6.77	6.74	11.4000	-86.3900	53.00
101991G	1991-10-19 21 :23 :15	6.77	6.69	30.7400	78.7900	19.00
021392A	1992-02-13 01 :29 :15	6.77	6.77	-15.9300	166.3000	24.00
080792E	1992-08-07 18 :19 :19	6.77	6.79	57.6000	-143.4133	21.50
012795G	1995-01-27 20 :16 :53	6.77	6.73	-4.6600	134.3597	11.50
051895A	1995-05-18 00 :06 :26	6.77	6.85	-0.7500	-21.9900	15.50
112500D	2000-11-25 18 :09 :11	6.77	6.45	40.4400	49.9500	23.50
121404B	2004-12-14 23 :20 :13	6.77	6.79	19.0600	-81.4100	11.50
200512051219A	2005-12-05 12 :19 :56	6.77	6.72	-6.3200	29.6288	11.50
200711160312A	2007-11-16 03 :13 :00	6.77	6.77	-2.4100	-77.7399	120.50
200802231557A	2008-02-23 15 :57 :19	6.77	6.80	-57.1300	-23.2347	30.50
200910072141A	2009-10-07 21 :41 :13	6.77	6.73	3.9800	122.5705	590.50
201001050455A	2010-01-05 04 :55 :38	6.77	6.81	-58.2700	-15.2689	15.50
201011300324A	2010-11-30 03 :24 :41	6.77	6.72	28.6100	139.1400	470.50
021990B	1990-02-19 06 :48 :13	6.76	6.72	-15.4100	166.3000	36.00
122692I	1992-12-26 19 :52 :24	6.76	6.80	-0.2600	-18.6900	11.50
100894E	1994-10-08 21 :44 :09	6.76	6.75	-1.4200	127.9900	17.50
090297B	1997-09-02 12 :13 :22	6.76	6.78	3.8500	-75.3491	190.50
082800E	2000-08-28 15 :05 :47	6.76	6.71	-4.4100	127.5907	19.50
102500D	2000-10-25 09 :32 :24	6.76	6.76	-6.9500	105.4284	45.50
022801L	2001-02-28 18 :54 :32	6.76	6.77	47.3500	-122.4359	50.50
200506141710A	2005-06-14 17 :10 :16	6.76	6.72	50.9300	179.5697	19.50
101496B	1996-10-14 23 :26 :20	6.75	6.77	-7.2300	155.7716	35.50
090604C	2004-09-06 12 :42 :59	6.75	6.76	-55.2700	-28.4521	23.50
200709100149A	2007-09-10 01 :49 :14	6.75	6.74	2.9800	-77.8699	21.50
200709261236A	2007-09-26 12 :36 :26	6.75	6.72	-5.0900	153.5000	50.50
200711220848A	2007-11-22 08 :48 :27	6.75	6.74	-5.9600	147.1000	45.50
200805092151A	2008-05-09 21 :51 :29	6.75	6.72	12.2200	143.3844	90.50
041993A	1993-04-19 21 :01 :54	6.74	6.66	4.0100	128.1900	70.00
110700A	2000-11-07 00 :18 :04	6.74	6.85	-55.2300	-29.1662	25.50
122603I	2003-12-26 21 :26 :04	6.74	6.73	-22.2700	169.4181	11.50
100804B	2004-10-08 08 :27 :53	6.74	6.72	-10.9500	162.2619	50.50
120604A	2004-12-06 14 :15 :11	6.74	6.70	42.9000	145.6396	40.50
200609011018A	2006-09-01 10 :18 :51	6.74	6.70	-6.8600	155.3086	50.50
200911241247A	2009-11-24 12 :47 :15	6.74	6.73	-20.3100	-173.6116	50.50
020890A	1990-02-08 07 :15 :32	6.73	6.72	9.6900	124.7100	31.00
021891A	1991-02-18 02 :37 :28	6.73	6.68	8.8200	126.6000	57.00
111800H	2000-11-18 06 :54 :58	6.73	6.76	-5.3300	151.7700	50.50
200601081134A	2006-01-08 11 :34 :55	6.73	6.73	36.2100	23.3341	60.50
200603140657A	2006-03-14 06 :57 :33	6.73	6.68	-3.6000	127.4104	11.50
200702200804A	2007-02-20 08 :04 :25	6.73	6.70	-1.0300	126.9800	15.50
200708020321A	2007-08-02 03 :21 :42	6.73	6.72	51.2100	-179.9700	23.50
201006260530A	2010-06-26 05 :30 :19	6.73	6.69	-10.3300	161.1442	50.50
121991A	1991-12-19 01 :33 :42	6.72	6.71	45.2700	150.4908	25.50
090393C	1993-09-03 12 :35 :01	6.72	6.72	14.5500	-92.7167	25.50
120993C	1993-12-09 11 :38 :30	6.72	6.70	0.4300	125.8900	25.50
041795F	1995-04-17 23 :28 :08	6.72	6.73	45.9000	151.4337	45.50
042395C	1995-04-23 05 :08 :03	6.72	6.73	12.6800	125.9743	25.50
101995B	1995-10-19 02 :41 :37	6.72	6.78	28.0800	130.3100	25.50
110596B	1996-11-05 09 :41 :34	6.72	6.73	-31.0600	180.1169	360.50
110998B	1998-11-09 05 :30 :14	6.72	6.62	-7.1500	129.1207	11.50
041802B	2002-04-18 05 :02 :46	6.72	6.53	16.7900	-100.7554	15.50
200504111708A	2005-04-11 17 :08 :53	6.72	6.72	-21.9800	170.6100	80.50
200505140505A	2005-05-14 05 :05 :18	6.72	6.77	0.3900	98.1600	35.50
200906231419A	2009-06-23 14 :19 :22	6.72	6.66	-5.0600	153.5792	80.50

TAB. C.9 – Similar to Table C.2

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
070491F	1991-07-04 11 :43 :11	6.71	6.72	-8.1200	124.6600	33.00
011994B	1994-01-19 01 :53 :36	6.71	6.77	-3.2100	135.9198	30.50
061894B	1994-06-18 03 :25 :19	6.71	6.75	-43.0600	171.1872	15.50
052395D	1995-05-23 22 :10 :11	6.71	6.77	-55.9000	-2.4328	11.50
100695F	1995-10-06 18 :09 :45	6.71	6.73	-2.0900	101.3099	25.50
062196C	1996-06-21 13 :57 :10	6.71	6.76	51.6700	159.4418	13.50
042897C	1997-04-28 12 :07 :37	6.71	6.75	-42.2000	42.5556	15.50
052197D	1997-05-21 14 :10 :26	6.71	6.74	-20.3400	169.2900	60.50
021698C	1998-02-16 23 :53 :19	6.71	6.72	52.7200	-33.8451	19.50
080601B	2001-08-06 03 :52 :59	6.71	6.76	-55.9400	-123.0610	15.50
072703C	2003-07-27 06 :25 :32	6.71	6.71	47.1500	139.1030	480.50
200502261256A	2005-02-26 12 :56 :52	6.71	6.63	2.6100	95.1895	13.50
200602021248A	2006-02-02 12 :48 :43	6.71	6.70	-17.5500	-178.2850	600.50
200610151707A	2006-10-15 17 :07 :49	6.71	6.69	19.8800	-155.9300	45.50
200712160809A	2007-12-16 08 :09 :17	6.71	6.69	-22.6500	-69.4198	35.50
200802252102A	2008-02-25 21 :02 :18	6.71	6.70	-2.4400	99.6098	15.50
200812090624A	2008-12-09 06 :23 :59	6.71	6.75	-30.9300	-176.4507	19.50
081495A	1995-08-14 04 :37 :17	6.70	6.73	-4.8300	151.7107	150.50
032296A	1996-03-22 03 :24 :20	6.70	6.75	51.3200	178.7000	13.50
101996D	1996-10-19 14 :44 :40	6.70	6.64	31.7900	132.0589	30.50
062601D	2001-06-26 04 :18 :31	6.70	6.70	-18.0500	-71.9650	25.50
011002D	2002-01-10 11 :14 :56	6.70	6.68	-3.2100	142.5302	19.50
061702H	2002-06-17 21 :26 :22	6.70	6.72	-12.3900	166.2775	50.50
122703K	2003-12-27 22 :38 :01	6.70	6.72	-21.6700	169.8400	23.50
200610170125A	2006-10-17 01 :25 :12	6.70	6.72	-5.8800	151.0805	35.50
200808251322A	2008-08-25 13 :21 :58	6.70	6.63	30.9000	83.2869	13.50
200810051552A	2008-10-05 15 :52 :49	6.70	6.61	39.7300	73.6903	11.50
101590A	1990-10-15 01 :35 :44	6.69	6.78	-2.2000	92.2800	34.00
050391A	1991-05-03 02 :14 :17	6.69	6.70	28.0600	139.5700	459.00
072092B	1992-07-20 07 :46 :46	6.69	6.72	78.9700	5.0500	11.50
041894B	1994-04-18 17 :29 :56	6.69	6.70	-6.4900	154.9200	50.50
101694C	1994-10-16 05 :10 :03	6.69	6.69	45.5400	149.0767	130.50
052501B	2001-05-25 00 :40 :50	6.69	6.64	44.2700	148.6693	23.50
200610201048A	2006-10-20 10 :48 :56	6.69	6.65	-13.4600	-76.6800	21.50
081790A	1990-08-17 13 :07 :17	6.68	6.53	-11.1800	162.0200	33.00
080793E	1993-08-07 17 :53 :27	6.68	6.70	-23.7700	179.9294	560.50
062195A	1995-06-21 15 :28 :51	6.68	6.75	-62.0200	154.4954	11.50
021696C	1996-02-16 15 :22 :57	6.68	6.66	37.1400	142.7216	45.50
032098D	1998-03-20 21 :08 :08	6.68	6.73	-50.1100	163.1100	21.50
200504101029A	2005-04-10 10 :29 :11	6.68	6.77	-1.9400	99.4100	17.50
200703250041A	2007-03-25 00 :41 :57	6.68	6.69	37.3400	136.8416	30.50
200706280252A	2007-06-28 02 :52 :09	6.68	6.63	-7.7700	154.7310	25.50
200709200831A	2007-09-20 08 :31 :14	6.68	6.63	-2.3000	99.7396	23.50
200904161457A	2009-04-16 14 :57 :06	6.68	6.72	-60.4000	-26.8600	23.50
011093A	1993-01-10 14 :39 :03	6.67	6.72	-59.3700	-26.2900	84.00
051893F	1993-05-18 10 :19 :38	6.67	6.70	19.8200	122.3737	190.50
063093A	1993-06-30 23 :47 :36	6.67	6.65	-20.8100	172.9400	33.00
091694A	1994-09-16 06 :20 :18	6.67	6.64	22.1500	118.5244	11.50
050295B	1995-05-02 06 :06 :05	6.67	6.68	-3.9500	-76.6593	110.50
030396D	1996-03-03 16 :37 :31	6.67	6.74	12.0000	-86.7700	30.50
060700D	2000-06-07 23 :45 :26	6.67	6.73	-4.9100	101.7997	15.50
200502081448A	2005-02-08 14 :48 :22	6.67	6.66	-14.2500	166.9505	200.50
200512130316A	2005-12-13 03 :16 :06	6.67	6.69	-14.9700	-178.2599	11.50
200706131929A	2007-06-13 19 :29 :40	6.67	6.68	13.6500	-90.9286	23.50
201003051606A	2010-03-05 16 :07 :00	6.67	6.71	-4.0600	100.9800	19.50
201007180556A	2010-07-18 05 :56 :47	6.67	6.60	52.8800	-169.8757	17.50
051292D	1992-05-12 18 :05 :45	6.66	6.66	-16.6500	-172.2115	45.50
021395K	1995-02-13 15 :04 :26	6.66	6.72	-1.5500	127.9201	25.50

TAB. C.10 – Similar to Table C.2

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
031796A	1996-03-17 14 :48 :56	6.66	6.65	-14.7000	166.8865	170.50
061096A	1996-06-10 01 :04 :46	6.66	6.66	-13.6800	166.8215	210.50
120296D	1996-12-02 22 :17 :59	6.66	6.62	31.7900	131.7806	40.50
072998C	1998-07-29 18 :00 :30	6.66	6.61	-2.6900	138.9000	30.50
082398C	1998-08-23 13 :57 :15	6.66	6.73	11.3600	-88.0400	15.50
071199B	1999-07-11 14 :14 :16	6.66	6.66	16.0800	-88.0183	11.50
020804C	2004-02-08 08 :58 :51	6.66	6.65	-3.8600	135.3400	11.50
200908160738A	2009-08-16 07 :38 :21	6.66	6.74	-1.7800	99.1899	15.50
092890B	1990-09-28 19 :44 :48	6.65	6.61	-13.4300	166.9700	180.00
111590A	1990-11-15 02 :34 :33	6.65	6.68	3.9500	97.5600	56.00
040692C	1992-04-06 13 :54 :39	6.65	6.75	50.6700	-130.4078	11.50
101792E	1992-10-17 08 :32 :39	6.65	6.71	7.3700	-76.3166	13.50
110892B	1992-11-08 03 :43 :23	6.65	6.66	-15.7600	-179.5122	11.50
102593F	1993-10-25 10 :27 :01	6.65	6.70	-5.6900	145.8995	30.50
011794B	1994-01-17 12 :30 :55	6.65	6.66	34.5100	-118.5400	30.50
042194B	1994-04-21 03 :51 :44	6.65	6.66	-5.6000	153.8790	50.50
071997D	1997-07-19 14 :22 :08	6.65	6.63	16.2300	-98.0116	11.50
011298J	1998-01-12 16 :36 :20	6.65	6.67	-15.8500	-179.1721	11.50
040198D	1998-04-01 22 :42 :56	6.65	6.65	-40.6200	-74.8700	11.50
100600A	2000-10-06 04 :30 :19	6.65	6.64	35.3600	133.4983	23.50
040901A	2001-04-09 09 :00 :57	6.65	6.75	-32.7700	-72.3972	15.50
050403A	2003-05-04 13 :15 :18	6.65	6.68	-30.3300	-177.9978	45.50
100803A	2003-10-08 09 :06 :55	6.65	6.65	42.6500	144.9779	35.50
120503F	2003-12-05 21 :26 :09	6.65	6.61	55.7400	165.9567	17.50
200501010625A	2005-01-01 06 :25 :44	6.65	6.71	5.0000	92.0992	25.50
200810161941A	2008-10-16 19 :41 :25	6.65	6.62	14.5200	-92.5665	23.50
200908170005A	2009-08-17 00 :05 :49	6.65	6.64	23.2000	123.7181	23.50
201010211753A	2010-10-21 17 :53 :14	6.65	6.69	24.8400	-109.0598	25.50
031392D	1992-03-13 17 :18 :40	6.64	6.73	39.7100	39.5700	28.00
102794C	1994-10-27 22 :20 :31	6.64	6.66	-25.6900	179.3500	530.50
110195A	1995-11-01 00 :35 :32	6.64	6.69	-28.9600	-71.3857	21.50
032697A	1997-03-26 02 :08 :57	6.64	6.67	51.2800	179.6899	21.50
042297C	1997-04-22 09 :31 :23	6.64	6.57	11.1100	-60.9919	15.50
022801E	2001-02-28 12 :30 :14	6.64	6.75	-22.0900	169.9943	15.50
100103B	2003-10-01 01 :03 :25	6.64	6.63	50.5100	87.4035	25.50
012504B	2004-01-25 11 :43 :11	6.64	6.66	-16.5300	-173.9911	140.50
042304A	2004-04-23 01 :50 :30	6.64	6.67	-9.4600	122.8400	60.50
200506170621A	2005-06-17 06 :21 :42	6.64	6.63	40.6700	-126.7020	17.50
200507050152A	2005-07-05 01 :52 :03	6.64	6.50	1.7200	96.7799	23.50
201003160221A	2010-03-16 02 :21 :57	6.64	6.63	-36.2200	-73.1360	11.50
201003301654A	2010-03-30 16 :54 :46	6.64	6.63	13.8700	92.8300	45.50
022191A	1991-02-21 02 :35 :32	6.63	6.59	58.4200	-175.4500	12.00
040691B	1991-04-06 14 :34 :19	6.63	6.71	-15.0200	-175.5900	14.00
071491A	1991-07-14 09 :09 :13	6.63	6.62	36.6000	70.7673	210.50
012092C	1992-01-20 13 :37 :04	6.63	6.60	27.9600	139.1036	520.50
022792D	1992-02-27 20 :05 :27	6.63	6.62	-6.2200	147.6200	69.00
080596B	1996-08-05 02 :08 :58	6.63	6.70	-15.1700	-173.0263	50.50
121096B	1996-12-10 08 :36 :18	6.63	6.69	0.7700	-29.7399	15.50
041901I	2001-04-19 21 :43 :42	6.63	6.64	-7.4100	155.8700	19.50
102101A	2001-10-21 00 :29 :21	6.63	6.82	-37.1400	178.9800	18.00
012804H	2004-01-28 22 :15 :30	6.63	6.62	-3.2200	127.4000	21.50
200504111220A	2005-04-11 12 :20 :06	6.63	6.64	-3.2800	146.1104	11.50
201001032148A	2010-01-03 21 :48 :05	6.63	6.65	-8.8400	157.4800	11.50
030693K	1993-03-06 16 :26 :59	6.62	6.62	-10.8800	163.3900	15.50
021294B	1994-02-12 04 :16 :26	6.62	6.66	-10.8800	-128.8300	25.50
031696C	1996-03-16 22 :04 :06	6.62	6.62	28.9800	138.9400	480.50
112897C	1997-11-28 22 :53 :41	6.62	6.60	-13.8400	-68.6871	600.50
072801A	2001-07-28 07 :32 :43	6.62	6.65	59.0300	-155.1200	140.50

TAB. C.11 – Similar to Table C.2

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
102302E	2002-10-23 11 :27 :19	6.62	6.64	63.8100	-147.9100	15.50
200605221112A	2006-05-22 11 :12 :00	6.62	6.54	60.8700	165.9448	13.50
200612300830A	2006-12-30 08 :30 :49	6.62	6.67	13.6100	51.2672	13.50
200707160113A	2007-07-16 01 :13 :22	6.62	6.58	37.6300	138.7022	25.50
200910041058A	2009-10-04 10 :58 :00	6.62	6.60	6.6400	123.6821	630.50
200911081941A	2009-11-08 19 :41 :43	6.62	6.66	-8.4100	119.0341	35.50
201007140832A	2010-07-14 08 :32 :21	6.62	6.62	-37.8700	-72.9289	11.50
090693A	1993-09-06 03 :56 :02	6.61	6.61	-4.7100	153.2100	70.50
052198B	1998-05-21 05 :34 :25	6.61	6.70	0.1100	119.5800	30.50
111502B	2002-11-15 19 :58 :31	6.61	6.66	-55.8500	-35.6837	15.50
021903C	2003-02-19 03 :32 :36	6.61	6.64	53.7500	-164.6400	25.50
050304A	2004-05-03 04 :36 :50	6.61	6.63	-37.8900	-73.2836	23.50
111104I	2004-11-11 17 :34 :52	6.61	6.59	-11.1300	162.1081	13.50
200507020216A	2005-07-02 02 :16 :43	6.61	6.62	11.1400	-86.1700	23.50
200509291550A	2005-09-29 15 :50 :24	6.61	6.73	-5.4400	152.0409	19.50
200809101308A	2008-09-10 13 :08 :14	6.61	6.62	8.2900	-38.5180	11.50
200908301451A	2009-08-30 14 :51 :32	6.61	6.55	-15.0200	-172.4664	25.50
201007290731A	2010-07-29 07 :31 :56	6.61	6.57	6.5300	123.4513	620.50
030891B	1991-03-08 11 :36 :30	6.60	6.57	60.7300	167.1200	15.50
111391C	1991-11-13 11 :12 :12	6.60	6.78	8.3500	126.4300	33.00
122891A	1991-12-28 00 :52 :13	6.60	6.71	-56.1300	-24.7200	33.00
042692D	1992-04-26 11 :18 :25	6.60	6.65	40.4800	-124.7013	15.50
080292B	1992-08-02 12 :03 :20	6.60	6.61	-7.1200	121.7200	483.00
071193A	1993-07-11 13 :36 :19	6.60	6.68	-25.3500	-69.7374	50.50
102493C	1993-10-24 07 :52 :17	6.60	6.49	16.6800	-98.2077	30.50
021995C	1995-02-19 04 :03 :16	6.60	6.64	40.8600	-125.7933	11.50
020396B	1996-02-03 11 :14 :19	6.60	6.56	27.1000	100.2275	11.50
050296F	1996-05-02 13 :34 :28	6.60	6.64	-4.4500	155.0306	510.50
071596D	1996-07-15 21 :23 :34	6.60	6.66	17.6000	-100.9600	25.50
101896F	1996-10-18 10 :50 :20	6.60	6.61	30.4700	131.4385	30.50
121797A	1997-12-17 04 :38 :51	6.60	6.68	51.0900	178.8700	17.50
051398C	1998-05-13 23 :02 :05	6.60	6.60	-5.1500	151.9108	50.50
030499A	1999-03-04 05 :38 :26	6.60	6.47	28.3400	57.0764	23.50
010302H	2002-01-03 10 :17 :36	6.60	6.70	-17.8600	167.7901	13.50
121202C	2002-12-12 08 :30 :42	6.60	6.60	-4.8900	153.2700	50.50
051403B	2003-05-14 06 :03 :35	6.60	6.60	18.4700	-58.6300	50.50
090604M	2004-09-06 23 :29 :35	6.60	6.63	33.0100	137.4690	23.50
200502162027A	2005-02-16 20 :27 :52	6.60	6.69	-36.2200	-15.8153	25.50
200512111420A	2005-12-11 14 :20 :43	6.60	6.63	-6.7700	152.3007	15.50
200604301917A	2006-04-30 19 :17 :17	6.60	6.59	-27.3100	-70.8478	11.50
200607082039A	2006-07-08 20 :40 :01	6.60	6.61	51.1100	-179.1504	19.50
200710162105A	2007-10-16 21 :05 :43	6.60	6.56	-25.6700	179.6410	510.50
200804160554A	2008-04-16 05 :54 :19	6.60	6.54	51.8800	-179.3220	13.50
200904181917A	2009-04-18 19 :17 :58	6.60	6.57	46.1100	151.7180	50.50
201003051147A	2010-03-05 11 :47 :06	6.60	6.60	-36.7700	-73.3700	25.50
080891A	1991-08-08 02 :09 :47	6.59	6.70	0.9300	122.5900	33.00
021896K	1996-02-18 23 :49 :28	6.59	6.59	-1.0800	-13.9700	21.50
080897C	1997-08-08 22 :27 :19	6.59	6.61	-15.3800	-178.9325	11.50
031498F	1998-03-14 19 :40 :27	6.59	6.60	29.9500	57.4844	11.50
040398E	1998-04-03 22 :01 :48	6.59	6.59	-8.0500	-74.2400	150.50
122000H	2000-12-20 16 :49 :43	6.59	6.62	-9.2300	154.6539	25.50
110702B	2002-11-07 15 :14 :06	6.59	6.59	51.1000	179.4896	19.50
022104A	2004-02-21 02 :34 :42	6.59	6.66	-58.4200	-14.9600	15.50
200501162017A	2005-01-16 20 :17 :52	6.59	6.61	10.9300	140.9418	25.50
200601040832A	2006-01-04 08 :32 :32	6.59	6.71	28.1600	-112.3469	15.50
200801051101A	2008-01-05 11 :01 :05	6.59	6.57	51.4600	-130.9098	11.50
200805020133A	2008-05-02 01 :33 :37	6.59	6.56	51.8600	-177.6919	15.50
200901150727A	2009-01-15 07 :27 :20	6.59	6.55	-22.4500	170.6300	23.50

TAB. C.12 – Similar to Table C.2

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
200910010152A	2009-10-01 01 :52 :27	6.59	6.58	-2.7200	101.6001	11.50
201012020312A	2010-12-02 03 :12 :10	6.59	6.64	-6.0600	149.9506	45.50
110191B	1991-11-01 16 :23 :26	6.58	6.60	-30.1100	-177.9900	48.00
093092C	1992-09-30 05 :34 :00	6.58	6.58	51.1600	-178.2298	23.50
092793C	1993-09-27 13 :37 :32	6.58	6.57	-53.6500	-51.5200	33.00
062995D	1995-06-29 12 :24 :03	6.58	6.57	-19.4600	169.1339	140.50
012899B	1999-01-28 08 :10 :05	6.58	6.59	52.7900	-169.4515	50.50
020600C	2000-02-06 11 :33 :52	6.58	6.61	-5.9400	151.2821	45.50
071600B	2000-07-16 03 :57 :45	6.58	6.55	-7.4500	151.1218	11.50
041802F	2002-04-18 16 :08 :36	6.58	6.58	-27.8300	-70.3645	45.50
110903F	2003-11-09 19 :52 :36	6.58	6.65	-0.1700	-19.2900	15.50
122603B	2003-12-26 01 :56 :52	6.58	6.56	28.9000	57.9670	30.50
112804B	2004-11-28 02 :35 :13	6.58	6.63	-26.8200	-113.7182	19.50
200502050334A	2005-02-05 03 :34 :25	6.58	6.57	15.9100	145.9740	120.50
200503200153A	2005-03-20 01 :53 :41	6.58	6.61	33.6100	130.2504	30.50
200604291658A	2006-04-29 16 :58 :06	6.58	6.54	60.4900	167.7230	17.50
200701302137A	2007-01-30 21 :37 :45	6.58	6.63	20.9900	145.2355	19.50
200809110000A	2008-09-11 00 :00 :02	6.58	6.54	2.0800	127.4601	120.50
200908122248A	2009-08-12 22 :48 :51	6.58	6.55	32.7200	140.7570	60.50
200911171530A	2009-11-17 15 :30 :45	6.58	6.55	52.2300	-131.4000	11.50
201003201400A	2010-03-20 14 :00 :50	6.58	6.55	-3.3600	152.1398	410.50
050190B	1990-05-01 16 :12 :22	6.57	6.54	58.8200	-156.8500	217.00
041892A	1992-04-18 09 :16 :53	6.57	6.57	-5.4100	103.0700	35.00
051693I	1993-05-16 21 :44 :50	6.57	6.59	-15.3400	-173.3500	23.50
092894B	1994-09-28 16 :39 :52	6.57	6.59	-5.8700	110.3300	640.50
030396B	1996-03-03 14 :55 :11	6.57	6.67	11.8600	-86.7579	30.50
111897B	1997-11-18 13 :07 :41	6.57	6.59	37.3700	20.7862	23.50
011098D	1998-01-10 08 :20 :05	6.57	6.57	14.3700	-91.7797	70.50
080300A	2000-08-03 01 :09 :39	6.57	6.58	-11.8400	166.1433	50.50
081500C	2000-08-15 04 :30 :08	6.57	6.60	-31.5100	179.8473	370.50
020502B	2002-02-05 13 :27 :24	6.57	6.60	-5.6400	151.3504	40.50
072703A	2003-07-27 02 :04 :11	6.57	6.57	-21.1800	-176.2685	210.50
110603C	2003-11-06 10 :38 :04	6.57	6.55	-19.1600	168.7841	130.50
200608250044A	2006-08-25 00 :44 :46	6.57	6.59	-24.4100	-66.9202	170.50
200712200755A	2007-12-20 07 :55 :15	6.57	6.58	-38.6100	178.4176	23.50
200806271140A	2008-06-27 11 :40 :14	6.57	6.54	10.9100	91.5144	13.50
200807190927A	2008-07-19 09 :27 :01	6.57	6.59	-10.8400	164.2862	15.50
071490B	1990-07-14 05 :54 :25	6.56	6.63	0.0000	-17.4100	12.00
052191A	1991-05-21 11 :00 :21	6.56	6.53	-7.5300	126.5700	31.00
102492B	1992-10-24 08 :23 :04	6.56	6.60	-29.4400	-177.3800	41.00
061893E	1993-06-18 11 :52 :51	6.56	6.63	-28.7900	-176.6259	15.50
060394F	1994-06-03 21 :06 :57	6.56	6.50	-11.1900	113.2764	11.50
120195A	1995-12-01 05 :20 :38	6.56	6.70	10.0400	-103.7371	21.50
120295A	1995-12-02 17 :13 :16	6.56	6.56	44.3700	149.5311	19.50
011298G	1998-01-12 10 :14 :07	6.56	6.58	-31.0900	-71.5267	40.50
051799B	1999-05-17 10 :07 :56	6.56	6.56	-5.3600	152.7796	25.50
011003C	2003-01-10 13 :11 :56	6.56	6.59	-5.3100	153.5996	50.50
092103B	2003-09-21 18 :16 :13	6.56	6.57	19.8200	95.6700	25.50
101504A	2004-10-15 04 :08 :50	6.56	6.57	24.4300	122.5801	110.50
102304D	2004-10-23 08 :56 :00	6.56	6.53	37.3300	138.9056	25.50
110204F	2004-11-02 10 :02 :12	6.56	6.58	49.3800	-128.9233	11.50
200609301750A	2006-09-30 17 :50 :23	6.56	6.52	46.3500	153.7495	15.50
200711100113A	2007-11-10 01 :13 :29	6.56	6.57	-51.7800	160.6735	23.50
200711271150A	2007-11-27 11 :49 :58	6.56	6.50	-10.8500	162.0481	23.50
200901190335A	2009-01-19 03 :35 :18	6.56	6.49	-22.9000	170.8017	19.50
032190A	1990-03-21 16 :46 :06	6.55	6.67	-31.1200	-179.2100	153.00
110690C	1990-11-06 18 :45 :54	6.55	6.49	28.1300	55.3465	15.50
082894H	1994-08-28 18 :37 :19	6.55	6.57	44.8100	150.4514	19.50

TAB. C.13 – Similar to Table C.2

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
021696A	1996-02-16 09 :44 :58	6.55	6.55	-1.3200	-15.2200	15.50
041996A	1996-04-19 00 :19 :31	6.55	6.60	-23.8400	-70.0900	40.50
071696C	1996-07-16 10 :07 :36	6.55	6.67	1.0200	120.3500	25.50
052298A	1998-05-22 04 :48 :50	6.55	6.59	-17.7300	-65.2200	11.50
120698A	1998-12-06 00 :47 :13	6.55	6.55	1.2500	126.3000	30.50
030300D	2000-03-03 22 :22 :40	6.55	6.57	-6.8200	143.8100	12.00
060703A	2003-06-07 00 :32 :45	6.55	6.58	-5.0900	152.6004	23.50
122203C	2003-12-22 19 :15 :56	6.55	6.52	35.7100	-120.8537	15.50
200610010906A	2006-10-01 09 :06 :02	6.55	6.52	46.4700	153.8208	11.50
200611071738A	2006-11-07 17 :38 :33	6.55	6.62	-6.3800	151.4013	11.50
200802101222A	2008-02-10 12 :22 :02	6.55	6.62	-61.0000	-25.1800	11.50
200908100406A	2009-08-10 04 :06 :31	6.55	6.54	-11.5100	165.9879	50.50
201012201841A	2010-12-20 18 :41 :59	6.55	6.49	28.4900	59.2338	23.50
061591B	1991-06-15 01 :13 :17	6.54	6.55	-58.2500	-24.2000	26.00
092891E	1991-09-28 20 :26 :56	6.54	6.58	-5.8600	151.0900	33.00
121391B	1991-12-13 02 :33 :52	6.54	6.59	45.4800	151.2014	13.50
092692E	1992-09-26 22 :15 :57	6.54	6.62	1.1200	129.6101	25.50
112495D	1995-11-24 17 :24 :12	6.54	6.51	44.5400	149.3706	30.50
021301B	2001-02-13 14 :22 :05	6.54	6.54	13.7700	-88.9400	13.50
070501K	2001-07-05 13 :53 :48	6.54	6.52	-16.1900	-73.3655	60.50
200501190611A	2005-01-19 06 :11 :36	6.54	6.57	34.1600	142.0935	15.50
200512122147A	2005-12-12 21 :47 :46	6.54	6.52	36.8600	71.0900	210.50
200708202242A	2007-08-20 22 :42 :29	6.54	6.54	8.2400	-39.2500	11.50
200802141208A	2008-02-14 12 :08 :55	6.54	6.41	36.3500	21.8600	28.00
201005051629A	2010-05-05 16 :29 :03	6.54	6.62	-4.3500	100.9997	15.50
102292B	1992-10-22 09 :04 :24	6.53	6.42	-30.0000	-177.2800	33.00
112192H	1992-11-21 22 :39 :35	6.53	6.69	-56.6600	-26.5500	33.00
061495B	1995-06-14 11 :11 :49	6.53	6.57	12.0000	-88.3500	11.50
081995C	1995-08-19 21 :43 :32	6.53	6.51	5.0000	-75.3888	100.50
110696M	1996-11-06 20 :00 :58	6.53	6.51	27.9000	143.8797	11.50
053098A	1998-05-30 06 :22 :29	6.53	6.48	37.3100	69.8592	21.50
092898D	1998-09-28 13 :34 :30	6.53	6.57	-8.2900	112.4100	130.50
032899F	1999-03-28 19 :05 :11	6.53	6.36	30.3100	79.0518	23.50
082299C	1999-08-22 12 :40 :46	6.53	6.48	-16.0200	168.2482	25.50
113099A	1999-11-30 04 :01 :53	6.53	6.61	-18.9000	-68.7472	100.50
061100C	2000-06-11 11 :55 :12	6.53	6.60	-50.6800	139.3925	11.50
061302A	2002-06-13 01 :27 :19	6.53	6.59	-47.7000	100.0477	13.50
112503E	2003-11-25 20 :19 :46	6.53	6.65	-5.6800	150.9805	23.50
122103B	2003-12-21 07 :40 :45	6.53	6.62	-0.4700	-20.1999	15.50
200603311321A	2006-03-31 13 :21 :00	6.53	6.50	-29.5100	-176.4750	11.50
201003140808A	2010-03-14 08 :08 :04	6.53	6.53	37.7400	141.9693	40.50
053090A	1990-05-30 02 :34 :07	6.52	6.56	-6.0300	-77.2700	33.00
081894F	1994-08-18 04 :42 :59	6.52	6.44	44.9700	151.0137	25.50
051395B	1995-05-13 08 :47 :12	6.52	6.45	40.1400	21.8108	25.50
092096E	1996-09-20 04 :10 :27	6.52	6.46	9.4600	126.7869	45.50
082997C	1997-08-29 08 :14 :10	6.52	6.54	-3.5600	144.3600	25.50
090398F	1998-09-03 17 :37 :58	6.52	6.52	-29.4500	-71.7100	23.50
121800A	2000-12-18 01 :19 :21	6.52	6.53	-21.1800	-179.3345	660.50
200911130306A	2009-11-13 03 :05 :57	6.52	6.51	-19.2900	-70.7441	30.50
081491D	1991-08-14 19 :15 :06	6.51	6.49	-13.6000	167.6400	33.00
071092A	1992-07-10 09 :31 :26	6.51	6.52	44.7700	149.6406	19.50
101393D	1993-10-13 03 :07 :30	6.51	6.30	-5.9700	146.1700	33.00
021796R	1996-02-17 20 :18 :07	6.51	6.79	-0.8800	136.0500	33.00
060996A	1996-06-09 01 :12 :16	6.51	6.52	17.3400	145.6696	160.50
071696A	1996-07-16 03 :48 :28	6.51	6.54	56.0800	165.1792	15.50
061097B	1997-06-10 21 :53 :55	6.51	6.54	-35.9100	-107.8934	15.50
011498E	1998-01-14 17 :24 :10	6.51	6.52	-15.4300	-179.2264	15.50
111704G	2004-11-17 21 :09 :13	6.51	6.49	-20.0700	-178.7100	630.50

TAB. C.14 – Similar to Table C.2

event-id	O.T.	M_{w-gcmt}	M_{w-wcmt}	θ_{wcmt}	ϕ_{wcmt}	h_{wcmt}
200801151752A	2008-01-15 17 :52 :15	6.51	6.49	-21.8800	-179.5400	600.50
200905160053A	2009-05-16 00 :53 :52	6.51	6.50	-31.4200	-178.5554	50.50
201001100027A	2010-01-10 00 :27 :39	6.51	6.47	40.7500	-124.4264	30.50
092390C	1990-09-23 21 :13 :06	6.50	6.54	33.2200	138.7300	12.00
061893H	1993-06-18 17 :57 :48	6.50	6.65	-28.5400	-176.8500	20.00
011995F	1995-01-19 15 :05 :03	6.50	6.61	4.9700	-72.4180	17.50
061700B	2000-06-17 15 :40 :41	6.50	6.53	63.7700	-20.0343	15.50
080900C	2000-08-09 11 :41 :47	6.50	6.50	18.2000	-101.8484	35.50
110800A	2000-11-08 06 :59 :58	6.50	6.55	7.0400	-77.7292	17.50
062202B	2002-06-22 02 :58 :21	6.50	6.44	35.8300	49.1730	25.50
081402E	2002-08-14 13 :57 :52	6.50	6.43	13.9000	146.4062	45.50
041703C	2003-04-17 14 :50 :48	6.50	6.62	-54.6200	1.4300	12.00
061503B	2003-06-15 19 :24 :33	6.50	6.47	51.4500	176.7592	21.50
082804C	2004-08-28 13 :41 :27	6.50	6.52	-35.0300	-69.6582	15.50
200502151442A	2005-02-15 14 :42 :25	6.50	6.45	4.6600	126.7211	70.50
200505160354A	2005-05-16 03 :54 :14	6.50	6.57	-32.4900	-179.1126	50.50
200701310315A	2007-01-31 03 :15 :52	6.50	6.53	-29.4800	-177.5378	50.50

TAB. C.15 – Similar to Table C.2

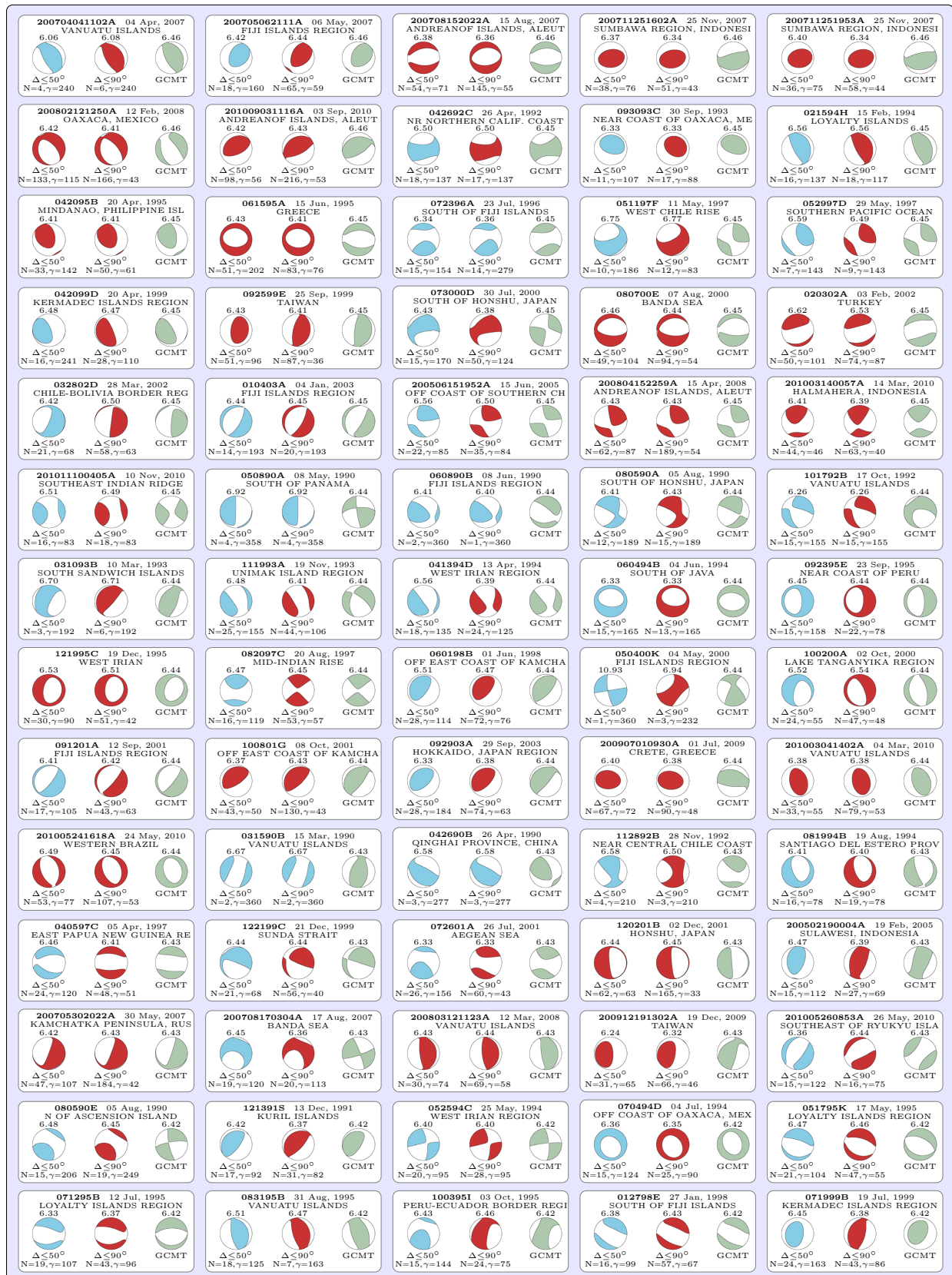


FIG. C.13 – Similar to Fig. C.12

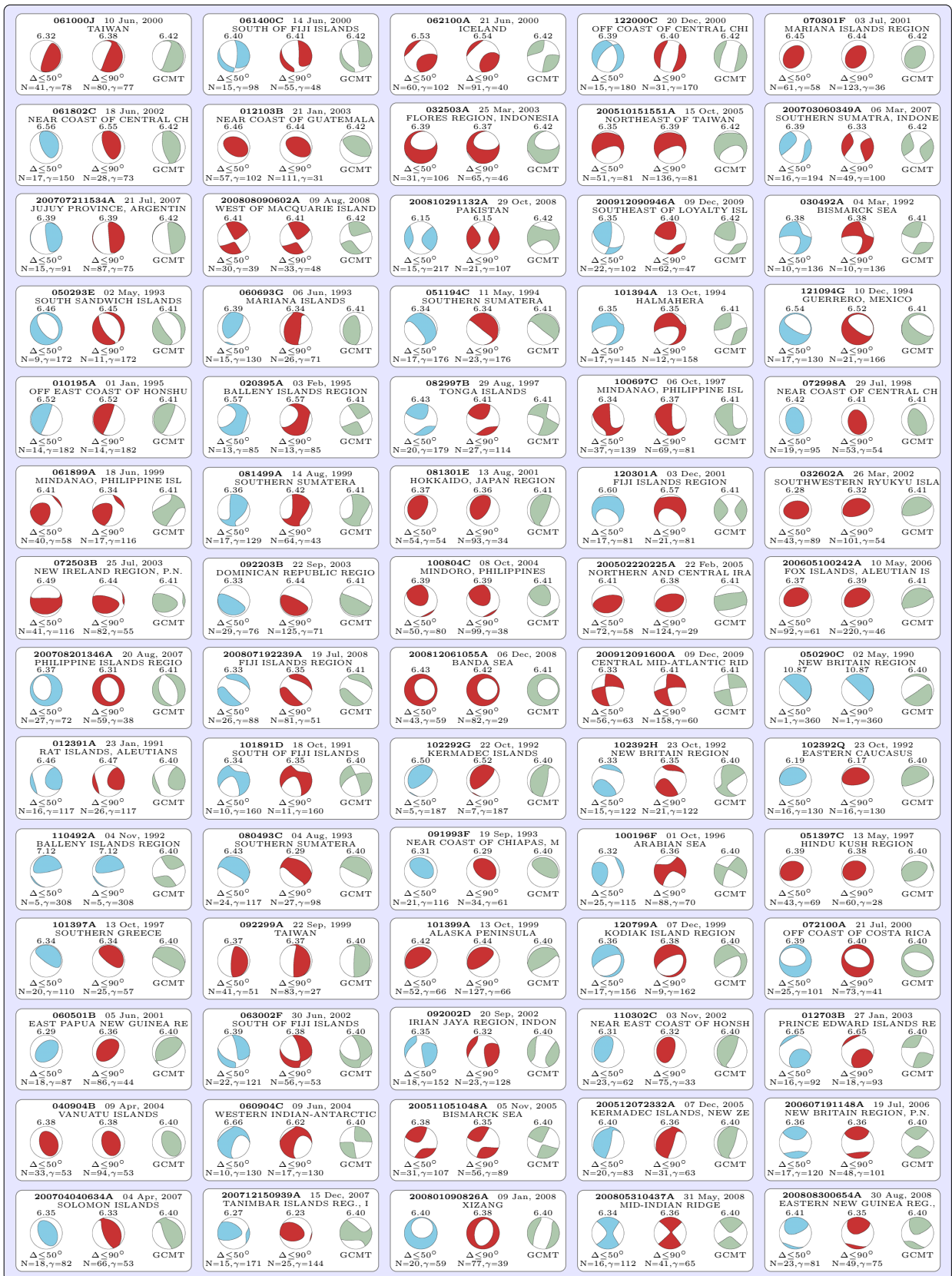


FIG. C.14 – Similar to Fig. C.12

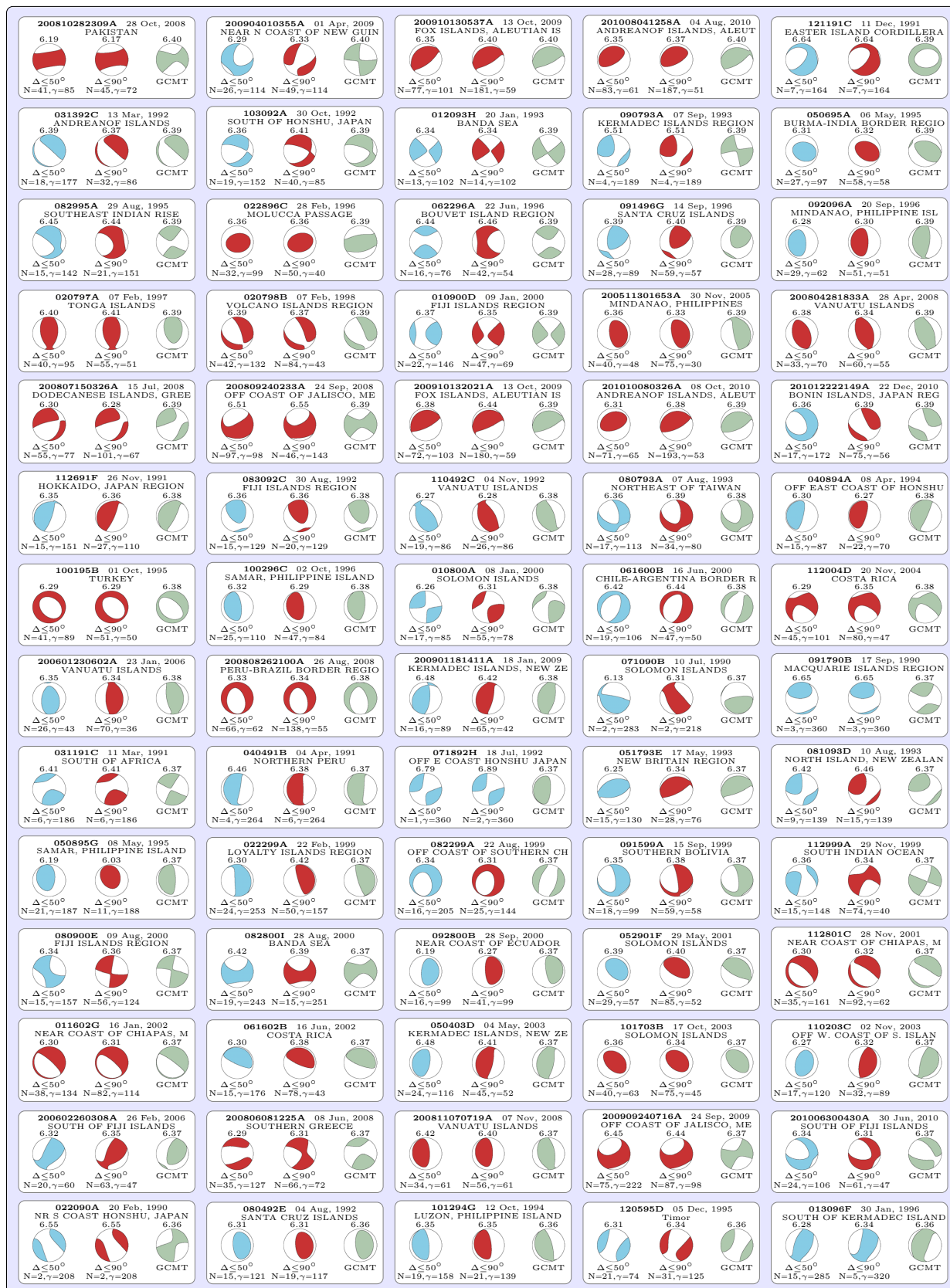


FIG. C.15 – Similar to Fig. C.12

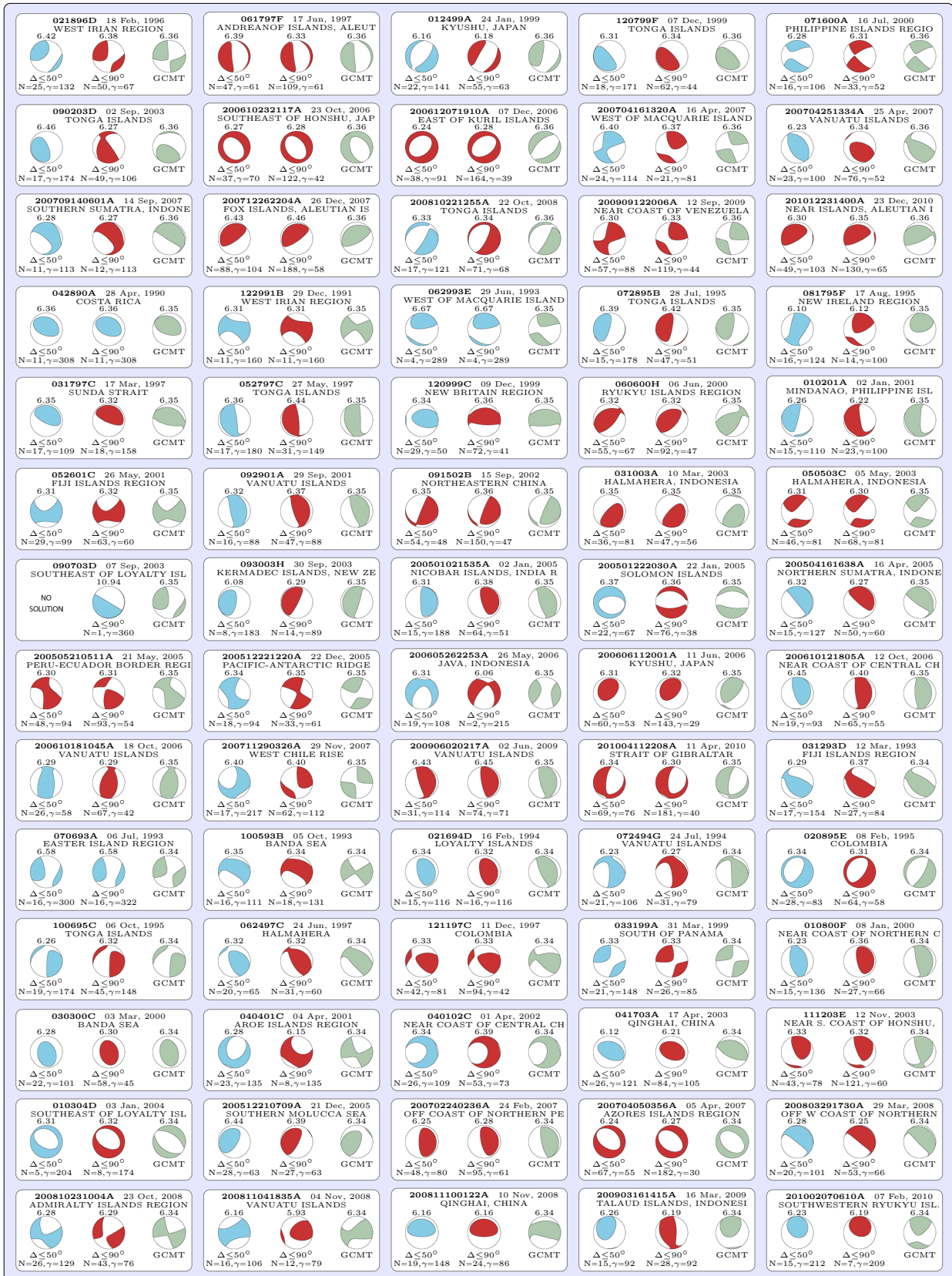


FIG. C.16 – Similar to Fig. C.12



FIG. C.17 – Similar to Fig. C.12



FIG. C.18 – Similar to Fig. C.12

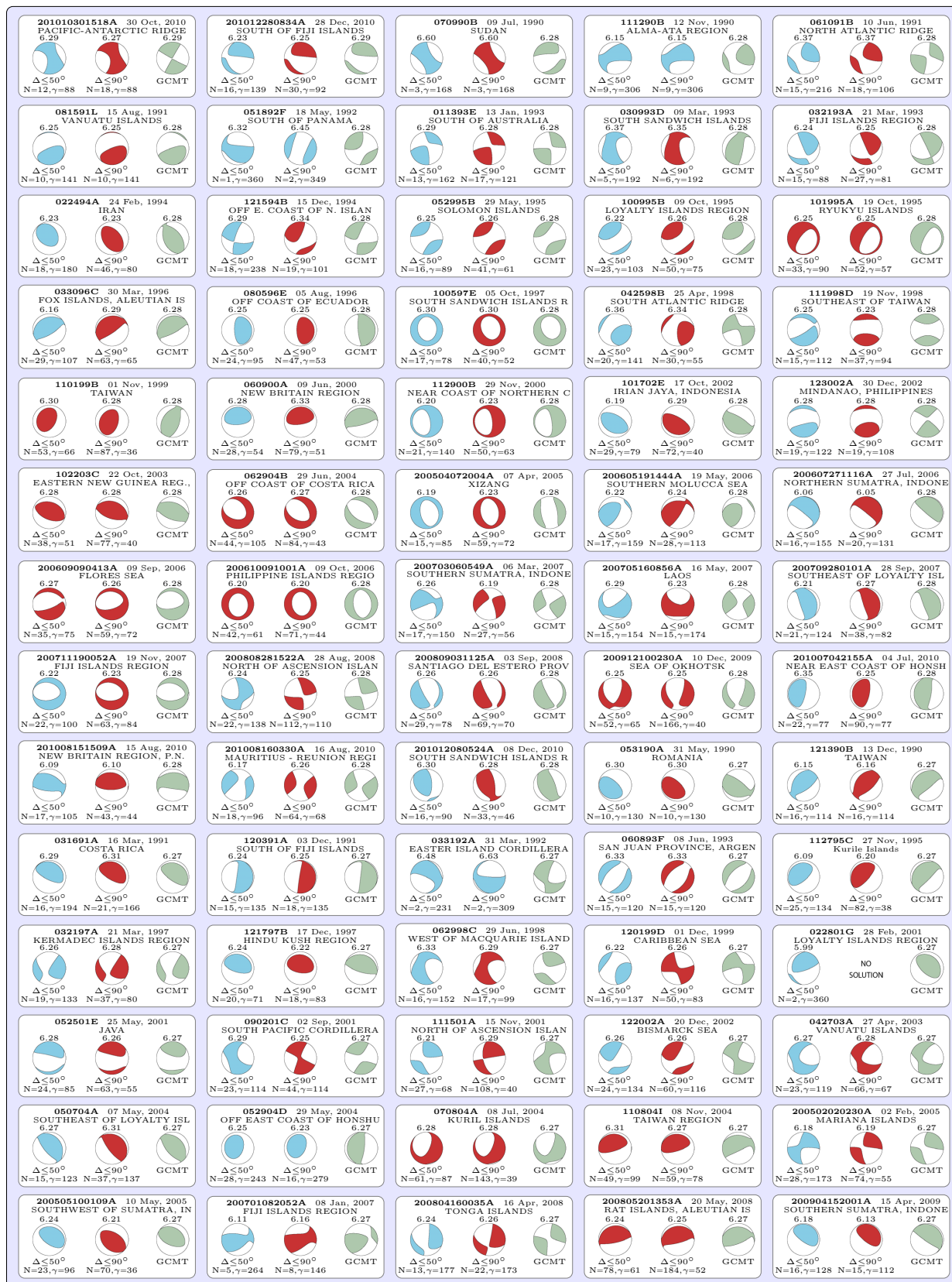


FIG. C.19 – Similar to Fig. C.12

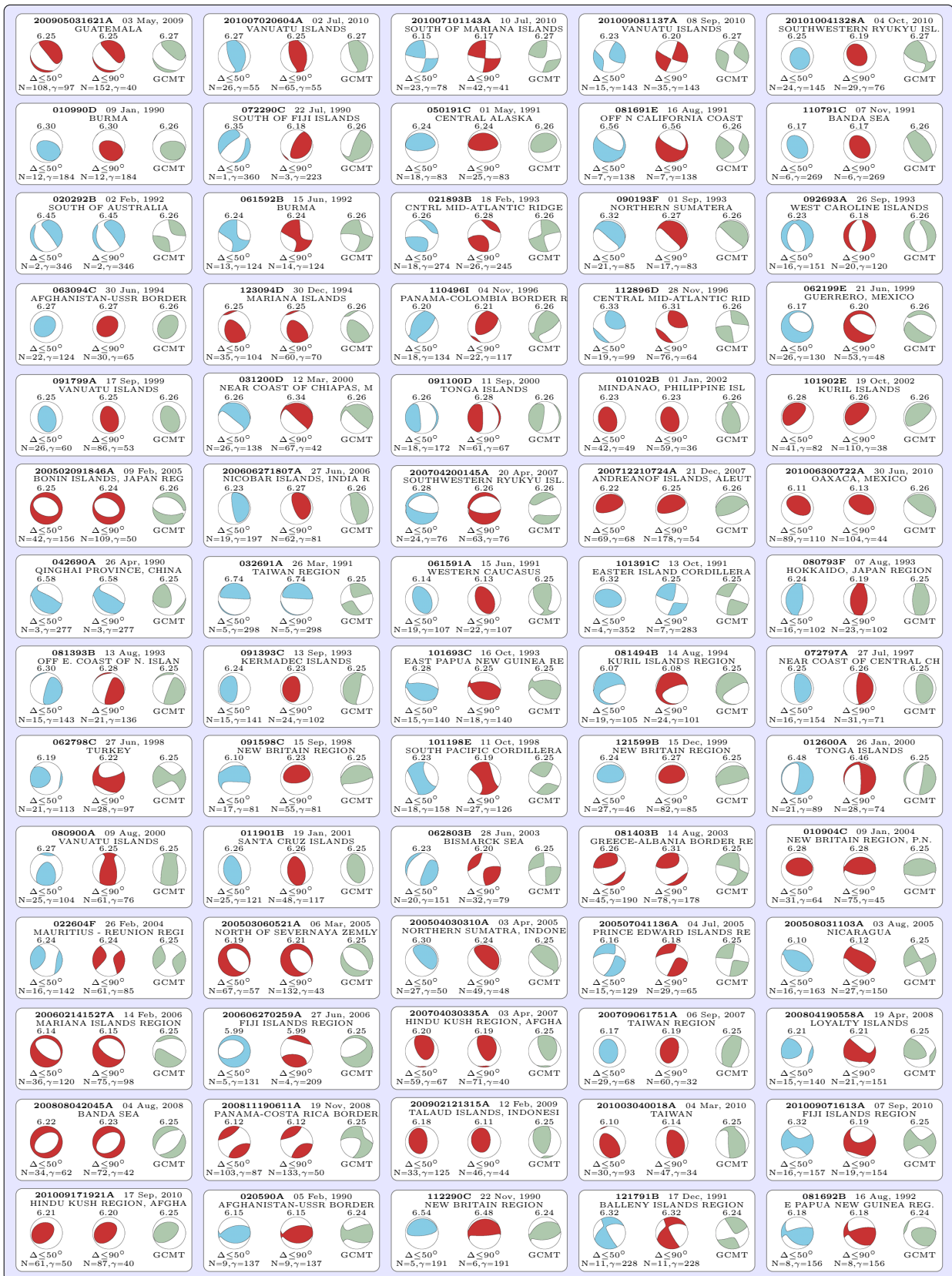


FIG. C.20 – Similar to Fig. C.12



FIG. C.21 – Similar to Fig. C.12



FIG. C.22 – Similar to Fig. C.12

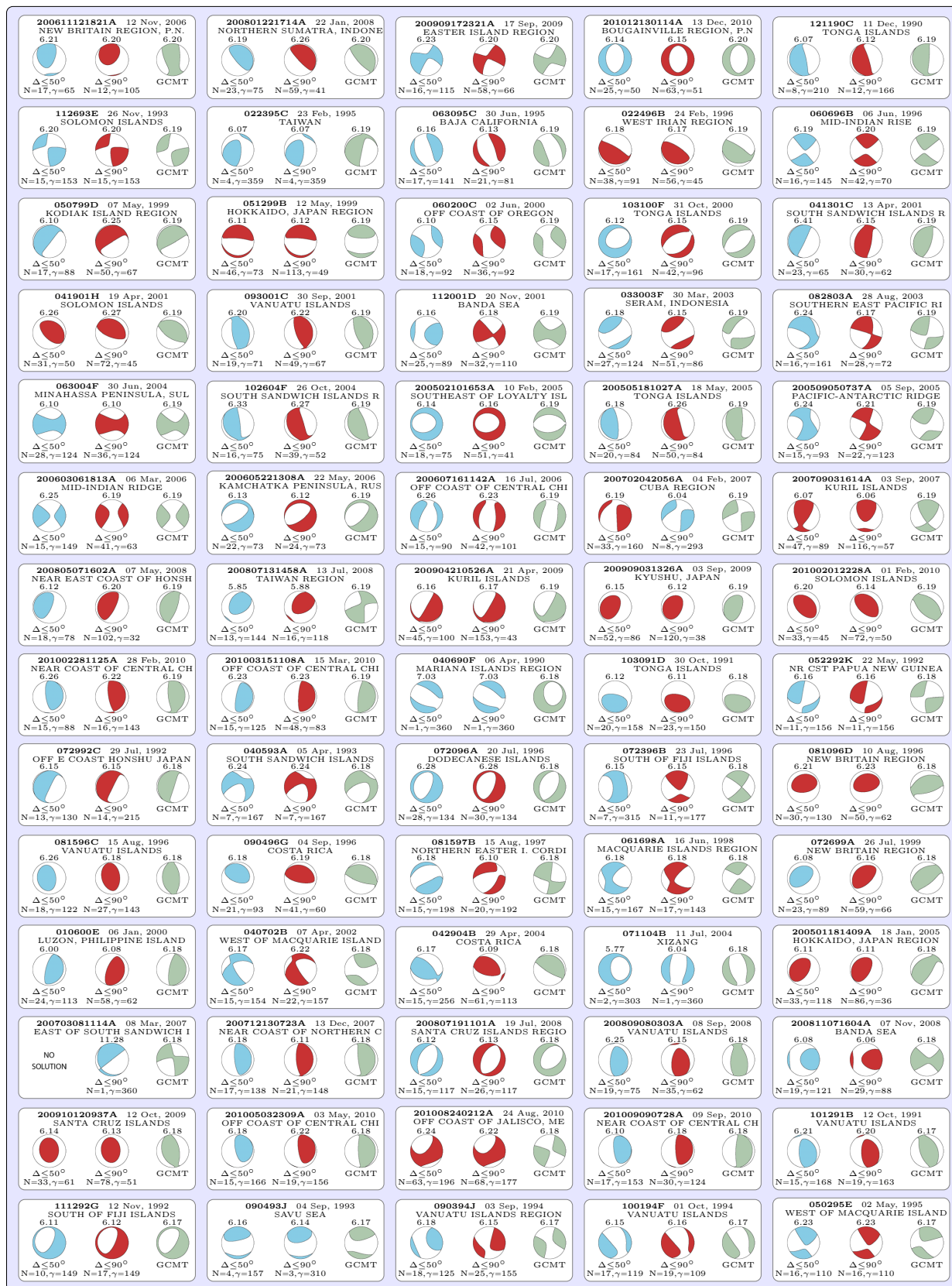


FIG. C.23 – Similar to Fig. C.12



FIG. C.24 – Similar to Fig. C.12

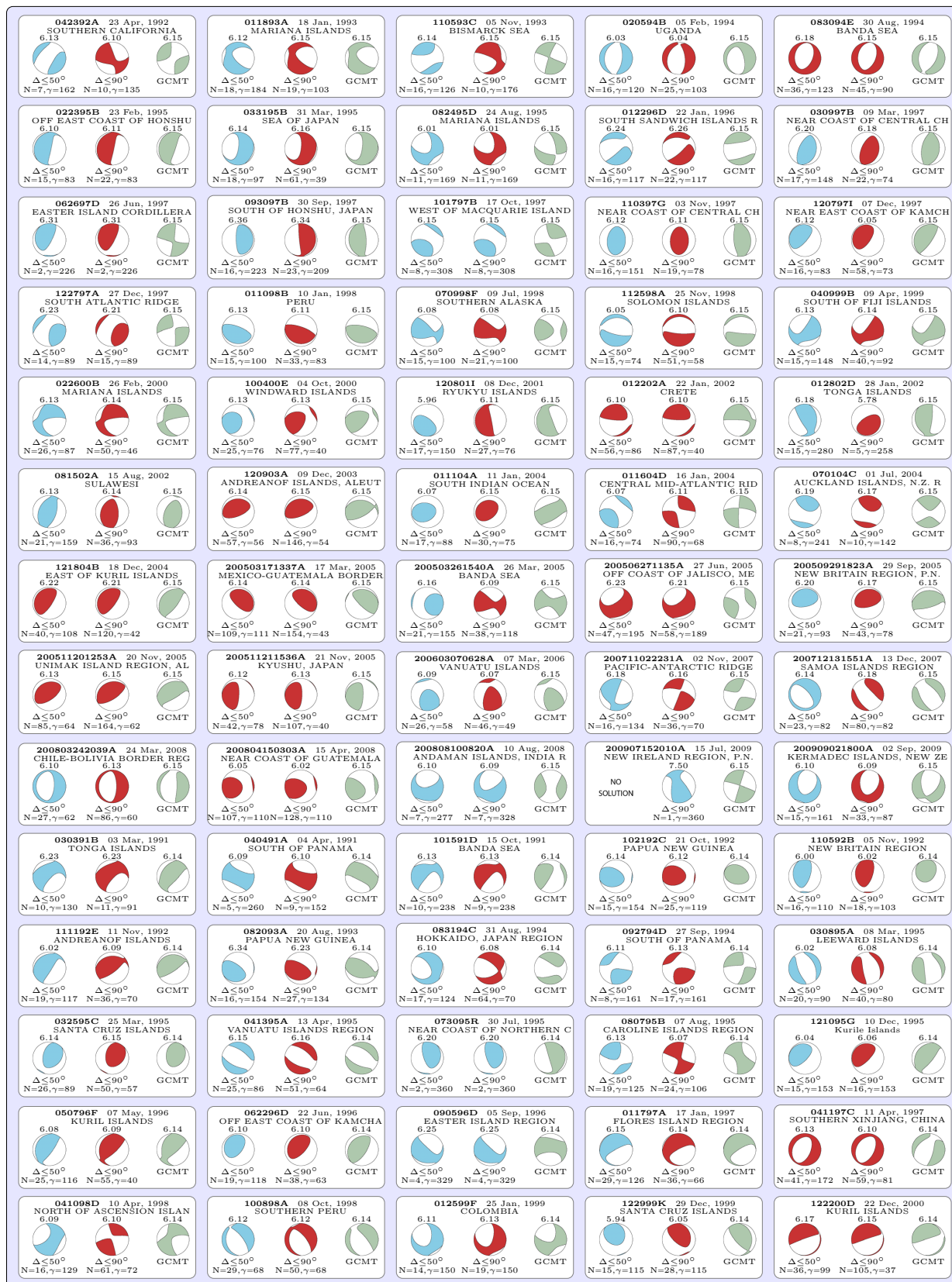


FIG. C.25 – Similar to Fig. C.12

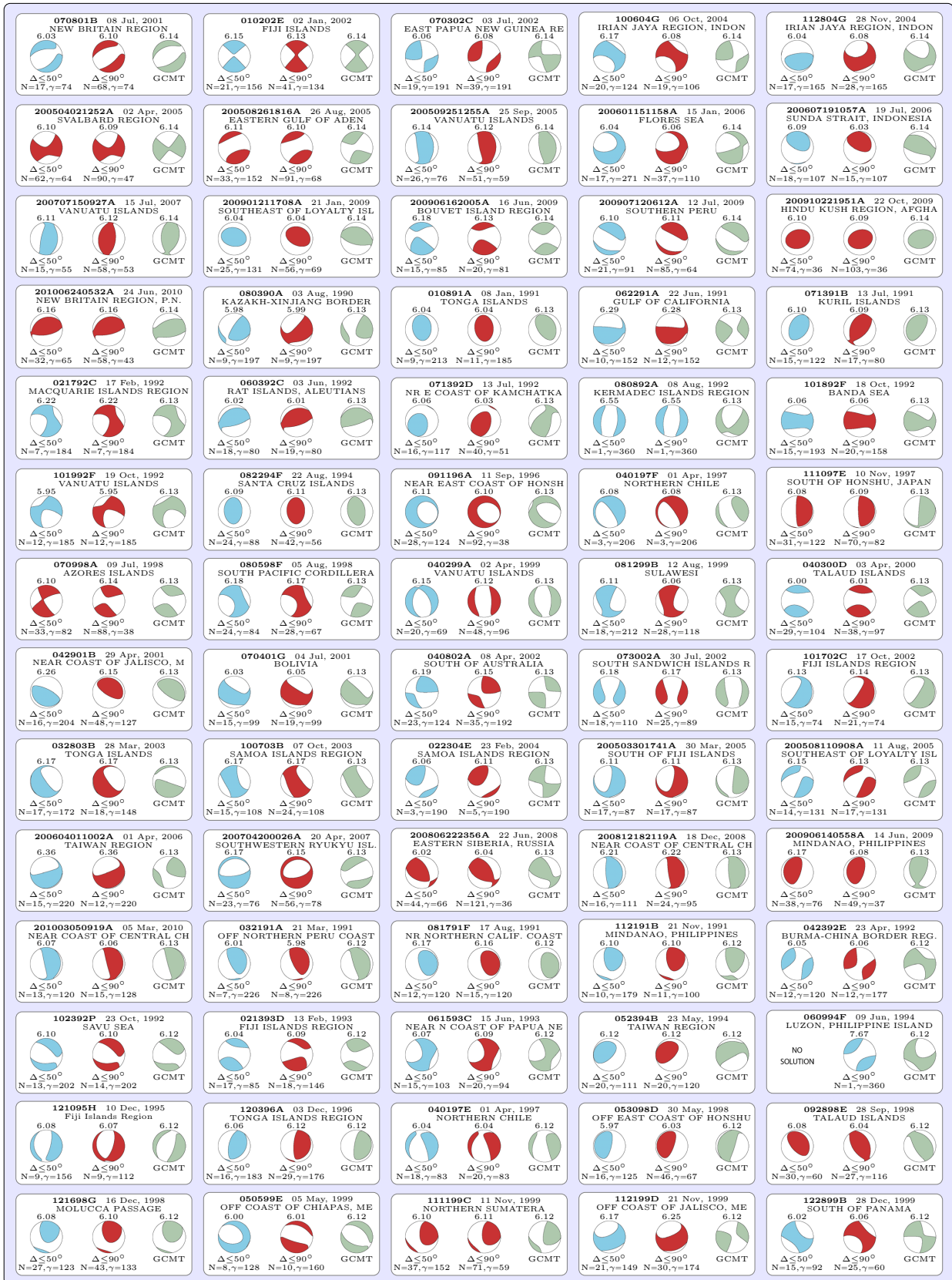


FIG. C.26 – Similar to Fig. C.12

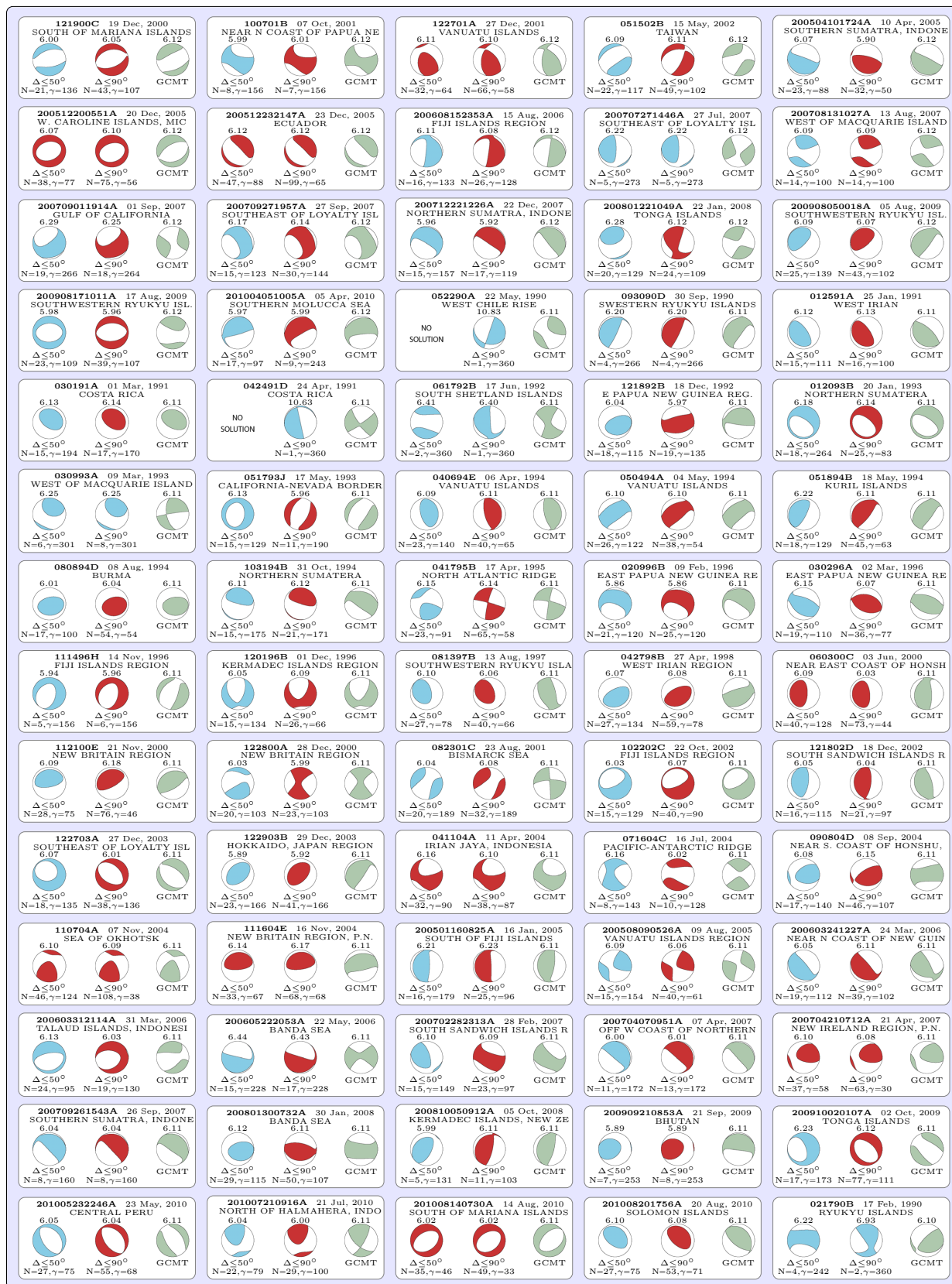


FIG. C.27 – Similar to Fig. C.12



FIG. C.28 – Similar to Fig. C.12

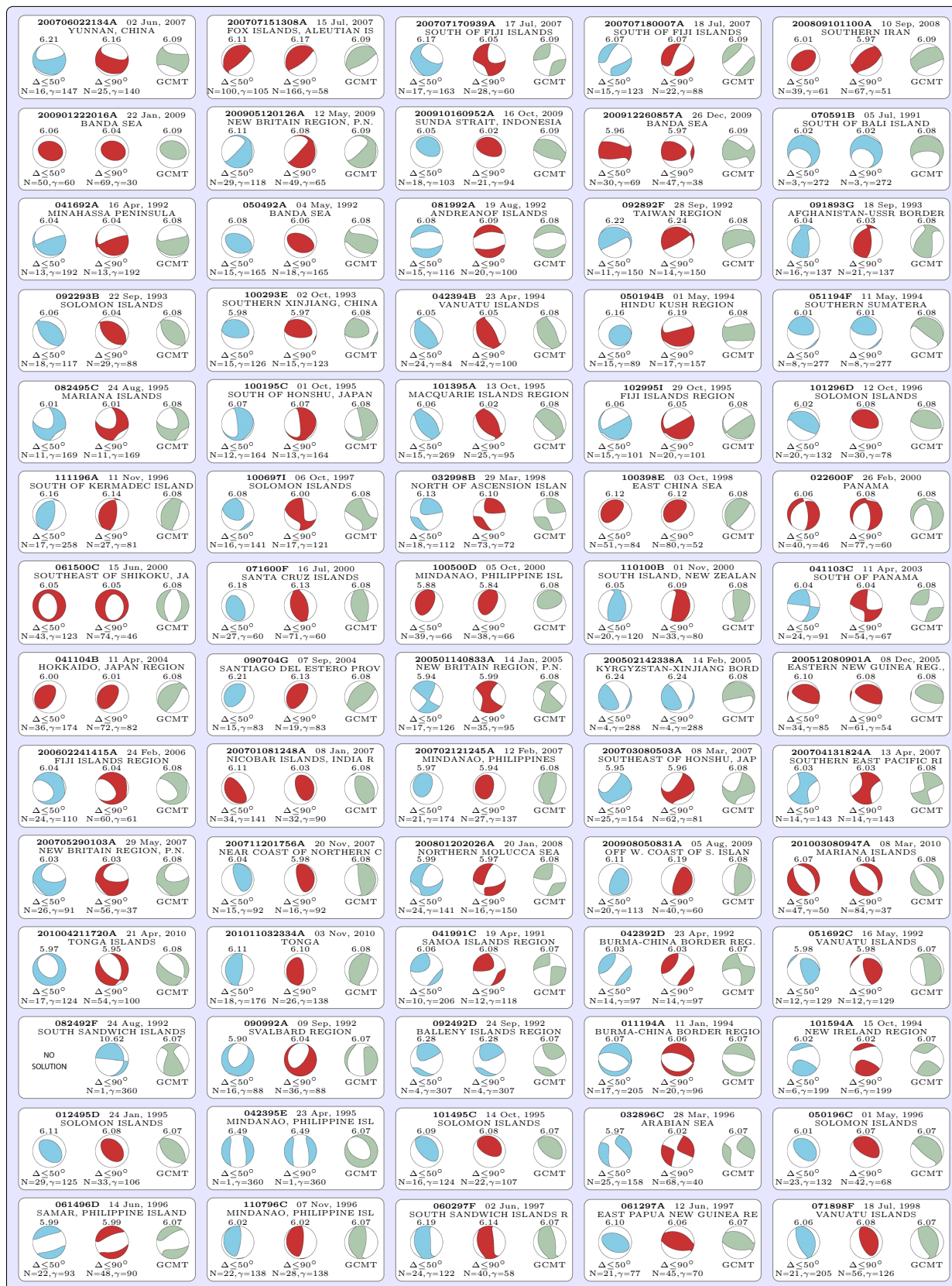


FIG. C.29 – Similar to Fig. C.12

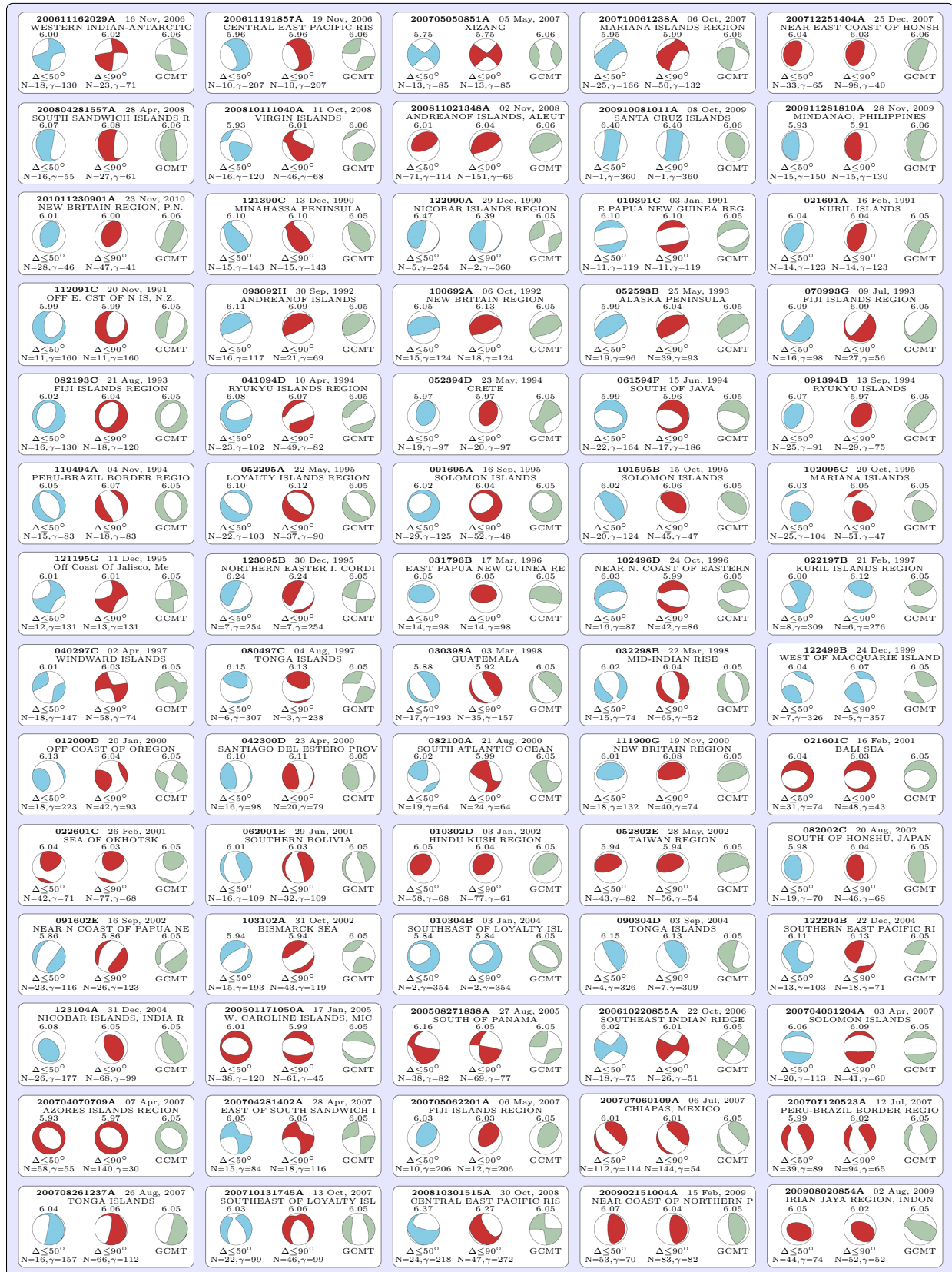


FIG. C.31 – Similar to Fig. C.12

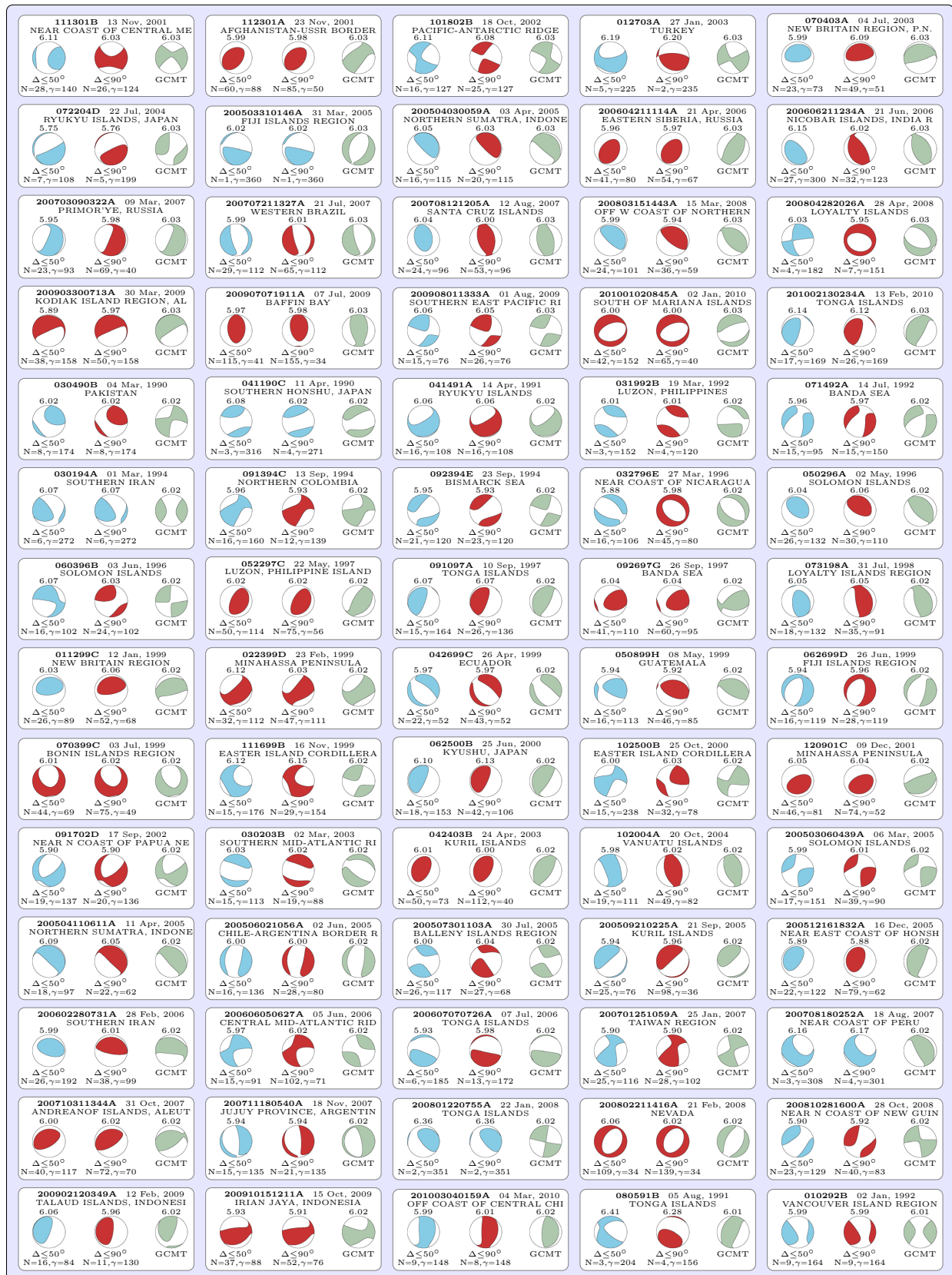


FIG. C.33 – Similar to Fig. C.12

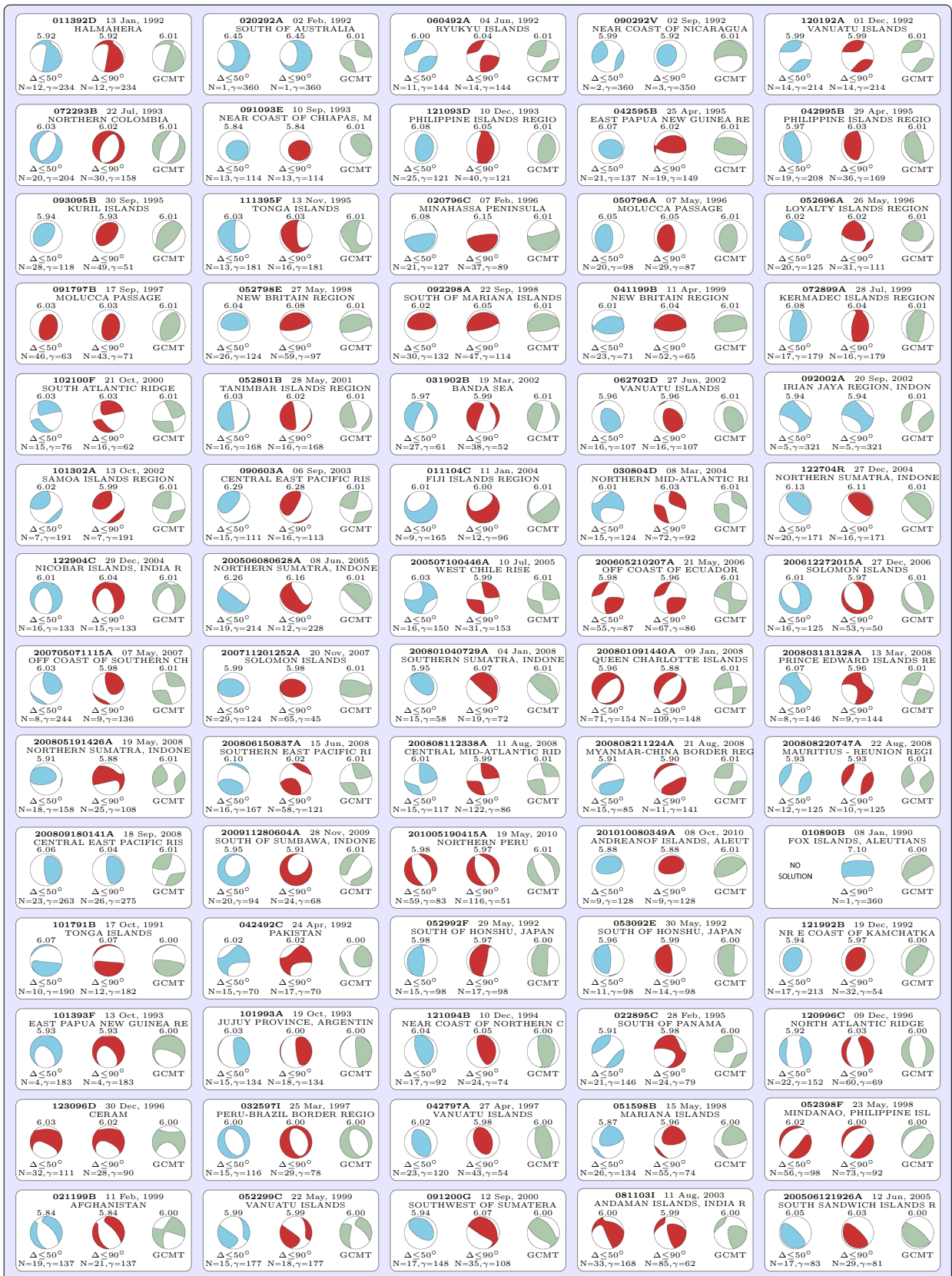


FIG. C.34 – Similar to Fig. C.12

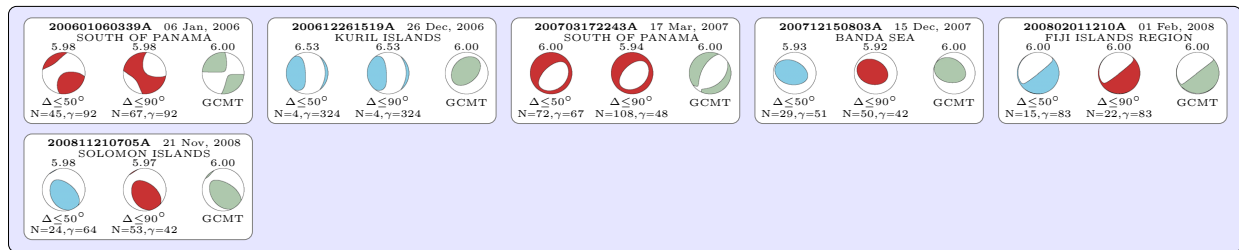


FIG. C.35 – Similar to Fig. C.12

ANNEXE D

Liste des figures et des tableaux

Liste des figures

1	Spectres à la source et fonctions sources déterminés pour le séisme tsunami de Java 2006 ($M_w = 7.7$) et les séismes des îles Kouriles en 2006 ($M_w = 8.3$) et 2007 ($M_w = 8.1$). D'après Ammon et al. (2006) et Ammon et al. (2008).	3
1.1	(<i>En haut à gauche</i>) Illustration schématique d'une faille en décrochement. (<i>En haut à droite</i>) déplacement u_x en fonction de la distance y au centre de la zone de gouge. (<i>Au milieu à droite</i>) Déformation cisailante correspondante ε_{xy} . (<i>En bas à droite</i>) Contraintes en cisaillement modélisées et réelles T_{xy} . (<i>En bas à gauche</i>) Composante xy du <i>Stress glut</i> $\Gamma_{xy} = T_{xy}^{model} - T_{xy}^{vrai}$. D'après Dahlen & Tromp (1998).	8
1.2	Exemples de modes toroïdaux (${}_0T_2^0$ et ${}_0T_2^1$) et sphéroïdaux (${}_0S_0$ et ${}_0S_2^0$).	9
1.3	Phase W observée pour les séismes tsunami du (a) Nicaragua 1992 et (b) de Java 2006. Les formes d'ondes après déconvolution en déplacement et filtrage dans la bande 1-5mHz sont présentées respectivement <i>en noir</i> et <i>en rouge</i> . Pour chaque station, la distance épacentrale Δ et l'azimut à la source ϕ sont spécifiés. Les temps d'arrivée des phases P , PP , S , SS et des ondes de Rayleigh (R) sont marqués sur chaque trace. La fenêtre utilisée pour définir la phase W est également indiquée.	14
1.4	Composantes verticales et transversales de la Phase W observées pour le séisme de Maule 2010 ($M_w = 8.8$). Les formes d'ondes après déconvolution en déplacement et filtrage dans la bande 1-5mHz sont présentées respectivement <i>en noir</i> et <i>en rouge</i> . Pour chaque station, la distance épacentrale Δ et l'azimut à la source ϕ sont spécifiés. Les temps d'arrivée des phases P , PP , S , SS , des ondes de Rayleigh (R) et des ondes de Love (L) sont marqués sur chaque trace. La fenêtre utilisée pour définir la phase W est également indiquée.	15
1.5	Courbes de dispersion en vitesse de groupe calculées avec le modèle PREM pour (a) les modes sphéroïdaux ${}_nS_l^m$ et (b) les modes toroïdaux ${}_nT_l^m$. Les courbes de dispersion sont présentées <i>en noir</i> pour le mode fondamental ($n = 0$), <i>en rouge</i> pour le premier harmonique ($n = 1$), <i>en bleu</i> pour le deuxième harmonique ($n = 2$) <i>en vert</i> pour le troisième harmonique ($n = 3$). Le rectangle rouge définit le domaine en période et vitesse de groupe correspondant à la phase W.	16

- 1.6 Comparaison entre les données (*en noir*) et les sismogrammes synthétiques pour le séisme de Maule en 2010 ($M_w = 8.8$). La phase W est délimitée par les deux points rouges pour la composante verticale (LHZ), longitudinale (LHL) et transversale (LHT). Les données sont filtrées entre 1mHz et 5mHz après déconvolution de la réponse instrumentale. Les sismogrammes synthétiques sont calculés pour la solution Global CMT et le modèle PREM. Les sismogrammes synthétiques complets sont représentés *en rouge*. Le déplacement correspondant à la somme des harmoniques de modes propres (i.e. sans inclure le mode fondamental) est indiqué *en bleu*. 17
- 1.7 Effet de la troncature dans la somme des modes propres pour le calcul des sismogrammes synthétiques. Les superpositions des vibrations propres ayant une fréquence inférieure à 10mHz (*en noir*) et inférieure à 80mHz (*en rouge*) sont présentées. Les formes d'ondes sont filtrées entre 1mHz et 10mHz en utilisant un filtre passe bande butterworth non déphasant. 18
- 1.8 Modélisation de la phase W pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). Les figures (a)-(f) présentent une image instantanée du champ d'onde en déplacement vertical (u_r) toutes les 5 minutes. Les lignes rouges en pointillés délimitent la phase W. Les synthétiques sont calculés par sommation modale tous les 0.1 degrés pour le modèle PREM. Le champ d'onde obtenu est filtré entre 1mHz et 5mHz avec un filtre butterworth déphasant. 19
- 1.9 Sensibilité 1D de l'amplitude moyenne de la phase W. Les noyaux de sensibilité (a) $K_\alpha(r)$, (b) $K_\beta(r)$ et (c) $K_\rho(r)$ sont présentés pour les stations KEV, AFI, KIV et BFO. Ces noyaux sont calculés dans le modèle PREM pour le séisme de Tohoku-oki 2011 après filtrage dans la bande passante 1 – 5mHz. Le trait pointillé rouge délimite l'interface entre le manteau supérieur et le manteau inférieur et le trait pointillé vert indique la profondeur de l'interface croûte-manteau dans le modèle PREM 20
- 1.10 Sensibilité 1D de l'amplitude moyenne des ondes de Rayleigh. Les noyaux de sensibilité (a) $K_\alpha(r)$, (b) $K_\beta(r)$ et (c) $K_\rho(r)$ sont présentés pour les stations KEV, AFI, KIV et BFO. Ces noyaux sont calculés dans le modèle PREM pour le séisme de Tohoku-oki 2011 après filtrage dans la bande passante 2.8 – 10mHz. Le trait pointillé rouge délimite l'interface entre le manteau supérieur et le manteau inférieur et le trait pointillé vert indique la profondeur de l'interface croûte-manteau dans le modèle PREM. 21

- 1.11 Comparaison entre les synthétiques calculés avec SPECFEM3D_GLOBE (*en noir*) et les synthétiques calculés par superposition des modes normaux jusqu'à 80mHz (*en rouge*). Les données synthétiques sont calculées pour le modèle PREM et la solution point source de Duputel et al. (2011b) pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). Les formes d'ondes sont filtrées dans la bande passante 200 – 1000 s en utilisant un filtre butterworth déphasant d'ordre 4. La phase W est délimitée par les deux points rouges sur chaque trace. 25
- 1.12 Comparaison entre les synthétiques calculés avec SPECFEM3D_GLOBE (*en noir*) et les synthétiques calculés par superposition des modes normaux jusqu'à 80mHz (*en rouge*) après filtrage dans différentes bandes passantes. Les formes d'ondes sont filtrées dans la bande passante (a) 250 – 500 s, (b) 500 – 750 s et (c) 750 – 1000 s en utilisant un filtre butterworth déphasant d'ordre 4. Les sismogrammes synthétiques sont calculés pour le modèle PREM et la solution point source de Duputel et al. (2011b) pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). La phase W est délimitée par les deux points rouges sur chaque trace. 26
- 1.13 Noyaux de Fréchet décrivant la sensibilité de l'amplitude verticale \mathcal{A}_w de la phase W à la vitesse des ondes P (a), à la vitesse des ondes S (b) et à la densité (c). On considère ici le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$) et la station KEV située à une distance épacentrale $\Delta = 63^\circ$ et à un azimut $\phi = 330^\circ$ 27
- 2.1 Exemple de détermination des paramètres ω_0 , h et G pour le canal LHZ de la station MAJO. (*En haut*) Comparaison des réponses en amplitude obtenues après chaque itération. $I(\omega)$ est la réponse calculée à partir des pôles et des zéros, X_{prior} est la réponse correspondant aux paramètres a priori ($\omega_{0\text{prior}} = 2.78$ mHz, $h_{\text{prior}} = 0.704$ et $G_{\text{prior}} = 4.12 \cdot 10^9$ count/(m/s)), $X_{\text{iter}.i}$ est la réponse obtenue après i ème itération. (*En bas*) Erreur quadratique normalisée à chaque itération. 33
- 2.2 Comparaison entre les données déconvoluées en fréquence (*en noir*) et les données déconvoluées en temps (*en rouge*) en utilisant la méthodologie développée dans la partie 2.2.1. On représente 11h de données enregistrées par la station NNA lors du séisme des îles Sumatra-Andaman ($M_w = 9.2$). Après déconvolution, les données sont filtrées dans la bande passante 1 – 5mHz en utilisant un filtre passe-bande causal d'ordre 4. Un zoom sur 23 min d'enregistrement est indiqué en haut à droite. 34

- 2.3 Effet de la saturation des données lors de la déconvolution en déplacement pour la station (a) TATO et (b) XAN lors du grand tremblement de terre de Sumatra-Andaman 2010 ($M_w = 9.2$). (*En haut*) Les données brutes LHZ. (*Au milieu*) Les données après déconvolution en fréquence. (*En bas*) Les données après déconvolution en temps. Les sismogrammes synthétiques calculés dans le modèle PREM sont présentés *en rouge* pour comparaison avec les données déconvoluées *en noir* après filtrage entre 1mHz et 5mHz. 35
- 2.4 Effet du bruit de fond sismique sur la phase W. Les courbes de bruit calculées pour une sélection de stations du réseau II, IU, G et GE sont présentées en gris foncé en (a) ainsi que l'amplitude RMS de la phase W mesurée dans des bandes passantes de 1/3 d'octave à différentes périodes. Le New Low Noise Model (NLNM) et le New High Noise Model (NHNM) proposés par Peterson (1993) sont indiqués en jaune. Les courbes de bruit obtenues à la station CASY sur les canaux LHZ pour un capteur STS1 (*en bleu*) et pour un capteur STS2 (*en vert*) sont présentées. Les enregistrements par ces deux capteurs du Séisme tsunami de Java 2006 ($M_w = 7.7$) sont montrés en (b) après déconvolution et filtrage entre 1mHz et 100mHz. 36
- 2.5 Exemple de concaténation de la phase W pour le séisme tsunami de Mentawai 2010 ($M_w = 7.8$). La bande passante utilisée pour le filtrage des traces est 1.7–6.7mHz. Seules les composantes verticales sont présentées. Le code des stations figure au dessus de chaque trace correspondante. 40
- 2.6 Solutions obtenues pour le séisme de Haiti 2010 ($M_w = 7.0$) en utilisant les différentes possibilités d'inversion du tenseur moment sismique dans l'algorithme WCMT. La solution Global CMT (GCMT) est indiquée pour comparaison. 42
- 2.7 *grid-search* temporel permettant la détermination du *time-shift* τ_c et de la demi-durée h_c . On représente ici l'écart quadratique normalisé entre les données observées et calculées : $E_{nrms} = E_{rms}(\tau_s, h_s)/E_{rms}(\tau_c, h_c)$ avec $E_{rms} = \sqrt{-\log(\sigma_M/\nu)}$ (cf. équation (2.27)). 44
- 2.8 Détermination du *centroid* spatial pour le séisme de Maule 2010 ($M_w = 8.8$). La position optimum du *centroid* est indiquée par un triangle rouge. 45
- 2.9 Fonctions $\mathbf{H}(\Delta, d_c; t)$ extraites de la base de données des fonctions de Green. Les fonctions de Green correspondant à une profondeur du *centroid* $d_c = 30.5$ km ont été convoluées par une fonction source triangulaire $S(t)$ avec $\tau_c = h_c = 40$ s puis filtrées entre 1mHz et 5mHz. On présente les traces normalisées tous les 10° entre $10 \leq \Delta \leq 90$ au nord de la source $\Phi = 0^\circ$. La fenêtre temporelle définissant la phase W est délimitée par les deux points rouges. 48

- 2.10 Comparaison de l'amplitude des fonctions $\mathbf{H}(\Delta, d_c; t)$ extraites de la base de données des fonctions de Green pour une distance épacentrale $\Delta = 80^\circ$ et une profondeur *centroid* (a) $d_c = 9.5$ km et (b) $d_c = 500.5$ km. La fonction $H_{ij,k}$ correspond à la fonction de Green selon la composante i associée à l'élément M_{jk} du tenseur moment sismique après convolution par une fonction source triangulaire $S(t)$ avec $\tau_c = h_c = 40$ s et filtrage entre 1mHz et 5mHz. La fenêtre temporelle définissant la phase W est délimitée par les deux points rouges. 50
- 2.11 Schéma d'exécution de l'algorithme WCMT. Les solutions obtenues à différentes étapes pour le séisme de Java 2006 ($M_w = 7.7$) sont présentées. La solution Global CMT obtenue pour cet évènement est indiquée pour comparaison. 52
- 2.12 Répartition du temps d'exécution séquentiel entre les différentes parties de l'algorithme WCMT. On considère ici le séisme de Nias 2005 ($M_w = 8.6$) et le séisme de Kuril 2007 ($M_w = 8.1$). 54
- 2.13 Proportions du temps d'exécution séquentiel associées aux différentes opérations effectuées pendant le *grid-search* spatial. On considère ici le séisme de Nias 2005 ($M_w = 8.6$) et le séisme de Kuril 2007 ($M_w = 8.1$). 55
- 2.14 Courbes d'accélération et d'efficacité obtenues en exécutant le *grid-search* pour (a) le séisme de Sumatra-Andaman 2004 et (b) le séisme de Tohoku-oki. Les courbes grises ont été mesurées sur 32 noeuds du cluster de l'IPGS chacun muni de deux processeurs Intel[®] Xeon[®] E5345 (4 cores, 2.33GHz) et de 24Go de mémoire vive. La courbe noire est obtenue en calculant la moyenne des accélérations estimées sur les 32 noeuds. 57
- 2.15 Spectres à la source pour différents séismes tsunami identifiés entre 1990 et 2010. Pour comparaison on présente le modèle w^2 pour une magnitude $M_w = 7.8$. D'après Polet & Kanamori (2000), Ammon et al. (2006) et Lay et al. (2011c). 58
- 2.16 Solutions WCMT (*en rouge*) obtenues pour les séismes tsunami dans la période 1990-2010. Les séismes sont ordonnés chronologiquement. La magnitude de moment obtenue (M_{w-wcmt}), le gap azimutal (γ) et le nombre de canaux (chan) sont indiqués pour chaque évènement. Le mécanisme du catalogue GCMT (*en vert*) et la magnitude de moment correspondante (M_{w-gcmt}) sont présentés pour comparaison. 59
- 2.17 Différence $\tau_c - h_e$ entre le *time-shift* τ_c et la demi-durée attendue $h_e(M_0)$ estimée grâce à la relation (2.34). Cette différence est présentée pour les solutions WCMT obtenues pour les évènements de $M_w \geq 7.0$ entre 1990 et 2010. Les points sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT. Le nom des séismes pour lesquels on observe une forte valeur de $\tau_c - h_e$ est indiqué. Les séismes tsunami étudiés dans la partie 2.5 sont présentés *en bleu*. 61

- 3.1 W phase source inversion results for the 2004 great Sumatra-Andaman Islands earthquake. W phase CMT (WCMT) and Global CMT (GCMT) solutions are shown in the top-left corner. Examples of observed waveforms (black lines) and the corresponding synthetics (red lines) computed from the WCMT solution are presented. The station azimuth (ϕ) and epicentral distance (Δ) are indicated as well as W phase time window, which are bounded by red dots. The WCMT inversion is based on the ground motion of stations within $\Delta \leq 90^\circ$ after applying a band pass filter in the 1-5mHz passband. W phase and later arrivals are often very well predicted by the WCMT solution although many channels have instrument problems during or after the surface waves arrivals (most of the broad band data within $\Delta \leq 40^\circ$ are saturated). 69
- 3.2 Data coverage for LH channels extracted from SEED volumes of $M_w \geq 6.5$ events for virtual networks : FDSN, GSN_BROADBAND and STS1 between 1990 and 2010. The number of LH channels is shown in (a) while the azimuthal coverage is presented in (b). The total number of available LH channels is shown in black. For stations within $\Delta \leq 90^\circ$ epicentral distance, the selected W phase traces before and after the data screening are presented respectively in red and blue. 72
- 3.3 W phase CMT inversion time line. The output level 1 (OL1) is presented in dark grey, the output level 2 (OL2) in blue and the output level 3 (OL3) in red. N is the number of channels after data screening, γ is the azimuthal gap and Δ is the epicentral distance. The horizontal axis represents increasing time together with the data flow (red line) and the GF calculation for the centroid optimization (blue lines). The solutions obtained for the $M_w = 8.30$ 2006 Kuril earthquake corresponding to OL2 and OL3 are presented for $\Delta \leq 50^\circ$ and $\Delta \leq 90^\circ$. The centroid grid-searches are also displayed on the top of the figure for $\Delta \leq 50^\circ$ and for $\Delta \leq 90^\circ$. The black cross represents the PDE location while the red dot corresponds to the WCMT centroid and the green triangle indicates the GCMT centroid. The isolines correspond to the normalized RMS misfit computed during the grid-search. The locations of $M_w \geq 5.0$ aftershocks recorded during the 24 hours after the main shock are indicated by white dots (from the USGS PDE catalog). 75
- 3.4 WCMT solutions obtained for $M_w \geq 6.50$ earthquakes from 1990 to 2010. The stations within $\Delta \leq 90^\circ$ epicentral distance are used. Mechanisms corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are shown in blue and mechanisms corresponding to OL3 (i.e. $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are presented in red. The complete collection of solutions is presented in Fig 3.5 and in Appendix C.2 (Figs. C.1 to C.10). 80

- 3.5 Solutions obtained for events with $M_w \geq 7.59$. N is the total number of channels after inversion and γ is the azimuthal gap (in degrees). GCMT solutions are presented in green, W phase solutions corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are shown in blue and WCMT solutions corresponding to OL3 (i.e. for $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are presented in red. The solutions corresponding to $M_w < 7.59$ earthquakes are listed in Appendix C.2 (Figs. C.1 to C.10). 81
- 3.6 Examples of W phase preliminary magnitude ($M_{w-wprel}$) amplitude fits. The peak-to-peak amplitudes are reduced to a common distance $\Delta = 40^\circ$. A polar representation is used : the angle and radius correspond respectively to the station azimuth and amplitude value. The continuous line represents the result of the regression determined from W phase amplitudes within $\Delta \leq 50^\circ$. The twelve examples shown are ordered by decreasing GCMT magnitude M_{w-gcmt} . GCMT solutions are displayed in light gray for comparison with peak-to-peak amplitude azimuthal distributions. In addition to the good match between $M_{w-wprel}$ and M_{w-gcmt} , there is a good agreement between the focal mechanism and the orientation of the two lobes pattern. 82
- 3.7 Amplitude ratios (observed/predicted) as a function of azimuth from the epicenter of the 2004 Sumatra-Andaman Islands earthquake. The observed amplitudes are compared with predictions from the GCMT solution indicated in Fig. 3.1 for the W phase in red and for R1 and R2 Rayleigh waves in blue. Large amplitude ratios observed toward the north-northwest are interpreted in terms of directivity along the rupture direction of $\sim 330^\circ N$ 83
- 3.8 W phase preliminary magnitudes for $M_w \geq 6.5$ earthquakes in the period 1990-2010. The distribution of magnitude difference ($\Delta M_w = M_{w-wprel} - M_{w-gcmt}$) is presented in (a). The comparison of the preliminary magnitude estimates ($M_{w-wprel}$) versus the GCMT magnitude (M_{w-gcmt}) is shown in (b). The circles are colored according to the GCMT centroid depth. Dashed lines indicate ± 0.1 and dot-dash lines ± 0.2 magnitude units. 84
- 3.9 W phase moment magnitudes (M_{w-wcmt}) obtained at $t_b \sim t_0 + 22$ min (i.e. using stations within $\Delta \leq 50^\circ$). The distribution of magnitude difference ($\Delta M_w = M_{w-wcmt} - M_{w-gcmt}$) is presented in (a). The comparison of M_{w-wcmt} versus the GCMT magnitude (M_{w-gcmt}) is shown in (b). W phase solutions corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are indicated by triangles and WCMT solutions corresponding to OL3 (i.e. $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are indicated by circles. The symbols are colored according to the GCMT centroid depth. Dashed lines indicate ± 0.1 and dot-dash lines ± 0.2 magnitude units. At $t_b \sim t_0 + 22$ min, 87% of M_{w-gcmt} values lie within $M_{w-wcmt} \pm 0.1$ and the standard deviation between the two moment magnitude estimates is $\sigma_{M_w} = 0.05$ 85

- 3.10 WCMT solutions calculated at time t_b for the 1992 Nicaragua tsunami earthquake. The solutions obtained at different stages of the WCMT algorithm are presented in (b), (c), (d) and the GCMT solution is shown for comparison in (a). The time shift (τ_c) grid-search is detailed in (e) where the black cross corresponds to the initial estimate of τ_c from eq. (3.6), the red dot corresponds to the optimum τ_c and the green line indicates the GCMT time delay. Although the strike of solution (b) does not match the GCMT solution well, the solution (c) corresponding to an optimum τ_c and (d) after centroid position grid search are very similar to the GCMT mechanism. 86
- 3.11 WCMT solutions calculated at time t_b for the 2006 Java tsunami earthquake. The solutions obtained at different stages of the WCMT algorithm are presented in (b), (c), (d) versus the GCMT solution is shown for comparison in (a). The time shift (τ_c) grid-search is detailed in (e) where the black cross corresponds to the initial estimate of τ_c from eq. (3.6), the red dot corresponds to the optimum τ_c and the green line indicates the GCMT time delay. The WCMT solution obtained after centroid optimization (d) is very similar to the GCMT solution (a). 87
- 3.12 W phase moment magnitudes (M_{w-wcmt}) obtained at $t_c \sim t_0 + 35$ min (i.e. using stations within $\Delta \leq 90^\circ$). The distribution of magnitude difference ($\Delta M_w = M_{w-wcmt} - M_{w-gcmt}$) is presented on (a). The comparison of M_{w-wcmt} and the GCMT magnitude (M_{w-gcmt}) is shown in (b). W phase solutions corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are indicated by triangles and WCMT solutions corresponding to OL3 (i.e. $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are indicated by circles. The symbols are colored according to the GCMT centroid depth. Dashed lines indicate ± 0.1 and dot-dash lines ± 0.2 magnitude units. At $t_c \sim t_0 + 35$ min, 92% of M_{w-gcmt} values lie within $M_{w-wcmt} \pm 0.1$ and the standard deviation between the two moment magnitude estimates is $\sigma_{M_w} = 0.04$ 88
- 3.13 W phase moment tensor components obtained at $t_c \sim t_0 + 35$ min (i.e. using stations within $\Delta \leq 90^\circ$). The comparisons of the moment tensor elements (in dyne-cm) of WCMT (vertical axis) and GCMT (horizontal axis) are given for (a) M_{rr} , (b) $M_{\theta\theta}$, (c) $M_{\phi\phi}$, (d) $M_{r\theta}$, (e) $M_{\theta\phi}$ and (f) $M_{\theta\phi}$. The blue circles indicate that the moment tensor component of WCMT and GCMT are of opposite sign, and green symbols, the same sign. See also Fig. 3.14b. 89

- 3.14 Difference between WCMT and GCMT solutions. The magnitude difference ΔM_w is presented in (a), the angle $\Phi(\mathbf{M}_{wcmt}, \mathbf{M}_{gcmt})$ is shown in (b) while (c) display the azimuthal gap γ (blue) and the number of channels (red) after the data screening. In (a) and (b), the W phase solutions corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are indicated by triangles and WCMT solutions corresponding to OL3 (i.e. $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are indicated by circles. The symbols are colored according to the GCMT moment magnitude M_{w-gcmt} 90
- 3.15 Distances between WCMT, GCMT and PDE locations. The great-circle distance Δx_{PDE} between the PDE location and the GCMT centroid is shown on the map (a) and in the histogram with blue bars (c). The distance Δx_c between GCMT and WCMT centroid locations is presented in (b) and in the histogram with red bars (c). 91
- 3.16 Depth difference between GCMT and WCMT locations before and after grid-search. The difference $\Delta r_{PDE} = r_{c-gcmt} - r_{PDE}$ between the PDE and the GCMT depth (i.e. before grid-search) is shown in (a) and in the histogram with blue bars (c). The depth difference $\Delta r_c = r_{c-gcmt} - r_{c-wcmt}$ between GCMT and WCMT centroids (i.e. after grid-search) is presented in (b) and in the histogram with red bars (c). 92
- 3.17 Centroid location optimizations for (a) the 2004 Sumatra-Andaman Islands earthquake (b) the 2010 Haiti event and (c) the 2010 Maule-Chile earthquake. We illustrate the latitude/longitude grid-search at the WCMT optimum centroid depth by showing the normalized RMS contour-lines. The black cross represents the PDE epicenter while the red dot corresponds to the WCMT optimum point source location. The GCMT centroid is indicated by a green triangle. The locations of $M_w \geq 5.0$ aftershocks recorded during the 24 hours after the main shock are indicated by white dots. (from the USGS PDE catalog) 93
- 3.18 W phase source inversion results for the 2010 Haiti earthquake. W phase CMT (WCMT) and Global CMT (GCMT) solutions are shown in the top-left corner. Examples of observed waveforms (black lines) and the corresponding synthetics (red lines) computed from the WCMT solution are presented. The station azimuth (ϕ) and epicentral distance (Δ) are indicated as well as W phase time windows, bounded by red dots. The WCMT inversion is based on the ground motion recorded at stations within $\Delta \leq 90^\circ$ after applying a band pass filter in the 2-8.3mHz passband. W phase and later arrivals are very well predicted by the WCMT solution. 95

3.19 W phase source inversion results for the 2010 great Maule-Chile earthquake. W phase CMT (WCMT) and Global CMT (GCMT) solutions are shown in the top-left corner. Examples of observed waveforms (black lines) and the corresponding synthetics (red lines) computed from the WCMT solution are presented. The station azimuth (ϕ) and epicentral distance (Δ) are indicated as well as W phase time windows, bounded by red dots. The WCMT inversion is based on the ground motions recorded at stations within $\Delta \leq 90^\circ$ after applying a band pass filter in the 1-5mHz passband. W phase and later arrivals are very well predicted by the WCMT solution. For some channels like EFI-LHZ or CRZF-LHZ, the surface waves are affected by instrument problems, although the W phase signal itself is not affected. 96

3.20 Difference between WCMT and GCMT solutions for $6.0 \leq M_w < 6.5$ events. The magnitude difference ΔM_w is presented in (a) and the angle $\Phi(\mathbf{M}_{wcmt}, \mathbf{M}_{gcmt})$ is shown in (b). In (a) and (b), the W phase solutions corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are indicated by triangles and WCMT solutions corresponding to OL3 (i.e. $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are indicated by circles. The symbols are colored according to the GCMT moment magnitude M_{w-gcmt} 98

3.21 WCMT solutions obtained for the 2009 Vanuatu earthquake sequence. The results shown in (a) are computed using the standard W phase algorithm in which we assume isolated sources in time and space. The WCMT solutions shown in (b) are obtained using the modified W phase algorithm for *disturbed events* in which the perturbations caused by the disturbing events are removed from the data inverted for later solutions. The WCMT solutions are displayed in red for (1) 200910072203A, in blue for (2) 200910072218A, in dark green for (3) 200910072250A and in black for (4) 200910072313A. The Global CMT solutions are shown using small light green beach balls for comparison. 99

3.22 WCMT solutions obtained for the October 2009 Vanuatu earthquake sequence using the modified W phase algorithm for *disturbed events*. The events that make up this sequence are (1) 200910072203A which is shown in red, (2) 200910072218A in blue, (3) 200910072250A in green and (4) 200910072313A in black. (a) shows the normalized moment rate functions and (b) shows the focal mechanisms with the corresponding centroid locations. The station distribution is indicated on the globe at the right hand corner of (b). To determine the mechanisms of the *disturbed events* (2), (3) and (4), the WCMT algorithm is modified by correcting for the disturbance of preceding event(s). 100

- 3.23 Comparisons between synthetics and data for the October 2009 Vanuatu earthquake sequence. Examples of observed waveforms (black lines) and the corresponding synthetics (red lines) computed from the WCMT solutions of events (1), (2), (3) and (4) (cf. Fig. 3.22) are presented after bandpass filtering in the 2-8.3mHz passband. The station azimuth (ϕ) and epicentral distance (Δ) are indicated relative to the centroid of (4). The W phase time windows are bounded by red dots for event (1), blue dots for (2), green dots for (3) and black dots for (4). W phase and later arrivals associated with the four earthquakes are very well predicted by the WCMT solutions. . . . 101
- 3.24 Comparaison des magnitudes estimées en temps réel par rapport aux estimations de GCMT. On présente en (a) la magnitude préliminaire de l'USGS et en (b) la magnitude de moment M_{w-wcmt} estimée à l'IPGS grâce à la méthode WCMT. (*en haut*) Distribution de la différence de magnitude ($\Delta M_w = M - M_{w-gcmt}$). (*en bas*) Comparaison directe avec le catalogue GCMT. Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec une couverture insuffisante ($N < 30$ ou $\gamma > 270^\circ$) pour permettre une détermination de la localisation du *centroid*. Les points sont colorés en fonction de la profondeur *centroid* du catalogue GCMT. Les traits en pointillés indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude. 103
- 3.25 Difference entre les solutions WCMT obtenues en temps réel à l'IPGS et GCMT. La différence de magnitude ΔM_w est présentée en (a) et l'angle $\Phi(M_{w-wcmt}, M_{w-gcmt})$ est montré en (b). Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec une couverture insuffisante ($N < 30$ ou $\gamma > 270^\circ$) pour permettre une détermination de la localisation du *centroid*. Les points sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT (M_{w-gcmt}). Les traits en pointillés en (a) indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude. 105
- 3.26 Comparaison entre les solutions GCMT et WCMT obtenues en temps réel à l'IPGS pour le séisme de Samoa 2009 ($M_w = 8.1$), le séisme du golfe de Californie 2010 ($M_w = 7.2$) et le séisme de Sumatra 2010 ($M_w = 7.8$). . . . 106
- 3.27 (a) Spectre d'amplitude, (b) spectre de phase et (c) réponses impulsionnelles des filtres FIR utilisés lors de la décimation des données BH. On présente les filtres F_2 , F_4 et F_5 permettant respectivement de décimer les données d'un facteur 2, 4 et 5. Le nombre d'échantillons n_i de la réponse impulsionnelle est indiqué pour chaque filtre F_i . Pour plus de clarté, ces figures sont présentées en considérant une fréquence de Nyquist à 1 Hz (pas d'échantillonnage de 0.5 s). 108

- 3.28 Comparaison des magnitudes déterminées en temps réel au PTWC par rapport aux estimations de GCMT. On présente en (a) la magnitude préliminaire M_{wp} et en (b) la magnitude de moment M_{w-wcmt} estimée au PTWC grâce à l'algorithme WCMT. (*en haut*) Distribution de la différence de magnitude ($\Delta M_w = M - M_{w-gcmt}$). (*en bas*) Comparaison directe avec le catalogue GCMT. Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec une couverture insuffisante ($N < 18$ ou $\gamma > 270^\circ$) pour permettre une détermination de la localisation du *centroid*. Les points sont colorés en fonction de la profondeur *centroid* du catalogue GCMT. Les traits en pointillés indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude. 110
- 3.29 Différence entre les solutions GCMT et les solutions WCMT obtenues au PTWC en temps réel. La différence de magnitude ΔM_w est présentée en (a) et l'angle $\Phi(\mathbf{M}_{wcmt}, \mathbf{M}_{gcmt})$ est montré en (b). Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec une couverture insuffisante ($N < 18$ ou $\gamma > 270^\circ$) pour permettre une détermination de la localisation du *centroid*. Les points sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT (M_{w-gcmt}). Les traits en pointillés en (a) indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude. La bande bleue délimite la période pendant laquelle plusieurs problèmes techniques ont été rencontrés (voir texte). 111
- 3.30 Différence entre les solutions GCMT et les solutions WCMT obtenues au PTWC en temps réel. (a) Solutions obtenues lorsque le *centroid* est fixé à la profondeur du *centroid*. (b) Solutions obtenues lorsque la détermination de la profondeur du *centroid* est effectuée pendant le *grid-search* spatial. On présente (*en haut*) la différence de magnitude ΔM_w , (*au milieu*) l'angle $\Phi(\mathbf{M}_{wcmt}, \mathbf{M}_{gcmt})$ et (*en bas*) la différence de la profondeur *centroid* par rapport à GCMT. Les points sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT (M_{w-gcmt}). Les traits en pointillés en (a) indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude. 112
- 3.31 Différence $\tau_c - h_e$ entre le *time-shift* τ_c et la demi-durée $h_e(M_0)$ estimée grâce à la relation (3.7). Cette différence est présentée pour les solutions obtenues en temps réel (a) au PTWC et (b) à l'IPGS. Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec une couverture insuffisante pour permettre une détermination de la localisation du *centroid* ($N < 18$ ou $\gamma > 270^\circ$ pour le PTWC; $N < 30$ ou $\gamma > 270^\circ$ pour l'IPGS). Les points sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT (M_{w-gcmt}). 115
- 3.32 W phase preliminary amplitude fit for the 2011 Tohoku earthquake. A polar representation is used : the angle and radius correspond respectively to the station azimuth and amplitude value. The continuous line represents the result of the regression determined from W phase amplitudes. The updated W phase centroid moment tensor solution shown in Fig. 2 is displayed for comparison. 118

- 3.33 Updated W phase centroid moment tensor solution obtained for the 2011 Tohoku earthquake. The green circles correspond to USGS locations of events occurring between 2011-03-11 and 2011-03-20. 120
- 3.34 Examples of observed waveforms (black lines) and the corresponding synthetics (red lines) computed from the updated W phase solution. The station azimuth (ϕ) and epicentral distance (Δ) are indicated, as well as the W phase time window, bounded by red dots. W phase and later arrivals are often very well predicted by the updated solution. For some channels like INCN-LHZ or TATO-LHZ, the surface waves are affected by instrument problems, though the W phase signal is not affected. 121
- 3.35 Modélisation tsunami lors du séisme de Tohoku-oki effectuée au PTWC grâce à l'algorithme RIFT (Real-time Inundation Forecasting of Tsunamis) en utilisant la solution WCMT obtenue au PTWC 40 min après le temps origine pour définir les paramètres de la faille finie utilisée en entrée (azimut/pendage/glissement= $191^\circ/11^\circ/77^\circ$, longueur=657 km, largeur=124 km). (a) Amplitude maximum prédite aux côtes. (b) Amplitude maximum des vagues en mer. Source : Dailin Wang (NOAA, NWS, PTWC). 124
- 4.1 Carte du réseau F-net et des séismes considérés dans la partie 4.2. Les stations du réseau F-net sont localisées grâce aux *triangles bleus*. Les épicentres des séismes $M_{jma} \geq 6.0$ dans la période 2003-2010 sont indiqués par les *cercles rouges*. 129
- 4.2 Fenêtrage temporel de la phase W (a) à l'échelle globale et (b) à l'échelle régionale. 130
- 4.3 Solutions WCMT obtenues en utilisant les données des stations à des distances $\Delta \leq 25^\circ$ 131
- 4.4 Solutions WCMT (*en bleu*) obtenues en utilisant les données des stations à des distances $\Delta \leq 12^\circ$ (i.e. 6 min après le temps origine). Les solutions obtenues en fixant la position *centroid* au niveau de la localisation préliminaire fournie par JMA (i.e. lorsque le nombre de canaux est inférieur à 35) sont présentées *en rouge*. La magnitude de moment obtenue (M_{w-wcmt}), le gap azimutal (γ), le nombre de stations (stat) et le nombre de canaux (chan) sont indiqués pour chaque évènement. Le mécanisme du catalogue GCMT *en vert* et la magnitude de moment correspondante (M_{w-gcmt}) sont présentés pour comparaison. 132

- 4.5 Solutions WCMT (*en bleu*) obtenues en utilisant les données des stations à des distances $\Delta \leq 25^\circ$ (i.e. 12 min après le temps origine). Les solutions obtenues en fixant la position *centroid* au niveau de la localisation préliminaire fournie par JMA (i.e. lorsque le nombre de canaux est inférieur à 35) sont présentées *en rouge*. La magnitude de moment obtenue (M_{w-wcmt}), le gap azimutal (γ), le nombre de stations (stat) et le nombre de canaux (chan) sont indiqués pour chaque évènement. Le mécanisme du catalogue GCMT *en vert* et la magnitude de moment correspondante (M_{w-gcmt}) sont présentés pour comparaison. 133
- 4.6 Comparaison entre les magnitudes de moment M_{w-wcmt} obtenues avec l'algorithme WCMT et les estimations du catalogue GCMT M_{w-gcmt} . Les magnitudes estimées en utilisant les stations à des distances $\Delta \leq 12^\circ$ sont présentées en (a) et les magnitudes estimées pour $\Delta \leq 25^\circ$ sont présentées en (b). Les cercles rouges indiquent les évènements pour lesquels le gap azimutal γ est important ($\gamma \geq 280^\circ$). 134
- 4.7 Comparaison des traces concaténées observées (*en noir*) et calculées (*en rouge*) pour des stations à des distances $\Delta \leq 25^\circ$. On représente les composantes verticales en (a), les composantes Nord-Sud en (b) et les composantes Est-Ouest en (c). 136
- 4.8 Comparaison entre les données observées *en noir* et calculées *en rouge* pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). La fenêtre temporelle définissant la phase W est délimitée par les deux points rouges. 137
- 4.9 Solutions obtenues pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$) en utilisant l'algorithme WCMT à l'échelle régionale (*en bleu*) et à l'échelle globale (*en rouge*). La solution Global CMT (GCMT) est présentée pour comparaison *en vert*. L'azimut S_i , le pendage D_i et l'angle de glissement R_i de la meilleure solution double couple sont également indiqués. 137
- 4.10 Carte du réseau large bande national du Mexique et des séismes considérés dans la partie 4.3. Les stations sont localisées grâce aux *triangles bleus*. Les épicentres des séismes pour lesquels une solution a pu être obtenue en temps réel sont indiqués par les *cercles rouges*. 139
- 4.11 Comparaison des magnitudes estimées en temps réel par rapport aux estimations de GCMT. On présente en (a) la magnitude préliminaire du SSN et en (b) la magnitude de moment M_{w-wcmt} estimée au Mexique grâce à la méthode WCMT. (*en haut*) Distribution de la différence de magnitude ($\Delta M_w = M - M_{w-gcmt}$). (*en bas*) Comparaison directe avec le catalogue GCMT. Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec un nombre de canaux $N < 18$. Les points sont colorés en fonction de la profondeur *centroid* du catalogue GCMT. Les traits en pointillés indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude. 140

- 4.12 Différence entre les solutions GCMT et les solutions WCMT obtenues en temps réel au Mexique. La différence de magnitude ΔM_w est présentée en (a) et l'angle $\Phi(\mathbf{M}_{\text{wcmt}}, \mathbf{M}_{\text{gcmt}})$ est montré en (b). Les *triangles* indiquent les solutions obtenues avec un nombre de canaux $N < 18$. Les points sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT ($M_{w\text{-gcmt}}$). Les traits en pointillés en (a) indiquent un écart à ± 0.1 et ± 0.2 unité de magnitude. Les bandes de couleur délimitent les périodes pendant lesquelles des problèmes techniques empêchant l'exécution de l'algorithme WCMT ont été rencontrés (voir texte). 141
- 4.13 Solutions WCMT (*en bleu*) obtenues en temps réel au Mexique. Les séismes sont ordonnés par magnitude M_w décroissante. Les solutions obtenues en fixant la position *centroid* au niveau de la localisation préliminaire fournie par le SSN (i.e. lorsque le nombre de canaux $N < 18$) sont présentées *en rouge*. La magnitude de moment obtenue ($M_{w\text{-wcmt}}$), le gap azimutal (γ), le nombre de stations (*stat*) et le nombre de canaux (*chan*) sont indiqués pour chaque évènement. Le mécanisme du catalogue GCMT *en vert* et la magnitude de moment correspondante ($M_{w\text{-gcmt}}$) sont présentés pour comparaison. 142
- 5.1 Source-station geometry assumed for the synthetic experiment. The star indicates the centroid location and the blue triangles indicate the station locations. The focal mechanism used to compute the synthetics is shown in green. 151
- 5.2 Synthetic experiment using a fixed 1 – 5 mHz passband. We calculated 3 noisy synthetic datasets corresponding to different event magnitudes : (a) $M_w = 6.0$, (b) $M_w = 7.0$ and (c) $M_w = 8.0$. The noisy traces are obtained by adding ambient seismic noise to synthetic seismograms which are calculated for the focal mechanism indicated in green. The W phase CMT (WCMT) solution obtained for each dataset after band pass filtering in the 1 – 5 mHz passband is shown in red. Examples of noisy synthetic traces (black lines) and the corresponding noise free synthetics (green lines) are presented. The noise free synthetics have been slightly shifted up to distinguish the two waveforms. For the $M_w = 8.0$ earthquake, noisy traces are not much different from pure synthetics for a majority of stations. For smaller events, the data is clearly contaminated by the long period noise and the WCMT solutions are significantly different from the actual model. 152

- 5.3 Synthetic experiment using a magnitude dependent frequency passband and a data screening. We calculated 3 noisy synthetic datasets corresponding to different event magnitudes : (a) $M_w = 6.0$, (b) $M_w = 7.0$ and (c) $M_w = 8.0$. The noisy traces are obtained by adding ambient seismic noise to synthetic seismograms which are calculated for the focal mechanism indicated in green. For each dataset, the W phase CMT (WCMT) solution obtained after band pass filtering and data screening is shown in red. The passband is shifted toward higher frequencies for smaller events in order to reduce the long period noise contamination. A data screening is performed in order to reject the noisy stations from the dataset. Examples of noisy synthetic traces (black lines) and the corresponding noise free synthetics (green lines) are presented. The noise free synthetics have been slightly shifted up to distinguish the two waveforms. The WCMT solutions are very similar to actual source models. Note however that by using a high frequency bandpass for small events (i.e. a 7 – 20 mHz passband for $M_w \leq 6.0$), we are moving away from the standard W phase inversion since the effect of shallow heterogeneities may become non-negligible when using actual data filtered at such short periods. 153
- 5.4 Results of the WCMT inversion with the assumption that $\mathbf{C}_d = \sigma^2 \mathbf{I}$ where σ is taken simply as $\sigma = 0.70 * \|\mathbf{d}\| \approx 0.1\text{mm}$. We show in (a) the WCMT solution and the actual source model for comparison. The posterior uncertainty associated with this solution is presented in (b). We superimposed on the WCMT mechanism a population of 1000 nodal planes drawn from the posterior probability density. The WCMT significantly differs from the actual solution and the posterior errors on the moment tensor elements are obviously underestimated. 154
- 5.5 Results of the WCMT inversion which takes into account the background noise level at each station. The blue mechanism in (b) corresponds to the WCMT solution obtained by assuming a \mathbf{C}_d whose diagonal elements are determined by measuring the pre-event noise levels for each trace (i.e. the diagonal \mathbf{C}_d formulated in eq. (5.8)). The posterior uncertainty associated with this solution is presented in (c). We superimposed on the WCMT mechanism a population of 1000 nodal planes drawn from the posterior probability density. For comparison, we show in (a) the actual source model and the WCMT solution obtained using the standard W phase algorithm in which we assume $\mathbf{C}_d = \mathbf{I}$. Although the WCMT solution in (b) is closer to the actual mechanism than the WCMT solution in (a), the posterior errors on the moment tensor elements are obviously underestimated. . . . 154

- 5.6 W phase displacement recorded on LHZ BFO channel during the 2004 Sumatra-Andaman Islands earthquake. After removal of instrument response, the signal is band pass filtered using a 1 – 5 mHz passband. Red circles are plotted every 10 samples (i.e. every 10 seconds) to illustrate the data oversampling. 155
- 5.7 Results of the WCMT inversion which takes into account (1) the background noise level at each station and (2) the oversampling of the W phase traces. The blue mechanism in (b) corresponds to the WCMT solution obtained by assuming a block-diagonal \mathbf{C}_d as formulated in eq. (5.9). The posterior uncertainty associated with this solution is presented in (c). We superimposed on the WCMT mechanism a population of 1000 nodal planes drawn from the posterior probability density. For comparison, we show in (a) the actual source model and the WCMT solution obtained using the standard W phase algorithm in which we assume $\mathbf{C}_d = \mathbf{I}$ 155
- 5.8 Synthetic WCMT inversion incorporating the centroid mislocation information by using the mismodeling covariance \mathbf{C}_T . The data vector is setup by generating a synthetic dataset corresponding to the green focal mechanism (i.e. the actual source model) with a distribution of stations indicated by the blue triangles. The WCMT inversion is performed by assuming a wrong centroid location (red star) which is shifted 0.6° to the south of the actual centroid location (green star). The mismodeling covariance leading to the orange mechanism is computed empirically from eq. (5.13) using 1000 datasets corresponding to 1000 random centroid locations (black dots). This distribution of location is drawn from a probability density $\rho_x(\mathbf{x})$ of covariance \mathbf{C}_x which is used to calculate the mismodeling covariance in eq. (5.15) associated with the blue mechanism. The WCMT solution resulting from the standard W phase algorithm which neglects the centroid mislocation is shown for comparison in red. 158
- 5.9 Errors in the centroid location. The difference between WCMT and GCMT centroid locations for $M_w \geq 6.5$ earthquakes between 1990 and 2010 (771 events) is shown in (a) and the difference between USGS epicenter (PDE) and GCMT centroids for $5.0 \leq M_w \leq 6.0$ earthquakes between 2009 and 2010 (705 events) is shown in (b). The arrows point from the WCMT centroid in (a) and from the PDE location in (b) to the GCMT centroid position. 160

- 5.10 W phase source inversion results for the 2001 Peru earthquake. The GCMT solution for this earthquake is shown in green. The WCMT solutions are shown on the map and detailed on the right with the associated posterior uncertainties. The inversions are performed with a source location fixed at the PDE (red star) which is shifted 150 km to the north-east of the GCMT centroid (green star). The WCMT solution obtained assuming $\mathbf{C}_d = \sigma^2\mathbf{I}$ while neglecting \mathbf{C}_T is shown in red. The WCMT solution presented in blue is obtained by combining the block diagonal \mathbf{C}_d in eq. (5.9) with the mismodeling covariance \mathbf{C}_T of eq. (5.15). The black dots shown on the map are drawn randomly from the probability density $\rho_x(\mathbf{x})$ describing the centroid location uncertainty associated with the covariance \mathbf{C}_x used in the calculation of \mathbf{C}_T . The distribution of used stations is indicated by the blue triangles on the globe. 162
- 5.11 W phase source inversion results for the 2001 Kokoxili earthquake. The GCMT solution for this earthquake is shown in green. The WCMT solutions are shown on the map and detailed on the right with the associated posterior uncertainties. The inversions are performed with a source location fixed at the PDE (red star) which is shifted 214 km to the north-east of the GCMT centroid (green star). The WCMT solution obtained assuming $\mathbf{C}_d = \sigma^2\mathbf{I}$ while neglecting \mathbf{C}_T is shown in red. The WCMT solution presented in blue is obtained by combining the block diagonal \mathbf{C}_d in eq. (5.9) with the mismodeling covariance \mathbf{C}_T of eq. (5.15). The black dots shown on the map are drawn randomly from the probability density $\rho_x(\mathbf{x})$ describing the centroid location uncertainty associated with the covariance \mathbf{C}_x used in the calculation of \mathbf{C}_T . The distribution of used stations is indicated by the blue triangles on the globe. 163
- 5.12 W phase source inversion results for the 2009 Vanuatu earthquake sequence. The GCMT solution for (1) the $M_w = 7.6$ earthquake at 22 :03 UTC is indicated in (a), (2) the WCMT solution obtained for the $M_w = 7.8$ event at 22 :18 UTC is shown in (b) and (3) the WCMT solution obtained for the $M_w = 7.4$ earthquake at 23 :13 UTC is presented in (c). In (d) are shown some examples of observed waveforms (black lines) and the corresponding synthetics (red lines) computed from the GCMT solution in (a) and the WCMT solutions shown in (b), and (c). The station azimuth (ϕ) and epicentral distance (Δ) are indicated relatively to the PDE location of (c). The W phase time windows are bounded by blue circles for the event (2) in (b) and yellow circles for the earthquake (3) in (c). 165

- 5.13 W phase source inversion results for $M_w \geq 7.0$ disturbed events of the 2009 Vanuatu earthquake sequence. The solution obtained for the second event (2) of this sequence at 22 :18 UTC is shown in (a), and the one obtained for the third event (3) occurring at 23 :13 UTC is presented in (b). The GCMT solution for these earthquakes are shown in green. The WCMT solutions are shown on the map and detailed on the right with the associated posterior uncertainties. The inversions are performed with source locations fixed at the PDE (red star) which are shifted respectively 83 km in (a) and 14 km in (b) to the north-east of the GCMT centroid (green star). The WCMT solutions obtained assuming $\mathbf{C}_d = \sigma^2\mathbf{I}$ while neglecting \mathbf{C}_T are shown in red. The WCMT solutions presented in blue and yellow are obtained by including a more formal error analysis during the inversion. It includes the covariance \mathbf{C}_T of eq. (5.15) and a block diagonal covariance \mathbf{C}_d as described in the main text. The black dots shown on the maps are drawn randomly from the probability density $\rho_{\mathbf{x}}(\mathbf{x})$ describing the centroid location uncertainties associated with the covariance \mathbf{C}_x used in the calculation of \mathbf{C}_T . The distributions of used stations are indicated for both event by the blue triangles on the globes. 166
- 5.14 W phase source inversion results for the 2011 Tohoku-oki earthquake. The GCMT solution for this earthquake is shown in green and the WCMT solution obtained in Duputel et al. (2011b) after spacial grid-search using an optimum low-noise dataset is presented in yellow. The WCMT solutions obtained in this study are shown in red and blue on the map and detailed on the right with the associated posterior uncertainties. The inversions are performed with a source location fixed at the GCMT centroid (green star). The WCMT solution obtained assuming $\mathbf{C}_d = \sigma^2\mathbf{I}$ while neglecting \mathbf{C}_T is shown in red. The WCMT solution presented in blue is obtained by combining the block diagonal \mathbf{C}_d in eq. (5.9) with the mismodeling covariance \mathbf{C}_T of eq. (5.15). The black dots shown on the map are drawn randomly from the probability density $\rho_{\mathbf{x}}(\mathbf{x})$ describing the centroid location uncertainty associated with the covariance \mathbf{C}_x used in the calculation of \mathbf{C}_T . The distribution of used stations is indicated by the blue triangles on the globe. 167
- 5.15 Posterior uncertainty on the W phase source inversion results for the 2011 Tohoku-oki earthquake. 3000 source models are randomly generated from the posterior gaussian. The moment magnitude distribution of this population is shown at the top of the figure and the shallow dip histogram is shown bellow. 168

- 5.16 Fonctions noyaux Ψ calculées pour les trois composantes du déplacement et pour chaque élément du tenseur moment sismique (M_{rr} , $M_{\theta\theta}$, $M_{\phi\phi}$, $M_{r\theta}$, $M_{r\phi}$, $M_{\theta\phi}$). Les noyaux associés à $M_{r\theta}$ et $M_{r\phi}$ sont présentés *en bleu*. Le point d'observation est situé à une distance épacentrale $\Delta = 54^\circ$ et à un azimut $\Phi = 53^\circ$. On considère une source ponctuelle avec un moment sismique scalaire $M_0 = 10^{28}$ dyn.cm, une fonction source $S(t)$ triangulaire avec $\tau_c = h_c = 40$ s et une profondeur *centroid* (a) $d_c = 500.5$ km et (b)-(c) $d_c = 7.5$ km. La bande passante utilisée pour filtrer les formes d'ondes est (a)-(b) 1 – 5 mHz et (c) 6.7 – 20 mHz. La fenêtre temporelle définissant la phase W est délimitée par les deux *points rouges*. 171
- 5.17 Ecart quadratique (RMS) entre les données observées et calculées pour différentes valeurs du moment sismique scalaire M_0 et du pendage δ pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). La ligne noire correspond à $M_0 \sin 2\delta = \text{cste}$. Le *triangle vert* indique la solution GCMT et le *cercle rouge* et le *cercle jaune* correspondent aux solutions WCMT présentées dans les parties 3.4.3.2 et 5.2.6.2. Les incertitudes en δ et M_0 estimées pour la solution obtenue dans la partie 5.2.6.2 sont indiquées *en jaune*. 172
- 5.18 Matrice de corrélation obtenue pour le séisme de Tohoku-oki en 2011 ($M_w = 9.0$). 174
- 5.19 Covariance a posteriori $\tilde{\mathbf{C}}_M$ pour un séisme localisé à la profondeur $d_c = 11.5$ km. (a) Matrice de covariance. (b) Vecteurs propres associés aux deux plus fortes valeurs propres λ_1 et λ_2 de $\tilde{\mathbf{C}}_M$ 175
- 5.20 Incertitude a posteriori sur le moment sismique M_0 et le pendage δ . On présente la distribution de ces paramètres pour 10000 tirages aléatoires du tenseur moment sismique réalisés à partir $\tilde{\mathbf{C}}_M$. Dans cette expérience synthétique, on considère trois profondeurs du *centroid* (a) $d_c = 11.5$ km, (b) $d_c = 19.5$ km et (c) $d_c = 50.5$ km et le tenseur moment sismique du séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$) obtenu dans la partie 5.2.6.2. . . . 175
- 5.21 Diagramme de radiation de la phase W pour différentes valeurs du pendage δ . On présente l'amplitude pic à pic (*peak to peak*) en mm à une distance $\Delta = 40^\circ$ pour les trois composantes du déplacement. On considère un moment sismique scalaire $M_0 = 10^{28}$ dyne – cm et un azimut $\phi = 315^\circ$. (a) Diagramme de radiation non normalisé. (b) Diagramme de radiation normalisé par le facteur $N_Z(\delta)$ (cf. equation (5.24)). 177

5.22	Ecart quadratique (RMS) entre les données observées et calculées pour différentes valeurs du moment sismique scalaire M_0 et du pendage δ pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). On présente cet écart quadratique (a) en ne considérant que les composantes verticales (canal LHZ) et (b) en considérant les trois composantes du déplacement (canaux LHZ, LHN, LHE). La ligne noire correspond à $M_0 \sin 2\delta = \text{cste}$. Le <i>triangle vert</i> indique la solution GCMT et le <i>cercle rouge</i> correspondent à la solution WCMT présentées dans la partie 5.2.6.2.	178
5.23	Différence Δd_c entre la profondeur du <i>centroid</i> WCMT et celle du catalogue GCMT pour les évènements de $M_w \geq 6.5$ entre 1990 et 2010. Les triangles correspondent aux solutions WCMT pour lesquelles la couverture par le réseau est trop faible pour pouvoir déterminer la position <i>centroid</i> (i.e. $N < 30$ ou $\gamma > 270^\circ$). Les cercles correspondent aux solutions obtenues après détermination du <i>centroid</i> spatial. Les symboles sont colorés en fonction de la magnitude M_w du catalogue GCMT.	179
5.24	Détermination de la profondeur optimum pour (a) le séisme tsunami de Mentawai 2010 ($M_w = 7.8$) et (b) le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). (<i>En haut</i>) Evolution de la magnitude M_w (<i>en rouge</i>) et du pendage δ (<i>en bleu</i>) en fonction de la profondeur. La position des discontinuités de PREM 15 km et 25 km est indiquée. (<i>En bas</i>) Ecart quadratique (RMS) entre les données observées et calculées : les points rouges indiquent les profondeurs pour lesquelles l'écart type s défini dans l'équation (5.28) est estimé.	180
5.25	Modèle USGS Slab 1.0 décrivant l'interface du slab dans la région du Japon et des îles Kouriles. Les pointillés blancs délimitent la région du modèle utilisé lors de l'inversion contrainte du CMT.	182
5.26	Inversion WCMT contrainte pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$). L'écart quadratique normalisé entre les données observées et calculées est présenté (a) en fonction de la latitude, longitude profondeur et (b) sur un fond de carte en indiquant la solution obtenue.	183
C.1	Similar to Fig. 3.5 but for events with $7.59 > M_w \geq 7.23$	198
C.2	Similar to Fig. 3.5 but for events with $7.23 \geq M_w \geq 7.06$	199
C.3	Similar to Fig. 3.5 but for events with $7.06 \geq M_w \geq 6.93$	200
C.4	Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.93 \geq M_w \geq 6.83$	201
C.5	Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.83 \geq M_w \geq 6.73$	202
C.6	Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.73 \geq M_w \geq 6.67$	203
C.7	Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.67 > M_w \geq 6.61$	204
C.8	Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.61 \geq M_w \geq 6.57$	205
C.9	Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.57 \geq M_w \geq 6.52$	206
C.10	Similar to Fig. 3.5 but for events with $6.52 > M_w \geq 6.50$	207

C.11 Distances between WCMT, GCMT and PDE locations. The great-circle distance Δx_{PDE} between the PDE location and the GCMT centroid is shown on the map (a) and the distance Δx_c between GCMT and WCMT centroid locations is presented in (b). The arrows point from the WCMT centroid in (a) and from the PDE location in (b) to the GCMT centroid position.	210
C.12 Solutions obtained for events with $6.0 \leq M_w < 6.5$ ordered in decreasing GCMT magnitude M_{w-gcmt} from Fig. C.12 to Fig. C.35. N is the total number of channels after inversion and γ is the azimuthal gap (in degrees). GCMT solutions are presented in green, W phase solutions corresponding to OL2 (i.e. for $N < 30$ or $\gamma > 270^\circ$) are shown in blue and WCMT solutions corresponding to OL3 (i.e. for $N \geq 30$ and $\gamma \leq 270^\circ$) are presented in red.	225
C.13 Similar to Fig. C.12	226
C.14 Similar to Fig. C.12	227
C.15 Similar to Fig. C.12	228
C.16 Similar to Fig. C.12	229
C.17 Similar to Fig. C.12	230
C.18 Similar to Fig. C.12	231
C.19 Similar to Fig. C.12	232
C.20 Similar to Fig. C.12	233
C.21 Similar to Fig. C.12	234
C.22 Similar to Fig. C.12	235
C.23 Similar to Fig. C.12	236
C.24 Similar to Fig. C.12	237
C.25 Similar to Fig. C.12	238
C.26 Similar to Fig. C.12	239
C.27 Similar to Fig. C.12	240
C.28 Similar to Fig. C.12	241
C.29 Similar to Fig. C.12	242
C.30 Similar to Fig. C.12	243
C.31 Similar to Fig. C.12	244
C.32 Similar to Fig. C.12	245
C.33 Similar to Fig. C.12	246
C.34 Similar to Fig. C.12	247
C.35 Similar to Fig. C.12	248

Liste des tableaux

2.1	Temps de calcul mesurés lors de l'exécution de l'algorithme WCMT pour différents séismes. Les temps mesurés pour les stations situées à des distances $\Delta < 50^\circ$ et $\Delta < 90^\circ$ sont présentés. N_{chan} est le nombre de canaux restant après sélection des données tandis que T est le temps de calcul. . .	58
3.1	Number of events as a function of date and magnitude	71
3.2	Corner frequencies used for butterworth bandpass filtering (4th order, causal) in W phase inversion, based on initial W phase magnitude estimates ($M_{w-\text{wprel}}$). The frequency passbands used by Hayes et al. (2009a) were modified when horizontal component seismograms are included in W phase inversion.	72
3.3	Statistical comparison between WCMT and GCMT solutions for the preliminary W phase magnitude estimation, first and second WCMT inversions. The standard deviation (σ_{M_w}), the mean and median of the magnitude difference ($\Delta M_w = M_{w-\text{wprel}} - M_{w-\text{gcmt}}$), as well as the proportion of events showing $\Delta M_w < 0.2$ and $\Delta M_w < 0.1$ are presented.	84
3.4	Bandes fréquentielles utilisées pour filtrer les données dans l'implémentation en temps réel effectuée à l'IPGS.	104
3.5	Délais engendrés par la décimation des données BH et HH à 1 cps. f_s et dt sont la fréquence et le pas d'échantillonnage avant décimation. On présente l'ordre optimum d'application des filtres F_2 , F_4 et F_5 présentés dans la Fig. 3.27 permettant la décimation des données avec un délai minimum. . .	109
3.6	Solutions WCMT obtenues en temps réel pour lesquelles on a $\Delta M_w > 0.2$ ou $\Phi(\mathbf{M}_{\text{wcmt}}, \mathbf{M}_{\text{gcmt}}) > 50^\circ$. La profondeur <i>centroid</i> de GCMT d_{gcmt} et la profondeur PDE d_{pde} considérées pour le <i>centroid</i> WCMT sont indiquées. Les solutions obtenues pour ces séismes lorsque l'on détermine la profondeur du <i>centroid</i> d_{wcmt} pendant le <i>grid-search</i> sont indiquées dans la Table 3.7. . .	109
3.7	Différences entre WCMT et GCMT pour les séismes présentés dans la Table 3.6 lorsque l'on détermine la profondeur du <i>centroid</i> d_{wcmt} pendant le <i>grid-search</i> spatial. Les solutions sont obtenues en utilisant les mêmes jeux de données utilisés pour le calcul des solutions de la Table 3.6	112
3.8	Solutions WCMT obtenues en temps réel pour le séisme de Maule 2010 ($M_w = 8.8$). (<i>En noir</i>) Les solutions obtenues en temps réel sont déterminées à profondeur constante précisée dans le tableau. (<i>En rouge</i>) La solution WCMT obtenue a posteriori dans la partie 3.2.4.3 est indiquée pour comparaison.	113

3.9	Solutions WCMT obtenues en temps réel pour le séisme tsunami de Mentawai 2010 ($M_w = 7.8$). (<i>En noir</i>) Les solutions obtenues en temps réel sont déterminées à profondeur constante précisée dans le tableau. (<i>En rouge</i>) La solution WCMT obtenue a posteriori dans la partie 3.2 est indiquée pour comparaison.	114
3.10	Real-Time W phase solutions obtained for the 2011 Tohoku earthquake. The real-time instances of the W phase algorithm are running with a fixed depth, specified for each solution in the table. The post-mortem W phase solution obtained in section 3.4.3.2 is indicated for comparison.	117
3.11	Optimal post-mortem W phase Centroid Moment Tensor obtained for the 2011 Tohoku earthquake using low-noise data.	119
3.12	Summary of results for the application of the W phase source inversion algorithm with longer period frequency bands. Run “0” yields dip = 11.9°. This value is used to fix the dip in subsequent runs, to avoid the moment-dip trade-off effect.	122
4.1	Comparaison des paramètres de la source pour le séisme de Tokachi-oki 2003. La magnitude de moment et les paramètres du plan à plus faible pendage sont présentés. L’angle de glissement n’est pas indiqué pour Koketsu et al. (2004) car il s’agit d’inversions en source finie, autorisant une variation de l’orientation du vecteur de glissement le long de la faille. . . .	135
5.1	Solutions WCMT obtenues pour le séisme de Tohoku-oki 2011 ($M_w = 9.0$).	183
C.1	List of <i>disturbed events</i> . Δ O.T. is the origin time difference between the <i>disturbed event</i> and the main earthquake. The <i>disturbed events</i> are ordered chronologically.	209
C.2	Centroid locations obtained after the second WCMT inversion ($t_c \sim t_0 + 35$ min, $\Delta \leq 90^\circ$) for $M_w \geq 6.5$ earthquakes from 1990 to 2010. The centroid latitude θ_{wcmt} , longitude ϕ_{wcmt} and depth h_{wcmt} are ordered in decreasing GCMT magnitude $M_{w-\text{gcmt}}$ from Table C.2 to Table C.15.	211
C.3	Similar to Table C.2	212
C.4	Similar to Table C.2	213
C.5	Similar to Table C.2	214
C.6	Similar to Table C.2	215
C.7	Similar to Table C.2	216
C.8	Similar to Table C.2	217
C.9	Similar to Table C.2	218
C.10	Similar to Table C.2	219
C.11	Similar to Table C.2	220
C.12	Similar to Table C.2	221
C.13	Similar to Table C.2	222

C.14 Similar to Table C.2	223
C.15 Similar to Table C.2	224

Bibliographie

- Abe, K., 1979. Size of Great Earthquakes of 1837–1974 Inferred From Tsunami Data, *J. geophys. Res.*, **84**, 1561–1568. (Cité en page 93.)
- Abe, K., 1989. Quantification of tsunamigenic earthquakes by the Mt scale, *Tectonophysics*, **166**(1-3), 27–34. (Cité dans les pages 58 et 93.)
- Abercrombie, R., Antolik, M., Felzer, K., & Ekström, G., 2001. The 1994 Java tsunami earthquake- Slip over a subducting seamount, *J. Geophys. Res.*, **106**, 6595–6607. (Cité en page 60.)
- Abercrombie, R. E., 2003. The June 2000 Mw7.9 earthquakes south of Sumatra : Deformation in the India–Australia Plate, *J. geophys. Res.*, **108**, 2018. (Cité en page 89.)
- Aki, K. & Richards, P., 2002. *Quantitative seismology*, Freeman, New York. (Cité dans les pages 7, 16 et 31.)
- Ammon, C. J., Chen, J., Thio, H. K., Robinson, D., Ni, S., Hjörleifsdóttir, V., Kanamori, H., Lay, T., Das, S., Helmberger, D., Ichinose, G., Polet, J., & Wald, D., 2005. Rupture process of the 2004 Sumatra-Andaman Earthquake, *Science*, **308**, 1133–1139. (Cité dans les pages 83 et 94.)
- Ammon, C. J., Lay, T., Velasco, A. A., & Kanamori, H., 2006. The 17 July 2006 Java tsunami earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L24308. (Cité dans les pages 3, 4, 58, 60, 250 et 254.)
- Ammon, C. J., Kanamori, H., & Lay, T., 2008. A great earthquake doublet and seismic stress transfer cycle in the central Kuril islands, *Nature*, **451**, 561–565. (Cité dans les pages 3 et 250.)
- Antolik, M., Abercrombie, R., & Pan, J., 2006. Rupture characteristics of the 2003 Mw 7.6 mid-Indian Ocean earthquake : Implications for seismic properties of young oceanic lithosphere, *J. geophys. Res.*, **111**, B04302. (Cité en page 62.)
- Appel, W., 2002. *Mathématiques pour la physique et les physiciens!*, H & K Editions, Paris. (Cité en page 12.)
- Backus, G., 1977a. Interpreting the seismic glut moments of total degree two or less, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **51**, 1–25. (Cité dans les pages 7 et 12.)
- Backus, G., 1977b. Seismic sources with observable glut moments of spatial degree two, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **51**, 27–45. (Cité en page 7.)

- Backus, G. & Mulcahy, M., 1976a. Moment tensors and other phenomenological description of seismic sources. I. Continuous displacements., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **46**, 341–361. (Cité dans les pages 2, 7 et 8.)
- Backus, G. & Mulcahy, M., 1976b. Moment tensors and other phenomenological description of seismic sources. II. Discontinuous displacements., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **47**, 301–329. (Cité en page 7.)
- Beavan, J., Wang, X., Holden, C., Wilson, K., Power, W., Prasetya, G., Bevis, M., & Kautoke, R., 2010. Near-simultaneous great earthquakes at Tongan megathrust and outer rise in September 2009, *Nature*, **466**, 959–963. (Cité en page 106.)
- Bormann, P., 1998. Conversion and comparability of data presentations on seismic background noise, *Journal of Seismology*, **2**, 37–45. (Cité en page 37.)
- Bukchin, B., Clevede, E., & Mostinskiy, A., 2009. Uncertainty of moment tensor determination from surface wave analysis for shallow earthquakes, *Journal of Seismology*, **14**(3), 601–614. (Cité dans les pages 173 et 185.)
- Bukchin, B. G., 2006. Specific features of surface wave radiation by a shallow source, *Izvestiya Physics of the Solid Earth*, **42**(8), 712–717. (Cité dans les pages 173, 178 et 185.)
- Burridge, R. & Knopoff, L., 1964. Body force equivalents for seismic dislocations, *Bull. seism. Soc. Am.*, **54**, 1875–1888. (Cité dans les pages 2 et 6.)
- Chapple, W. M. & Forsyth, D. W., 1979. Earthquakes and Bending of Plates at Trenches, *J. Geophys. Res.*, **84**(B12), 6729–6749. (Cité en page 3.)
- Christensen, D. H. & Ruff, L. J., 1988. Seismic coupling and outer rise earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **93**(B11), 13421–13444. (Cité en page 3.)
- Cummins, P. R., 1997. Earthquake near field and W phase observations at teleseismic distances, *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 2857–2860. (Cité dans les pages 14 et 16.)
- Dahlen, F. A. & Baig, A. M., 2002. Fréchet kernels for body-wave amplitudes, *Geophys. J. Int.*, **150**(2), 440–466. (Cité en page 22.)
- Dahlen, F. A. & Tromp, J., 1998. *Theoretical Global Seismology*, Princeton University press. (Cité dans les pages 7, 8, 12, 71, 195 et 250.)
- Delouis, B., Giardini, D., Lundgren, P., & Salichon, J., 2002. 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. (Cité en page 2.)

- Duputel, Z., Rivera, L., & Kanamori, H., 2010. W-Phase : Lessons from the February 27, 2010 Chilean Earthquake., *SSA Annual Meeting*. (Cité dans les pages 94 et 188.)
- Duputel, Z., Rivera, L., Kanamori, H., & Hayes, G. P., 2011a. W phase source inversion for moderate to large earthquakes, *Geophys. J. Int.*, under revision. (Cité dans les pages 67, 119, 148, 151, 159, 162, 163, 164 et 197.)
- Duputel, Z., Rivera, L., Kanamori, H., Hayes, G. P., Hirshorn, B., & Weinstein, S., 2011b. Real-time W Phase inversion during the 2011 Off the Pacific Coast of Tohoku Earthquake, *Earth Planets Space*, **63**, 535–539. (Cité dans les pages 24, 25, 26, 70, 103, 167, 168, 169, 252 et 268.)
- Dziewonski, A., 1982. Harvard Centroid Moment Tensor Project, <http://www.globalcmt.org>. (Cité dans les pages 71 et 159.)
- Dziewonski, A. & Woodhouse, J. H., 1983. Studies of the seismic source using normal-mode theory, in *Earthquakes : observation theory and interpretation : notes from the International School of Physics "Enrico Fermi" (1982 : Varenna, Italy)*, pp. 45–137, North-Holland Publ. Co. (Cité dans les pages 13, 73 et 76.)
- Dziewonski, A., Chou, T. A., & Woodhouse, J. H., 1981. Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity, *J. geophys. Res.*, **86**, 2825–2852. (Cité dans les pages 2, 13, 45, 73, 76, 148 et 161.)
- Dziewonski, A. M. & Anderson, D. L., 1981. Preliminary reference Earth model, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **25**(4), 297–356. (Cité dans les pages 10, 50 et 92.)
- Eberhart-Phillips, D., Haeussler, P. J., Freymueller, J. T., Frankel, A. D., Rubin, C. M., Craw, P., Ratchkovski, N. A., Anderson, G., Carver, G. A., Crone, A. J., Dawson, T. E., Fletcher, H., Hansen, R., Harp, E. L., Harris, R. A., Hill, D. P., Hreinsdóttir, S., Jibson, R. W., Jones, L. M., Kayen, R., Keefer, D. K., Larsen, C. F., Moran, S. C., Personius, S. F., Plafker, G., Sherrod, B., Sieh, K., Sitar, N., & Wallace, W. K., 2003. The 2002 Denali Fault Earthquake, Alaska : A Large Magnitude, Slip-Partitioned Event, *Science*, **300**, 1113–1118. (Cité en page 62.)
- Ekström, G. & Nettles, M., 2006. Global Centroid Moment Tensor Project, <http://www.globalcmt.org>. (Cité dans les pages 71, 121 et 159.)
- Ekström, G., Dziewonski, A. M., Maternovskaya, N. N., & Nettles, M., 2005. Global seismicity of 2003 : centroid–moment–tensor solutions for 1087 earthquakes, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **148**(2-4), 327–351. (Cité dans les pages 4, 71 et 151.)
- EMSC, 2011. Rapid Determination of Source Parameters operated at LDG (Paris) and IGN (Madrid), issued at 06 :09 UTC 11 mar 2011, Tech. rep. (Cité en page 118.)

- Fukahata, Y. & Wright, T. J., 2008. A non-linear geodetic data inversion using ABIC for slip distribution on a fault with an unknown dip angle, *Geophys. J. Int.*, **173**(2), 353–364. (Cité dans les pages 148, 154 et 156.)
- Geist, E., 2005. Triggering of tsunamigenic aftershocks from large strike-slip earthquakes : Analysis of the November 2000 New Ireland earthquake sequence, *Geochem. Geophys. Geosyst.*. (Cité en page 91.)
- Gibbs, J. W., 1901. *Vector Analysis*, Charles Scribner's Son, New York, Transcribed by E. B. Wilson, Reprinted in 1960 by Dover Publications. (Cité en page 195.)
- Gilbert, F., 1970. Excitation of the Normal Modes of the Earth by Earthquake Sources, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **22**(2), 223–226. (Cité en page 13.)
- Gilbert, F. & Dziewonski, A., 1975. An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra, *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A*, **278**, 187–269. (Cité en page 9.)
- Giovanni, M. K., Beck, S. L., & Wagner, L., 2002. The June 23, 2001 Peru earthquake and the southern Peru subduction zone, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 2018. (Cité en page 162.)
- Goldstein, P. & Snoke, A., 2005. Sac availability for the iris community, *Incorporated Research Institutions for Seismology Newsletter*. (Cité en page 50.)
- Hanks, T. C. & Kanamori, H., 1979. A moment magnitude scale, *J. geophys. Res.*, **84**, 2348–2350. (Cité en page 71.)
- Hauksson, E., Stock, J., Hutton, K., Yang, W., Vidal-Villegas, J. A., & Kanamori, H., 2010. The 2010 Mw7.2 El Mayor-Cucapah Earthquake Sequence, Baja California, Mexico and Southernmost California, USA : Active Seismotectonics along the Mexican Pacific Margin, *Pure appl. geophys.*, **168**, 1255–1277. (Cité dans les pages 62 et 106.)
- Hayes, G., Earle, P., Benz, H., Wald, D., & Briggs, R., 2011. 88 hours : The US Geological Survey National Earthquake Information Center response to the March 11, 2011 Mw 9.0 Tohoku earthquake, *Seismol. Res. Lett.*, in press. (Cité dans les pages 53, 68 et 117.)
- Hayes, G. P., Rivera, L., & Kanamori, H., 2009a. Source Inversion of the W-Phase : Real-time Implementation and Extension to Low Magnitudes, *Seismol. Res. Lett.*, **80**, 817–822. (Cité dans les pages 70, 72, 98, 103, 151, 188 et 272.)
- Hayes, G. P., Wald, D. J., & Keranen, K., 2009b. Advancing techniques to constrain the geometry of the seismic rupture plane on subduction interfaces a priori : Higher-order functional fits, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **10**(9), Q09006. (Cité dans les pages 121 et 182.)

- Hayes, G. P., Briggs, R. W., Sladen, A., Fielding, E. J., Prentice, C., Hudnut, K., Mann, P., Taylor, F. W., Crone, A. J., Gold, R., Ito, T., & Simons, M., 2010. Complex rupture during the 12 January 2010 Haiti earthquake, *Nature Geoscience*, **3**(11), 800–805. (Cité en page 42.)
- Hébert, H., Heinrich, P., Schindel , F., & Piatanesi, A., 2001. Far-field simulation of tsunami propagation in the Pacific Ocean : impact on the Marquesas Islands (French Polynesia), *J. Geophys. Res.*, **106**(C5), 9161–9177. (Cité en page 60.)
- Heinrich, P., Schindel , F., Guibourg, S., & Ihml , P. F., 1998. Modeling of the February 1996 Peruvian Tsunami, *Geophys. Res. Lett.*, **25**(14), 2687. (Cité en page 60.)
- Heinrich, P., Piatanesi, A., Okal, E. A., & Hébert, H., 2000. Near-field modeling of the July 17, 1998 tsunami in Papua New Guinea, *Geophys. Res. Lett.*, **27**(19), 3037–3040. (Cité en page 62.)
- Hernandez, B., Cotton, F., & Campillo, M., 1999. Contribution of radar interferometry to a two-step inversion of the kinematic process of the 1992 Landers earthquake, *J. geophys. Res.*, **104**(B6), 13083–13099. (Cité en page 2.)
- Hidayat, D., Barker, J. S., & Satake, K., 1995. Modeling the seismic source and tsunami generation of the December 12, 1992 Flores Island, Indonesia, earthquake, *Pure appl. geophys.*, **144**(3-4), 537–554. (Cité en page 61.)
- Hjörleifsdóttir, V., 2005. *Earthquake source characterization using 3D Numerical Modeling*, Ph.D. thesis, California Institute of Technology. (Cité en page 2.)
- Hjörleifsdóttir, V. & Ekström, G., 2010. Three-dimensional Earth structure on CMT earthquake parameters, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **179**, 178–190. (Cité dans les pages 19, 92 et 161.)
- Ide, S., 2007. 4.07 - Slip Inversion, in *Treatise on Geophysics*, pp. 193–223, Elsevier, Amsterdam. (Cité en page 2.)
- Ide, S., Takeo, M., & Yoshida, Y., 1996. Source process of the 1995 Kobe earthquake : Determination of spatio-temporal slip distribution by Bayesian modeling, *Bull. seism. Soc. Am.*, **86**(3), 547. (Cité en page 148.)
- Ihml , P. F. & Ruegg, J.-C., 1997. Source tomography by simulated annealing using broad-band surface waves and geodetic data : application to the Mw= 8.1 Chile 1995 event, *Geophys. J. Int.*, **131**(1), 146–158. (Cité en page 2.)
- Ishii, M., 2011. High-frequency rupture properties of the Mw 9.0 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake, *Earth Planets Space*. (Cité en page 138.)

- Ishii, M., Shearer, P. M., Houston, H., & Vidale, J. E., 2005. Extent, duration and speed of the 2004 Sumatra-Andaman earthquake imaged by the Hi-Net array, *Nature*, **435**(7044), 933–936. (Cité en page 2.)
- Ito, Y., Matsubayashi, H., Kimura, H., Matsumoto, T., Asano, Y., & Sekiguchi, S., 2004. Spatial distribution for moment tensor solutions of the 2003 Tokachi-oki earthquake (Mjma=8.0) and aftershocks, *Earth Planets Space*, **56**, 301–306. (Cité en page 135.)
- Jackson, D. D., 1979. The use of a priori data to resolve non-uniqueness in linear inversion, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **57**(1), 137–157. (Cité en page 150.)
- Kagan, Y. Y., 1991. 3-D rotation of double-couple earthquake sources, *Geophys. J. Int.*, **106**(3), 709–716. (Cité en page 197.)
- Kanamori, H., 1970. The Alaska earthquake of 1964 : Radiation of long-period surface waves and source mechanism, *J. geophys. Res.*, **75**(26), 5029–5040. (Cité en page 2.)
- Kanamori, H., 1972. Mechanism of Tsunami Earthquakes, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **6**, 356–359. (Cité dans les pages i, iii, 3, 13, 58, 59 et 70.)
- Kanamori, H., 1977. The energy release in great earthquakes, *J. geophys. Res.*, **82**(20), 2981–2987. (Cité en page 71.)
- Kanamori, H., 1993. W phase, *Geophys. Res. Lett.*, **20**(16), 1691–1694. (Cité dans les pages 2, 6, 13, 15, 16, 70 et 85.)
- Kanamori, H., 2004. The diversity of the physics of earthquakes, *Proc. Jpn. Acad.*, **80**, 297–316. (Cité dans les pages 3 et 68.)
- Kanamori, H., 2006. Lessons from the 2004 Sumatra-Andaman earthquake, *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **364**(1845), 1927–1945. (Cité en page 2.)
- Kanamori, H. & Anderson, D. L., 1975. Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. seism. Soc. Am.*, **65**, 1073–1095. (Cité dans les pages 60 et 79.)
- Kanamori, H. & Cipar, J. J., 1974. Focal process of the great Chilean earthquake May 22, 1960, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **9**(2), 128–136. (Cité en page 2.)
- Kanamori, H. & Given, J. W., 1981. Use of long-period surface waves for rapid determination of earthquake-source parameters, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **27**, 8–31. (Cité dans les pages 2, 88, 121 et 173.)
- Kanamori, H. & Kikuchi, M., 1993. The 1992 Nicaragua earthquake : a slow tsunami earthquake associated with subducted sediments, *Nature*, **361**, 714–716. (Cité en page 60.)

- Kanamori, H. & Rivera, L., 2008a. Application of the W phase source inversion method to regional tsunami warning, in *Collection of Conference papers, International Conference on Tsunami Warning, Towards Safer Coastal Communities*, pp. 12–14, Bali, Indonesia. (Cité en page 128.)
- Kanamori, H. & Rivera, L., 2008b. Source inversion of W phase : speeding up seismic tsunami warning, *Geophys. J. Int.*, **175**(1), 222–238. (Cité dans les pages 16, 30, 49, 70, 119, 148 et 149.)
- Kanamori, H. & Stewart, G. S., 1976. Mode of the strain release along the Gibbs fracture zone, Mid-Atlantic ridge, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **11**(4), 312–332. (Cité en page 62.)
- Keilis-Borok, V. I., Levshin, A. L., Yanovskaya, T. B., Bukchin, B. G., Barmin, M. P., Ratnikova, L. I., & Its, E. N., 1989. *Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous earth*, Kluwer, Dordrecht. (Cité en page 12.)
- Kerr, R. A., 2005. SOUTH ASIA TSUNAMI : Failure to Gauge the Quake Crippled the Warning Effort, *Science*, **307**(5707), 201. (Cité en page 1.)
- Kikuchi, M. & Kanamori, H., 1982. Inversion of complex body waves, *Bull. seism. Soc. Am.*, **72**(2), 491. (Cité en page 2.)
- Kikuchi, M. & Kanamori, H., 1991. Inversion of complex body waves—III, *Bull. seism. Soc. Am.*, **81**(6), 2335. (Cité en page 2.)
- King, G., 2007. 4.08 - Fault Interaction, Earthquake Stress Changes, and the Evolution of Seismicity, in *Treatise on Geophysics*, pp. 225–255, Elsevier, Amsterdam. (Cité en page 148.)
- Koketsu, K., Hikima, K., Miyazaki, S., & Ide, S., 2004. Joint inversion of strong motion and geodetic data for the source process of the 2003 Tokachi-oki, Hokkaido, earthquake, *Earth Planets Space*, **56**, 329–334. (Cité dans les pages 135, 136 et 273.)
- Komatitsch, D., 1997. *Méthodes spectrales et éléments spectraux pour l'équation de l'élastodynamique 2D et 3D en milieu hétérogène*, Ph.D. thesis, Institut de Physique du Globe de Paris. (Cité en page 24.)
- Komatitsch, D. & Tromp, J., 1999. Introduction to the spectral element method for three-dimensional seismic wave propagation, *Geophys. J. Int.*, **139**(3), 806–822. (Cité en page 24.)
- Koper, K., Hutko, A., Lay, T., & Ammon, C., 2011. Frequency-dependent rupture process of the 11 March 2011 MW 9.0 Tohoku earthquake : Comparison of short-period P wave backprojection images and . . . , *Earth Planets Space*, **58**, 1–4. (Cité en page 138.)

- Lambotte, S., Rivera, L., & Hinderer, J., 2006a. Rupture length and duration of the 2004 Aceh-Sumatra earthquake from the phases of the Earth's gravest free oscillations, *Geophys. Res. Lett.*, **33**(3), L03307. (Cité en page 2.)
- Lambotte, S., Rivera, L., & Hinderer, J., 2006b. Vertical and horizontal seismometric observations of tides, *J. Geodynamics*, **41**, 39–58. (Cité en page 120.)
- Lanczos, C., 1996. Linear differential operators, Dover, New York. (Cité en page 174.)
- Lay, T., Kanamori, H., Ammon, C. J., Nettles, M., Ward, S., Aster, R. C., Beck, S. L., Brudzinski, M. L., Butler, R., DeShon, H. R., Ekström, G., & Sipkin, S., 2005. The Great Sumatra-Andaman Earthquake of 26 December 2004, *Science*, **308**, 1127–1133. (Cité en page 94.)
- Lay, T., Kanamori, H., Ammon, C. J., Hutko, A. R., Furlong, K., & Rivera, L., 2009. The 2006-2007 Kuril Islands great earthquake sequence, *J. Geophys. Res.*, **114**(B11), B11308. (Cité dans les pages i, iii et 3.)
- Lay, T., Ammon, C. J., Hutko, A. R., & Kanamori, H., 2010a. Effects of Kinematic Constraints on Teleseismic Finite-Source Rupture Inversions : Great Peruvian Earthquakes of 23 June 2001 and 15 August 2007, *Bull. seism. Soc. Am.*, **100**(3), 969–994. (Cité en page 62.)
- Lay, T., Ammon, C. J., Kanamori, H., Rivera, L., Koper, K., & Hutko, A. R., 2010b. The 2009 Samoa-Tonga great earthquake triggered doublet, *Nature*, **466**(7309), 964–968. (Cité dans les pages 2, 91 et 106.)
- Lay, T., Ammon, C., Kanamori, H., Kim, M., & Xue, L., 2011a. Outer trench-slope faulting and the great 2011 Tohoku (mw 9.0) earthquake, *Earth Planets Space*, accepted. (Cité en page 181.)
- Lay, T., Ammon, C., Kanamori, H., & Xue, L., 2011b. Possible large near-trench slip during the great 2011 Tohoku (Mw 9.0) earthquake, *Earth Planets Space*, **63**, accepted. (Cité dans les pages 138 et 181.)
- Lay, T., Ammon, C. J., Kanamori, H., Yamazaki, Y., Cheung, K. F., & Hutko, A. R., 2011c. The 25 October 2010 Mentawai tsunami earthquake (Mw 7.8) and the tsunami hazard presented by shallow megathrust ruptures, *Geophys. Res. Lett.*, **38**(6), L06302. (Cité dans les pages 4, 58, 60, 114, 181 et 254.)
- Lomax, A. & Michelini, A., 2009. Tsunami Bulletin Number 001, Issued at 0836Z 17 Jul 2006, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **176**(1), 200–214. (Cité en page 1.)
- Maruyama, T., 1963. On the Force Equivalents of Dynamical Elastic Dislocations with Reference to the Earthquake Mechanism, *Bulletin of the Earthquake Research Institute*, **41**, 467–486. (Cité dans les pages 1, 2 et 6.)

- McGuire, J. J., Zhao, L., & Jordan, T. H., 2001. Teleseismic inversion for the second-degree moments of earthquake space-time distributions, *Geophys. J. Int.*, **145**(3), 661–678. (Cité dans les pages 2 et 190.)
- Mendiguren, J. A., 1977. Inversion of surface wave data in source mechanism studies, *J. geophys. Res.*, **82**(5), 889–894. (Cité dans les pages 40 et 78.)
- Nettles, M. & Ekström, G., 2011. Centroid-moment-tensor analysis of the 2011 Tohoku earthquake and its larger foreshocks and aftershocks, *Earth Planets Space*. (Cité en page 138.)
- Nettles, M. & Hjörleifsdóttir, V., 2010. Earthquake source parameters for the 2010 January Haiti main shock and aftershock sequence, *Geophys. J. Int.*, **183**(1), 375–380. (Cité en page 42.)
- Newman, A., Hayes, G., Wei, Y., & Convers, J., 2011. The 25 October 2010 Mentawai tsunami earthquake, from real-time discriminants, finite-fault rupture, and tsunami excitation, *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L05302. (Cité dans les pages 114 et 181.)
- Okal, E. A., 1988. Seismic parameters controlling far-field tsunami amplitudes : A review, *Natural Hazards*, **1**(1), 67–96. (Cité dans les pages 59, 93 et 170.)
- Okal, E. A. & Stewart, L. M., 1982. Slow earthquakes along oceanic fracture zones : evidence for asthenospheric flow away from hotspots?, *Earth Planet Sci. Lett.*, **57**(1), 75–87. (Cité en page 62.)
- PARI, 2011. <http://www.pari.go.jp/info/tohoku-eq/20110328mlit.html>, Tech. rep. (Cité en page 123.)
- Park, J., Song, T.-R. A., Tromp, J., Okal, E. A., Stein, S., Roullet, G., Clévéde, E., Laske, G., Kanamori, H., Davis, P., Berger, J., Braitenberg, C., Van Camp, M., Lei, X., Sun, H., Xu, H., & Rosat, S., 2005. Earth's Free Oscillations Excited by the 26 December 2004 Sumatra-Andaman Earthquake, *Science*, **308**(5725), 1139–1144. (Cité en page 94.)
- Park, S.-C. & Mori, J., 2007. Triggering of earthquakes during the 2000 Papua New Guinea earthquake sequence, *J. geophys. Res.*, **112**(B3), B03302. (Cité en page 91.)
- Pérez-Campos, X., McGuire, J. J., & Beroza, G. C., 2003. Resolution of the slow earthquake/high apparent stress paradox for oceanic transform fault earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **108**(B9), 2444. (Cité en page 62.)
- Peterson, J., 1993. Observations and modelling of background seismic noise, Open-file Report 93-322, *U.S. Geological Survey*. (Cité dans les pages 36, 76 et 253.)
- Polet, J. & Kanamori, H., 2000. Shallow subduction zone earthquakes and their tsunamigenic potential, *Geophys. J. Int.*, **142**, 684–702. (Cité dans les pages 4, 58, 59, 60, 61, 62 et 254.)

- Proakis, J. G. & Manolakis, D. G., 1996. *Digital Signal Processing*, Principles, Algorithms, and Applications, Prentice-Hall International, third edition edn. (Cité en page 37.)
- PTWC, 2006a. Tsunami Bulletin Number 001, Issued at 0836Z 17 Jul 2006, Tech. rep. (Cité dans les pages 4, 59 et 86.)
- PTWC, 2006b. Tsunami Bulletin Number 002, Issued at 1108Z 17 Jul 2006, Tech. rep. (Cité dans les pages 4 et 86.)
- PTWC, 2007. Tsunami Bulletin Number 001, Issued at 0434Z 13 Jan 2007, Tech. rep. (Cité en page 4.)
- PTWC, 2011. Tsunami bulletin number 001, issued at 05 :55 UTC March 11 2011, Tech. rep. (Cité en page 117.)
- Pujol, J., 2003. *Elastic Wave Propagation and Generation in Seismology*, Cambridge university press. (Cité dans les pages 16 et 42.)
- Rayleigh, L., 1910. The problem of the whispering gallery, *Philos. Mag.*, **20**, 1001–1004. (Cité en page 15.)
- Richter, C. F., 1935. An instrumental earthquake magnitude scale, *Bull. seism. Soc. Am.*, **25**(1), 1–32. (Cité en page 78.)
- Rivera, L. & Kanamori, H., 2009. Using W phase for regional tsunami warning and rapid earthquake hazard assessment. , *The 2nd International Workshop on Earthquake Early Warning. Kyoto, Japan*. (Cité en page 70.)
- Rivera, L., Kanamori, H., & Duputel, Z., 2010. The potential of the W-phase algorithm for regional tsunami warning in Chile., *AGU Chapman conference in Chile*. (Cité dans les pages 70 et 128.)
- Ruegg, J. C., Olcay, M., & Lazo, D., 2001. Co-, Post- and Pre(?) - seismic Displacements Associated with the Mw 8.4 Southern Peru Earthquake of 23 June 2001 from Continuous GPS Measurements, *Seismol. Res. Lett.*, **72**(6), 673–678. (Cité en page 162.)
- Sambridge, M., 1999a. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm-II. Appraising the ensemble, *Geophys. J. Int.*, **138**(3), 727–746. (Cité en page 46.)
- Sambridge, M., 1999b. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm-I. Searching a parameter space, *Geophys. J. Int.*, **138**(2), 479–494. (Cité en page 46.)
- Satake, K., 2007. 4.17 - Tsunamis, in *Treatise on Geophysics*, pp. 483–511, Elsevier, Amsterdam. (Cité en page 148.)
- Satake, K. & Tanioka, Y., 1999. Sources of Tsunami and Tsunamigenic Earthquakes in Subduction Zones, *Pure appl. geophys.*, **154**(3-4), 467–483. (Cité dans les pages 58 et 60.)

- Silver, P. G. & Jordan, T. H., 1982. Optimal estimation of scalar seismic moment, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **70**, 755–787. (Cité dans les pages 12 et 71.)
- Simons, M., Minson, S. E., Sladen, A., Ortega, F., Jiang, J., Owen, S. E., Meng, L., Ampuero, J.-P., Wei, S., Chu, R., Helmlinger, D. V., Kanamori, H., Hetland, E., Moore, A. W., & Webb, F. H., 2011. The 2011 Magnitude 9.0 Tohoku-Oki Earthquake : Mosaicking the Megathrust from Seconds to Centuries, *Science*, **332**(6036), 1421–1425. (Cité dans les pages 11, 138 et 181.)
- Sladen, A., Tavera, H., Simons, M., & Avouac, J., 2010. Source model of the 2007 Mw 8.0 Pisco, Peru earthquake : Implications for seismogenic behavior of subduction megathrusts, *J. Geophys. Res.*, **114**, B02405. (Cité en page 62.)
- Sorrells, G. G., 1971. A Preliminary Investigation into the Relationship between Long-Period Seismic Noise and Local Fluctuations in the Atmospheric Pressure Field, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **26**(1-4), 71–82. (Cité dans les pages 36 et 150.)
- Stratton, J. A., 1941. *Electromagnetic theory*, Mc Graw-Hill book company, New York. (Cité en page 11.)
- Sudhaus, H. & Jónsson, S., 2009. Improved source modelling through combined use of InSAR and GPS under consideration of correlated data errors : application to the June 2000 Kleifarvatn earthquake, Iceland, *Geophys. J. Int.*, **176**, 389–404. (Cité en page 148.)
- Synolakis, C., Imamura, F., Tsuji, Y., Matsutomi, H., Tinti, S., Cook, B., Chandra, Y. P., & Usman, M., 1995. Damage, conditions of east Java tsunami of 1994 analyzed, *Eos Trans. AGU*, **76**(26), 257–257. (Cité en page 62.)
- Takeuchi, H. & Saito, M., 1972. Takeuchi : Seismic surface waves, in *Methods in Computational Physics*, pp. 217–295, Academic Press. (Cité dans les pages 10 et 13.)
- Tarantola, A., 1984. Inversion of seismic reflection data in the acoustic approximation, *Geophysics*, **49**(8), 1259–1266. (Cité en page 22.)
- Tarantola, A., 1988. Theoretical background for the inversion of seismic waveforms including elasticity and attenuation, *Pure appl. geophys.*, **128**(1-2), 365–399. (Cité en page 22.)
- Tarantola, A., 2005. *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*, SIAM. (Cité dans les pages 149 et 150.)
- Tarantola, A. & Valette, B., 1982. Inverse problems = quest for information, *Journal of Geophysics*, **50**, 159–170. (Cité dans les pages 149 et 156.)

- Tocheport, A., Rivera, L., & Van der Woerd, J., 2006. A Study of the 14 November 2001 Kokoxili Earthquake : History and Geometry of the Rupture from Teleseismic Data and Field Observations, *Bull. seism. Soc. Am.*, **96**(5), 1729–1741. (Cité dans les pages 62 et 163.)
- Tromp, J., Tape, C., & Liu, Q., 2005. Seismic tomography, adjoint methods, time reversal and banana-doughnut kernels, *Geophys. J. Int.*, **160**(1), 195–216. (Cité dans les pages 22 et 23.)
- Tromp, J., Komatitsch, D., & Liu, Q., 2008. Spectral-element and adjoint methods in seismology, *Communications in Computational Physics*, **3**, 1–32. (Cité en page 24.)
- Tsai, V., Hayes, G. P., & Duputel, Z., 2011. Constraints on the Long-Period Moment-Dip Tradeoff for the Tohoku Earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, accepted. (Cité dans les pages 170 et 176.)
- Tsuboi, S., Whitmore, P. M., & Sokolowski, T. J., 1999. Application of Mwp to deep and teleseismic earthquakes, *Bull. seism. Soc. Am.*, **89**(5), 1345. (Cité en page 107.)
- Tsuji, Y., Matsutomi, H., Imamura, F., Takeo, M., Kawata, Y., Matsuyama, M., Takahashi, T., Sunarjo, & Harjadi, P., 1995. Damage to coastal villages due to the 1992 Flores Island earthquake tsunami, *Pure appl. geophys.*, **144**(3-4), 481–524. (Cité en page 61.)
- Tsuruoka, H., Kawakatsu, H., & Urabe, T., 2009. GRiD MT (grid-based real-time determination of moment tensors) monitoring the long-period seismic wavefield, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **175**(1-2), 8–16. (Cité dans les pages 70 et 161.)
- USGS, 2010. <http://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eqinthenews/2010/us2010rja6>, Tech. rep. (Cité en page 94.)
- USGS, 2011a. <http://earthquake.usgs.gov/earthquakes/shakemap>, Tech. rep. (Cité en page 117.)
- USGS, 2011b. http://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eqinthenews/2011/usc0001xgp/finite_{_}fault_{_}1.php, Tech. rep. (Cité en page 117.)
- Vallée, M., Charléty, J., & Ferreira, A., 2010. SCARDEC : a new technique for the rapid determination of seismic moment magnitude, focal mechanism and source time functions for large earthquakes using body-wave deconvolution, *Geophys. J. Int.*, **184**, 338–358. (Cité en page 4.)
- Vidale, J., Goes, S., & Richards, P. G., 1995. Near-field deformation seen on distant broadband seismograms, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 1–4. (Cité en page 16.)
- Wald, D. J., Worden, B. C., Quitoriano, V., & Pankow, K. L., 2005. *ShakeMap Manual : Technical Manual, User's Guide, and Software Guide*, <http://pubs.usgs.gov/tm/2005/12A01>. (Cité en page 148.)

- Welch, P., 1967. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra : A method based on time averaging over short, modified periodograms, *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, **15**(2), 70–73. (Cité en page 37.)
- Wielandt, E. & Steim, J. M., 1986. A digital very-broad-band seismograph, *Ann. Geophys. Ser.*, **4**(3), 227–232. (Cité en page 6.)
- Wielandt, E. & Streckeisen, G., 1982. The leaf-spring seismometer : Design and performance, *Bull. seism. Soc. Am.*, **72**(6A), 2349. (Cité dans les pages 6 et 31.)
- Woodhouse, J. H., 1988. The calculation of eigenfrequencies and eigenfunctions of the free oscillations of the earth and the sun, in *Seismological Algorithms, Computational Methods and Computer Programs*, pp. 321–370, ed. Doornbos, D. J., Springer, New York. (Cité dans les pages 10 et 50.)
- Yabuki, T. & Matsu'ura, M., 1992. Geodetic data inversion using a Bayesian information criterion for spatial distribution of fault slip, *Geophys. J. Int.*, **109**, 363–375. (Cité dans les pages 148 et 149.)
- Yagi, Y., 2004. Source rupture process of the 2003 Tokachi-oki earthquake determined by joint inversion of teleseismic body wave and strong ground motion data, *Earth Planets Space*, **56**, 311–316. (Cité dans les pages 135 et 136.)
- Yagi, Y. & Fukahata, Y., 2008. Importance of covariance components in inversion analyses of densely sampled observed data : an application to waveform data inversion for seismic source processes, *Geophys. J. Int.*, **175**(1), 215–221. (Cité en page 149.)
- Yagi, Y. & Fukahata, Y., 2011. Introduction of uncertainty of Green's function into waveform inversion for seismic source processes, *Geophys. J. Int.*, **186**(2), 711–720. (Cité en page 148.)
- Yamanaka, Y. & Kikuchi, M., 2003. Source process of the recurrent Tokachi-oki earthquake on September 26, 2003, inferred from teleseismic body waves, *Earth Planets Space*, **55**, e21–e24. (Cité dans les pages 135 et 136.)
- Zhu, L., 2003. Recovering permanent displacements from seismic records of the June 9, 1994 Bolivia deep earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, **30**(14), 1740. (Cité en page 31.)
- Zürn, W. & Wielandt, E., 2007. On the minimum of vertical seismic noise near 3 mHz, *Geophys. J. Int.*, **168**(2), 647–658. (Cité en page 36.)