



**HAL**  
open science

**Prédiction des mouvements du sol dus à un séisme :  
différences de décroissance entre petits et gros séismes  
et simulations large bande par fonctions de Green  
empiriques**

Alain Dujardin

► **To cite this version:**

Alain Dujardin. Prédiction des mouvements du sol dus à un séisme : différences de décroissance entre petits et gros séismes et simulations large bande par fonctions de Green empiriques. Sciences de la Terre. Université Nice Sophia Antipolis, 2015. Français. NNT : 2015NICE4070 . tel-01256051

**HAL Id: tel-01256051**

**<https://theses.hal.science/tel-01256051v1>**

Submitted on 14 Jan 2016

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

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

UNIVERSITE NICE SOPHIA ANTIPOLIS - UFR SCIENCES  
Ecole Doctorale Sciences Fondamentales et Appliquées

# THÈSE

pour obtenir le titre de  
**Docteur en Sciences**  
de l'UNIVERSITE Nice Sophia Antipolis  
Spécialité : Sciences de l'Univers - Géophysique

présentée et soutenue par  
**Alain DUJARDIN**

---

## Prédiction des mouvements du sol dus à un séisme : différences de décroissance entre petits et gros séismes et simulations large bande par fonctions de Green empiriques

---

Thèse dirigée par **Françoise COURBOULEX**  
préparée au laboratoire Géoazur à Sophia-Antipolis

soutenue le 16 octobre 2015, devant le jury composé de :

Catherine BERGE-THIERRY	Expert Sénior Risque Sismique, CEA	Rapporteuse
Fabrice COTTON	Professeur, GFZ Potsdam	Rapporteur
Mathieu CAUSSE	Chargé de recherche, IFSTTAR	Examinateur
Giovanna CULTRERA	Chercheur, INGV	Examinatrice
Bertrand DELOUIS	Professeur, Géoazur	Examinateur
Tony MONFRET	Chargé de recherche, IRD	Examinateur
Paola TRAVERSA	Sismologue, EDF	Examinatrice
Françoise COURBOULEX	Directeur de Recherche, Géoazur	Directrice de Thèse



# Remerciements

Mes remerciements s'adressent d'abord à Françoise Courboux, ma directrice de thèse au laboratoire Géoazur. Je la remercie pour son encadrement, son implication dans mon travail, merci d'avoir toujours été disponible lorsque j'avais besoin d'aide ! Je remercie aussi Mathieu Causse qui a co-encadré mon travail de thèse. Merci à lui pour son aide et son implication. Merci à Paola Traversa grâce à qui la collaboration avec EDF a été enrichissante. Merci à elle d'avoir participé à mes travaux de recherche.

Je remercie Catherine Berge-Thierry et Fabrice Cotton d'avoir accepté d'être rapporteurs. Merci d'avoir considéré mon travail avec intérêt. Je remercie également les membres du Jury, Giovanna Cultrera, avec qui j'ai pu discuter sur le cas de la crise sismique d'Emilia Romagna, et Tony Monfret, avec qui j'ai pu discuter des différents aspects de l'atténuation sismique. Merci à Bertrand Delouis, d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Merci également à David Boore pour les nombreux échanges que j'ai pu avoir avec lui qui ont grandement contribué à la première partie de mon travail.

Durant ma thèse j'ai également eu la chance de pouvoir me confronter au milieu de l'enseignement. Merci à tous ceux qui ont contribué à cette expérience : Maxime Godano, Nicole Bethoux, Stéphane Bouissou, Riad Hassani, Carole Petit-Mariani, Gueorgui Ratzov, Bernard Mercier de Lepinay, Mathilde Vergnolle, Isabelle Manighetti et Philippe Charvis.

Bien sur merci aux membres du laboratoire Géoazur, pour leur accueil, et pour la bonne ambiance dans les locaux. Merci aux équipes administratives, pour leur aide, et leur gentillesse. Merci aussi aux équipes informatiques pour leur support.



---

Merci aux collègues et potes, d'abord mes co-bureaux : Clara Castellanos Lopez, Trong Ding Tran, Ganghui Hu, puis Clément Perrin, Elodie Delor, Manue Leus, Nick Steward. Mais également tout les autres, Nestor Cerpa Gilvonio avec qui on s'est bien amusé en formation, Sadrac Stfleur "mon frère", avec qui on s'est amusé partout dans le monde. Merci à Jérémy Giuliano, compagnon de galère pour tout ces week-end passés au labo, mais également merci à Quentin Bletery qui a finit par nous rejoindre. Merci à la colloc, Edouard Palis, Nolwenn, Octave, Gilles, Iry, Anaïs et Joseph d'avoir été là et de m'avoir fait sortir. Merci à vous tous, Flore, Vincent, Yacer, Benoit, Luisa, Swann, Marianne, Yevgenia, Marc, Victorien, Alice, Elise, Dung, Imane, Aurélien, Battulga, Julien, Juan-Carlos, Maurin, Stephen (merci pour ton aide, et toutes les pauses!), Maëlle (merci de m'avoir embarqué aux Natural Games), Remy, Alex, Mathilde, Audrey, Zoé, Chloé, Laure, Gaspard, Adrien, Guillermo, Matthieu, Borhan, Sebastien, Cécile, Victor, Nils, Charles, Gabriel, Emilie, Rodrigo, Vishnu, Clément, Sargis, Huyen, Laetita, Julien, Jenny, Anne, Thomas, Louis, Olivier, Lucie, Damienne, Anthony, Magalie, Valérie, Fabienne, Candice, Sandrine, Laure, Vadim, Dider, Christophe, David, Jérôme, Corinne, Julien, Lionel, David, Caroline, ... et tout ceux que j'oublie...

Merci également à tout ceux que j'ai croisé en congrès, ou en déplacement, Marylin, Fanny, Jean, Johanes, Rachel, Aurore, Vincent, Jessie, François-Nicolas, Isa, Morgane, Leila, Amandine, Martin, Afifa, Nancy, ... Merci à tout ceux qui m'ont hébergé lors de mes déplacement : Jean Letort, Pierre Bottelin, Edouard Weiler, Johann Valentin. Merci à Mélanie Denecker et Marine Collignon pour tout le soutien que vous m'avez apporté!

Bien sur un merci tout spécial à toi, Gentiane, pour ta présence, ton soutien, ta patience. Merci d'avoir été à mes cotés! Merci aussi à ma famille, pour son soutien, merci tout particulièrement à mes parents. Merci à tous!

# Table des matières

Introduction générale	9
<b>I Décroissance des mouvements du sol avec la distance</b>	<b>19</b>
Introduction	21
<b>1 Notions fondamentales</b>	<b>25</b>
1.1 La source sismique . . . . .	26
1.1.1 Les paramètres de source . . . . .	26
1.1.2 Lois d'échelles et spectre de source . . . . .	27
1.2 Les paramètres du processus de propagation . . . . .	29
1.2.1 La dispersion géométrique . . . . .	29
1.2.2 L'atténuation anélastique . . . . .	30
1.2.3 Le scattering . . . . .	34
1.2.4 L'atténuation haute fréquence . . . . .	36
1.3 Les différentes définitions de la distance . . . . .	39
1.3.1 Les distances $R_{HYP}$ et $R_{EPI}$ . . . . .	39
1.3.2 Les distances $R_{RUP}$ et $R_{JB}$ . . . . .	40
1.4 Les indicateurs du mouvement du sol . . . . .	41
1.4.1 Les paramètres d'amplitude dans le domaine temporel . . . . .	41
1.4.2 Le spectre de réponse élastique en accélération . . . . .	43
1.4.3 L'intensité d'Arias ( $I_a$ ) . . . . .	44
1.4.4 La durée de mouvement fort (SMD) . . . . .	44
<b>2 Influence of source, path and site effects on the magnitude dependence of ground-motion decay with distance</b>	<b>45</b>

2.1	Résumé en français . . . . .	46
2.2	Abstract . . . . .	47
2.3	Introduction . . . . .	47
2.4	M-dependent attenuation from data . . . . .	50
2.5	Simulation of ground-motion intensity measures . . . . .	51
2.6	Identification of preponderant effect on the M-dependent decay . . . . .	53
2.6.1	Relative influence of finite-fault effect, path duration and site parameter . . . . .	53
2.6.2	Influence of the stress drop . . . . .	55
2.7	Relative influence of anelastic attenuation and finite-fault effect . . . . .	56
2.7.1	Influence of anelastic attenuation $Q_0$ and $\alpha$ . . . . .	57
2.8	Variable M-dependent decay for different GMIM . . . . .	61
2.9	Conclusion . . . . .	64
2.10	Acknowledgments . . . . .	64
2.11	Electronic Supplements . . . . .	65
<b>3</b>	<b>Etude des interactions entre la fonction source et la fonction de Green</b>	<b>71</b>
3.1	Introduction . . . . .	71
3.2	Méthode . . . . .	73
3.3	Résultats . . . . .	76
3.4	Conclusion . . . . .	80
<b>II</b>	<b>Simulations appliquées à la crise sismique d’Emilia-Romagna (2012)</b>	<b>83</b>
	<b>Introduction</b>	<b>85</b>
<b>4</b>	<b>Simulation of the Basin Effects in the Po Plain during the Emilia-Romagna Seismic Sequence (2012) using empirical Green’s functions</b>	<b>91</b>
4.1	Résumé en français . . . . .	92
4.2	Abstract . . . . .	93
4.3	Introduction . . . . .	94
4.4	Dataset . . . . .	97
4.4.1	Mainshock data . . . . .	97
4.4.2	EGF selection . . . . .	98

TABLE DES MATIÈRES

---

4.5	EGF ground motion simulation method . . . . .	99
4.5.1	Kinematic source modelling and EGF summation scheme . . . . .	99
4.5.2	Choice of source parameters . . . . .	101
4.6	Results . . . . .	104
4.6.1	Comparison of FVS . . . . .	104
4.6.2	Comparison of time series and ground motion indicators . . . . .	107
4.6.3	Comparison of Stockwell transforms . . . . .	110
4.7	Test of different nucleation positions . . . . .	112
4.8	Discussion and Conclusion . . . . .	114
4.9	Data and Resources . . . . .	115
4.10	Acknowledgments . . . . .	116
4.11	Electronic Supplements . . . . .	117
<b>5</b>	<b>Etude paramétrique de la simulation en <math>k^{-2}</math></b>	<b>125</b>
5.1	Introduction . . . . .	125
5.2	Rappel sur la méthode de simulation en $k^{-2}$ . . . . .	126
5.2.1	Distribution du glissement statique . . . . .	126
5.2.2	Cinématique de la rupture . . . . .	127
5.3	Résultats . . . . .	129
5.3.1	Influence de la rugosité du glissement . . . . .	129
5.3.2	Influence du rise time . . . . .	132
5.3.3	Influence de la vitesse de rupture . . . . .	135
5.4	Conclusion . . . . .	138
<b>6</b>	<b>Comparaison de trois méthodes de simulation</b>	<b>139</b>
6.1	Introduction . . . . .	139
6.2	Simulations par EGF point-source (code SIMULSTOC) . . . . .	141
6.3	Simulations stochastiques . . . . .	143
6.4	Résultats . . . . .	147
6.4.1	Comparaison des spectres de Fourier . . . . .	147
6.4.2	Comparaison des séries temporelles . . . . .	152
6.4.3	Comparaison des transformées de Stockwell . . . . .	157
6.5	Discussion et conclusion . . . . .	160

<b>Conclusion générale</b>	<b>163</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>183</b>
<b>ANNEXES</b>	<b>187</b>
<b>High Frequency Directivity Effect for an Mw 4.1 Earthquake Widely Felt by the Population in Southeastern France</b>	<b>187</b>
Résumé en français . . . . .	188
Abstract . . . . .	196
Introduction . . . . .	196
Evidences from Macroseismic Intensities . . . . .	196
Seismic Data and Ground-Motions Measurements . . . . .	196
Source Characteristics Using Broadband Seismograms . . . . .	196
High-Frequency Analysis Using Empirical Green's Functions . . . . .	196
Relation with Aftershocks Location . . . . .	196
Conclusions . . . . .	196
Data and Resources . . . . .	196
Acknowledgments . . . . .	196
References . . . . .	196

# Introduction générale

La prédiction des mouvements du sol qu'engendrerait un évènement sismique potentiellement destructeur est l'un des enjeux majeurs de la sismologie pour l'estimation de l'aléa et la prise en compte du risque sismique.

L'estimation de l'aléa sismique se fait aujourd'hui, en France, selon deux types d'approches : l'approche probabiliste, et l'approche déterministe. La première étape, commune aux deux approches, consiste en l'identification des sources sismiques. Le potentiel sismique de ces failles est ensuite estimé en terme de magnitude, de période de récurrence (estimée selon la relation de [Gutenberg and Richter \(1944\)](#)), de profondeur de source, et de mécanisme au foyer. La seconde étape consiste en l'estimation des mouvements du sol que peuvent produire ces failles actives, dans les différentes zones sismotectoniques ainsi définies, en prenant en compte à la fois la magnitude de l'évènement, et la distance de la zone sismotectonique à cette faille active.

L'approche probabiliste consiste, dans une zone sismotectonique donnée, pour un paramètre de mouvement du sol donné (souvent l'accélération), à calculer la valeur maximale qui excède un certain taux de probabilité d'être dépassée au cours d'une période de temps. Cette approche est utilisée pour la réalisation de cartes d'aléa sismique, telle que celle utilisée pour le zonage réglementaire des risques sismiques en France (<http://www.planseisme.fr>), en vigueur depuis le 1<sup>er</sup> mai 2011, ou par le projet de recherche SHARE (<http://www.share-project.org>) à l'échelle de l'Europe. Elle concerne les ouvrages à risque normal, définis comme les ouvrages pour lesquels les risques sont limités à leurs occupants et voisinage immédiat. Ceux-ci comprennent la plupart des bâtiments, tels que les habitations individuelles ou collectives, et sont classés en différentes catégories selon leur intérêt pour la sécurité civile (les hôpitaux, les bâtiments de

communication, de production et de stockage d'eau, et de stockage d'énergie par exemple sont classés dans une catégorie à part entière).

La deuxième approche, déterministe, consiste en l'estimation de paramètres de mouvements du sol que pourrait générer un évènement de référence, dans la zone sismo-tectonique considérée, indépendamment de sa période de récurrence. Elle concerne les ouvrages à risque spécial (ORS), ouvrages pour lesquels les risques sur les personnes et l'environnement ne sont pas limités au voisinage immédiat de ces ouvrages. On y distingue notamment les barrages et les centrales nucléaires. Cette approche est utilisée en complément de l'approche probabiliste qui, depuis l'accident de Fukushima de 2011, est largement utilisée pour ce type d'ouvrages, au moins à titre comparatif.

Ces deux approches permettent la mise en place de normes parasismiques, dont les normes du code européen Eurocode 8 (EC8), développé par le CEN (Comité Européen de Normalisation), déjà adopté par 28 pays européens. Ces normes parasismiques prennent en compte, en plus du zonage sismique, la catégorie d'importance du bâtiment et la classe de sol sur lequel il est situé.

Pour pouvoir anticiper les dégâts que pourrait engendrer un séisme de magnitude importante, et de ce fait de pouvoir adapter les normes parasismiques, il est essentiel de disposer d'enregistrements. Cependant, dans les zones à sismicité modérée, dont la France métropolitaine fait partie, les enregistrements de séismes importants sont bien souvent inexistantes. En effet, la sismicité instrumentale, qui remonte aux années 1960 en France, est trop récente au regard des périodes de récurrence des forts évènements sismiques, qui peuvent atteindre jusqu'à plusieurs centaines d'années. Le dernier séisme fort enregistré en France métropolitaine au XX<sup>e</sup> siècle date du 11 juin 1909. Il s'agit du séisme de Lambesc (Sud de Lubéron), en Provence, qui fit à l'époque une quarantaine de morts. Un séisme comparable de nos jours aurait un impact encore plus important, avec probablement plusieurs centaines de victimes, et des dommages économiques importants. Malgré le manque de données, il est donc essentiel de pouvoir estimer les mouvements du sol d'un évènement de magnitude importante. C'est pourquoi de nombreuses méthodes de simulation ont été développées (cf [Douglas and Aochi \(2008\)](#) pour un résumé des méthodes existantes).

C'est dans cette thématique d'estimation de l'aléa sismique que cette thèse s'inscrit. Celle-ci est financée principalement par EDF, dans le cadre du projet SIGMA (Seismic Ground Motion Assessment, <http://projet-sigma.com>). L'objectif principal du projet est l'amélioration de la connaissance sur les données et les méthodes de simulation afin de pouvoir préciser l'estimation du risque sismique. Ce projet s'articule en différents "Work Packages", chacun focalisé sur un aspect spécifique :

- WP1 : la structure des sources sismiques
- WP2 : les méthodes de simulation des mouvements du sol
- WP3 : la caractérisation des effets de site
- WP4 : l'amélioration des modèles de risque sismique
- WP5 : la caractérisation et l'exploitation des mouvements du sol

Cette thèse est rattachée au "Work Package 2" et se focalise sur les différentes méthodes de simulation.

L'une des approches les plus couramment utilisées pour estimer les mouvements du sol attendus lors d'un séisme est l'utilisation de modèles empiriques connus sous le nom de "Ground Motion Prediction Equations (GMPEs)". Ces modèles sont obtenus par des régressions réalisées sur différentes bases de données des mouvements du sol. Les GMPEs sont donc calculées à partir d'enregistrements provenant de nombreux sites et de multiples sources. Afin de pouvoir les utiliser pour estimer les mouvements du sol sur un site spécifique, il est fait l'hypothèse que la variabilité prédite par la base de données est comparable à la variabilité des mouvements du sol en un site unique au cours du temps : c'est l'hypothèse d'ergodicité ([Anderson and Brune, 1999](#)).

L'augmentation constante du nombre de stations sismologiques ainsi que de la qualité des enregistrements, a permis le développement d'un grand nombre de ces GMPEs ([Ambraseys et al., 1996, 2005](#); [Bragato and Slejko, 2005](#); [Zhao et al., 2006](#); [Atkinson and Boore, 2006, 2011](#); [Akkar and Bommer, 2007, 2010](#); [Chiou and Youngs, 2008](#); [Chiou et al., 2010](#); [Boore et al., 2014](#)). Cette augmentation de données, en plus de permettre de couvrir toujours plus de régions, permet également d'introduire plus de complexité dans les formes fonctionnelles. Aussi la plupart des GMPEs récentes considèrent une forme



fonctionnelle dépendante de la magnitude, en plus de paramètres spécifiques reliés au type de rupture ou aux conditions de site (voir l'inventaire de [Douglas \(2011, 2014\)](#) pour avoir un aperçu de l'évolution des formes fonctionnelles des GMPEs).

L'utilisation de GMPEs comme modèles de prédiction dans les régions à sismicité modérée pose cependant un certain nombre de problèmes. Ne disposant pas de suffisamment d'enregistrements de séismes dans la gamme de magnitude d'intérêt, c'est à dire suffisamment importante pour avoir un potentiel destructeur, le développement de tels modèles est impossible. La prédiction peut alors se faire en utilisant une GMPE calculée à partir de données provenant d'une autre région du monde. Celle-ci est alors sélectionnée selon un ensemble de critères ([Scherbaum et al., 2004](#); [Bommer et al., 2010](#); [Beauval et al., 2012](#); [Stewart et al., 2012](#)), parmi lesquels on peut citer la comparaison des contextes tectoniques des données de la GMPE et de la région d'application, une sélection selon la gamme de magnitudes utilisée pour la régression, mais également une comparaison des prédictions par rapport à un ensemble de données de la région d'application. On se penche également sur la possibilité de construire des GMPEs à partir de signaux de petits séismes.

L'utilisation de GMPEs est largement répandue pour l'estimation de l'aléa probabiliste et de l'aléa déterministe. Cependant, dans le cadre de l'estimation de l'aléa déterministe, les GMPEs ne sont ni capables de produire des signaux en temps (utilisable par les ingénieurs en structure), ni capables de reproduire avec précision les effets de site. C'est pourquoi on s'intéresse à d'autres méthodes de simulation des mouvements du sol. La simulation du mouvement, et cela spécialement sur une gamme de fréquence pertinente pour le génie parasismique n'est pas un exercice évident. Cette gamme de fréquence se trouve typiquement entre 0.1 et 20 Hz, mais peut s'étendre jusqu'à 50 Hz. En effet, on ne s'intéresse pas seulement aux fréquences fondamentales des ouvrages, mais également à leurs harmoniques, qui peuvent contribuer significativement à la réponse dynamique de ces ouvrages. Les mouvements enregistrés sur un site sont la résultante de deux contributions : le processus de rupture, et la propagation des ondes dans le milieu, dans lequel on peut distinguer l'effet particulier du site. La plupart des méthodes communément utilisées dans le domaine académique sont purement numériques. Certaines se basent sur l'utilisation des nombres d'ondes discrets ([Bouchon, 1981](#); [Coutant, 1989](#)), d'autres, plus complexes, utilisent les différences finies qui permettent la génération de

synthétiques dans des modèles de vitesses en deux dimensions (Vidale and Helmberger, 1988; Haase et al., 1996; Scrivner and Helmberger, 1999), et en trois dimensions (Olsen and Archuleta, 1996; Graves, 1998; Pitarka et al., 1998; Rodgers et al., 2008; Smerzini and Villani, 2012). Ces méthodes sont cependant rarement utilisées pour générer des gammes de fréquences supérieures à 1 Hz, limitées d’une part par le manque de connaissance à petite échelle du milieu de propagation, et d’autre part par les capacités de calcul disponibles de nos jours. Enfin, certaines méthodes se basent quant à elles sur les éléments spectraux (Faccioli et al., 1997; Komatitsch et al., 2004; Chaljub et al., 2007, 2015). Bien que certaines équipes tentent de simuler à plus haute fréquence, cette approche reste cependant limitée, actuellement à environ 4 Hz (Maufroy et al., 2015).

Pour pallier cette limite, certaines méthodes proposent une approche alternative, basée sur l’utilisation de fonctions de Green empiriques. Initialement proposée par Hartzell (1978), cette méthode propose de considérer l’enregistrement d’un évènement de faible magnitude comme représentatif de la fonction de Green du milieu. Le signal simulé est ensuite obtenu par la sommation de cette fonction de Green empirique (FGE) selon un schéma qui respecte les principes fondamentaux de la physique de la source (Aki, 1967; Brune, 1970) et des lois d’échelles (Kanamori and Anderson, 1975). L’information sur le milieu traversé, ainsi que sur le site est de ce fait naturellement prise en compte via la FGE, et présente l’avantage par rapport aux méthodes purement numériques de pouvoir réaliser des simulations large bande sans nécessiter de connaissances sur le milieu traversé.

L’utilisation de petits signaux pour simuler des évènements de magnitude plus importante, ainsi que l’utilisation de GMPEs d’une région différente de celle d’application se heurte néanmoins à un problème. La décroissance des valeurs de pics des mouvements du sol est plus rapide pour les petits séismes que pour les gros. Ce constat a été fait sur de nombreuses bases de données et a été mis en évidence par Cotton et al. (2008) qui comparent la décroissance du PGA avec la distance, pour deux évènements français, avec différentes GMPEs : le séisme de Nice de février 2001, de magnitude Mw 4.6, et le séisme d’Estaing de mai 2002 de magnitude Mw 4.4 (Figure 1).

Plusieurs interprétations sont possibles pour expliquer la différence de décroissance observée. Les GMPEs utilisées étant calculées à partir de données d’autres régions du monde, la première hypothèse consiste à dire que l’atténuation sismique dépend du lieu,

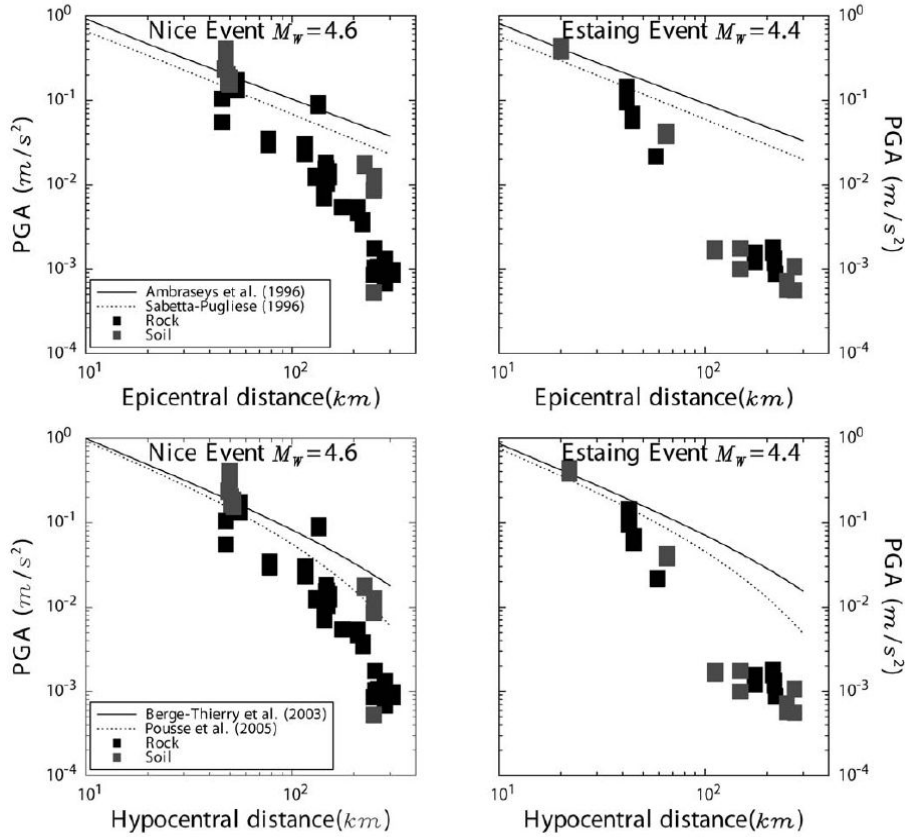


FIGURE 1 – Comparaison des PGA enregistrés pour deux évènements en France aux GMPEs de [Ambraseys et al. \(1996\)](#) et [Sabetta and Pugliese \(1996\)](#), pour des distances épacentrales, et aux GMPEs de [Berge-Thierry et al. \(2003\)](#) et [Pousse et al. \(2005\)](#) pour des distances hypocentrales. Figure de [Cotton et al. \(2008\)](#).

les différences de décroissance observées seraient donc liées à des différences d'atténuation. De plus, les GMPEs sont construites à partir de bases de données dont les magnitudes sont plus importantes que celles que l'on trouve en France. Les différences de décroissance observées seraient liées au fait que la décroissance des mouvements du sol des évènements de fortes magnitudes est moins rapide que celle d'évènements de magnitudes plus faibles.

Cette dernière observation est aujourd'hui largement acceptée, et prise en compte dans la forme fonctionnelle des GMPEs les plus récentes ([Ambraseys et al., 2005](#); [Zhao et al., 2006](#); [Akkar and Bommer, 2010](#); [Chiou et al., 2010](#); [Boore et al., 2014](#)). Cependant les phénomènes physiques à l'origine de cette dépendance de la décroissance à la magnitude ne sont toujours pas clairement identifiés. Pourtant celle-ci peut affecter les

estimations d'aléa et de risque sismique. En effet, plusieurs études mettent en avant le fait que l'utilisation de GMPEs, pour des gammes de magnitudes hors de la gamme utilisée pour la régression, mènent à des sur ou sous-estimation des mouvements du sol (Bommer et al., 2007; Chiou et al., 2010; Douglas and Jousset, 2011; Beauval et al., 2012). Cette dépendance est également un sujet de préoccupation quant à la validité des approches par fonctions de Green empiriques. Cette méthode, largement utilisée en sismologie (Irikura, 1986; Dan et al., 1990; Ordaz et al., 1995; Kohrs-Sansorny et al., 2005; Causse et al., 2009) se base sur les informations de propagation implicitement comprises dans le signal des fonctions de Green empiriques pour reproduire les signaux d'un évènement de magnitude plus importante.

La première partie de cette thèse se focalise donc sur l'identification et la quantification de l'importance des mécanismes qui entrent en jeu dans cette différence de décroissance, et plus particulièrement dans la dépendance à la magnitude de la décroissance des mouvements du sol avec la distance. Plusieurs approches ont ainsi été considérées. Nous avons travaillé dans un premier temps avec un code de simulation stochastique (Boore, 2003), qui permet, à partir d'une description paramétrique de la source et des processus d'atténuation de simuler des séries temporelles. Cette étude a fait l'objet d'une publication soumise à la revue *Seismological Research Letters* (voir Chapitre 2). Ce travail a largement bénéficié des conseils et de nombreux échanges avec David Boore, reviewer de la version initiale de ce papier. Dans un second temps, de manière à étudier plus en détail l'influence du milieu de propagation, nous avons également travaillé avec la méthode des nombre d'ondes discret (Bouchon, 1981), grâce au code de Coutant (1989), qui permet d'incorporer des effets réalistes de propagation des ondes dans des milieux tabulaires.

Plusieurs tentatives de comparaison des simulations avec des données réelles ont été menées, avec l'objectif de reproduire les différences de décroissance observées pour des séismes de différentes magnitudes dans une même région. Nous avons ainsi travaillé sur la base de données Japonaise des réseaux KiK-net et K-NET (Laurendeau et al., 2012). Malheureusement ce travail n'a pu fournir de résultats probants. Il s'est avéré compliqué, sur une base de données aussi importante, de dissocier les influences des différents processus. En effet, le contexte tectonique sur l'ensemble du Japon est relativement complexe, avec des variations des valeurs d'atténuation d'une région à l'autre (Oth et al., 2011). Par ailleurs, la gamme de distances pour laquelle on dispose de données dépend de la

gamme de magnitude considérée. Les petites magnitudes ne disposent pas de données au-delà de 40 km, tandis que les magnitudes les plus importantes ne disposent pas de données avant 40 km.

Nous avons également travaillé avec les données du projet CIFALPS (Chine-Italy-France Alpes). Ce projet commun de l'IGGCAS (Chine), ISTerre (France, coordonné par A. Paul) et de l'INGV (Italie) avait pour but premier de tomographier la croûte et le manteau supérieur du Sud-Ouest des Alpes. Son profil de 350 km de long, composé de 46 stations, espacées en moyenne de 10 km, semblait être idéal pour l'étude de la décroissance du mouvement sismique avec la distance. Ce travail n'a malheureusement pas non plus permis de tirer de conclusions claires, en raison notamment d'un manque de données. En effet, très peu d'évènements sismiques ont eut lieu pendant la période de fonctionnement du projet.

Enfin, nous nous sommes intéressés à un évènement survenu durant ma thèse : l'évènement du 26 février 2012, de magnitude Mw 4.1, dans la vallée de l'Ubaye, près du village de Barcelonnette. La répartition des stations n'a pas permis une étude sur la décroissance, celles-ci étant majoritairement situées autour des villes de Grenoble et de Nice, toutes deux à une distance d'environ 100 km de la source. L'analyse des valeurs de pics a cependant révélé une directivité importante du processus de rupture vers le Sud (avec des valeurs de pics environ huit fois plus importantes que pour des stations situées au Nord). Cette directivité est confirmée par les intensités macrosismiques (collectées par le BCSF), et par l'étude des fonctions sources (obtenues par une déconvolution des signaux). Cette étude a fait l'objet d'une publication dans la revue *Bulletin of the Seismological Society of America* (Courboux et al., 2013) disponible en annexe de ce manuscrit (Annexe 1).

La deuxième partie de mon travail de thèse se concentre sur le cas concret de la crise sismique d'Emilia-Romagna survenue en plein cœur de la plaine du Po au mois de mai 2012, et plus particulièrement sur l'évènement du 29 mai 2012, de magnitude Mw 5.9 (Saraò and Peruzza, 2012), fortement enregistré par les réseaux permanents et temporaires de l'INGV et du département de protection civile italien. Ce cas a été choisi en raison de son contexte géologique très particulier. En effet, le bassin sédimentaire de la plaine du Po couvre une surface d'environ 50000 km<sup>2</sup>, ce qui en fait l'un des bas-

sins sédimentaires les plus importants du monde. Les enregistrements des évènements principaux mettent en évidence la forte présence d'ondes de surface, qui dominent les signaux à certaines stations. La grande quantité de données accélérométriques enregistrées lors de cette séquence sismique offre l'opportunité de tester la robustesse de différentes méthodes de simulation. L'objectif est de juger leur capacité à générer des séries temporelles synthétiques large bande, spécifiquement adaptées au cas de la crise sismique d'Emilia-Romagna, et plus particulièrement leur capacité à reproduire les ondes de surface associées à la propagation des ondes dans le bassin sédimentaire.

Plusieurs méthodes ont ainsi été testées, dont deux sont basées sur l'utilisation de fonctions de Green empiriques. La première considère un modèle de source étendue, sur laquelle la répartition de glissement est définie selon un modèle en  $k^{-2}$  (Bernard et al., 1996). Les résultats issus de cette première méthode ont été soumis à la revue *Pure and Applied Geophysics* (voir Chapitre 4). Ces résultats ont ensuite été comparés à la seconde méthode par fonctions de Green empiriques, qui considère un point-source (Kohrs-Sansorny et al., 2005). Cette dernière présente l'avantage de ne nécessiter que de peu de paramètres d'entrées, la rendant plus facile à mettre en œuvre. Enfin ces simulations sont également comparées à des simulations stochastiques (Boore, 2003) principalement utilisées dans la communauté du génie parasismique.



## Première partie

# Décroissance des mouvements du sol avec la distance





---

## Introduction

Cette première partie se concentre sur l'identification et la quantification des mécanismes qui sont à l'origine de la décroissance des mouvements du sol avec la distance. Si les mécanismes d'atténuation des ondes sismiques (atténuation géométrique et anélastique) sont relativement bien compris, leur dépendance à la magnitude reste peu explorée. La décroissance du mouvement du sol avec la distance s'avère être dépendante de la magnitude. Les GMPEs montrent que cette dépendance existe. En effet, celle-ci est prise en compte dans les formes fonctionnelles de la plupart des GMPEs les plus récentes ([Ambraseys et al., 2005](#); [Zhao et al., 2006](#); [Akkar and Bommer, 2010](#); [Chiou and Youngs, 2008](#); [Boore et al., 2014](#)).

Dans les régions à sismicité modérée, faute d'enregistrement d'évènement sismique dans la gamme de magnitude d'intérêt, c'est-à-dire suffisamment importante pour avoir un potentiel destructeur, l'estimation du mouvement du sol en un site est souvent réalisé par l'utilisation de GMPEs calculées à partir de données provenant d'autres régions du monde.

Plusieurs problématiques sont alors posées. D'une part la dépendance de la décroissance des mouvements du sol à la magnitude semble dépendre de la région dont les données sont issues. A titre d'illustration, on compare la GMPE AB10 ([Akkar and Bommer, 2010](#)), calculée à partir de données principalement européennes, avec la GMPE ZEA06 ([Zhao et al., 2006](#)) calculée sur des données japonaises (Figure I.1). La différence de décroissance des PGA, et notamment la différence de la dépendance à la magnitude entre ces deux GMPEs est mise en évidence sur les courbes normalisées. D'autre part, un certain nombre d'études tendent à démontrer que l'utilisation de GMPEs pour des gammes de magnitudes différentes que celles utilisées pour la régression mènent à des sur ou des sous estimations du mouvement du sol ([Bommer et al., 2007](#); [Chiou et al., 2010](#); [Douglas and Jousset, 2011](#); [Beauval et al., 2012](#)).

La compréhension des mécanismes qui sont à l'origine de la décroissance du mouvement du sol avec la distance, et à l'origine de sa dépendance à la magnitude, est également un sujet de préoccupation quant à la validité des simulations utilisant des fonctions de

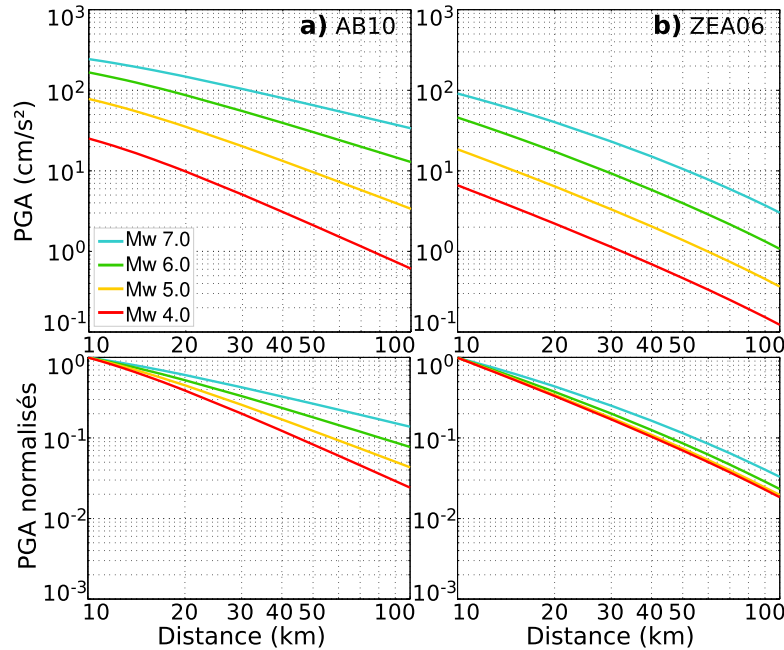


FIGURE I.1 – Décroissance des valeurs de pics en accélération (PGA, en  $\text{cm/s}^2$ ), pour deux GMPEs calculées à partir de données provenant de différentes régions du monde. a) La GMPE AB10 (Akkar and Bommer, 2010), b) la GMPE ZEA06 (Zhao et al., 2006). Les prédictions sont présentées pour des magnitudes Mw 4, 5, 6 et 7, pour des distances allant de 10 à 100 km. Les courbes du dessous présentent ces mêmes résultats normalisés à la distance de 10 km. La différence de décroissance est alors mise en évidence par la différence des pentes. Nous voyons ici que la dépendance proposée par AB10 est plus forte que celle de ZEA06.

Green empiriques. En effet, ces méthodes consistent en la sommation d'un évènement de faible magnitude, enregistré à un site, de manière à reconstituer le signal d'un évènement de magnitude plus importante à ce même site. L'ensemble des informations concernant la propagation, comprenant l'atténuation géométrique, anélastique, et les effets de site, sont de ce fait implicitement pris en compte via l'information contenue dans le signal d'un évènement de plus faible magnitude que celui simulé.

Ce chapitre a donc pour but de répondre à deux questions principales. L'utilisation des GMPEs d'une région à une autre pour pallier le manque de données des régions à sismicité modérée est-elle une approche valide ? Si tel est le cas, quelles sont les conditions à respecter ? Par ailleurs, l'approche par fonctions de Green empiriques est-elle une approche valide ? Introduit-on un biais en utilisant un séisme plus petit, dont l'atténuation serait différente de celle de l'évènement de magnitude plus importante que l'on

---

cherche à simuler ? Les mouvements du sol enregistrés sur un site étant la résultante de plusieurs contributions, parmi lesquelles on distingue l'influence de la source, de la propagation, et les effets de sites, l'influence de chacune de ces contributions sera donc étudiée.

Cette première partie s'articule en trois chapitres. Le premier porte sur un rappel de notions fondamentales en sismologie. On y introduit les relations fondamentales qui caractérisent notamment la source et les processus de propagation (dont l'atténuation anélastique). On fait également un rappel sur les différentes définitions de la distance utilisées dans la littérature, notamment par les développeurs de GMPEs. Enfin on présente les indicateurs des mouvements du sol qui sont utilisés tout au long de ce manuscrit.

Le deuxième chapitre concerne l'étude menée sur l'identification des phénomènes physiques à l'origine de la dépendance à la magnitude de la décroissance du mouvement du sol avec la distance. Celle-ci est réalisée à partir du code de simulation SMSIM (Boore, 2003), qui permet à partir d'une description paramétrique de la source et des paramètres des processus d'atténuation de simuler des séries temporelles. Cette étude a été soumise et acceptée à la revue *Seismological Research Letters*. Le travail réalisé avec David Boore, reviewer de la première version de ce papier, a permis d'approfondir l'étude, en y incluant notamment l'effet de saturation en champ proche dû à la source étendue, et l'effet de l'augmentation de la durée des signaux sismiques avec la distance.

Enfin, le troisième chapitre se focalise plus particulièrement sur le rôle des interactions entre la fonction source et la fonction de Green du milieu, et notamment l'impact que peut avoir la génération d'ondes de surface sur la décroissance du mouvement du sol avec la distance. Cette étude est réalisée à l'aide de la méthode des nombres d'ondes discrets (Bouchon, 1981), grâce au code AXITRA (Coutant, 1989), qui présente l'avantage de produire des signaux dans un milieu tabulaire qui ne sont pas basés sur l'hypothèse des phases aléatoires utilisée dans les simulations stochastiques.

---

# Chapitre 1

## Notions fondamentales

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>La source sismique . . . . .</b>	<b>26</b>
1.1.1	Les paramètres de source . . . . .	26
1.1.2	Lois d'échelles et spectre de source . . . . .	27
1.1.2.1	L'hypothèse de similarité . . . . .	27
1.1.2.2	Lois d'échelles des spectres de source . . . . .	28
<b>1.2</b>	<b>Les paramètres du processus de propagation . . . . .</b>	<b>29</b>
1.2.1	La dispersion géométrique . . . . .	29
1.2.1.1	Cas des ondes de volume . . . . .	29
1.2.1.2	Cas des ondes de surface . . . . .	30
1.2.2	L'atténuation anélastique . . . . .	30
1.2.2.1	Le facteur de qualité : $Q(f)$ . . . . .	31
1.2.2.2	Le paramètre $t^*$ . . . . .	33
1.2.3	Le scattering . . . . .	34
1.2.4	L'atténuation haute fréquence . . . . .	36
1.2.4.1	Le paramètre kappa ( $\kappa$ ) . . . . .	37
<b>1.3</b>	<b>Les différentes définitions de la distance . . . . .</b>	<b>39</b>
1.3.1	Les distances $R_{HYP}$ et $R_{EPI}$ . . . . .	39
1.3.2	Les distances $R_{RUP}$ et $R_{JB}$ . . . . .	40
<b>1.4</b>	<b>Les indicateurs du mouvement du sol . . . . .</b>	<b>41</b>

1.4.1	Les paramètres d'amplitude dans le domaine temporel . . . . .	41
1.4.1.1	Le PGA . . . . .	41
1.4.1.2	Le PGV . . . . .	42
1.4.1.3	Le PGD . . . . .	42
1.4.2	Le spectre de réponse élastique en accélération . . . . .	43
1.4.3	L'intensité d'Arias ( $I_a$ ) . . . . .	44
1.4.4	La durée de mouvement fort (SMD) . . . . .	44

---

## 1.1 La source sismique

### 1.1.1 Les paramètres de source

La magnitude a été la première mesure quantitative de la force d'un séisme. Le concept de magnitude a été introduit par [Richter \(1935\)](#). Il propose une magnitude logarithmique basée sur l'amplitude maximale de l'onde P sur un sismomètre de type Wood-Anderson.

Plusieurs échelles de magnitude existent, toutes sont logarithmiques et basées sur la mesure de l'amplitude des ondes sismiques. On y distingue notamment une magnitude locale ( $M_L$ ), une magnitude basée sur l'amplitude des ondes de surface ( $M_S$ ), ou encore une magnitude basée sur les ondes de volume ( $m_b$ ).

Le concept de moment sismique est introduit par [Vvedenskaya \(1956\)](#), puis déterminé pour la première fois de manière empirique sur un séisme par [Aki \(1966\)](#). Cette mesure est préférée à la magnitude par les sismologues car elle est directement reliée aux paramètres de la source sismique. Ce lien s'exprime par la relation :

$$M_0 = \mu S \bar{D} \tag{1.1}$$

avec  $M_0$  le moment sismique (en N.m),  $\mu$  la rigidité du milieu (en N.m<sup>-2</sup>),  $S$  la surface de rupture (en m<sup>2</sup>) et  $\bar{D}$  le déplacement moyen sur la faille (en m).

[Kanamori \(1977\)](#) établit une nouvelle magnitude, basée directement sur le moment sismique, notée  $M_W$ . On parle alors de magnitude de moment. Celle-ci s'exprime par :

$$M_W = \frac{2}{3} \log_{10}(M_0) - 6.07 \quad (1.2)$$

avec  $M_0$  en dyne.cm.

[Hanks and Kanamori \(1979\)](#) ajustent cette relation de manière à ce qu'elle soit uniformément valide avec les magnitudes  $M_L$ ,  $M_S$  et  $m_b$ . La magnitude de moment, la plus communément utilisée aujourd'hui, est alors notée  $\mathbf{M}$  et s'exprime par :

$$\mathbf{M} = \frac{2}{3} \log_{10}(M_0) - 10.7 \quad (1.3)$$

avec  $M_0$  en dyne.cm.

## 1.1.2 Lois d'échelles et spectre de source

### 1.1.2.1 L'hypothèse de similarité

Le moment sismique  $M_0$  d'un séisme dépend de trois paramètres de source (la longueur  $L$  de la faille, sa largeur  $W$  et le déplacement moyen  $\bar{D}$ ). [Aki \(1967\)](#) est le premier à réduire ce nombre de paramètres en postulant que :  $\bar{D} \propto L \propto W$ . Cette hypothèse permet d'exprimer le moment sismique, non plus en fonction de trois paramètres (équation 1.1), mais en fonction de sa longueur uniquement :  $M_0 \propto L^3$ .

Cette hypothèse implique cependant que la chute de contrainte statique est constante, qu'elle ne dépend pas de la magnitude. La chute de contrainte représente la différence entre l'état de stress initial et final sur la faille. Celui-ci se définit en fonction de la rigidité du milieu ( $\mu$ ), du déplacement ( $D$ ) et de la dimension caractéristique de la faille ( $L_c$ ) :

$$\Delta\sigma = C\mu \frac{D}{L_c} \quad (1.4)$$

où  $C$  est une constante qui dépend de la géométrie de la faille ([Kanamori and Anderson, 1975](#)). En considérant que la longueur caractéristique  $L_c = W$ , cela permet de faire le lien entre le moment sismique ( $M_0$ ) et la chute de contrainte statique ( $\Delta\sigma$ ) :

$$M_0 = \mu L W D = C \Delta\sigma S^{3/2} \quad (1.5)$$

où  $S$  est l'aire de la faille.



Cette similarité est ensuite observée sur les données, par Aki (1972), puis par beaucoup d'autres (Thatcher and Hanks, 1973; Kanamori and Anderson, 1975; Abe, 1975; Geller, 1976; Kanamori, 1977). Ce constat est encore valable de nos jours (Allmann and Shearer, 2009; Baltay and Hanks, 2014a; Vallée, 2013). On notera cependant que la dispersion observée autour de la moyenne varie de manière assez importante, avec des chutes de contraintes généralement comprises entre 0.1 et 10 MPa.

### 1.1.2.2 Lois d'échelles des spectres de source

Le modèle en  $\omega^2$  est introduit par Aki (1967), puis repris par (Brune, 1970, 1971). Son expression en déplacement est donnée par :

$$\begin{array}{ll}
 \text{Modèle } \omega^2 & \text{Comportement asymptotique} \\
 S(f) \propto \frac{M_0}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2} & S(f) \propto \begin{cases} M_0 & \text{si } f < f_c \\ M_0 \cdot \left(\frac{f_c}{f}\right)^2 & \text{si } f > f_c \end{cases} \quad (1.6)
 \end{array}$$

avec  $f$  la fréquence, et  $f_c$  la fréquence de coupure.

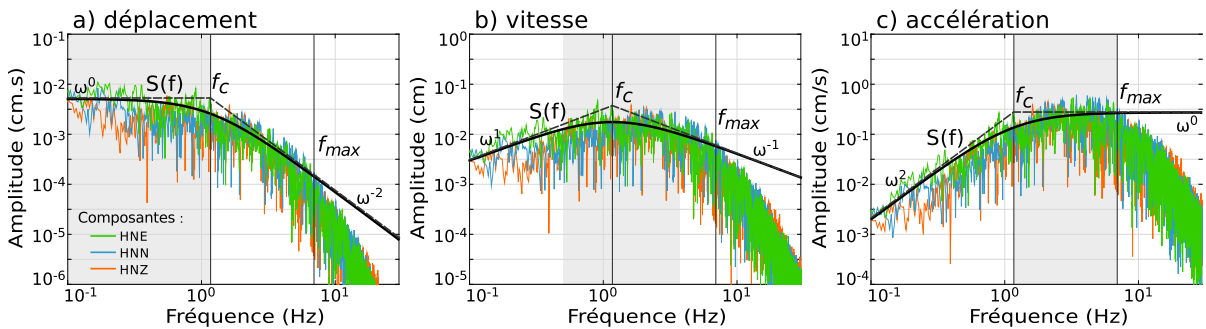


FIGURE 1.1 – Exemple de spectre obéissant au modèle en  $\omega^2$  (en noir). Le spectre est calculé pour l'évènement de Barcelonnette de Mw 4.1 du 26 février 2012. Il est calculé sur les trois composantes de la station MONA située à  $\sim 100$  km de l'évènement. Les spectres sont présentés : a) en déplacement, b) en vitesse et c) en accélération. Les deux asymptotes du modèle s'intersectent à la fréquence de coupure  $f_c$ . Au-delà de 10 Hz, on observe les effets de l'atténuation liée à la propagation des ondes et à l'atténuation haute fréquence liée aux couches superficielles. La zone grisée représente graphiquement la gamme de fréquences pour laquelle l'amplitude est maximale, et de ce fait celle qui contribue à la valeur de pic (a) PGD, b) PGV et c) PGA).

En déplacement, celui-ci suit un comportement asymptotique en  $\omega^0$  ( $\omega^2$  en accélération) pour  $f < f_c$ , et une asymptote en  $\omega^{-2}$  ( $\omega^0$  en accélération) pour  $f > f_c$  (Figure 1.1).

Bien que le modèle en  $\omega^2$  soit largement utilisé, il existe un certain nombre d'autres modèles, utilisés par exemple pour les simulations stochastiques (Boore, 2003), dont certains considèrent deux fréquences de coupure (Boatwright and Choy, 1992; Atkinson and Boore, 1995; Haddon, 1996; Atkinson and Silva, 2000).

## 1.2 Les paramètres du processus de propagation

### 1.2.1 La dispersion géométrique

L'amplitude des ondes sismiques décroît avec la distance. Ce phénomène se produit même dans un milieu parfaitement élastique et homogène : il s'agit de la dispersion géométrique. L'énergie totale, générée à la source, se disperse dans les trois dimensions de l'espace, et de ce fait l'amplitude mesurée décroît avec la distance.

Dans un milieu homogène et élastique, le mouvement des particules dû au passage d'une onde sismique en un point donné s'écrit :

$$A = A_0 e^{-i\omega t} \quad (1.7)$$

avec  $A_0$  l'amplitude maximale,  $\omega = 2\pi f$  la pulsation, et  $t$  le temps.

L'énergie par unité de volume est alors égale à :

$$E = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A_0^2 \quad \text{avec } \rho \text{ la masse volumique} \quad (1.8)$$

Considérant une source ponctuelle, deux cas sont alors possibles. Le cas des ondes de volume, où l'énergie se propage de manière isotrope dans les trois directions de l'espace, et le cas des ondes de surface, où l'énergie se propage de manière isotrope dans deux directions de l'espace.

### 1.2.1.1 Cas des ondes de volume

A une distance  $R$  de la source, l'énergie totale est répartie selon l'aire de la sphère :  $4\pi R^2$ . Le rapport des intensités à deux distances  $r_1$  et  $r_2$  de la source s'écrit :  $\frac{E_2}{E_1} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2$ . En terme d'amplitude, ce rapport s'écrit :  $\frac{A_2}{A_1} = \frac{r_1}{r_2}$ . La dispersion géométrique fait décroître l'amplitude des ondes de surface selon une loi en  $\frac{1}{R}$ .

### 1.2.1.2 Cas des ondes de surface

A une distance  $R$  de la source, l'énergie totale est répartie selon le périmètre du cercle :  $2\pi R$ . Le rapport des intensités à deux distances  $r_1$  et  $r_2$  de la source s'écrit :  $\frac{E_2}{E_1} = \frac{r_1}{r_2}$ . En terme d'amplitude, ce rapport s'écrit :  $\frac{A_2}{A_1} = \sqrt{\frac{r_1}{r_2}}$ . La dispersion géométrique fait décroître l'amplitude des ondes de volume selon une loi en  $\frac{1}{\sqrt{R}}$ .

Les ondes de surface s'atténuent donc moins vite avec la distance que les ondes de volume. Leur amplitude est parfois dominante dans les sismogrammes et porte les valeurs de pic maximum (principalement en vitesse). Elles peuvent donc s'avérer importantes dans la prise en compte de l'aléa sismique.

## 1.2.2 L'atténuation anélastique

Si seule la dispersion géométrique agissait sur la propagation des ondes sismiques, l'énergie mécanique totale du système resterait la même. Or, même après un grand tremblement de terre, l'activité enregistrée sur un sismographe revient à la normale après quelques heures, pour un sismographe courte période, et quelques jours pour un sismographe longue période. La Terre n'étant pas purement élastique, une part de l'énergie est perdue, convertie sous d'autres formes d'énergies.

La nature exacte des processus physiques qui mènent à cette perte d'énergie reste encore à déterminer, toutefois on suppose qu'elle se fait principalement sous forme de chaleur. Ces processus inélastiques sont connus comme l'atténuation anélastique. Celle-ci est quantifiée de différentes manières dans la littérature, et de ce fait selon plusieurs paramètres. Les plus couramment utilisés sont le facteur de qualité :  $Q(f)$ , le paramètre  $t^*$ , et le paramètre  $\kappa$ .

### 1.2.2.1 Le facteur de qualité : $Q(f)$

L'atténuation de l'amplitude du mouvement sismique liée à l'atténuation anélastique décrite par le facteur de qualité  $Q$  s'écrit :

$$A(f, t) = A_0 e^{\frac{-\pi f t}{Q(f)}} \quad (1.9)$$

avec  $A_0$  l'amplitude initiale,  $f$  la fréquence,  $t$  le temps de propagation, et  $Q(f)$  le facteur de qualité. Cette expression peut également s'écrire en fonction de la distance :

$$A(f, r) = A_0 e^{\frac{-\pi f r}{Q(f)v(f)}} \quad (1.10)$$

avec  $r$  la distance hypocentrale, et  $v(f)$  la vitesse de propagation.

### Analogie avec un système oscillant

La manière la plus simple de décrire l'influence de l'atténuation est de faire l'analogie avec un système composé d'une masse oscillante sur un ressort (Figure 1.2).

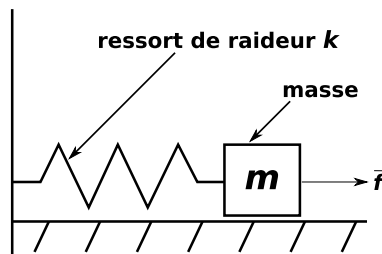


FIGURE 1.2 – Modélisation simple de l'atténuation sismique. Le ressort représente l'élasticité de la Terre. La force de frottement représente les processus d'atténuation anélastique.

Dans le cas où il n'y a aucune force de frottement, ce qui correspondrait au cas où il n'y a pas d'atténuation anélastique, le mouvement de la masse est décrit par :

$$m\ddot{x}(t) + kx(t) = 0 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} m & \text{la masse} \\ k & \text{la raideur du ressort} \\ x & \text{le déplacement} \\ \ddot{x} & \text{l'accélération} \end{cases} \quad (1.11)$$

Cela signifie que l'oscillation, dont la pulsation propre est définie par  $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ , n'évo-  
lue pas au cours du temps. Le mouvement n'est pas atténué, celui-ci ne s'arrêtera donc  
jamais.

L'atténuation est modélisée par une force d'amortissement. Il s'agit ici de la force  
de frottement  $\vec{f}$  proportionnelle à la vitesse de mouvement. L'équation devient :

$$m\ddot{x}(t) + \gamma\dot{x}(t) + kx(t) = 0 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \gamma & \text{le coefficient de friction} \\ \vec{f} = \gamma\dot{x} & \text{la force de frottement} \end{cases} \quad (1.12)$$

On pose alors  $\varepsilon = \frac{\gamma}{m\omega_0}$  où  $\varepsilon$  représente le taux d'amortissement. Sous sa forme  
canonique, l'équation du mouvement se réécrit :

$$\ddot{x}(t) + \varepsilon\omega_0\dot{x}(t) + \omega_0^2x(t) = 0 \quad (1.13)$$

La solution est de la forme :

$$x(t) = A_0e^{-\varepsilon\omega_0t} \sin(\omega_0t\sqrt{1 - \varepsilon^2}) \quad (1.14)$$

avec  $e^{-\varepsilon\omega_0t}$  l'atténuation en fonction de  $\varepsilon$ .

En exprimant  $\varepsilon$  sous la forme d'un facteur de qualité :  $\varepsilon = \frac{1}{2Q}$ , on retrouve la forme  
de l'expression couramment utilisée en sismologie :

$$A(t) = A_0e^{-\frac{\omega_0}{2Q}t} = A_0e^{-\frac{\pi ft}{Q}} \quad \text{avec} \quad \omega_0 = 2\pi f \quad (1.15)$$

### Q en fonction de l'énergie du système

Une autre manière de décrire la signification physique de Q est de l'exprimer en  
terme de perte d'énergie du système. On rappelle que l'amplitude du mouvement des  
particules dans le cas d'un corps qui n'est pas parfaitement élastique est donnée par :

$$A = A_0e^{-\frac{\pi ft}{Q}} = A_0e^{-\frac{\omega t}{2Q}} \quad (1.16)$$

La densité d'énergie par unité de volume s'écrit :

$$E = \frac{1}{2}m\omega^2 A^2 \quad (1.17)$$

Ainsi la variation d'énergie au cours du temps est donnée par :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{-\omega}{Q} E \quad (1.18)$$

En choisissant  $\Delta t = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{f}$ , correspondant au temps d'un cycle,  $Q$  se réécrit :

$$Q = \frac{2\pi E}{\Delta E} \quad \text{avec} \quad \Delta E \text{ la quantité d'énergie perdue en un cycle} \quad (1.19)$$

$Q$  représente donc la fraction d'énergie perdue en un cycle.

### 1.2.2.2 Le paramètre $t^*$

Si  $Q$  est constant le long du trajet, les équations (1.9) et (1.10) sont les seules dont on ait besoin. Cependant, si  $Q$  varie le long du trajet, les différentes parties du trajet doivent indépendamment être prises en compte.

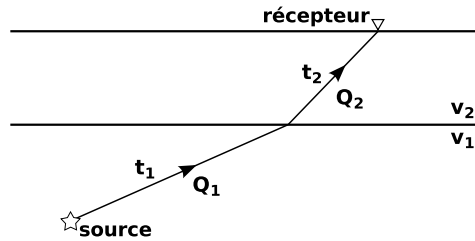


FIGURE 1.3 – Trajet parcouru par un rai, dans un milieu à deux couches avec deux différentes valeurs de  $Q$ .

Dans le cas d'un milieu à deux couches (Figure 1.3), on aura :

$$A(f, t) = A_0 e^{\frac{-\pi f t_1}{Q_1(f)}} e^{\frac{-\pi f t_2}{Q_2(f)}} = A_0 e^{\frac{-\pi f t_1}{Q_1(f)} + \frac{-\pi f t_2}{Q_2(f)}} \quad (1.20)$$

Ce résultat peut également s'exprimer en fonction des vitesses et des distances  $r_1$  et  $r_2$  parcourues dans chacun des milieux :

$$A(r, f) = A_0 e^{\frac{-\pi f r_1}{Q_1(f)v_1} + \frac{-\pi f r_2}{Q_2(f)v_2}} \quad (1.21)$$

Pour un milieu où  $Q$  change de manière continue, on peut écrire :

$$A(r, f) = A_0 e^{-\pi f \int_{\text{trajet}} \frac{dr}{Q(r, f)v(r, f)}} = A_0 e^{-\pi f t^*} \quad (1.22)$$

Le paramètre  $t^*$  introduit ci-dessus s'exprime par :

$$t^* = \int_{\text{trajet}} \frac{dr}{Q(r, f)v(r, f)} = \frac{T}{Q_{\text{moy}}(f)} \quad (1.23)$$

avec  $T$  le temps de trajet total et  $Q_{\text{moy}}(f)$  la valeur moyenne de  $Q$  le long du trajet.

Le paramètre  $t^*$  est principalement utilisé dans le cas de télé-séismes, dont les distances épacentrales sont comprises entre 30 et 95°. Pour de tels événements  $t^*$  est approximativement constant pour des ondes de volume de périodes supérieures à 1 seconde ( $t^*_\alpha \approx 1.0$  pour les ondes P, et  $t^*_\beta \approx 4.0$  pour les ondes S). L'augmentation du temps de trajet est en effet contrebalancée par l'augmentation de la valeur de  $Q$  avec la profondeur (Lay and Wallace, 1995).

### 1.2.3 Le scattering

Une partie de la décroissance du mouvement du sol observée est causée par l'inhomogénéité du milieu traversé. En effet, l'amplitude des ondes sismiques est influencée par la redistribution non géométrique de l'énergie. Ce phénomène est connu sous le nom de scattering.

Cette perte d'énergie dans le signal peut être causée par une redistribution de l'énergie aux interfaces, telle que la discontinuité de Mohorovicic, ou seule une partie de l'énergie est réfléchiée vers la surface, alors que l'autre est transmise dans les couches les plus profondes. Elle peut également être liée à l'ensemble des hétérogénéités rencontrées le long du trajet de l'onde. Cet ensemble d'hétérogénéités aura pour conséquence de disperser le front de l'onde considérée, formant ainsi la coda, essentiellement visible dans les données sur les ondes S (Figure 1.4).

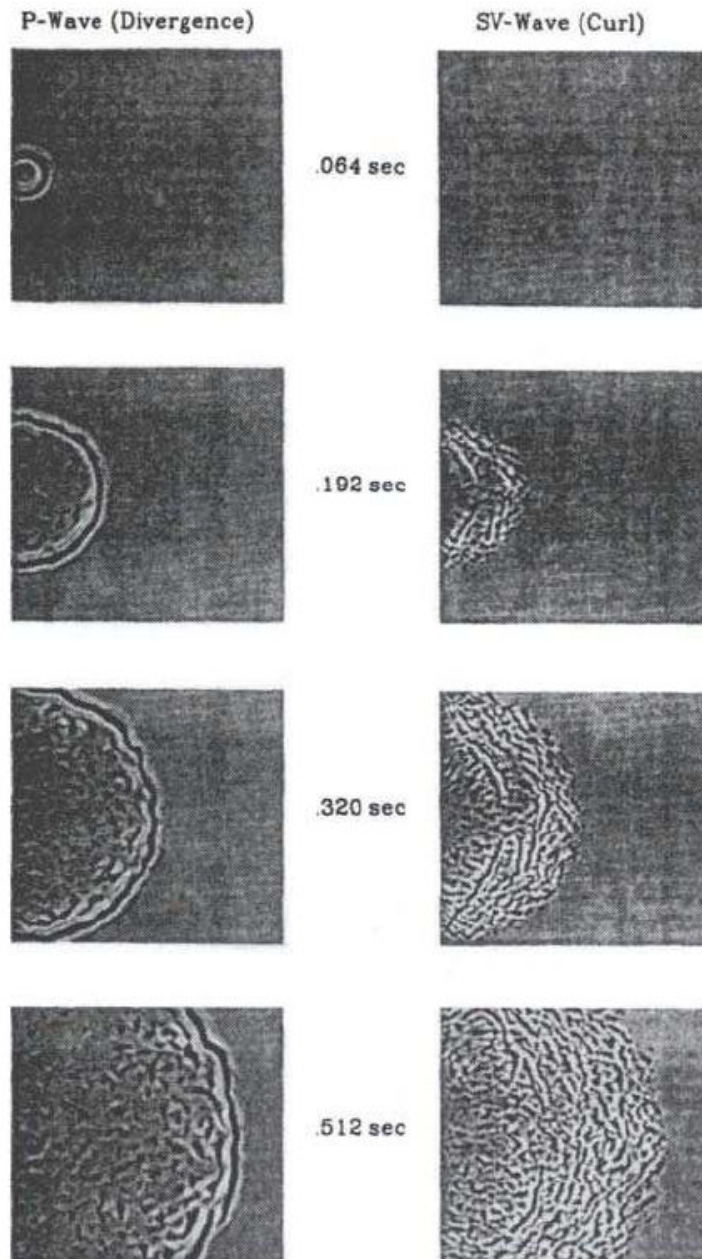


FIGURE 1.4 – Ondes P et S synthétiques propagées dans un milieu hétérogène. Le front d'onde principal est dispersé, créant ainsi la coda. (Lay and Wallace, 1995)

Bien que cette énergie mécanique n'ait pas disparu du système, comme cela est le cas pour les processus inélastiques, celle-ci n'est pas enregistrée dans le signal, ou ne contribue pas à l'amplitude de celui-ci. Aussi ce phénomène est interprété comme une perte d'énergie, affectant de ce fait la valeur du facteur de qualité  $Q$  mesurée.



L'influence de cette redistribution d'énergie peut également s'écrire sous la forme d'un facteur de qualité :

$$Q_{scat} = \frac{2\pi E}{\Delta E_{scat}} \quad (1.24)$$

avec  $\Delta E_{scat}$  la perte d'énergie en un cycle liée au scattering.

De cette manière la perte d'énergie totale liée aux processus inélastiques et au scattering s'écrit :

$$\Delta E_{total} = \Delta E_{inel} + \Delta E_{scat} \quad (1.25)$$

Ce qui permet d'exprimer le facteur d'atténuation effectif ( $Q_{eff}$  dépendant de la fréquence) comme la contribution de l'atténuation anélastique pure ( $Q_{inel}$  indépendant de la fréquence), et de la contribution de la dispersion due aux hétérogénéités du milieu ( $Q_{scat}$  dépendant de la fréquence, elle-même dépendante de la taille des hétérogénéités du milieu) :

$$\frac{1}{Q_{eff}(f)} = \frac{1}{Q_{inel}} + \frac{1}{Q_{scat}(f)} \quad (1.26)$$

Un des aspects du Work Package 2 du projet SIGMA s'intéresse à déterminer ces paramètres d'atténuation sur le territoire français (Mayor et al., 2014).

#### 1.2.4 L'atténuation haute fréquence

Selon le modèle de source en  $\omega^2$  de Aki (1967) le spectre d'accélération d'un signal devrait être plat au-delà de la fréquence coin, aussi appelée fréquence de coupure  $f_c$ , après avoir été corrigé des effets d'atténuation, ou à une distance suffisamment faible pour que ceux-ci soient négligeables.

Dans les faits, cela est rarement le cas. Le signal semble limité en fréquence. Hanks (1982) introduit la notion de  $f_{max}$ , limite à partir de laquelle le spectre décroît très rapidement. Ce phénomène est connu sous le nom de "crashing spectrum syndrome" (Figure 1.5).

En se basant notamment sur le lien qu'il fait entre la valeur de  $f_{max}$  observée et la nature du sol, [Hanks \(1982\)](#) associe l'origine de cette forte décroissance à un effet de site local tandis que [Papageorgiou and Aki \(1983\)](#) l'attribuent à un effet de source. [Singh et al. \(1982\)](#) associent ce phénomène à l'atténuation des couches superficielles. Ils prennent en compte cet effet en ajoutant au terme d'atténuation, un terme de site exponentiel. Celui-ci s'exprime en fonction du paramètre  $t^*$  :  $exp^{-\pi f t^*}$ .

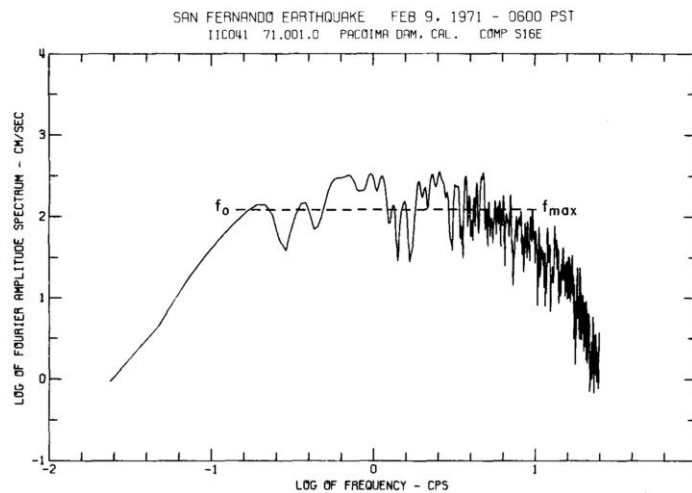


FIGURE 1.5 – Spectre de la totalité de l'enregistrement du tremblement de terre de San Fernando, le 9 février 1971, ML 6.4. ([Hanks, 1982](#))

Le paramètre  $t^*$  est le prédécesseur du paramètre  $\kappa$ , introduit par [Anderson and Hough \(1984\)](#), qui est l'un des paramètres les plus utilisés pour modéliser l'atténuation haute fréquence. Cette formulation a également été adoptée par [Singh et al. \(1989\)](#).

#### 1.2.4.1 Le paramètre kappa ( $\kappa$ )

L'introduction du facteur  $\kappa$  résulte de l'observation qu'un spectre en accélération, observé dans un espace log-linéaire, peut être considéré comme linéaire au-delà d'une fréquence spécifique notée  $f_E$  (Figure 1.6). L'enveloppe du spectre est alors décrite par l'équation (1.27) :

$$A(f) = A_0 exp^{-\pi \kappa f} \quad \text{avec } f > f_E \quad (1.27)$$

Cette formule n'est valable que sous l'hypothèse que le facteur de qualité effectif ( $Q_{eff}$ , voir équation 1.26), c'est-à-dire l'atténuation globale, est indépendant de la fréquence.

Le paramètre  $f_E$  représente la fréquence à partir de laquelle la pente est calculée. Cette valeur est définie de manière subjective, indépendamment pour chacun des cas. L'objectif étant de conserver une gamme de fréquence suffisante pour déterminer une tendance valable.

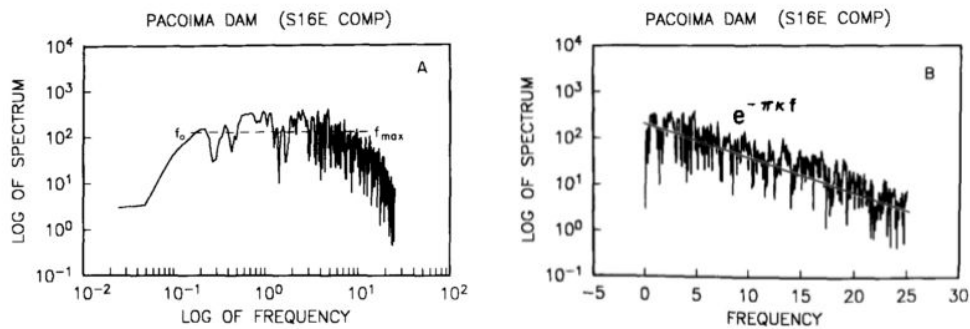


FIGURE 1.6 – Spectre d’amplitude de Fourier en accélération du séisme de San Fernando, du 9 février 1971. L’accélérogramme est représenté selon une échelle log-log en A et une échelle log-lin en B (Anderson and Hough, 1984).

Anderson and Hough (1984) et Hough et al. (1988) observent une corrélation entre les valeurs de  $\kappa$  et la distance de la source, à la station où les événements sont enregistrés. Ils suggèrent une relation linéaire (voir Figure 1.7) où l’ordonnée à l’origine (la valeur intercepte, notée  $\kappa_0$ ) correspond à l’atténuation des ondes S par les couches superficielles sous la station. On peut alors exprimer  $\kappa$  en fonction d’un paramètre de site ( $\kappa_0$ ) et de la distance :  $\kappa = \kappa_0 + aR$ , avec  $a$  la pente de la courbe et  $R$  la distance à la station.

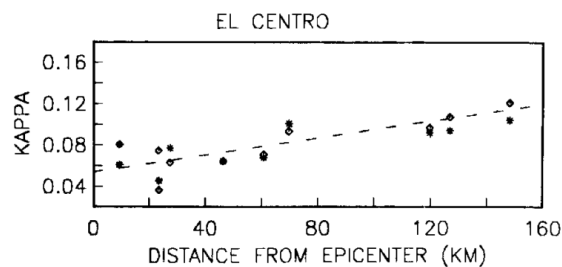


FIGURE 1.7 – Valeurs de  $\kappa$  calculées pour une bande de fréquences entre 2 et 12 Hz sur les accélérogrammes de différents événements enregistrés à la station "El centro". La régression linéaire en pointillés permet d’écrire l’équation :  $\kappa = 0.054sec + (0.00041sec/km)R$  (Anderson and Hough, 1984).

Malgré des discussions sur l'origine de la décroissance haute fréquence, le paramètre  $\kappa_0$  semble majoritairement interprété dans la littérature comme un paramètre de site. [Boore \(2003\)](#) fait référence à  $\kappa_0$  comme un paramètre indépendant du trajet de l'onde, relié soit à un effet de source, soit à un effet de site. [Cotton et al. \(2008\)](#) le considèrent comme un paramètre de site, [Drouet et al. \(2010\)](#) l'utilisent aussi pour la caractérisation des sites.

Bien qu'il semble plutôt admis que l'origine physique de  $\kappa_0$  et donc de la décroissance des spectres aux hautes fréquences soit liée à l'atténuation des couches superficielles situées directement sous la station considérée, il existe d'autres hypothèses. Ainsi [Papageorgiou and Aki \(1983\)](#) proposent que cette décroissance soit liée à un effet de source. [Atkinson \(1996\)](#) conclut que l'enveloppe spectrale haute fréquence dépend également d'un effet régional. [Tsai and Chen \(2000\)](#) proposent un effet combiné du site et de la source. [Purvance and Anderson \(2003\)](#) associent cet effet au mécanisme au foyer. [Campbell \(2009\)](#) parle d'un effet de site profond, de l'ordre de plusieurs kilomètres. [Van Houtte et al. \(2011\)](#) parlent également d'une combinaison d'un effet de site et d'un effet de source. [Kilb et al. \(2012\)](#) parlent d'un effet de site. Une revue des manières de mesurer kappa ( $\kappa$ ) et des interprétations physiques de  $\kappa_0$  est proposée par [Ktenidou et al. \(2014\)](#).

## 1.3 Les différentes définitions de la distance

### 1.3.1 Les distances $R_{HYP}$ et $R_{EPI}$

Différentes définitions de distances sont adoptées dans la littérature, notamment par les développeurs de GMPEs. La plus utilisée est la distance hypocentrale ( $R_{HYP}$ ). Celle-ci représente la distance entre le point de nucléation de la rupture et la station considérée (Figure 1.8). Cette définition nécessite toutefois de connaître la profondeur de l'hypocentre.

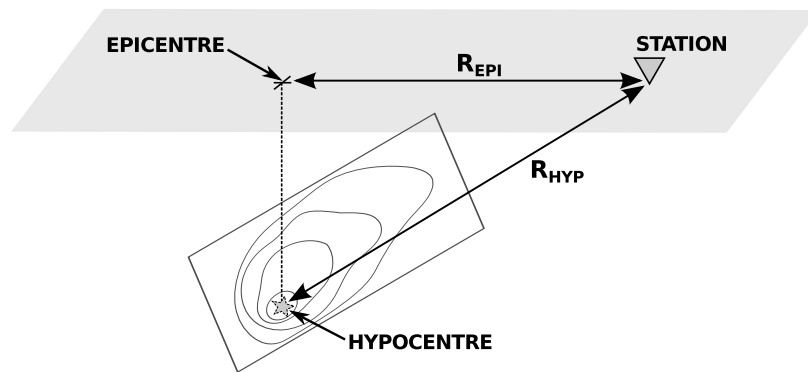


FIGURE 1.8 – Illustration des définitions de la distance hypocentrale ( $R_{HYP}$ ) et de la distance épacentrale ( $R_{EPI}$ ). La distance hypocentrale représente la distance entre le point de nucléation de la rupture et la station, et la distance épacentrale représente la distance horizontale entre la projection de l’hypocentre en surface (i.e. l’épicentre) et la station.

Ce paramètre étant assez difficile à contraindre, [Akkar and Bommer \(2010\)](#) ont préféré utiliser la distance épacentrale ( $R_{EPI}$ ) pour développer un modèle de prédiction européen. Celle-ci représente la distance horizontale entre la projection en surface de l’hypocentre et la station considérée (Figure 1.8).

### 1.3.2 Les distances $R_{RUP}$ et $R_{JB}$

Les distances de Joyner & Boore ( $R_{JB}$ ) et de rupture ( $R_{RUP}$ ) sont en moyenne moins utilisées car elles nécessitent une définition au préalable des plans de faille. Elles sont cependant utilisées pour des GMPEs calculées sur de grandes bases de données. La GMPE [Boore et al. \(2014\)](#), développée sur la base de données des NGA-WEST2 ([Ancheta et al., 2014](#)), utilise la distance Joyner & Boore ( $R_{JB}$ ).

La distance de rupture ( $R_{RUP}$ ) représente la distance la plus courte entre le plan de faille et la station. La distance Joyner & Boore représente la distance horizontale la plus courte entre la projection du plan de faille en surface et la station (Figure 1.9).

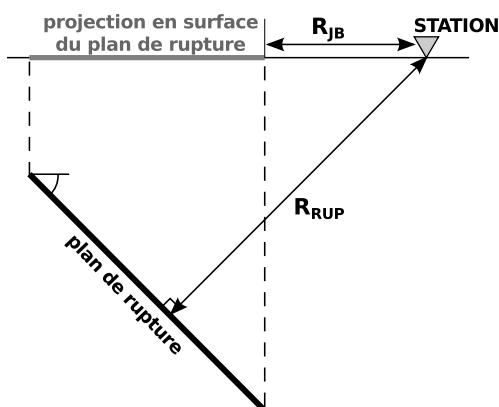


FIGURE 1.9 – Illustration des définitions de la distance de rupture ( $R_{RUP}$ ) et de la distance Joyner & Boore ( $R_{JB}$ ). La distance de rupture représente la distance la plus courte entre le plan de faille et la station, et la distance Joyner & Boore représente la distance horizontale la plus courte entre la projection du plan de faille en surface et la station.

## 1.4 Les indicateurs du mouvement du sol

Les études d'aléa sismique reposent sur la caractérisation des mouvements forts générés par un séisme. Cette caractérisation se fait à l'aide de différents paramètres que l'on extrait, par simplification, du signal sismique. Dans cette partie sont décrits les paramètres utilisés dans les travaux qui suivent.

### 1.4.1 Les paramètres d'amplitude dans le domaine temporel

#### 1.4.1.1 Le PGA

Le PGA (Peak Ground Acceleration) correspond à la valeur maximale absolue de l'accélération mesurée sur un accélérogramme, pour une composante donnée. Ce paramètre, très facile à mesurer, est l'un des plus utilisés dans les études d'aléa et par les ingénieurs en génie civil car il permet une relation directe entre l'accélération et la force ( $\vec{F} = m \vec{a}$ ).

Ce paramètre est un indicateur surtout sensible aux hautes fréquences. Le PGA peut aussi se retrouver sur le spectre de réponse à la fréquence infinie (ou à la période nulle). Il est important de noter que cette valeur dépend de la fréquence maximale d'enregistrement du signal. Pour cette raison, on calcule souvent le PGA sur des signaux auxquels on applique un filtre passe-bas à une fréquence donnée.

### 1.4.1.2 Le PGV

Le PGV (Peak Ground Velocity) correspond à la valeur maximale absolue de la vitesse mesurée. Plutôt contrôlé par des fréquences intermédiaires, le PGV est parfois jugé plus approprié que le PGA (Liu and Zhang, 1984) dans le cas d'étude de risque sur des ouvrages de grandes dimensions (immeubles, ponts, etc...).

### 1.4.1.3 Le PGD

Le PGD est plus centré sur les basses fréquences, et de ce fait également important pour les études sur les ouvrages de dimensions importantes. Celui-ci est cependant souvent difficile à déterminer avec précision sur les données réelles, en raison de la difficulté inhérente à la double intégration des signaux accélérométriques (Campbell, 1985; Joyner and Boore, 1988). Ce paramètre est par conséquent beaucoup moins utilisé que le PGA ou le PGV. Actuellement, ce sont les GPS permanents qui permettent les mesures stables du PGD.

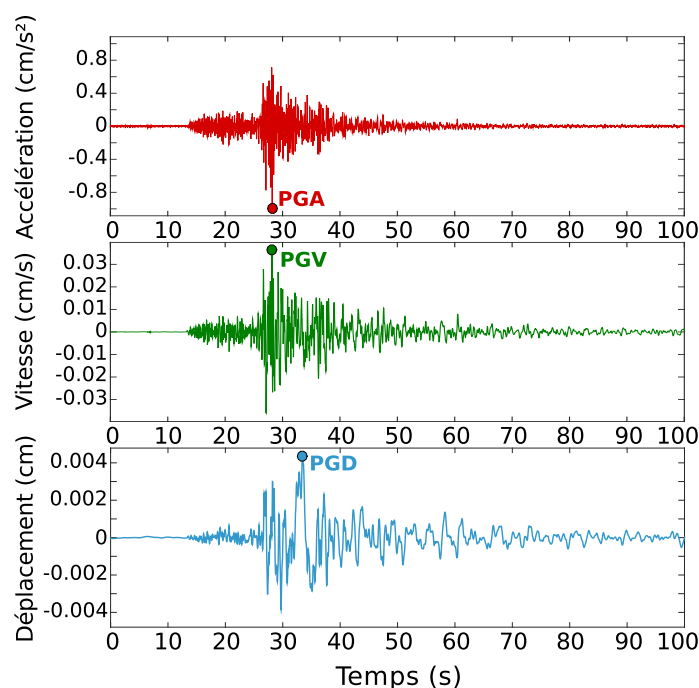


FIGURE 1.10 – Série temporelle de la station au rocher MONA (composante Est-Ouest), proche de Nice, enregistrée à l'occasion de l'évènement de Barcelonnette ( $M_W$  4.1) de février 2012. Les PGA, PGV et PGD sont représentés sur les séries temporelles en accélération (en haut), en vitesse (au milieu) et en déplacement (en bas).

### 1.4.2 Le spectre de réponse élastique en accélération

Le spectre de réponse élastique en accélération représente l'accélération maximale de chaque réponse d'oscillateurs simples sous sollicitation sismique, en fonction des différentes fréquences propres de chacun d'entre eux (Figure 1.11). En première approximation, le comportement sismique de structures simples peut être assimilé à la réponse d'un oscillateur à un degré de liberté, pour une fréquence propre et un taux d'amortissement donné. En considérant que la structure se comporte de manière élastique linéaire, le spectre de réponse permet de donner directement accès au mouvement subi par le centre de gravité de la structure. Le spectre de réponse s'avère donc être une représentation très utile pour l'ingénierie parasismique.

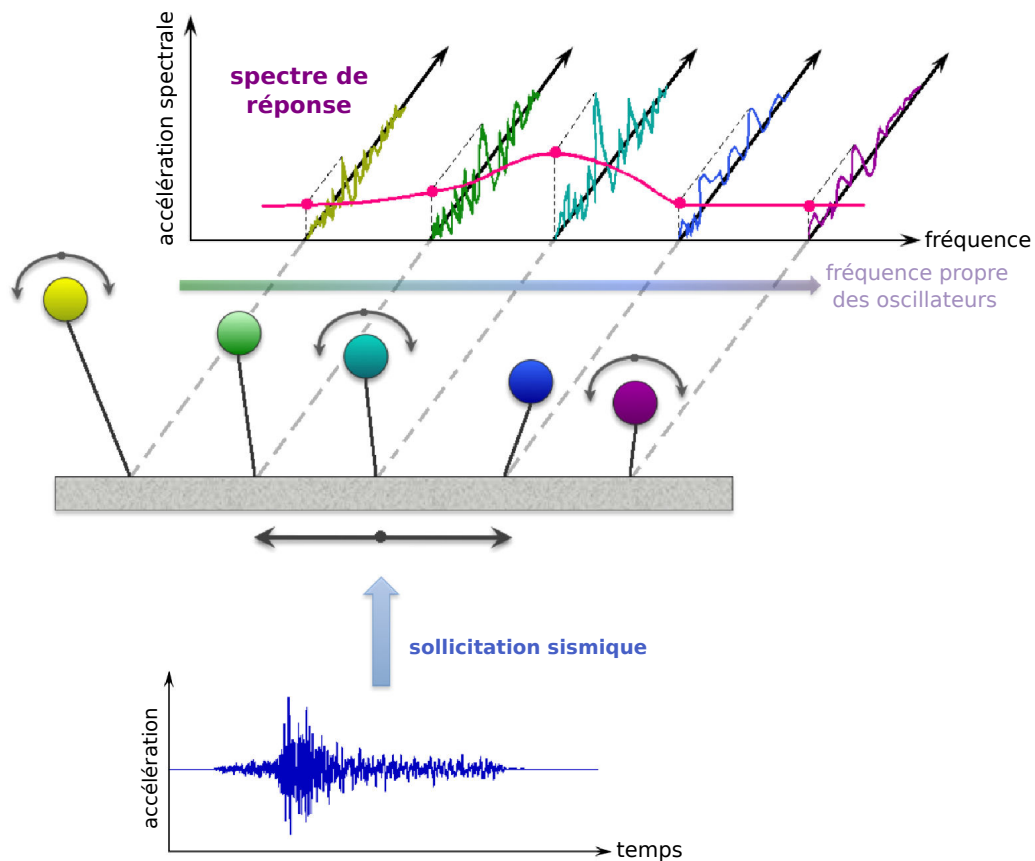


FIGURE 1.11 – Spectre de réponse élastique en accélération d'oscillateurs simples à un seul degré de liberté soumis à un mouvement du sol incident. Pour un taux d'amortissement donné, la représentation graphique d'un spectre de réponse est construite point par point en faisant varier la fréquence propre d'un oscillateur à un degré de liberté et en reportant la valeur maximale de l'accélération en réponse à la sollicitation sismique.



### 1.4.3 L'intensité d'Arias ( $I_a$ )

L'intensité d'Arias  $I_a$  (Arias, 1970) est définie comme l'intégrale sur la durée du signal (notée  $D$ ) de la valeur absolue de l'accélération au carré :

$$I_a = \frac{\pi}{2g} \int_{t_0}^{t_0+D} |a(t)|^2 dt \quad (1.28)$$

L'intensité d'Arias est une mesure de l'énergie du signal, qui prend à la fois en compte l'amplitude et la durée du signal.

### 1.4.4 La durée de mouvement fort (SMD)

Différentes approches existent pour calculer la durée de mouvement fort d'un signal. Nous utilisons celle de Trifunac and Brady (1975) qui définit la durée de mouvement fort comme l'intervalle de temps entre lequel 5% et 95% de l'énergie totale du séisme a été enregistré.

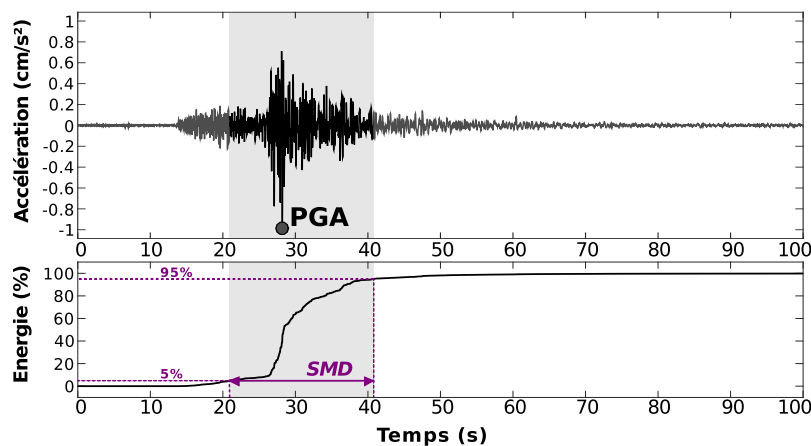


FIGURE 1.12 – Illustration de la définition de la durée de mouvement fort (SMD) selon Trifunac and Brady (1975). La durée de mouvement fort correspond à l'intervalle de temps entre lequel 5% et 95% de l'énergie totale du séisme a été enregistré. Cette illustration a été réalisée sur la série temporelle de la station au rocher MONA (composante Est-Ouest), proche de Nice, enregistrée à l'occasion de l'évènement de Barcelonnette ( $M_W$  4.1) de février 2012.

# Chapitre 2

## Influence of source, path and site effects on the magnitude dependence of ground-motion decay with distance

by Alain Dujardin<sup>1</sup>, Françoise Courboux<sup>1</sup>, Mathieu Causse<sup>2</sup> and Paola Traversa<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Géoazur, Université Nice Sophia Antipolis, CNRS, IRD, OCA, Valbonne, France

<sup>2</sup> ISTerre / IFFSTTAR, Université Grenoble I, CNRS, Grenoble, France

<sup>3</sup> EDF, Aix-En-Provence, France

accepté dans *Seismological Research Letters*  
Volume 87, Number 1 January/February 2016  
doi : 10.1785/0220150185

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Résumé en français</b> . . . . .	<b>46</b>
<b>2.2</b>	<b>Abstract</b> . . . . .	<b>47</b>
<b>2.3</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>47</b>
<b>2.4</b>	<b>M-dependent attenuation from data</b> . . . . .	<b>50</b>
<b>2.5</b>	<b>Simulation of ground-motion intensity measures</b> . . . . .	<b>51</b>
<b>2.6</b>	<b>Identification of preponderant effect on the M-dependent decay</b> . . . . .	<b>53</b>

2.6.1	Relative influence of finite-fault effect, path duration and site parameter . . . . .	53
2.6.2	Influence of the stress drop . . . . .	55
<b>2.7</b>	<b>Relative influence of anelastic attenuation and finite-fault effect . . . . .</b>	<b>56</b>
2.7.1	Influence of anelastic attenuation $Q_0$ and $\alpha$ . . . . .	57
<b>2.8</b>	<b>Variable M-dependent decay for different GMIM . . . . .</b>	<b>61</b>
<b>2.9</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>64</b>
<b>2.10</b>	<b>Acknowledgments . . . . .</b>	<b>64</b>
<b>2.11</b>	<b>Electronic Supplements . . . . .</b>	<b>65</b>

---

## 2.1 Résumé en français

Ce travail a été soumis et accepté dans la revue *Seismological Research Letters*. On y étudie les phénomènes à l'origine de la dépendance à la magnitude de la décroissance des paramètres des mouvements du sol avec la distance, que l'on observe sur les données réelles, et que l'on retrouve dans les GMPEs. A l'aide de simulations stochastiques, qui permettent de générer des synthétiques à partir d'une description paramétrique de la source, des paramètres d'atténuation et de site, on étudie le rôle de l'atténuation anélastique, modélisée à l'aide du facteur de qualité  $Q(f)$ , l'influence de l'augmentation de la durée du signal avec la distance, l'influence du paramètre de site, modélisé par le paramètre  $\kappa_0$ , ainsi que l'influence de la chute de contrainte statique et l'effet de saturation en champ proche. Cette étude se fait pour des magnitudes de moment allant de  $M$  4 à  $M$  7. Les paramètres étudiés sont le PGA, le PGV et le PSA à différentes périodes ( $T=0.5s$  et  $T=2.0s$ ).

L'étude permet de déterminer que l'augmentation de la durée du signal avec la distance, le paramètre de site  $\kappa_0$ , et une variation de la chute de contrainte statique n'ont qu'un effet mineur sur cette dépendance de décroissance à la magnitude. Aux distances les plus faibles (typiquement les distances inférieures à la largeur de la faille), l'effet prépondérant est l'effet de saturation, qui tend à faire baisser les valeurs des paramètres de mouvement du sol. Aux distances les plus importantes ( $>30km$ ), c'est l'effet de l'atténuation anélastique, contrôlée par le facteur de qualité  $Q(f)$ , qui devient prépondérant, et qui tend à diminuer les valeurs des mouvements du sol des magnitudes les plus faibles.

Cela permet de conclure quant à la problématique posée sur l'utilisation de GMPEs provenant d'autres régions que celle d'application. On observe que la dépendance à la magnitude de la décroissance du mouvement du sol avec la distance varie d'une région à une autre (Figure I.1). Cette différence est principalement associée aux différences d'atténuation anélastique entre ces deux régions. L'atténuation anélastique est donc un des paramètres cruciaux parmi les critères à considérer lors de l'utilisation d'une GMPEs hors de sa région d'origine.

Ce travail valide également l'approche par fonctions de Green empiriques. En effet, cette approche permet une prise en compte complète et réaliste de l'atténuation du milieu, celle-ci étant implicitement prise en compte par son information enregistrée dans les signaux des fonctions de Green empiriques. On note cependant que pour des magnitudes  $M > 5$ , pour les stations les plus proches ( $< 30$  km), il faut considérer des simulations en source étendue pour reproduire l'effet de saturation.

## **2.2 Abstract**

We study the physical causes of the magnitude dependence of ground-motion decay with distance that is observed on real data. Using stochastic simulations we analyse the role played by anelastic attenuation  $Q(f)$ , path duration, site effect ( $\kappa_0$ ), finite-fault effect and stress drop for a range of magnitude between 4 and 7. We systematically look at peak ground acceleration, peak ground velocity, and pseudoabsolute spectral acceleration at different frequencies.

We find that path duration,  $\kappa_0$  and stress drop variations have a minor effect on this dependence. At close distances (typically distances smaller than the largest fault length) the main effect is the finite-fault effect that tends to decrease the ground-motion values of larger events. At larger distances ( $>30$  km), it is the effect of  $Q(f)$  that is preponderant and tends to lower the ground-motion values of smaller events.

## **2.3 Introduction**

In seismic-hazard assessment studies, ground-motion predictions are classically performed using ground-motion prediction equations (GMPEs), which predict a ground-

motion parameter as a function of magnitude and distance. These relationships are derived using a set of accelerometric data. Several studies have highlighted that the use of GMPEs outside their strict range of applicability, as defined by the magnitude and distance ranges covered by the datasets from which they are derived, leads to over- or under-estimation of ground motions (e.g. [Bommer et al. \(2007\)](#); [Chiou et al. \(2010\)](#); [Douglas and Jousset \(2011\)](#)). A striking feature that is commonly observed is that the decay of ground-motion with distance is stronger for small earthquakes than for larger ones. Hence, since the early 2000s most of the GMPEs consider M-dependent coefficients in the functional form assumed for regression ([Ambraseys et al. \(2005\)](#); [Bragato and Slejko \(2005\)](#); [Atkinson and Boore \(2006\)](#); see the [Douglas \(2014\)](#) GMPEs compendium to see the evolution of the functional form of GMPEs).

This M-dependent decay of peak values with distance can affect the probabilistic seismic-hazard assessment results, especially in low-to-moderate seismicity area where the use of GMPEs derived using large earthquakes from other regions of the world can result in a wrong estimation of ground-motion for smaller magnitudes (e.g. [Bommer et al. \(2007\)](#); [Cotton et al. \(2008\)](#); [Chiou et al. \(2010\)](#); [Beauval et al. \(2012\)](#)). It is also a matter of debate to know if GMPEs built using small earthquakes could be used for the prediction of the ground-motions for larger ones. Furthermore, several recent studies propose to build GMPE using stochastic ground-motion simulations in area with limited amount of locally recorded data (e.g. [Atkinson and Boore \(2006, 2011\)](#); [Rietbrock et al. \(2013\)](#); [Drouet and Cotton \(2015\)](#); [Yenier and Atkinson \(2015\)](#)). It is then essential that the M-dependent decay of peak ground with distance is correctly accounted for in such synthetic datasets.

Although the comprehension of the M-dependent decay of ground-motion peak value with distance is an important issue, only a very few study have tried to propose physical explanations. Several authors focus on the magnitude scaling of ground-motion for a given distance, and point out a non linear behaviour for  $M > 5$  ([Douglas and Jousset, 2011](#)). For  $M > 6$ , this has been explained by the near field saturation effect due to fault finiteness ([Baltay and Hanks, 2014b](#)). Using a finite-fault statistical model, [Rogers and Perkins \(1996\)](#) explain that the difference of decay observed for PGA may arise because the length of the isochrones (i.e. the fault points from which the radiated energy arrives simultaneously at a particular station) increases as fault size and distance

increase (because the distance difference between the different parts of the fault and the station decreases as distance increases). Later, [Anderson \(2000\)](#) focused on the effects of constructive interferences between the different parts of the fault. This effect proportionally increase at larger distance where the contribution of each part of the fault has a longer duration. Conversely, when distance decreases, the influence of each part of the fault become dissociated from one to another, thereby explaining the saturation effect. Nevertheless, because many different factors are considered simultaneously (source process, path and site effects), it is not easy to distinguish which parameter mostly contributes to the observed differences of decay.

The objective of this study is to investigate the relative influence of source, path and site effects on the M-dependence of ground-motion decay. This will be done using the point-source stochastic simulation code SMSIM ([Boore, 2003](#)), allowing the generation of synthetic time series from a parametric description of source, propagation and site effects.

One fundamental feature of the source is the finite-fault dimension, which induces a saturation of the ground-motion in the near-field (e.g. [Yenier and Atkinson \(2014\)](#)). [Atkinson and Silva \(2000\)](#) and [Boore \(2009\)](#) have shown that this effect can however be accounted for in point-source simulations by the use of an effective distance. We use in our study the effective distance definition proposed by [Boore and Thompson \(2015\)](#).

Besides, several studies support the hypothesis that the source process is self-similar (i.e. the stress drop is independent on magnitude), in a broad range of magnitudes, but with a large dispersion of the stress drop values, (e.g. [Allmann and Shearer \(2009\)](#); [Kanamori and Brodsky \(2004\)](#); [Aki \(1967\)](#); [Vallée \(2013\)](#)). Therefore we will consider stress drop values ranging from 0.5 to 50 MPa.

In addition to geometrical spreading, the wave propagation process has two main features. The first one is the anelastic attenuation and will be modelled through the quality factor  $Q(f)$ . The second one is the ground-motion duration with distance. This duration increase will be taken into account using [Boore and Thompson \(2014\)](#) results obtained for active crustal regions. Finally, we test the influence of local site conditions using the site parameter  $\kappa_0$  ([Anderson and Hough, 1984](#)).

The M-dependent ground-motion decay is investigated for different ground-motion intensity measures (referred to as GMIM) through the Z parameter that we define as :

$$Z(\mathbf{M}, R_{RUP}) = I(\mathbf{M}, R_{RUP})/I(4, R_{RUP}) \quad (2.1)$$

in which  $I(\mathbf{M}, R_{RUP})$  represents the GMIM decay normalized at a distance of 10 km :

$$I(\mathbf{M}, R_{RUP}) = Y(\mathbf{M}, R_{RUP})/Y(\mathbf{M}, 10km) \quad (2.2)$$

where  $Y(\mathbf{M}, R_{RUP})$  is the considered GMIM, and  $\mathbf{M}$  is the moment magnitude ([Hanks and Kanamori, 1979](#)).

With this definition,  $Z(\mathbf{M}, R_{RUP})$  then represents the cumulative difference between the peak value decay for a given magnitude and the peak value decay for  $\mathbf{M}$  4, for distances from 10 to 100 km. Different GMIM are investigated : Peak Ground Acceleration (PGA), Peak Ground Velocity (PGV) and pseudo absolute acceleration spectra (PSA) at different periods (0.5s and 2.0s).

## 2.4 M-dependent attenuation from data

In this section we present the different parameters,  $Y(\mathbf{M})$ ,  $I(\mathbf{M})$  and  $Z(\mathbf{M})$  applied to the GMPE of [Boore et al. \(2014\)](#) (referred to as BSSA14) for strike slip mechanism and rock site conditions (Figure 2.1). BSSA14 has been developed as part of the NGA-WEST2 project ([Bozorgnia et al., 2014](#)), which uses the global database described by [Ancheta et al. \(2014\)](#).

This GMPE shows a strong M-dependence decay with distance. The M-dependence is the strongest for PGA and decreases as the period of the oscillator increases (i.e. for PSA from T=0.5s to T=2.0s). We also consider the [Akkar and Bommer \(2010\)](#) GMPE (denoted AB10), selected by the Global Earthquake Model Foundation (<http://www.globalearthquakemodel.org>), assuming hard rock site conditions and strike slip mechanism. It reveals the same general behaviour as BSSA14, with a stronger M-dependence for each of the considered GMIM (Figure S1, available in the electronic supplement to this article).

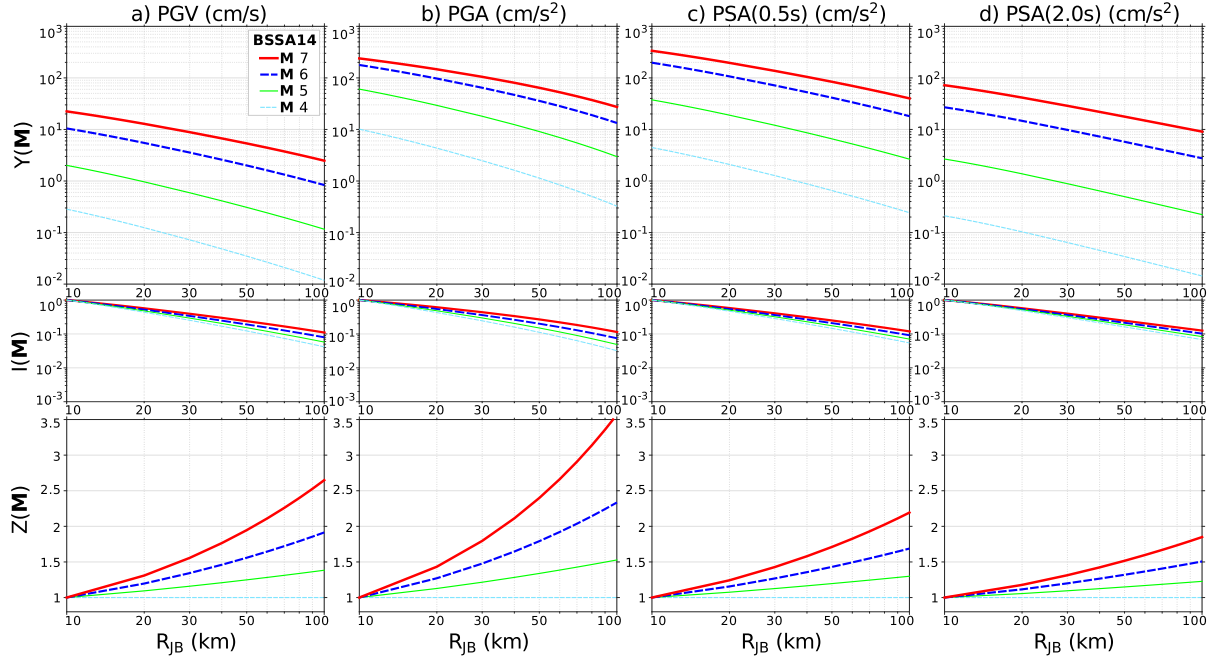


FIGURE 2.1 – Magnitude dependent decay of BSSA14 GMPE (Boore et al., 2014), for a) PGV, b) PGA, c) PSA at 0.5s and d) PSA at 2.0s. We represent the different GMIM versus the distance ( $Y(M)$ ), the same parameters normalized at the distance of 10 km ( $I(M)$ ), and the cumulative difference between a given magnitude and a magnitude of 4 ( $Z(M)$ ).

## 2.5 Simulation of ground-motion intensity measures

We use a point-source stochastic method (i.e. SMSIM, Boore (2003)) to simulate ground-motion parameters (PGA, PGV and PSA at 0.5s and 2.0s) for magnitudes 4 to 7 at distances from 10 km to 100 km. Following this approach the Fourier spectrum follows a  $\omega^{-2}$  source model (Brune, 1970, 1971), combined with attenuation parameters (see equations 2.3 to 2.6). The phase is random, but modified such that the motion is distributed over a duration related to the earthquake magnitude.

For a given seismic moment  $M_0$  and distance  $R$ , we assume the following parametric description of the Fourier acceleration spectrum  $F(f)$  :

$$F(f) = S(M_0, f)P(R, f) \quad (2.3)$$

where  $S(M_0, f)$  is the source spectrum.  $P(R, f)$  is the path contribution which accounts for geometrical spreading, radiation pattern, and anelastic body wave attenuation.



The far-field source expression follows the  $\omega^{-2}$  model :

$$S(M_0, f) = \frac{M_0}{\left[1 + \left(\frac{f}{fc}\right)^2\right]} \quad (2.4)$$

where  $fc$  represents the corner frequency, which can be expressed as a function of the stress drop  $\Delta\sigma$  :

$$fc = \left(\frac{16}{7} \frac{\Delta\sigma}{M_0}\right)^{1/3} kVs \quad (2.5)$$

where  $k=0.37$  (Brune, 1970, 1971), and  $Vs$  represents the shear-waves velocity. The path contribution  $P(R, f)$  is expressed as :

$$P(R, f) \propto G(R), A(R, f)K(f) \quad (2.6)$$

where  $G(R) = 1/R$  describes the geometrical spreading,  $A(R, f) = \exp(-\pi Rf/Q(f)V_S)$  describes the anelastic attenuation with  $Q(f) = Q_0 f^\alpha$  the quality factor and  $K(f) = \exp(-\pi\kappa_0 f)$  with  $\kappa_0$  the site parameter (Anderson and Hough, 1984).

The stochastic method as implemented in SMSIM assumes a point-source model. However, it is possible to capture the essential aspects of a finite-fault source model by using an appropriate point-source distance  $R_{PS}$  (with PS for point-source). This formulation is based on the fact that in the near-source region, most of the source energy is emitted at a larger distance than the distance to the closest point to the rupture surface ( $R_{RUP}$ ). We use the definition of  $R_{PS}$  introduced by Atkinson and Silva (2000), in which :

$$R_{PS} = \sqrt{R_{RUP}^2 + h^2} \quad (2.7)$$

where  $h$  is the finite-fault factor (FFF), depending on  $\mathbf{M}$ , and following the formulation of Boore and Thompson (2015).

Then for a given  $R_{RUP}$ , the simulation is realized at the equivalent point-source distance  $R_{PS}$  so as to take into account the finite-fault effect. Figure (2.2) shows PSA at 0.5s represented against  $R_{RUP}$  and against equivalent  $R_{PS}$  for magnitudes M 7 and M 5.

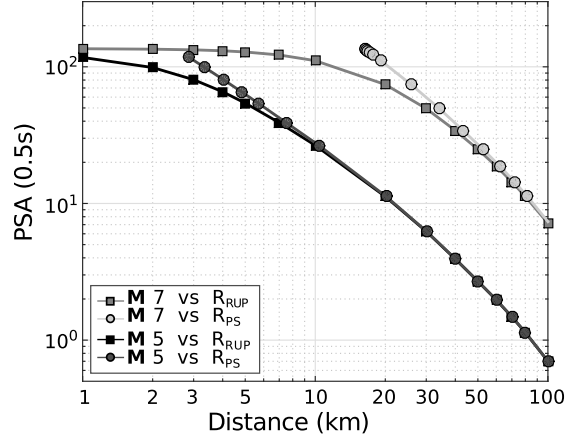


FIGURE 2.2 – Comparison of peak values decay in the near field considering  $R_{RUP}$  distance, and  $R_{PS}$  distance (distance used in point-source simulation instead of  $R_{RUP}$ ). Simulations are done for  $Q = 100f^{0.5}$ ,  $\Delta\sigma = 5\text{MPa}$ ,  $\kappa_0 = 0.04$ , the Boore and Thompson (2014) path duration for active crustal regions, and the Boore and Thompson (2015) finite-fault factor. The peak value considered is the PSA at 0.5s, but the behavior is the same when considering PGA PGV or PSA.

## 2.6 Identification of preponderant effect on the M-dependent decay

### 2.6.1 Relative influence of finite-fault effect, path duration and site parameter

First we investigate the relative influence of the finite-fault effect (included using the effective distance definition of Boore and Thompson (2015)), the path duration effect, that is the increase of the signal duration with distance (following the Boore and Thompson (2014) description made for active crustal regions), and the site parameter  $\kappa_0$  for which we consider two cases :  $\kappa_0 = 0.00$  for rock site (no high frequency attenuation), and  $\kappa_0 = 0.04$  for soft soil. For each case, anelastic attenuation is fixed to  $Q(f) = 100f^{0.5}$  and the stress drop is fixed to  $\Delta\sigma = 5\text{MPa}$  (Figure 2.3).

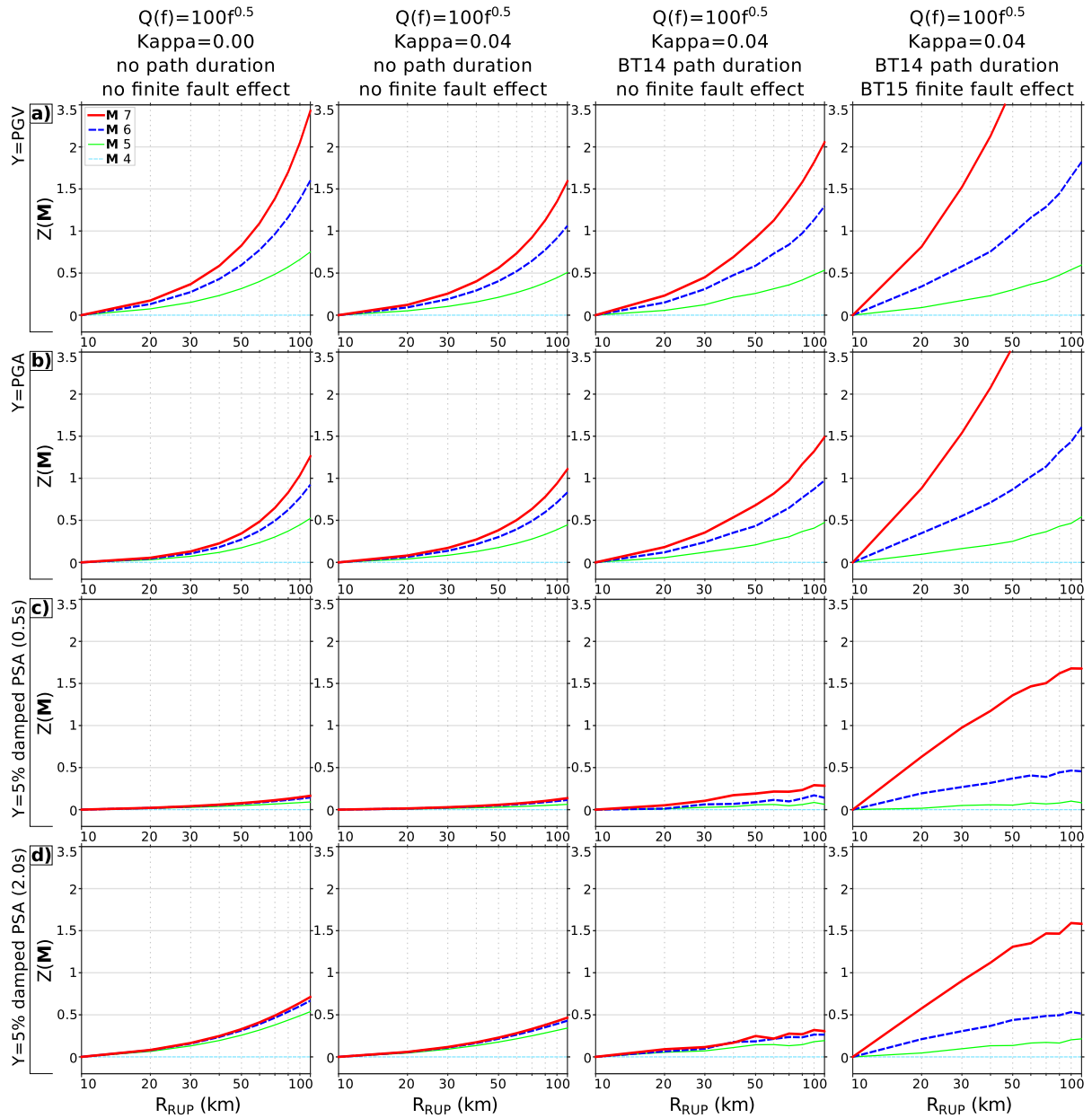


FIGURE 2.3 – Cumulative decay difference  $Z(M)$  for different Ground-Motion Intensity Measure (GMIM). GMIM are a) PGV, b) PGA, c) PSA at 0.5s, and d) PSA at 2.0s. The following cases are presented : only attenuation is considered in the 1<sup>st</sup> column. In the 2<sup>nd</sup> column we add the site parameter influence through  $\kappa_0 = 0.04$ . In the 3<sup>rd</sup> column we add the path duration of [Boore and Thompson \(2014\)](#) for active crustal regions (BT14). In the last column, all effects are taken together by adding the finite-fault factor of [Boore and Thompson \(2015\)](#).

A first global observation is that PGA and PGV are the most magnitude dependent (Figure 2.3), which is consistent with GMPE observations. The PSA values exhibit a low M-dependence, especially for small periods (Figure 2.3 c and d).

First, when considering anelastic attenuation only, the ground-motion decay already exhibits a M-dependent decay (Figure 2.3, 1<sup>st</sup> column). Considering soft soil ( $\kappa_0 = 0.04$ ) instead of rock site ( $\kappa_0 = 0.00$ ) slightly decreases the general M-dependence for all considered ground-motion parameters (Figure 2.3, 1<sup>st</sup> and 2<sup>nd</sup> column). This is because high frequency site attenuation is the same at every distance, and influence of anelastic attenuation, which acts preferentially at high frequency, is then reduced.

Adding the path duration of Boore and Thompson (2014), which globally increases the signal duration with distance, we observe an overall increase of the M-dependence (Figure 2.3, 3<sup>rd</sup> column). This arises because as distance increases, the energy of the signal is spread over a longer duration, which tends to reduce the ground-motion peak value. The duration increase is the same for all magnitude, and because the duration of a small-magnitude event is shorter than that of a large-magnitude event, the influence of the increasing duration is proportionally stronger for smaller magnitude. However, we note a weak effect on PSA at 0.5s and 2.0s.

When considering the saturation effect, the parameter  $Z(M)$  is strongly affected (Figure 2.3, last column). Note that even though saturation effects have no effect above 40 km (Figure 2.2,  $Z(M)$  becomes very large for  $M \geq 7$  at distances larger than 40 km.

This is because  $Z(M)$  represents the cumulative difference between the peak value decay for a given magnitude and the peak value decay for  $M = 4$ , normalized at a distance of 10 km. We then also represented  $Z(M)$  with a normalization at 40 km instead of 10 km, which enables to enhance the fact that the finite-fault effect vanishes for distances greater than 40 km (see Figure S2, last column, available in the electronic supplement to this article).

We can conclude that for fixed stress drop and anelastic attenuation, the M-dependence of the peak value decay with distance of large earthquakes ( $M \geq 7$ ) is essentially driven by finite-fault effects. For smaller events ( $M < 6$ ), the anelastic attenuation solely contributes to most of the observed cumulative difference ( $Z(M)$ ).

## 2.6.2 Influence of the stress drop

In this section, we investigate the effect of the stress drop value on the magnitude dependent decay of ground-motion parameter with distance. For a constant magnitude, an increase of the stress drop results in a shift of the corner frequency towards higher frequencies and an increase of the level of the Fourier plateau on the acceleration spectra (Figure 2.4 a). Consequently higher stress drop results in larger PGA values (Figure 2.4b) which has been widely observed from several datasets (e.g. [Baltay and Hanks \(2014b\)](#)).

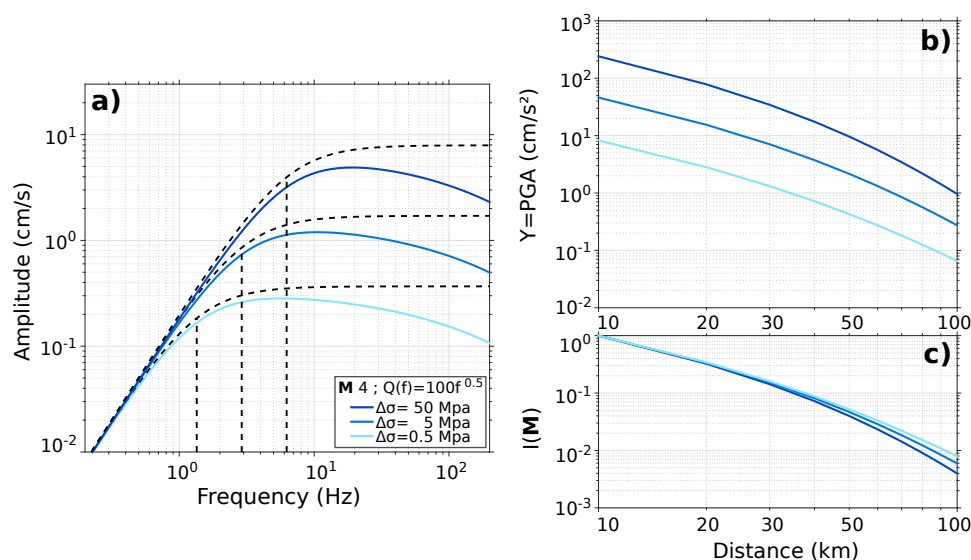


FIGURE 2.4 – a) Influence of a stress increase (from 0.5 MPa to 50 MPa) on Fourier acceleration spectra. b) Consequences on PGA values. c) Consequences on PGA decay. For every cases, the magnitude is set to  $M 4$ , anelastic attenuation is set to  $Q(f) = 100f^{0.5}$ , site parameter is set to  $\kappa_0 = 0.00$ , and no finite-fault factor or path duration are considered.

Besides, due to the higher frequency content, anelastic attenuation makes PGA decaying faster (Figure 2.4c). The consequence of a stress drop increase on PGA and PGV decay is then an increase of the magnitude dependence (Figure S3 a and b, available in the electronic supplement to this article). However, there is no influence on PSA at 0.5s or 2.0s (Figure S3 c and d, available in the electronic supplement to this article). Finally we should note that the influence of stress drop variations remains of second order in comparison to the effects of anelastic attenuation and finite-fault effects.

## 2.7 Relative influence of anelastic attenuation and finite-fault effect

As mentioned above, the finite-fault effect and the anelastic attenuation are the two main contributors to the  $M$ -dependent decay of the ground-motion with distance. However, the representation using  $Z(\mathbf{M})$  does not highlight the distance range in which the two effects have a significant contribution.

We then use another representation. First, we compute the absolute value of logarithmic slope of the peak values with distance, calculated according to :

$$D(\mathbf{M}, R_{RUP}) = \left| \frac{d \log(Y(\mathbf{M}, R_{RUP}))}{d \log(R_{RUP})} \right| \quad (2.8)$$

where  $Y(\mathbf{M})$  is the PGA (Figure 2.5a), and computed for  $Q(f) = 100f^{0.5}$ ,  $\Delta\sigma = 5\text{MPa}$ ,  $\kappa_0 = 0.04$ , and the [Boore and Thompson \(2015\)](#) finite-fault factor.

Since the path duration has only a small impact, it is not considered when computing the logarithmic slopes to simplify the representation. The logarithmic slopes are also computed without a finite-fault factor. The chosen representation (Figure 2.5b) represents the same slopes, but normalized by the slope for  $\mathbf{M} 4$ , so as to emphasize the slope differences.

Figure 2.5 reveals that the  $M$ -dependent decay is essentially controlled by finite-fault effects at close distances. This influence decreases as the distance increases, and then differences of slopes decrease. When distance increases, the  $M$ -dependent decay becomes dominated by anelastic attenuation (see comparison with and without finite-fault effect), and then differences of slopes increase. The inflection point of the normalized slopes displayed on Figure 2.5b (black dots) then indicates the distance at which this change appears. For  $\mathbf{M} < 5$ , the  $M$ -dependent decay is mainly driven by the anelastic attenuation. For larger magnitudes, saturation effects dominate below  $\sim 30\text{km}$ , whereas anelastic attenuation is preponderant at larger distances.

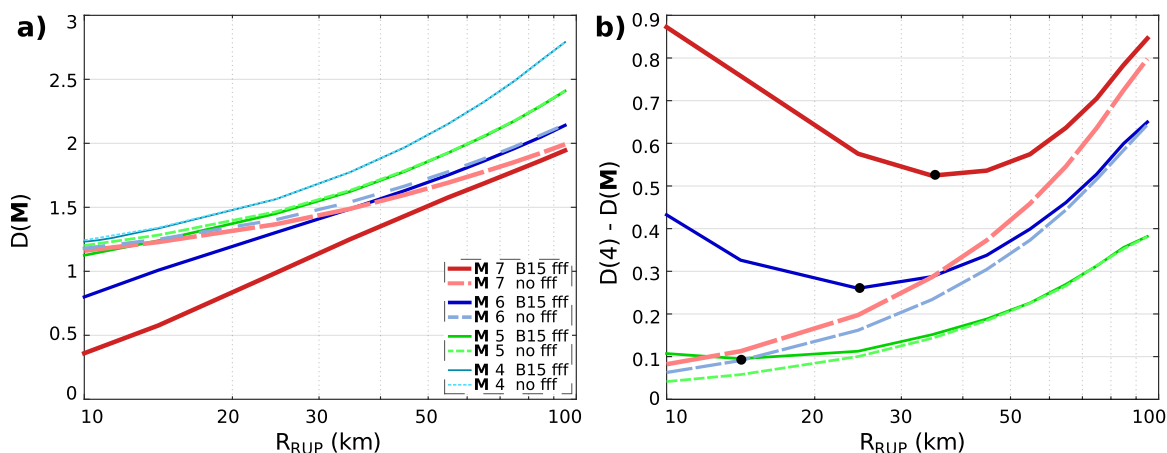


FIGURE 2.5 – a) Logarithmic slopes denoted  $D(M)$  of the PGA GMIM for  $Q(f) = 100f^{0.5}$ ,  $\Delta\sigma = 5\text{MPa}$ ,  $\kappa_0 = 0.04$ , and no path duration. Solid lines : Boore and Thompson (2015) finite-fault factor is taken into account, and compared with the case where no finite-fault factor is considered (dashed lines). b) Difference between logarithmic slopes for a given magnitude with the slope for  $M 4$  ( $D(4) - D(M)$ ). Inflection point of each curve is denoted by a black dot.

### 2.7.1 Influence of anelastic attenuation $Q_0$ and $\alpha$

Anelastic attenuation controls ground-motion decay with distance due to energy loss in the medium, essentially affecting high frequencies. The quality factor is considered to be frequency dependent and defined as  $Q(f) = Q_0 f^\alpha$ . The effects of both  $Q_0$  and  $\alpha$  are investigated in this section.

We perform simulations considering an anelastic attenuation factor  $Q_0$  ranging from 50 to 300, and a fixed value of the frequency dependence :  $\alpha = 0.5$  (we remind that  $Q(f) = Q_0 f^\alpha$ ). The influence of the variation of  $Q_0$  on PGV and PGA decay is clear (Figure 2.6 a and b). As the quality factor  $Q_0$  increases, attenuation is weaker, and the magnitude dependence decreases at larger distances. This effect is weaker when considering PSA (Figure 2.6 c and d). Note that the finite-fault effect is the same in every case, and then the inflection point appears at longer distances when  $Q_0$  increases (i.e. the anelastic attenuation is weaker).

The parameter  $\alpha$  controls the frequency dependence of the quality factor  $Q(f)$ . The frequency dependence is maximum when  $\alpha = 0.0$ , and disappears for  $\alpha = 1.0$  (see equation 2.6).

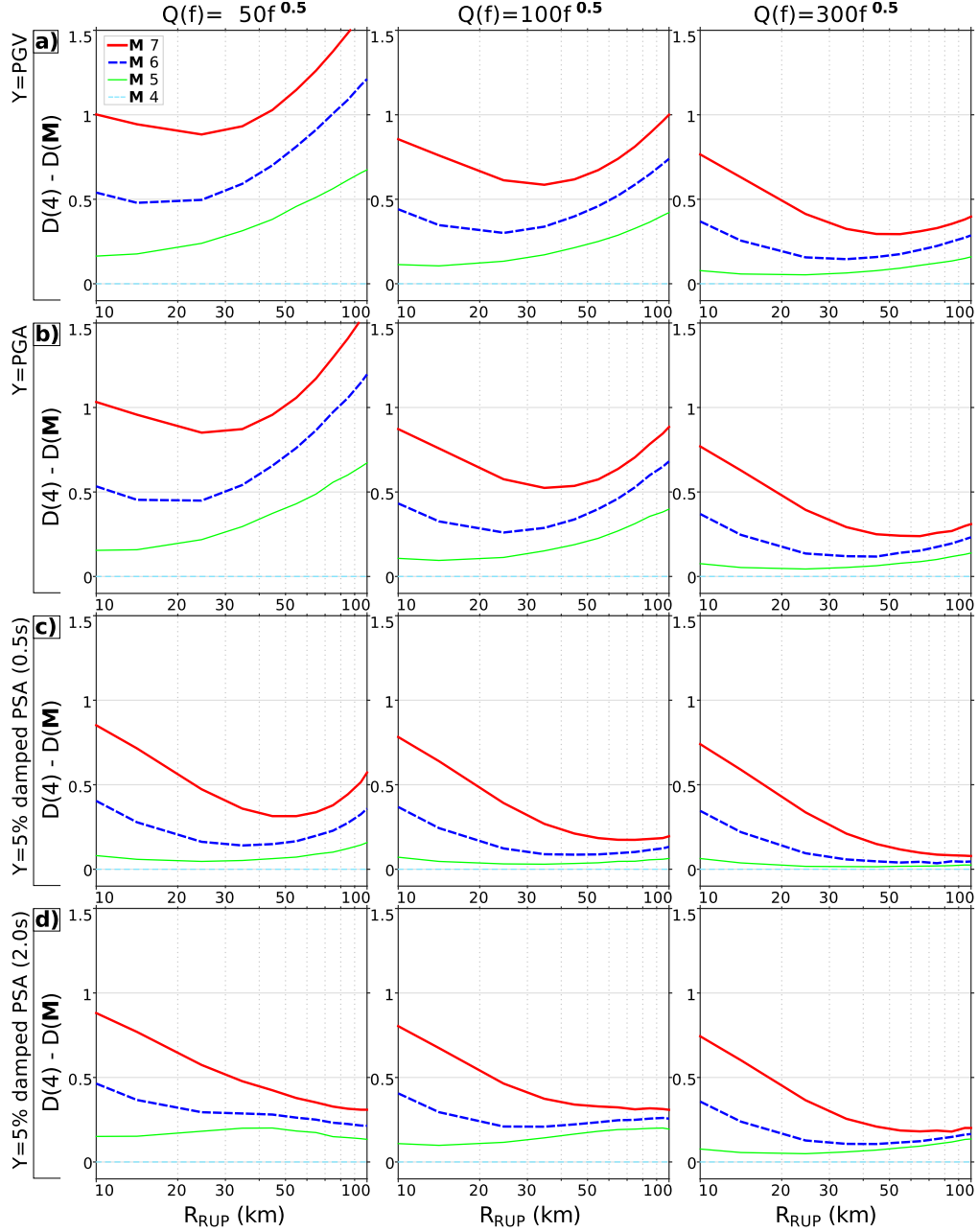


FIGURE 2.6 – Comparison of difference of slopes between 10 and 100 km for different values of  $Q_0$ .  $Q_0 = 50$  (left),  $Q_0 = 100$  (middle) and  $Q_0 = 300$  (right). The frequency dependence of attenuation is fixed to the medium value  $\alpha = 0.5$ , the site parameter is fixed to  $\kappa_0 = 0.04$ , and the finite-fault factor of [Boore and Thompson \(2015\)](#) is taken into account. Comparison are made for different ground-motion indicators : a) PGV, b) PGA, c) PSA at 0.5s, d) PSA at 2.0s.



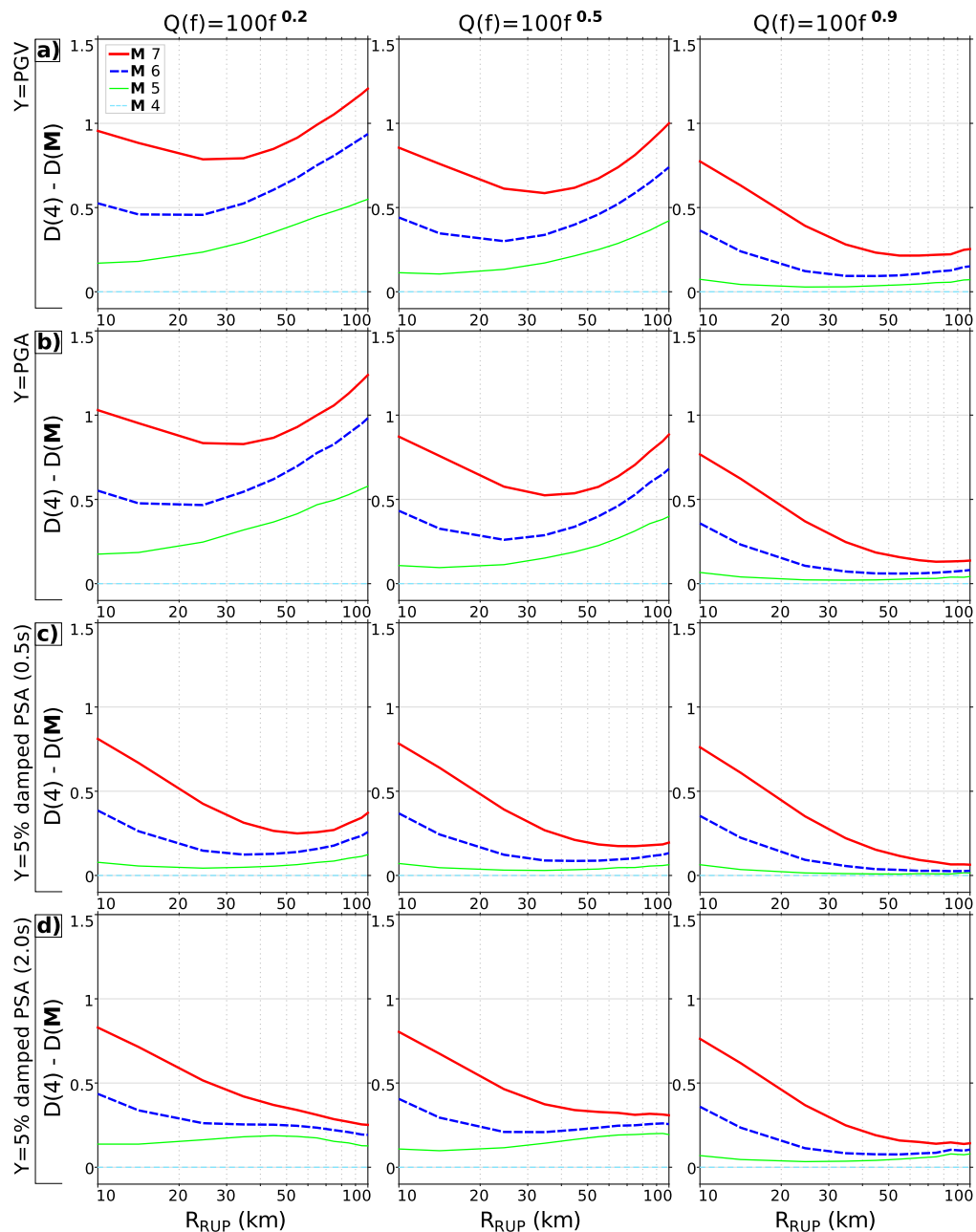


FIGURE 2.7 – Same as Figure 2.6, but for different values of the frequency dependence parameter :  $\alpha = 0.2$  (left),  $\alpha = 0.5$  (center) and  $\alpha = 0.9$  (right).  $Q_0$  is fixed to the medium value of 100, the site parameter is fixed to  $\kappa_0 = 0.04$ , and finite-fault factor of Boore and Thompson (2015) is taken into account. Comparison are made for different ground-motion indicators : a) PGV, b) PGA, c) PSA at 0.5s and d) PSA at 2.0s.

In order to investigate the impact of  $\alpha$  on the magnitude dependent decay of ground peak values, we carry out simulations with a fixed value of  $Q_0 = 100$  and  $\alpha$  ranging from 0.2 to 0.9. For  $\alpha = 0.2$ , the frequency dependence is strong, and the decay of PGV (Figure 2.7 a left) and PGA (Figure 2.7 b left) are strongly magnitude dependent at larger distances (difference of slope are important). As for  $Q_0$ , this dependence is weaker for the PSA parameter (Figure 2.7 c and d left). As  $\alpha$  increases to 0.9, the magnitude dependence vanishes and the difference of slopes become comparable for every parameters, dominated by the finite-fault effect (Figure 2.7 middle and right column).

Thus the frequency dependence of the quality factor  $\alpha$ , likewise  $Q_0$ , plays an important role in the M-dependence of the ground-motion decay, especially for PGA and PGV. Note that the finite-fault effect influence is the same whatever the GMIM considered. This points out the need of robust quality factor estimations for seismic hazard assessment. This is especially true in low to moderate seismicity areas where empirical ground-motion predictions of potential large earthquakes are based on local data of small earthquake or/and data of large events recorded in other contexts. Furthermore, significant variations of  $\alpha$  can exist at regional scale, as reported for instance by [Mahani and Atkinson \(2013\)](#) for different regions of North America.

## **2.8 Variable M-dependent decay for different GMIM**

Although finite-fault effect and path duration plays a role in the M-dependent decay of GMIM, the differences observed between different GMIM is not explained. In this section, we show that this can be attributed to the frequency dependent anelastic attenuation.

According to the random vibration theory, the GMIMs are fundamentally related to integrals of squared Fourier spectra (of velocity, acceleration, or 1 degree of freedom oscillators) over linear frequency ([Boore, 2003](#)).

We compare these spectra for **M** 4 and **M** 7 at distances  $R_{RUP} = 10$  and  $R_{RUP} = 100$  km, and for different values of  $\alpha$ , from  $\alpha = 0.2$  to  $\alpha = 0.9$  (Figure 2.8). Such comparison is also made considering variation of  $Q_0$  (Figure S4, available in the electronic supplement to this article) and stress drop (Figure S5, available in the electronic supplement to this article).

The frequency range that controls the PGA and the PGV is strongly magnitude dependent. It is centered around the corner frequency for the PGV, and cover a broader range, beyond the corner frequency, for the PGA (Figure 2.8 a and b). Since  $Q$  is frequency dependent, PGA and PGV have a sensitivity to anelastic attenuation that depends on magnitude.

For large **M**, the frequency content is mostly low frequency, and differences between amplitude spectra at 10 and 100 km is primarily explained by the geometrical spreading. this is not so for smaller **M**, for which PGA and PGV are carried by higher frequencies, and then strongly affected by anelastic attenuation. This means that there will be a stronger change in amplitude between 10 and 100 km for **M** 4 than for **M** 7. This difference is larger when alpha is low (Figure 2.8),  $Q_0$  is high (Figure S4, available in the electronic supplement to this article), and the stress drop is low (Figure S5, available in the electronic supplement to this article).

On the contrary, the M-dependence of PSA is weak at the frequencies we have studied. this is because the squared Fourier spectra are then dominated by the chosen oscillator period ( $T$ ), whatever the considered magnitude (Figure 2.8). Note that this is striking for large oscillator periods (e.g.  $T=2.0s$ ). For  $T=0.5s$ , the PSA value generated by a large event is still affected by its inherent low frequency content, thereby giving rise to a slight M-dependence of the PSA decay.

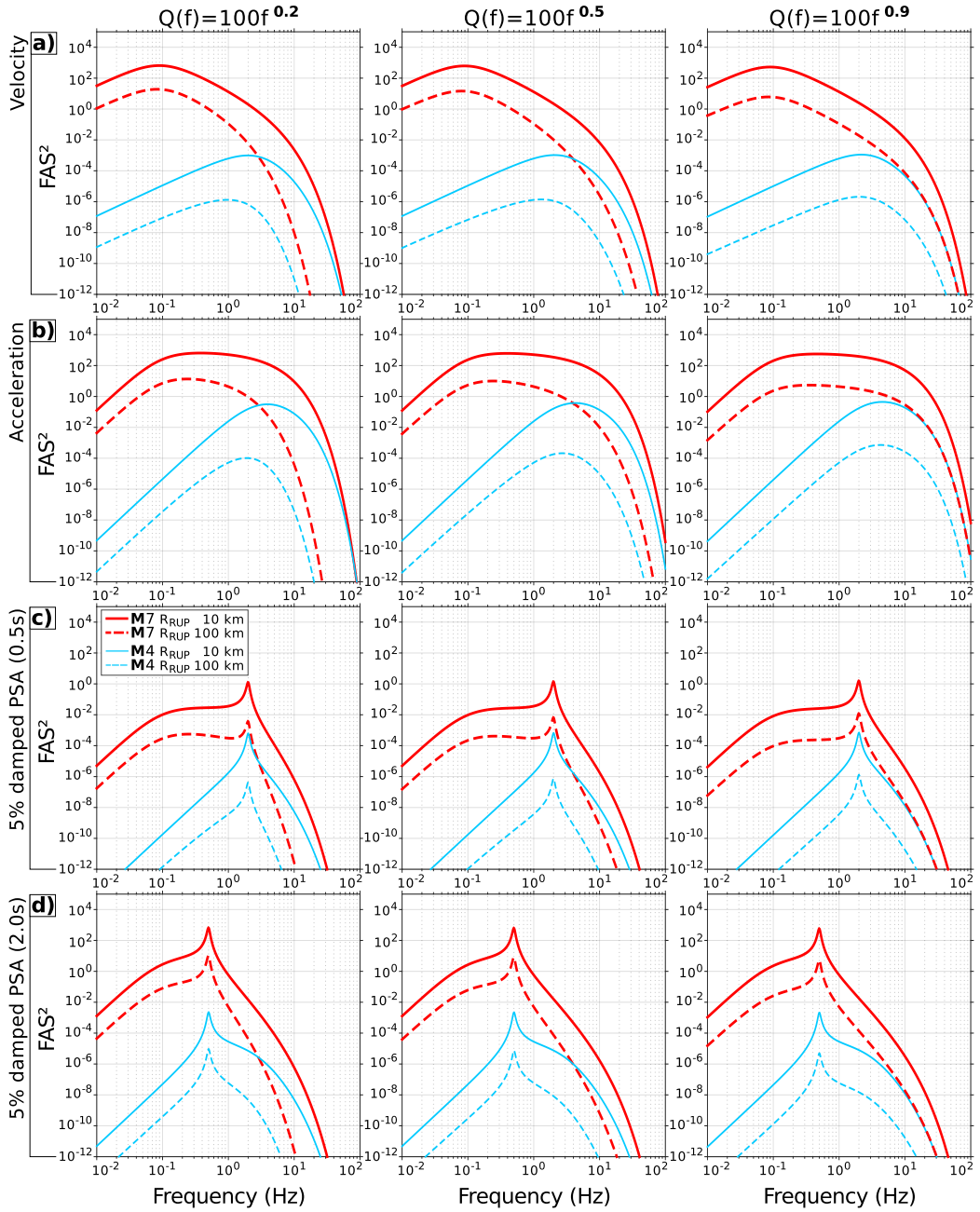


FIGURE 2.8 – Squared Fourier spectra, for M 4 and M 7 at  $R_{RUP}=10$  and  $R_{RUP}=100$ km and for various frequency dependence of anelastic attenuation :  $\alpha = 0.2$  (left),  $\alpha = 0.5$  (center) and  $\alpha = 0.98$  (right). Squared FAS are represented for a) velocity, b) acceleration, c) 5% damped oscillator at 0.5s and d) 5% damped oscillator at 2.0s.

## 2.9 Conclusion

Accelerometric data analyses reveal that indicators of ground-motions (PGA, PGV, PSA) generated by small earthquakes decay faster with distance than the ones generated by larger earthquakes. This magnitude dependence is mainly observed for PGA and PGV and decreases for PSA parameter. Using point-source stochastic simulations, we search for simple physical explanations for this magnitude dependence. We investigate the influence of source features (stress drop and finite-fault effect), path characteristics (anelastic attenuation, controlled by the frequency dependent quality factor :  $Q(f)$ , and increase of the signal duration with distance), and the influence of the site conditions through the site parameter  $\kappa_0$ .

The first conclusion is that both finite-fault effect and anelastic attenuation are the main phenomena that control the M-dependent decay of ground-motion with distance.

We show that finite-fault effect, mainly acts at short distance and for moderate to large magnitude ( $M > 5$ ), and that anelastic attenuation is the main factor at large distance (beyond 30 km).

In addition we showed that the path duration, that is the increase of the ground-motion duration with distance, also contributes to the M-dependence of the ground-motion decay, but remains a second order effect. Regarding the site parameter, an increase of  $\kappa_0$  tends to reduce the magnitude dependent decay, but its influence is very low. Finally the effect of stress drop variations, despite a variation of a factor 100, is also negligible.

## 2.10 Acknowledgments

We thank Annemarie Baltay and David Boore for constructive reviews on an earlier version of this paper, which helped us to improve the quality of this study and its presentation. In particular, discussions with David Boore led us to focus more extensively and thoroughly on the finite-fault effects. We also thank Tony Monfret, David Baumont, and Fabrice Cotton for fruitful discussions, and Stephen Beller for friendly support in navigating the computational environment of some parts of this study. This research was supported by the SIGMA research project (<http://www.projet-sigma.com>).

## 2.11 Electronic Supplements

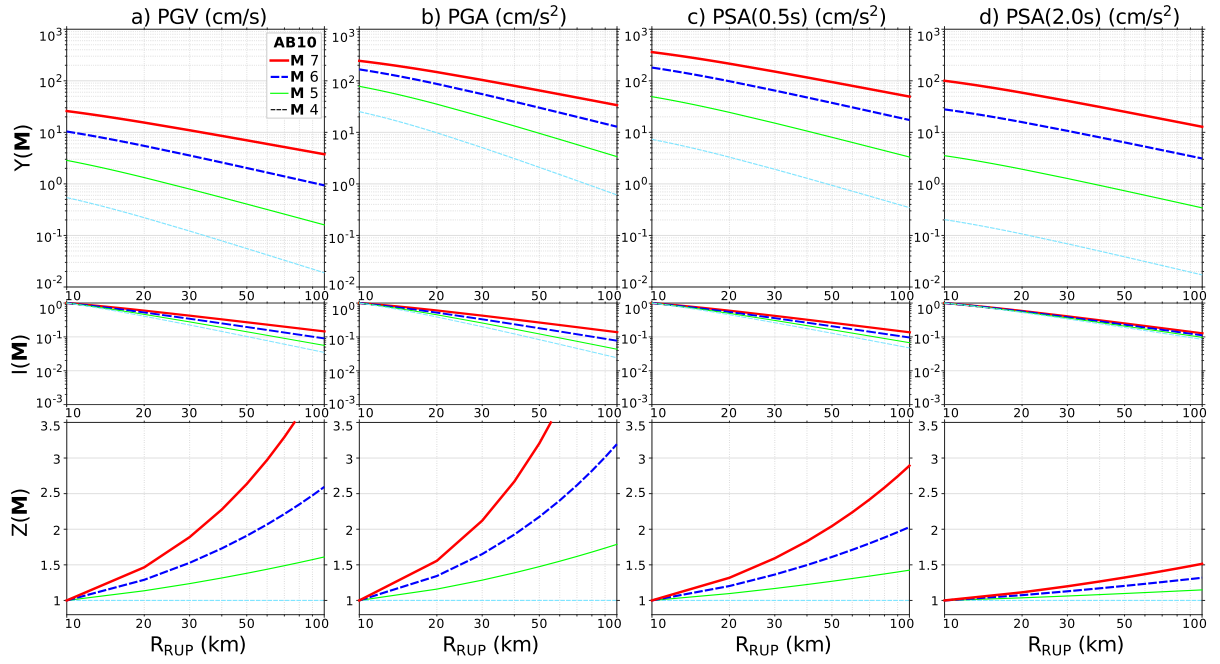


FIGURE S1 – Magnitude dependent decay of AB10 GMPE (Akkar and Bommer, 2010), for a) PGV, b) PGA, c) PSA at 0.5s and d) PSA at 2.0s. We represent the different GMIM versus distance ( $Y(M)$ ), the same parameters normalized at the distance of 10 km ( $I(M)$ ), and the cumulative difference between a given magnitude and a magnitude of 4 ( $Z(M)$ ).

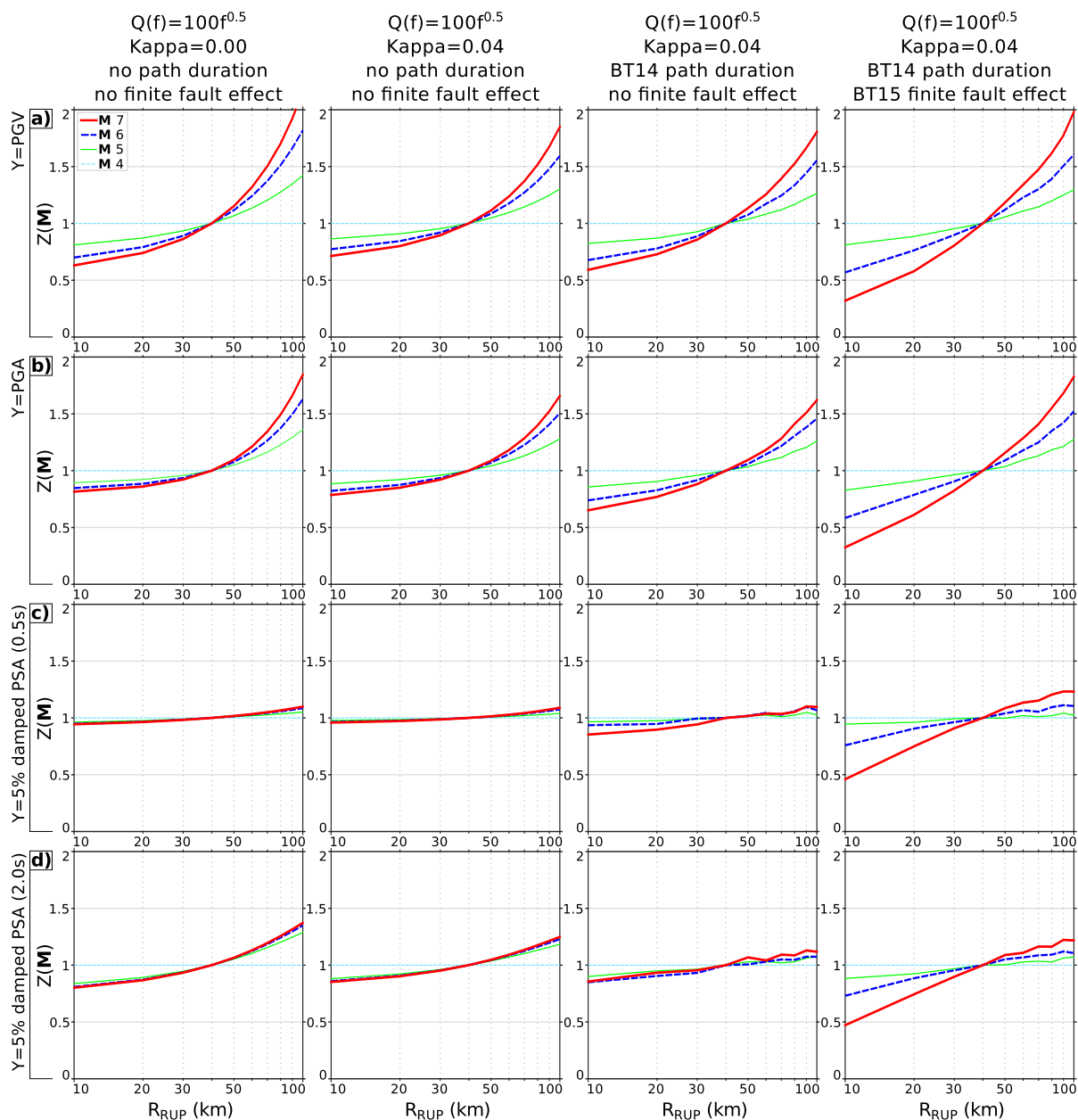


FIGURE S2 – Cumulative decay difference  $Z(M)$  normalized at 40km for different Ground-Motion Intensity Measure (GMIM). GMIM are a) PGV, b) PGA, c) PSA at 0.5s, and d) PSA at 2.0s. The following cases are presented : only attenuation is considered in the 1<sup>st</sup> column. In the 2<sup>nd</sup> column we add the site parameter influence through  $\kappa_0 = 0.04$ . In the 3<sup>rd</sup> column we add the path duration of [Boore and Thompson \(2014\)](#) for active crustal regions (BT14). In the last column, all effects are taken together by adding the finite-fault factor of [Boore and Thompson \(2015\)](#).

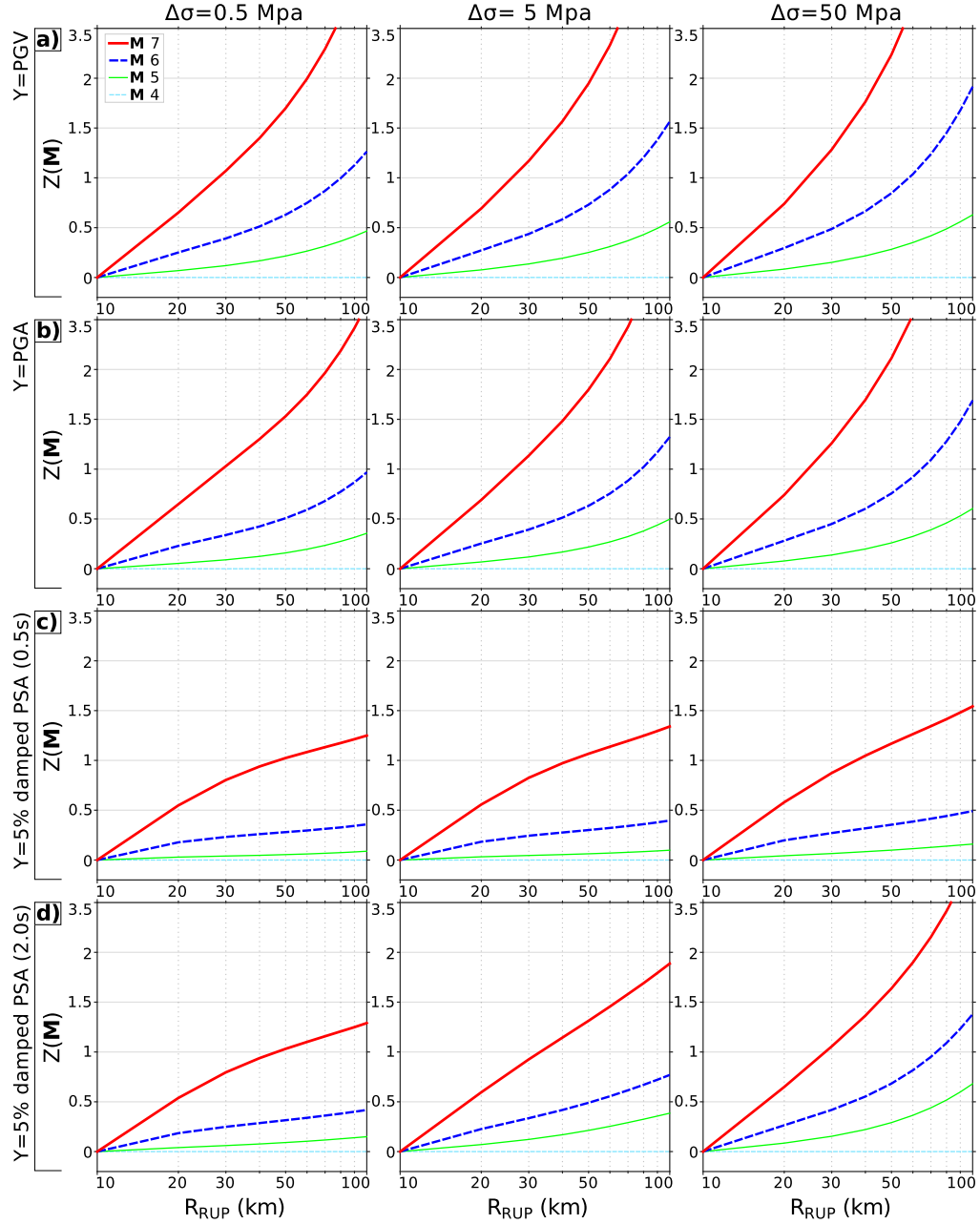


FIGURE S3 – Comparison of cumulative decay difference between 10 and 100 km for different stress drop values :  $\Delta\sigma=0.5$  MPa (left),  $\Delta\sigma= 5$  MPa (center),and  $\Delta\sigma= 50$  MPa (right). Comparison are made for different ground-motion indicators : a) PGV, b) PGA, c)PSA at 0.5 s and d) PSA at 2.0s. The attenuation is fixed to  $Q(f)=100f^{0.5}$ ,the site parameter is fixed to  $\kappa_0=0.04$ , the path duration for active crustal region (Boore and Thompson, 2014) is used, and finite-fault factor of Boore and Thompson (2015) is taken into account.



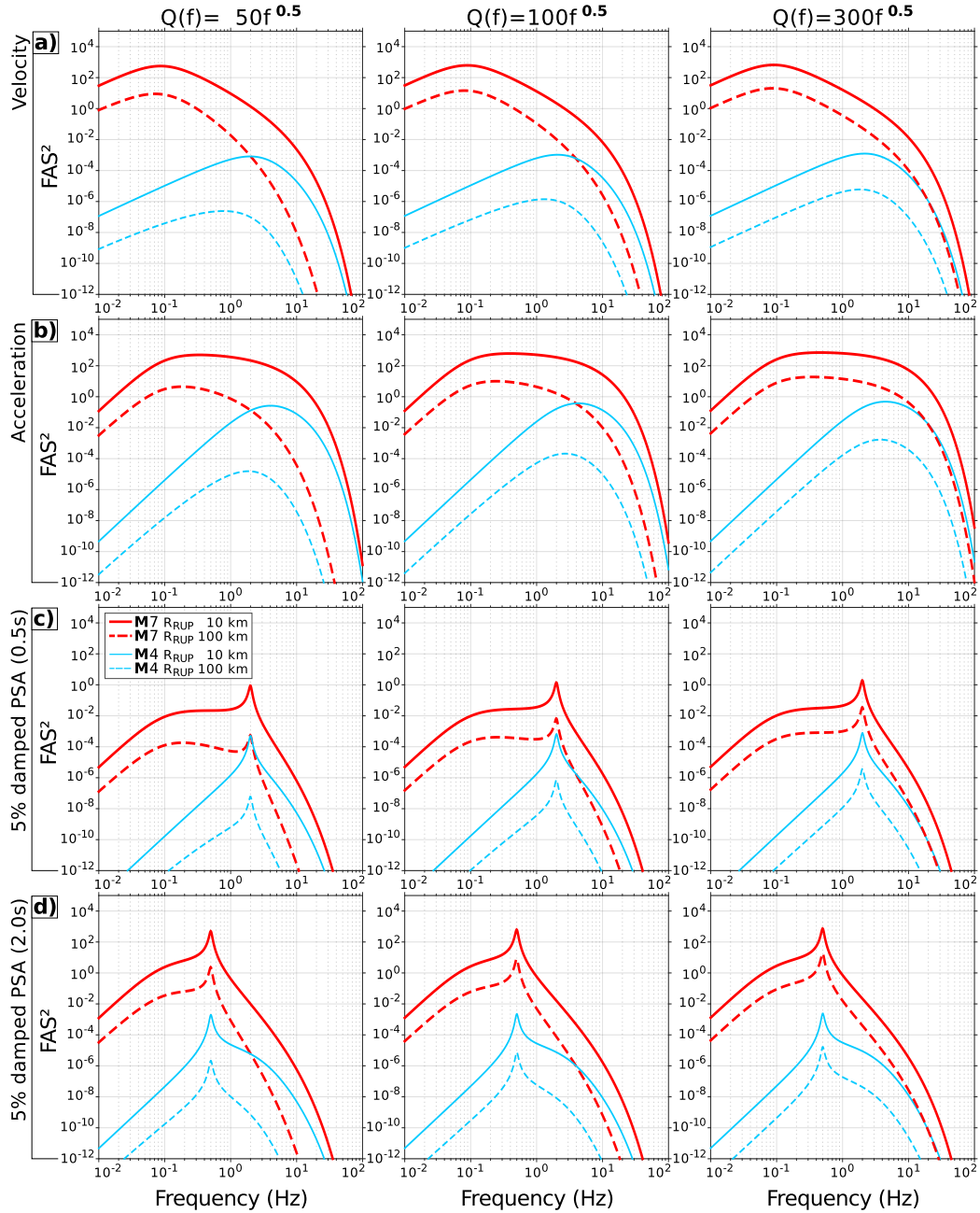


FIGURE S4 – Same as Figure 2.8 but for various  $Q_0$  : 50 (left), 100 (center) and 300 (right). Squared spectra are represented for a) velocity, b) acceleration, c) 5% damped oscillator at 0.5s and d) 5% damped oscillator at 2.0s.

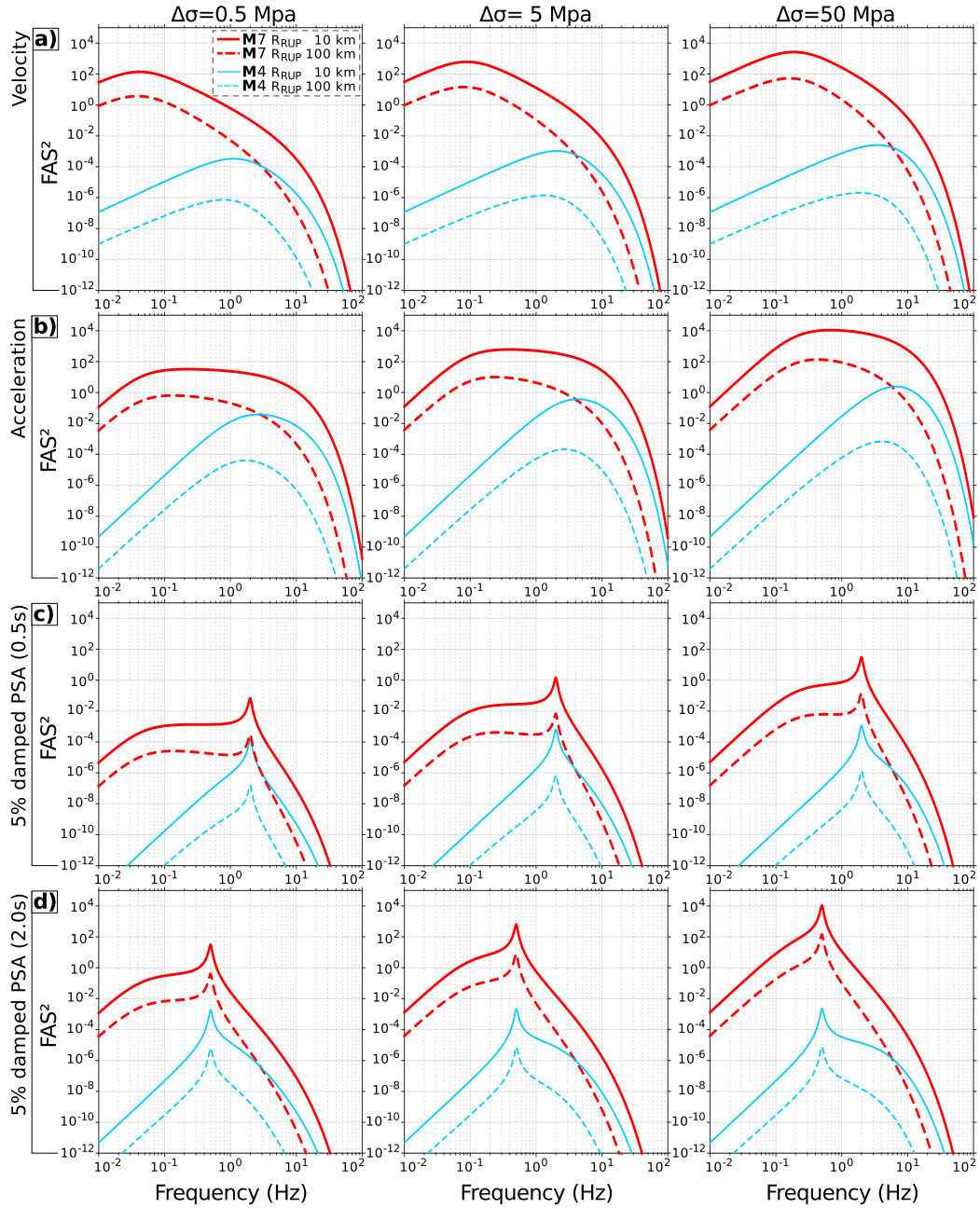


FIGURE S5 – Same as Figure 2.8 but for various stress drop value :  $\Delta\sigma = 0.5\text{MPa}$  (left),  $\Delta\sigma = 5\text{MPa}$  (center) and  $\Delta\sigma = 50\text{MPa}$  (right). Squared spectra are represented for a) velocity, b) acceleration, c) 5% damped oscillator at 0.5s and d) 5% damped oscillator at 2.0s.



# Chapitre 3

## Etude des interactions entre la fonction source et la fonction de Green

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>71</b>
<b>3.2</b>	<b>Méthode</b>	<b>73</b>
<b>3.3</b>	<b>Résultats</b>	<b>76</b>
<b>3.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>80</b>

---

### 3.1 Introduction

Cette partie se focalise sur les interactions entre la fonction source temporelle et le milieu de propagation. L'objectif est de tester comment, dans un milieu non homogène, cette interaction varie d'une magnitude à l'autre, et le rôle que celle-ci peut avoir sur la dépendance à la magnitude de la décroissance des mouvements du sol avec la distance.

Cette étude est inspirée des travaux d'[Anderson \(2000\)](#) qui étudie les causes de la dépendance à la magnitude de la décroissance des mouvements du sol avec la distance. Son travail met en avant, pour des événements de magnitude importante, les interactions existantes entre les différentes parties d'une faille étendue, discrétisée comme une somme

de sous événements. Pour les stations proches de la source, le décalage des temps d'arrivées de chacun des sous événements est plus important que la durée de chacun d'entre eux : aucune interaction n'existe entre les différents sous-événements (il s'agit de l'effet de saturation) (Figure 3.1a). Lorsque l'on considère des stations plus éloignées, d'une part le décalage des temps d'arrivées des différents sous événements diminue, et d'autre part, en raison de l'inhomogénéité du milieu, les fonctions de Green sont plus étalées dans le temps. Ainsi les contributions des différents sous-événements ont une période de recouvrement dans le temps, conduisant à des interférences constructives (Figure 3.1b).

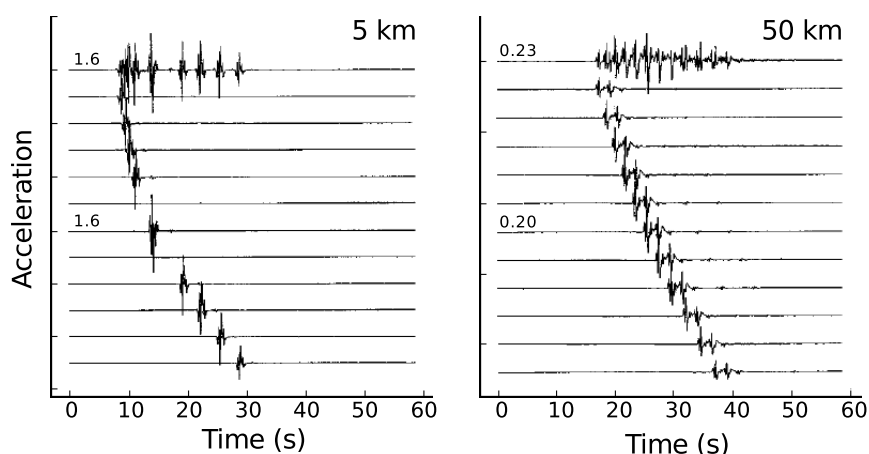


FIGURE 3.1 – Sismogrammes synthétiques générés à partir de 11 point-sources qui composent une faille étendue, et la somme de ceux-ci (en haut) : a) à 5 km, et b) à 50 km. Les valeurs numériques représentent l'accélération maximale du synthétique composite (en haut), et l'accélération maximale du sous événement le plus fort. On observe, à 50 km que la valeur de pic sur le synthétique composite, est plus forte que la valeur de pic maximale des sous événements, mettant de ce fait en avant le rôle des interférences constructives. Figure modifiée d'après [Anderson \(2000\)](#).

L'objectif de cette partie est d'étudier l'influence de ce genre de phénomène, entre les fonctions de Green du milieu, générées dans un modèle qui permet d'observer l'allongement de celles-ci avec la distance, avec différentes fonctions source temporelles, dont la durée dépend de la magnitude.

L'ensemble des inhomogénéités du milieu (dont les interfaces entre les différentes couches) ont pour effet de disperser l'énergie du signal, augmentant ainsi la durée initiale de celui-ci. Ce phénomène, similaire au scattering (cf chapitre 1) a pour conséquence une diminution de l'amplitude générale du signal, et par conséquent une diminution des

valeurs de pics. Cette diminution s'avère d'autant plus importante que la durée initiale du signal est courte. Les événements de plus faible magnitude ayant une durée relativement plus courte, l'énergie du signal sera proportionnellement plus dispersée dans le temps que celle d'un signal dont la durée est déjà importante (i.e. de magnitude plus forte).

Ce phénomène est pris en compte sous SMSIM (Boore, 2003) en contraignant la durée du signal simulé en fonction de la distance. Cette augmentation est la même quelle que soit la magnitude considérée, et dépend de la complexité du milieu traversé. L'approche stochastique ne permet cependant pas de prendre en compte les interactions existantes entre une fonction de source temporelle, et les fonctions de Green du milieu.

On utilise par conséquent dans ce chapitre une approche plus physique, qui incorpore des effets réalistes de la propagation des ondes dans un milieu tabulaire, permettant de ce fait de se passer de l'hypothèse des phases aléatoires. Ces simulations seront comparées aux simulations stochastiques, permettant ainsi d'identifier des différences de décroissance que l'on pourra attribuer aux interactions entre les fonctions de Green et la fonction source.

## 3.2 Méthode

Les fonctions de Green sont générées à l'aide du code AXITRA (Coutant, 1989), qui se base sur la théorie des nombres d'ondes discrets, développée par Bouchon (1981). Celui-ci permet de simuler des formes d'ondes en champ complet dans un milieu tabulaire à une dimension. On choisit de travailler dans le modèle PADANIA (Table 3.1) de la plaine du Po (Malagnini et al., 2012), qui constitue la région d'étude de la Partie II de ce manuscrit. Ce modèle est choisi car il permet de modéliser l'augmentation de durée des fonctions de Green avec la distance. De plus, celui-ci a été spécifiquement calculé de manière à respecter la génération d'ondes de surface spécifiques à cette région. L'atténuation a été fixée dans l'ensemble des couches à  $Q_p=250$  pour les ondes P et  $Q_s=100$  pour les ondes S, de manière à pouvoir comparer ces résultats à ceux des simulations stochastiques. Les paramètres de durées seront quant à eux directement mesurés sur les synthétiques générés.

Epaisseur (km)	Vp (km/s)	Vs (km/s)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )
1.0	1.900	0.800	2.25
1.0	2.600	1.430	2.60e+03
2.0	3.800	2.135	2.65e+03
0.5	4.400	2.440	2.85e+03
0.5	4.940	2.821	2.85e+03
3.0	6.013	3.434	2.85e+03
7.0	5.552	3.148	2.85e+03
15.0	5.881	3.358	2.85e+03
6.0	7.106	4.008	3.00e+03
8.0	7.100	3.986	3.01e+03
0.0	7.900	4.404	3.28e+03

TABLE 3.1 – Modèle 1D PADANIA de la plaine du Po [Malagnini et al. \(2012\)](#).

Les fonctions de Green sont générées pour une source en décrochement, orientée de  $30^\circ$  par rapport au Nord, et un pendage de  $45^\circ$ . On considère un ensemble de stations virtuelles orientées de  $60^\circ$  par rapport au Nord, que l'on positionne tous les 10 km à des distances hypocentrales allant de  $R_H=10$  à 100 km (Figure 3.2).

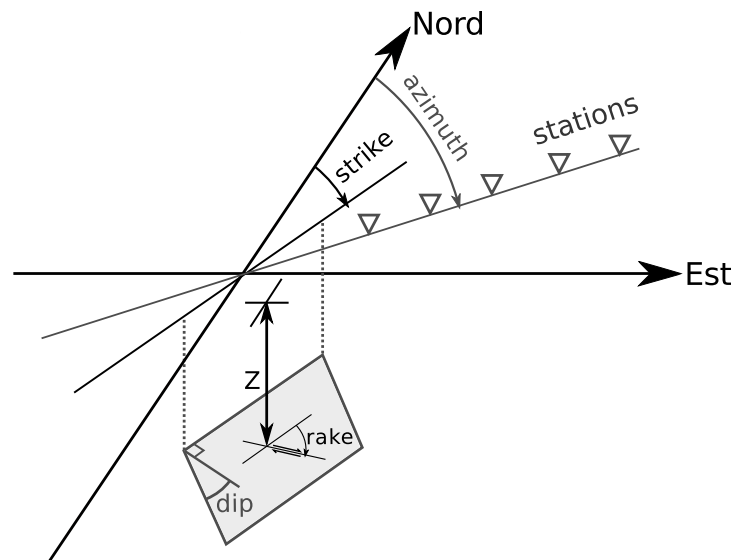


FIGURE 3.2 – Shéma des paramètres caractérisant la génération des fonctions de Green sous AXITRA. La source est définie avec un strike de  $30^\circ$ , un pendage de  $45^\circ$ , un rake de  $0^\circ$  et une profondeur  $Z$ . Les stations sont positionnées de 10 à 100 km de distances hypocentrales dans un azimuth de  $60^\circ$ .

Les différentes étapes du processus de simulation sont les suivantes :

1. Un évènement de faible magnitude est généré sous AXITRA (**M 3**) en convoluant la fonction de Green numérique avec une fonction source temporelle en rampe de durée  $T_d = 0.2s$ .
2. Les synthétiques ainsi obtenus sont utilisés en tant que fonctions de Green empiriques en considérant une fréquence de coupure  $f_c = 1/T_d$ , ce qui d'après les lois d'échelles correspond à une chute de contrainte de 1 Mpa (équation 3.1).

$$\Delta\sigma = \frac{7}{16} M_0 \frac{f_c^3}{(kV_S)^3} \quad (3.1)$$

3. On utilise la méthode proposée par [Ordaz et al. \(1995\)](#) et [Kohrs-Sansorny et al. \(2005\)](#) pour générer un set de 100 fonctions source équivalentes (ESTF) pour des magnitudes **M4 M5 M6** et **M7**. Cette méthode garantit que les spectres des synthétiques suivent en moyenne, pour chacune des magnitude, le modèle en  $\omega^2$  ([Brune, 1970](#)).
4. Les fonctions de Green empiriques synthétiques sont convoluées avec les différents sets de fonctions sources pour obtenir un set de synthétiques par magnitude et par station (Figure 3.3).

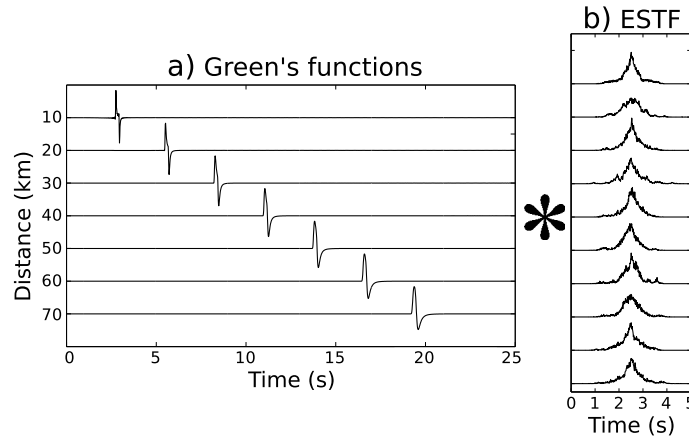


FIGURE 3.3 – Illustration de la méthode de simulation utilisée. a) Synthétiques générés dans un demi-espace homogène en utilisant la méthode des nombres d'ondes discrets ([Bouchon, 1981](#)), et utilisés en tant que fonctions de Green. b) Exemple de fonctions source équivalentes (ESTF) utilisées pour simuler un évènement de **M5** à partir des fonctions de Green empiriques de **M3**.



### 3.3 Résultats

On considère tout d'abord une source à 5 km de profondeur. On représente conjointement aux séries temporelles en vitesse la durée de mouvement fort (SMD) calculée selon la définition de [Trifunac and Brady \(1975\)](#) (Figure 3.4).

On observe une augmentation de la durée en fonction de la distance. Celle-ci est directement reliée à la fonction de Green, qui dépend elle-même du milieu de propagation traversé. L'augmentation de durée que l'on mesure est donc la même quelle que soit la magnitude des synthétiques générés.

On mesure une durée moyenne à 10 km de 4.3 s pour  $\mathbf{M}=4$ , 4.1 s pour  $\mathbf{M}=5$ , 5.1 s pour  $\mathbf{M}=6$  et 10.0 s pour  $\mathbf{M}=7$ . L'augmentation de durée moyenne en fonction de la distance est de 0.55 s/km. Ces durées sont utilisées comme paramètres d'entrée pour les simulations stochastiques.

La comparaison du paramètre  $Z(\mathbf{M})$  (cf chapitre 2) montre que malgré la complexité du milieu, et l'augmentation de la durée du signal avec la distance qui en résulte, les interactions entre les fonctions de Green et les différentes fonctions source ne permettent pas une modification suffisamment importante des valeurs de pics pour affecter la dépendance à la magnitude de la décroissance des mouvements du sol (Figure 3.5). Aussi les paramètres  $Z(\mathbf{M})$  mesurés pour le PGA et le PGV sont comparables à ceux des simulations stochastiques. On rappelle que le paramètre  $Z(\mathbf{M})$  est défini comme :

$$Z(\mathbf{M}, R_H) = I(\mathbf{M}, R_H)/I(4, R_H) \quad (3.2)$$

avec  $I(\mathbf{M}, R_H)$  représente la décroissance avec la distance du paramètre de mouvement du sol observé normalisé à la distance hypocentrale  $R_H=10\text{km}$  :

$$I(\mathbf{M}, R_H) = Y(\mathbf{M}, R_H)/Y(\mathbf{M}, 10\text{km}) \quad (3.3)$$

avec  $Y(\mathbf{M}, R_H)$  est le paramètre de mouvement du sol considéré (PGA ou PGV).

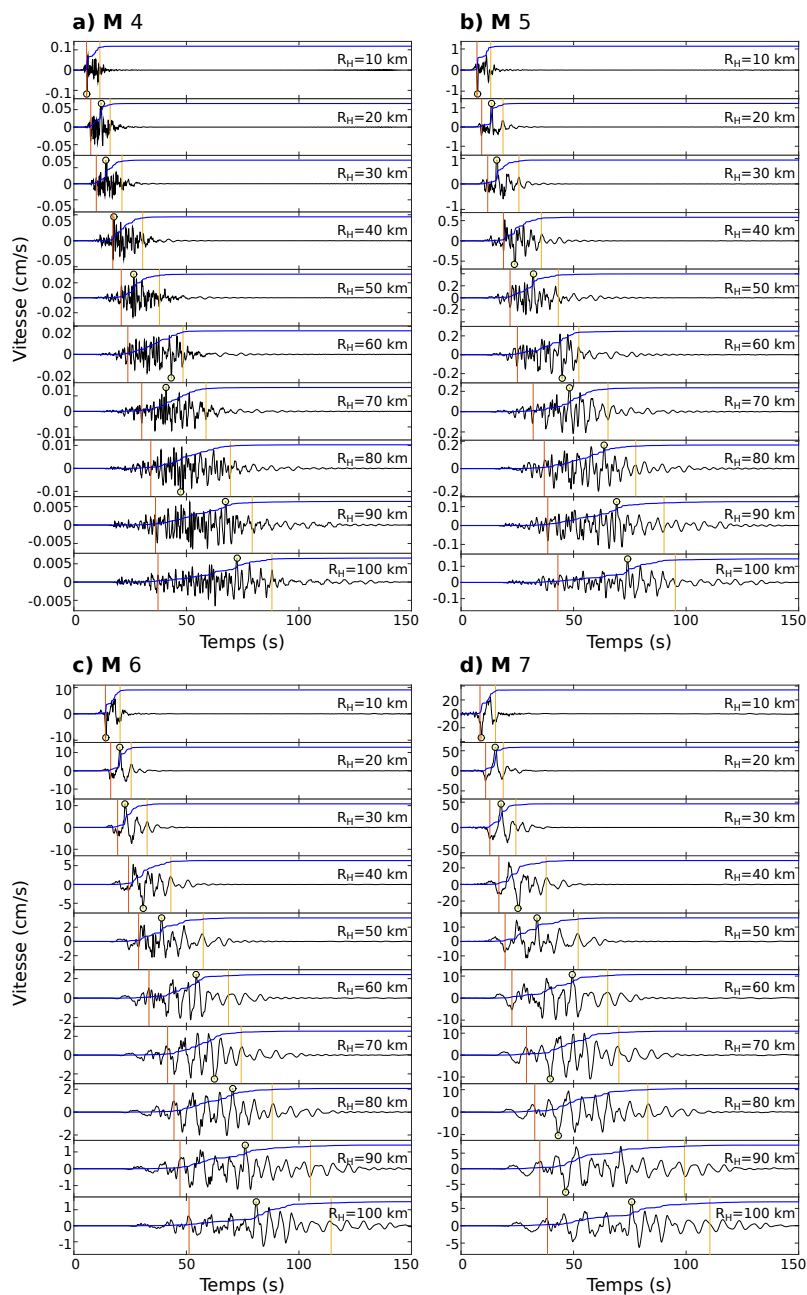


FIGURE 3.4 – Set de séries temporelles en vitesse, pour les magnitudes a) **M 4**, b) **M 5**, c) **M 6** et d) **M 7**. Un seul synthétique est représenté par magnitude et par station, parmi les 100 générés sous AXITRA. Pour ce cas, la source est placée à 5 km de profondeur.

$Z(M, R_H)$  représente donc la différence cumulée entre la décroissance des valeurs de pics pour une magnitude donnée avec la décroissance des valeurs de pics pour une magnitude  $M=4$ , pour des distances entre 10 et 100 km.

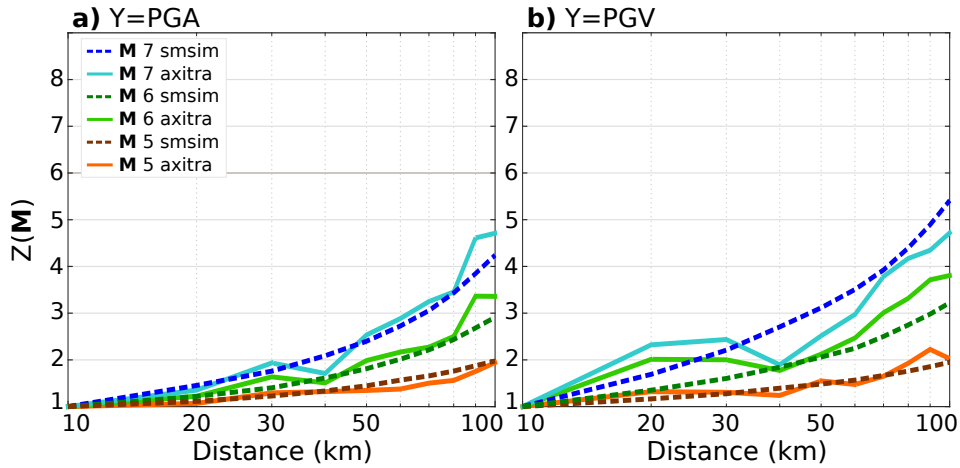


FIGURE 3.5 – Comparaison des paramètres  $ZM$  (équation 3.2) des simulations AXITRA (avec une profondeur de source de 5 km) avec ceux des simulations stochastiques. Les comparaisons sont faites pour a) la décroissance des PGA, et b) la décroissance des PGV. Les magnitudes regardées sont  $M$  5,  $M$  6 et  $M$  7.

Les valeurs de pics sont en effet principalement portées, pour toutes les magnitudes, par les ondes de volume. On n’observe pas de migration brutale des valeurs de pics des ondes de volume aux ondes de surface. On note cependant certaines différences, principalement pour le PGV entre 20 et 30 km qui sont associées à l’orientation du plan de faille dans l’espace. Le maximum d’énergie n’arrive donc pas à la station la plus proche (10km), mais entre 20 et 30 km.

Le même travail est ensuite réalisé pour une source située à 2 km de profondeur. Les séries temporelles en vitesse pour les magnitudes  $M$  4 et  $M$  5 présentent un comportement similaire à celui de la simulation précédente. Pour les magnitudes  $M$  6 et  $M$  7 on note cependant que les ondes de surface sont plus importantes, avec sur certaines stations une migration des valeurs de pics des ondes de volume aux ondes de surface (Figure 3.6). La durée des signaux est plus importante dès 10 km, avec 6.2 s pour  $M$  4, 6.5 s pour  $M$  5, 10.3 s pour  $M$  6 et 16.5 s pour  $M$  7. L’augmentation de durée est également plus importante avec 0.6 s/km.

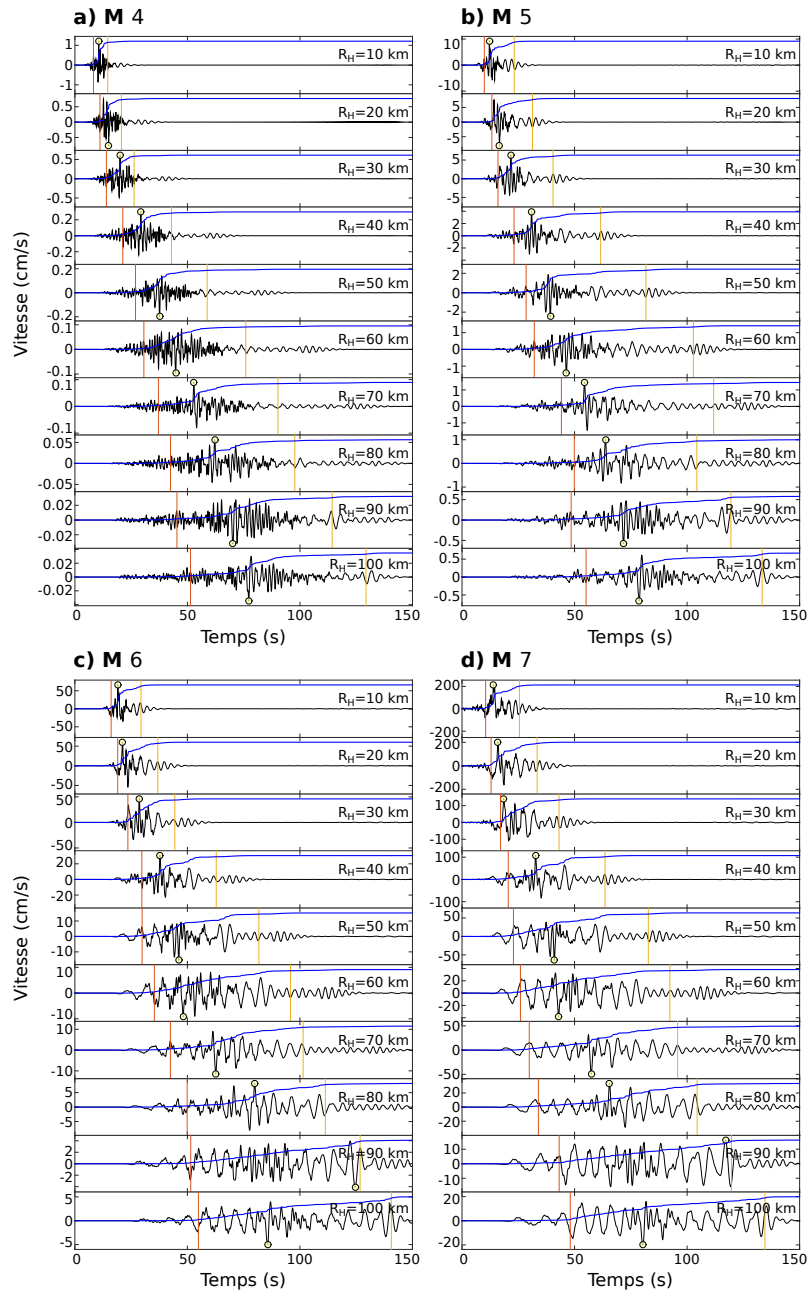


FIGURE 3.6 – Set de séries temporelles en vitesse, pour les magnitudes a) **M 4**, b) **M 5**, c) **M 6** et d) **M 7**. Un seul synthétique est représenté par magnitude et par station, parmi les 100 générés sous AXITRA. Pour ce cas, la source est placée à 2 km de profondeur.

Pour une source à 2 km de profondeur, le paramètre  $Z(M)$  calculé sur les PGV n'est plus cohérent avec les simulations stochastiques (Figure 3.7 b). Dès  $M=5$  les différences de décroissance sont plus importantes que celles prédites par les simulations stochastiques. Les différences de décroissances sont comparables pour les magnitudes  $M$

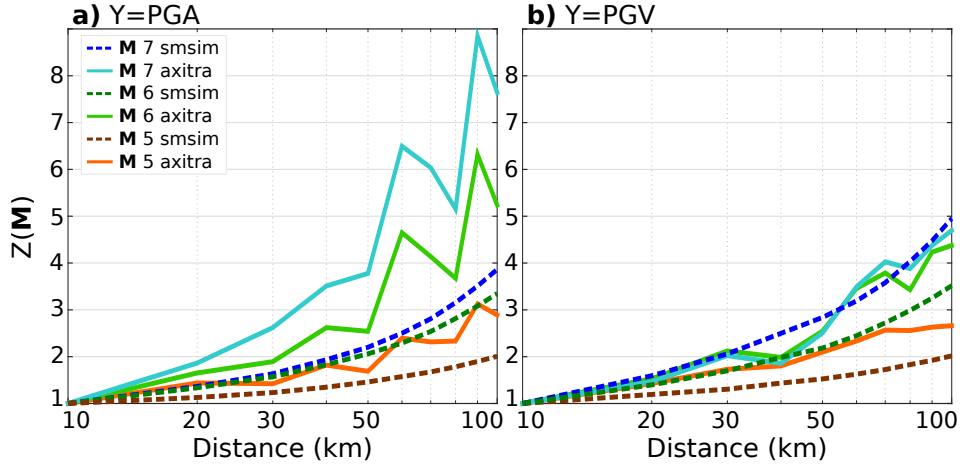


FIGURE 3.7 – Comparaison des paramètres  $Z(M)$  (équation 3.2) des simulations AXITRA (avec une profondeur de source de 2 km) avec ceux des simulations stochastiques. Les comparaisons sont faites pour a) la décroissance des PGA, et b) la décroissance des PGV. Les magnitudes regardées sont  $M$  5,  $M$  6 et  $M$  7.

6 et  $M$  7, toutes deux affectées par les ondes de surface. Le paramètre  $Z(M)$  pour le PGA est très différent de celui des simulations stochastiques (Figure 3.7 a). Le PGA étant globalement plus haute fréquence, on associe cela aux multiples réflexions dans les couches d'épaisseur très faible (500 m pour certaines). Ces multiples réflexions augmentent la probabilité d'avoir des interférences constructives qui affectent les valeurs de PGA.

### 3.4 Conclusion

La compréhension de la dépendance de la décroissance des mouvements du sol avec la distance est importante en terme de prise en compte du risque sismique. Dans le chapitre 2, nous avons mis en avant le rôle prépondérant de l'effet de saturation en champ proche pour des magnitudes supérieures à  $M$  5, mais également le rôle prépondérant que joue le paramètre  $Q(f)$  au-delà de 30 km. Bien que l'augmentation de la durée du signal avec la distance ne soit pas un paramètre de premier ordre, les simulations réalisées dans ce chapitre apportent quelques éléments supplémentaires à prendre en considération.

D'une part, si le milieu est suffisamment complexe, l'interaction entre la fonction de Green, et la fonction source, peut amener à des interférences constructives qui peuvent

modifier les valeurs de pics. Ce phénomène est d'autant plus probable que la durée de la fonction source est importante (i.e. la magnitude est importante). D'autre part, si le milieu de propagation est propice à la génération d'ondes de surfaces, les séries temporelles d'un évènement de forte magnitude seront dominées par celles-ci, affectant de ce fait la décroissance de valeurs de PGV avec la distance.



## Deuxième partie

### Simulations appliquées à la crise sismique d'Emilia-Romagna (2012)





## Introduction

La crise sismique d'Emilia-Romagna a eu lieu entre le mois de mai et le mois de juin 2012. Elle est l'une des plus fortes crises sismiques enregistrées dans la plaine du Po, en Italie, depuis le développement des réseaux sismiques modernes datant de la fin des années 1980. Celle-ci débute le 20 mai 2012, à 02 :03 :52 UTC avec un premier évènement majeur de magnitude Mw 6.1 (Saraò and Peruzza, 2012), suivi par deux répliques principales de magnitudes Mw 5.0 et Mw 5.1, le 20 mai 2012 à 03 :02 :50 et 13 :18 :02 UTC respectivement, ainsi que par une centaine de répliques de plus faibles magnitudes (Luzi et al., 2013). Le second évènement majeur, de magnitude Mw 5.9, a lieu neuf jours plus tard, le 29 mai 2012 à 07 :00 :03 UTC. Il est suivi de trois répliques principales de magnitudes Mw 5.5 Mw 4.9 et Mw 4.8 (Saraò and Peruzza, 2012). Un total d'approximativement 2100 répliques ont été localisées entre le 29 mai 2012 et le 25 juin 2012 par l'INGV (Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia) (Malagnini et al., 2012) (Figure II.1).

La séquence a été fortement enregistrée par les réseaux accélérométriques italiens (Figure II.1) : les réseaux permanents (Amato and Mele, 2008) et temporaires (Moretti et al., 2012) de l'INGV, et le réseau accélérométrique italien du département de la protection civile (RAN : Rete Accelerometrica Nazionale, Gorini et al. (2010)), également renforcé par quelques accéléromètres temporaires (Dolce and Di Bucci, 2014).

Le contexte géologique de cette région est très particulier. En effet, le bassin sédimentaire de la plaine du Po couvre une surface d'environ 50000 km<sup>2</sup>, ce qui en fait l'un des bassins sédimentaires les plus importants du monde. Il s'agit d'un bassin d'avant-pays, bordé par la chaîne des Alpes au Nord, et la chaîne des Apennins au Sud. Grâce aux dépôts fluviaux importants, la plaine du Po a une topographie pratiquement plate. Cependant, cette région, toujours active, est déformée par plusieurs systèmes de failles recouverts par la couche sédimentaire du Plio-Quaternaire (Benedetti et al., 2003). En conséquence, l'épaisseur de la couche sédimentaire varie de quelques dizaines de mètres au sommet des anticlinaux, jusqu'à plusieurs centaines de mètres (Figure II.1).

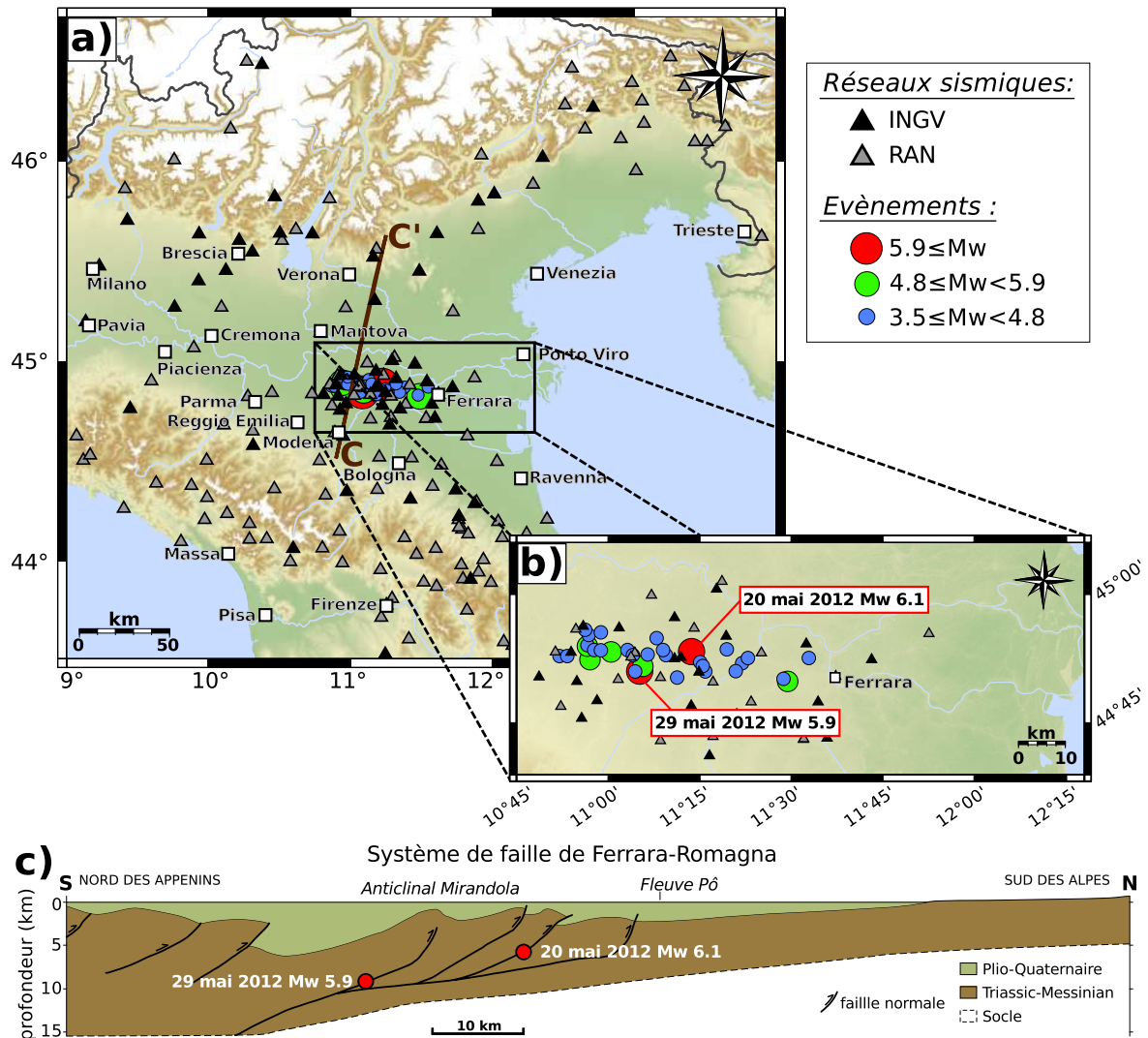


FIGURE II.1 – a) Répartition des stations sismologiques dans la plaine du Po. Les stations de l'INGV sont en noir et les stations du réseau accélérométrique du département de la protection civile en gris. b) Zoom sur le lieu de la crise sismique. Les deux évènements principaux sont en rouge, les répliques principales en vert, et les autres répliques en bleu. c) Coupe stratigraphique C-C' au travers de la plaine du Po et du système de failles de Ferrara-Romagna impliqué dans la crise sismique (modifié de Castro et al. (2013) et Luzi et al. (2013)).

La séquence sismique a réactivé le système de failles de Ferrara-Romagna (Lai et al., 2014; Dolce and Di Bucci, 2014). La distribution des répliques (Malagnini et al., 2012), ainsi que les mécanismes aux foyers disponibles (Saraò and Peruzza, 2012) indiquent des sources en failles inverses, avec un pendage dans la direction Ouest-Sud-Ouest, dans la zone sismogénique, entre 5 et 10 kilomètres de profondeur.

La plupart des régions urbaines sont situées sur des bassins profonds, où l'on a observé des mouvements du sol de longue période avec de fortes amplitudes. Les dégâts aux structures concernent essentiellement les vieux bâtiments, tels que les églises (Sorrentino et al., 2014), les châteaux (Cattari et al., 2014), ou encore les vieux ouvrages en maçonnerie (Penna et al., 2014). Les enregistrements des événements principaux mettent en évidence la forte présence d'ondes de surface. Celles-ci sont particulièrement visibles entre 25 et 90 kilomètres de distance, sur les composantes horizontales, et dominant dans certains cas le signal (Figure II.2).

La grande quantité de données accélérométriques enregistrées lors de cette séquence sismique nous offre l'opportunité de tester la robustesse de différentes méthodes de simulation. L'objectif principal est de juger leur capacité à générer des séries temporelles synthétiques, qui reproduisent les ondes de surface observées. La dépendance à la magnitude de la décroissance des valeurs de pics avec la distance, abordée dans le chapitre 2, est très bien illustrée par les données (Figure II.3), que l'on compare à l'équation de prédiction du mouvement du sol (GMPE) de Bindi et al. (2011) dénommée "ITA10", tel que cela est suggéré par Luzi et al. (2013).

On juge la capacité des différentes méthodes de simulations à prendre en compte les effets exposés dans le chapitre 2 : l'effet de saturation, l'atténuation anélastique et la complexité du milieu notamment. Si ces effets sont correctement pris en compte, cela devrait permettre d'estimer correctement les valeurs de pics, à la fois en accélération et en vitesse, pour l'ensemble des distances.

Deux méthodes de simulation par fonctions de Green empiriques (Hartzell, 1978) sont utilisées dans ce chapitre. Les méthodes par fonctions de Green empiriques consistent à simuler des sismogrammes synthétiques en un site donné par la sommation d'un événement (ou de plusieurs) de plus faible magnitude, utilisé comme fonction de Green

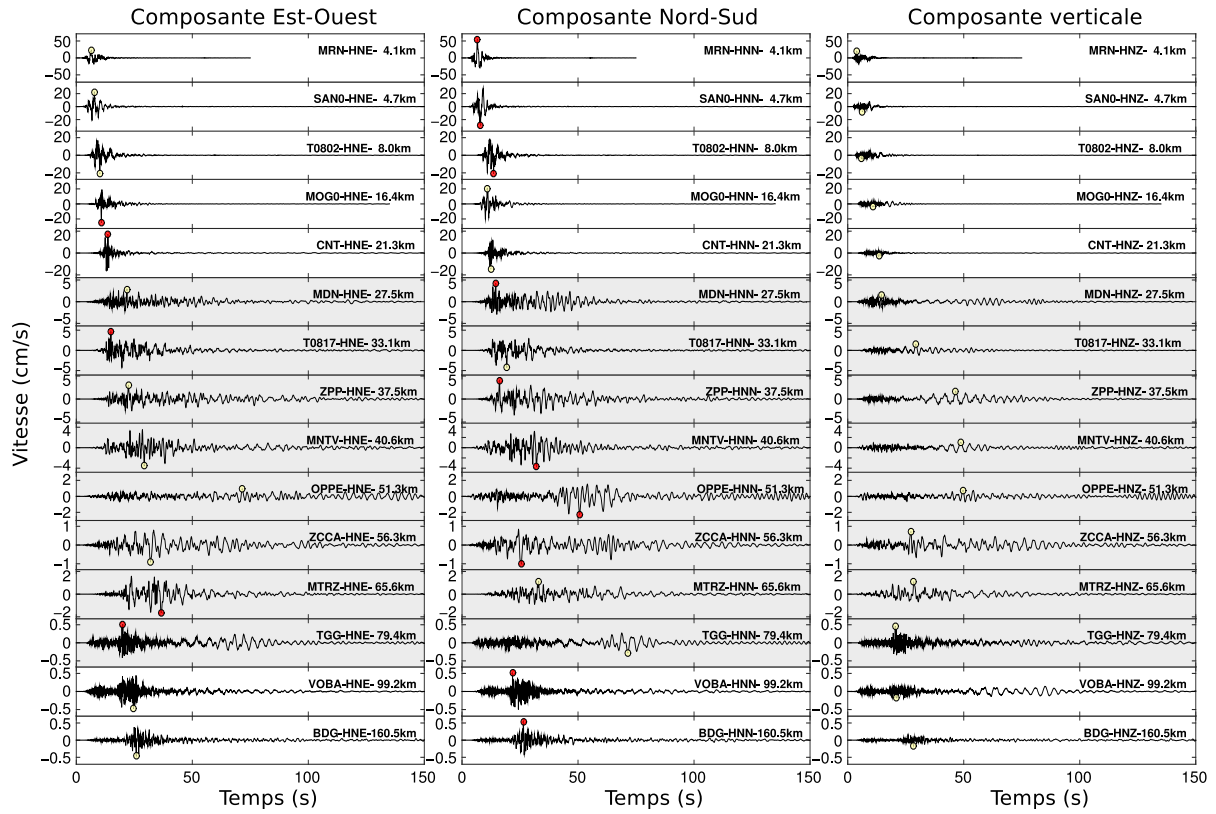


FIGURE II.2 – Séries temporelles en vitesse de l'évènement de Mw 5.9 du 29 mai 2012. Les trois composantes sont représentées, les composantes Nord-Sud à gauche, Est-Ouest au centre et les composantes verticales à droite. Les 15 stations correspondent aux 15 stations utilisées dans les simulations de cette partie (voir chapitre 4). Les stations particulièrement affectées par les ondes de surface, entre 25 et 90 kilomètres de distance, sont représentées sur un fond gris.

empirique (Irikura, 1986; Dan et al., 1990; Pavic et al., 2000; Causse et al., 2009; Courboux et al., 2010; Honoré et al., 2011). L'évènement utilisé comme fonction de Green empirique se doit d'avoir des caractéristiques similaires à l'évènement que l'on cherche à simuler : il doit avoir eu lieu dans la même zone, idéalement sur la même faille, avoir un mécanisme au foyer similaire, et être enregistré aux mêmes sites.

La première méthode, à la fois la plus complète et la plus complexe, combine l'utilisation d'une fonction de Green empirique avec un modèle de source étendue. La répartition de glissement sur le plan de faille est défini selon un modèle de source en  $k^{-2}$  (Bernard et al., 1996). Les résultats, présentés en première partie de ce chapitre, ont été soumis et acceptés dans la revue *Pure and Applied Geophysics*. Cette méthode nécessitant un grand nombre de paramètres d'entrée, la deuxième partie de ce chapitre se concentre sur

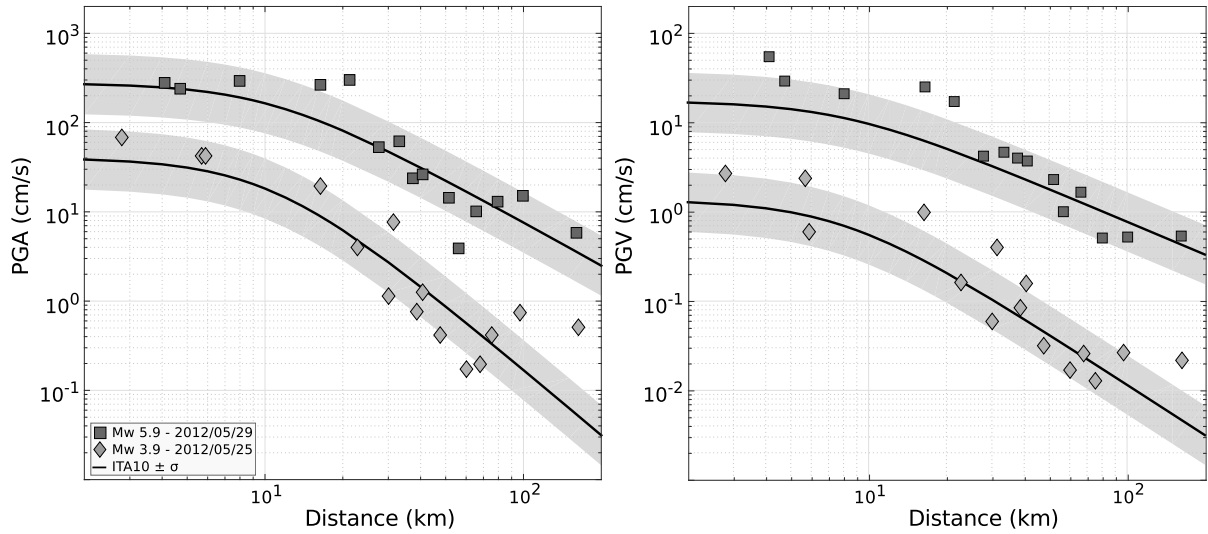


FIGURE II.3 – Comparaison des PGA (à gauche) et PGV (à droite) de l'évènement majeur du 29 mai 2012 de Mw 5.9 et de l'évènement du 25 mai 2012 de magnitude Mw 3.9 utilisé en tant que fonction de Green empirique pour les simulations (voir chapitre 4). Les valeurs de pics correspondent à la valeur de pic maximale des composantes horizontales. Celles-ci sont comparées à la GMPE italienne ITA10 (Bindi et al., 2011) calculée pour les composantes horizontales, une classe de site C et un mécanisme au foyer en faille inverse. La différence de décroissance entre les valeurs de pics du choc principal et de la réplique sont très claires, aussi bien pour les PGA que pour les PGV.

une étude paramétrique du code utilisé. Les résultats de la première partie sont ensuite comparés avec ceux de simulations par fonctions de Green empiriques en point-source. Dans ce type d'approche, la source est uniquement temporelle, et définie de manière à respecter les lois d'échelles (Kanamori and Anderson, 1975), et un modèle de source en  $\omega^{-2}$  (Brune, 1970). Celle-ci est définie selon la méthode de sommation en deux étapes décrite par Kohrs-Sansorny et al. (2005), qui présente l'avantage de ne nécessiter que peu de paramètres d'entrée. Enfin ces résultats sont comparés à des simulations stochastiques (Boore, 2003). Ces dernières, plutôt utilisées par le milieu ingénieur, permettent d'estimer différents paramètres de mouvement du sol à partir d'une description paramétrique de la source et des phénomènes de propagation.



# Chapitre 4

## Simulation of the Basin Effects in the Po Plain during the Emilia-Romagna Seismic Sequence (2012) using empirical Green's functions

by Alain Dujardin<sup>1</sup>, Mathieu Causse<sup>2</sup>, Françoise Courboux<sup>1</sup> and Paola Traversa<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Géoazur, Université Nice Sophia Antipolis, CNRS, IRD, OCA, Valbonne, France

<sup>2</sup> ISTerre / IFFSTTAR, Université Grenoble I, CNRS, Grenoble, France

<sup>3</sup> EDF, Aix-En-Provence, France

accepté dans *Pure and Applied Geophysics*  
doi : 10.1007/s00024-015-1233-4

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Résumé en français</b>	<b>92</b>
<b>4.2</b>	<b>Abstract</b>	<b>93</b>
<b>4.3</b>	<b>Introduction</b>	<b>94</b>
<b>4.4</b>	<b>Dataset</b>	<b>97</b>
4.4.1	Mainshock data	97
4.4.2	EGF selection	98



<b>4.5</b>	<b>EGF ground motion simulation method . . . . .</b>	<b>99</b>
4.5.1	Kinematic source modelling and EGF summation scheme . . . . .	99
4.5.2	Choice of source parameters . . . . .	101
<b>4.6</b>	<b>Results . . . . .</b>	<b>104</b>
4.6.1	Comparison of FVS . . . . .	104
4.6.2	Comparison of time series and ground motion indicators . . . . .	107
4.6.3	Comparison of Stockwell transforms . . . . .	110
<b>4.7</b>	<b>Test of different nucleation positions . . . . .</b>	<b>112</b>
<b>4.8</b>	<b>Discussion and Conclusion . . . . .</b>	<b>114</b>
<b>4.9</b>	<b>Data and Resources . . . . .</b>	<b>115</b>
<b>4.10</b>	<b>Acknowledgments . . . . .</b>	<b>116</b>
<b>4.11</b>	<b>Electronic Supplements . . . . .</b>	<b>117</b>

---

## 4.1 Résumé en français

Ce travail a été soumis et accepté dans la revue *Pure and Applied Geophysics*. Celui-ci a pour objectif de tester la capacité des simulations par fonctions de Green empiriques à reproduire les mouvements du sol générés dans le contexte de propagation complexe de la plaine du Po au Nord de l'Italie durant la crise sismique de mai 2012. On se concentre sur l'évènement de magnitude Mw 5.9 du 29 Mai 2012, particulièrement bien enregistré par les réseaux permanents et temporaires. Cet évènement a eu lieu neuf jours après le premier choc principal (Mw 6.1), qui a été moins bien enregistré.

On utilise un modèle de source cinématique, qui respecte une distribution en  $k^{-2}$  du glissement pour générer un set de 100 distributions de glissements sur le plan de faille. On choisit un évènement de Mw 3.9, proche du choc principal, en tant qu'EGF, afin de prendre en compte la propagation et les effets de site.

Cette approche nous permet de générer un set de synthétiques large bande (entre 0.2 et 35 Hz), aux 15 stations sélectionnées, à des distances allant de 5 à 160 km. Les simulations sont comparées aux données, en termes de séries temporelles, de spectres

de Fourier, de PGA, de PGV, de durée de signal, et de transformées de Stockwell. Ces résultats mettent en avant la capacité de l'approche par fonctions de Green empiriques à reproduire des effets de propagation complexes, même portés par des fréquences inférieures à la fréquence de coupure de l'EGF utilisée, et de reproduire le caractère non stationnaire de ceux-ci.

## 4.2 Abstract

The two main earthquakes that occurred in 2012 (May 20<sup>th</sup> and 29<sup>th</sup>) in the Reggio-Emiliano region (Northern Italy) were relatively small (Mw 6.1 and Mw 5.9) but they generated unexpected damages in a large area around the epicenter. On some stations, the observed seismic levels exceeded design levels recommended by the EC8 seismic code for buildings and civil engineering works. The ground motion generated by the two mainshocks have specific characteristics : the waveforms are mainly controlled by surface waves generated by the deep sedimentary Po plain, by local site effects and also on some stations by non-linear behaviors.

In this particular context, we test the ability of an empirical Green's function (EGF) simulation approach to reproduce the recorded seismograms in a large frequency band without any knowledge of the underground medium. We focus on the possibility to reproduce the strong surface waves generated by the basin at distances between 25 and 90 km. We choose to work with the second mainshock of the sequence (Mw 5.9) that occurred on May 29<sup>th</sup>, 2012, because it was better recorded by the seismological networks than the May 20<sup>th</sup> first mainshock.

We use a  $k^{-2}$  kinematic source model to generate a set of 100 slip distributions on the fault plane and choose the recordings of a close-by Mw 3.9 event as EGF. We then generate a set of broad-band seismograms (from 0.2 to 35 Hz) and compare them to the mainshock signals at 15 stations (seismograms, Fourier spectra, PGA, PGV, duration, Stockwell transforms) at epicentral distances from 5 to 160 km. We find that the main specific features of the signals are very well reproduced for all the stations within and beyond the basin. Nevertheless, at near-by stations, the PGA values are over-evaluated, which could be explained by the fact that non-linear effects are not taken into account in the simulation process.

A better fit was found for a position of the nucleation point to the bottom west of the fault, that suggest a directivity effect of the rupture process of the May 29th event towards the North-East.

### 4.3 Introduction

On May-June 2012 occurred the strongest seismic sequence recorded in the Po plain (Northern Italy) since the development of modern seismometric digital networks in Italy (in the late 1980s). This sequence took place in the densely populated Emilia-Romagna region in the center of the Po plain. The first mainshock occurred on May 20, 2012 at 02 :03 :52 UTC (Mw 6.1, Regional Centroid Moment Tensor : <http://www.bo.ingv.it/RCMT>). It was followed by two major aftershocks of Mw 5.0 and Mw 5.1 on May 20 at 03 :02 :50 and 13 :18 :02 UTC respectively, and by hundreds of smaller aftershocks (Luzi et al., 2013). The second mainshock occurred 9 days later, on May 29 at 07 :00 :03 UTC (Mw 5.9, Saraò and Peruzza (2012)), followed by three major aftershocks (Mw 5.5, Mw 4.9 and Mw 4.8) and thousands of smaller ones. A total of approximately 2100 aftershocks were located between 2012 May 29 and June 25 by the Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia (Malagnini et al., 2012).

The geologic features of this region of Italy are unique. The Po plain is one of the largest sedimentary basins in the world, with an area of about 50 000 km<sup>2</sup>. This is a foreland basin, trapped between the fold-and-thrust belts bordering it : the Alps to the North and the Apennines to the South (Benedetti et al., 2003). Although its topography is almost flat due to active fluvial deposits, the Po plain is a deformed structure, with several thrust fault systems buried below the Plio-Quaternary sedimentary sequence (Figure 4.1). This sedimentary sequence is characterized by a variable sedimentary thickness ranging from a few tens of meters on top of the buried anticlines to several thousands of meters. Most of the urban regions are situated on deep sediment-filled basins where large-amplitude long-periods ground motions have been observed (Luzi et al., 2013).

The Emilia seismic sequence took place on the Ferrara-Romagna folds (Lai et al., 2014; Luzi et al., 2013). It reactivated the basal thrust in the central section of the Ferrara-Romagna arc (Dolce and Di Bucci, 2014). Buried active structures in the Po

Chapitre 4 : Simulation of the Basin Effects in the Po Plain during the Emilia-Romagna Seismic Sequence (2012) using empirical Green's functions

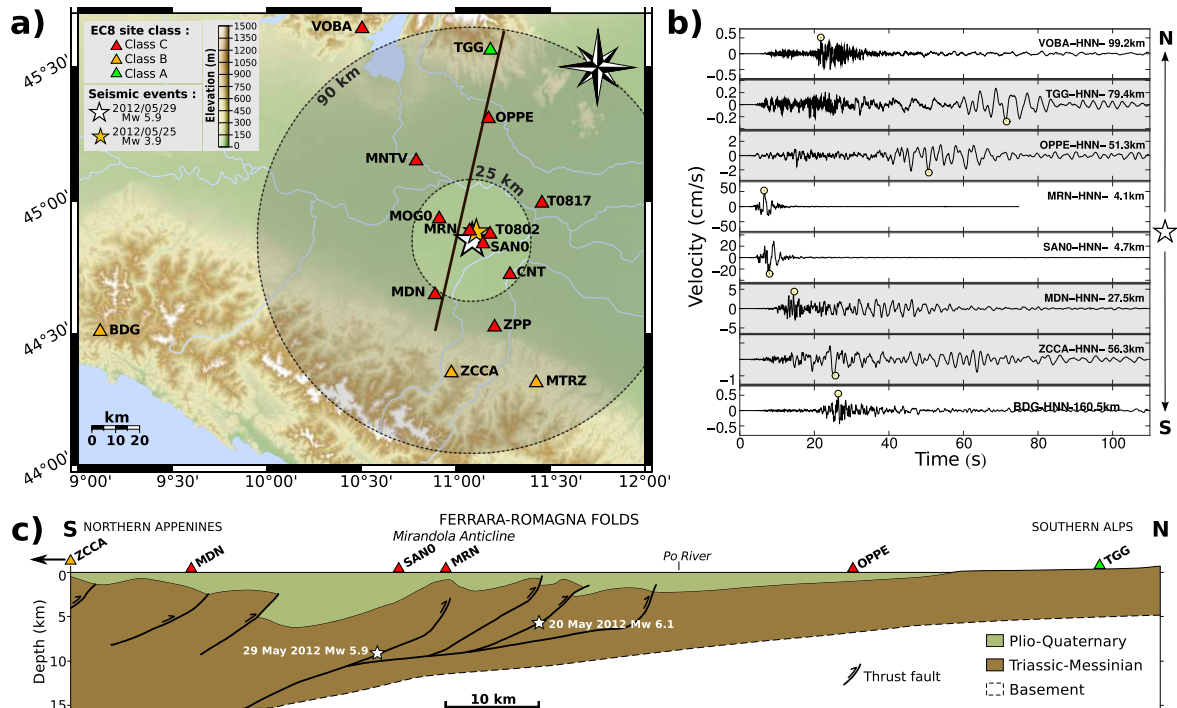


FIGURE 4.1 – **a)** Location of the Mw 5.9 event, the EGF event, and the 15 stations with their respective standard EC8 site classification. The shaded area represents the distance range for which surface wave are predominant. **b)** Broad band seismograms (NS component in cm/s) for stations near the geological cross section : two stations in the near field zone, four stations for which surfaces waves are predominant (inside the gray area), and two far away stations. Seismograms are bandpassed between 0.2 and 35 Hz. Yellow dots represent the peak velocity values. **c)** Geological section of the Po plain passing through the Ferrara-Romagna folds involved in the Emilia-Romagna seismic sequence, modified from [Castro et al. \(2013\)](#) and [Luzi et al. \(2013\)](#).

plain have been identified by [Burrato et al. \(2003\)](#). The spatial distribution of the after-shocks ([Malagnini et al., 2012](#)) and the available focal mechanisms ([Saraò and Peruzza, 2012](#)) indicate WSW-dipping low angle thrust faults sources in the seismogenic zone between 5 and 10 km depth.

The seismic sequence has been widely recorded by the dense accelerometric networks from the Department of the Civil Protection and the Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia (INGV).

The two mainshocks (2012 May 20<sup>th</sup> and 29<sup>th</sup>) where of relatively small magnitude, created unexpected damages to old and recent structures in a large area around the

fault, and especially to industrial buildings and storehouse (the more emblematic being the Parmigiano ones). Due to the particular importance of surface waves in the basin, the observed seismic levels exceeded design levels recommended by the EC8 seismic code for buildings and civil engineering works (Malagnini et al., 2012). Cultrera et al. (2014) showed also that the shake map computed using VS30 parameters (inferred from the geology) underestimated significantly the ground motion recorded. For this reason, we think that attempting to predict realistic waveforms in the area represents a real interest.

The generation of strong surface waves, reflecting the trapping of seismic inside the basin have been observed and studied in similar structures (Koketsu and Miyake, 2008), such as the Los Angeles basin (Hanks, 1975; Joyner, 2000), the Seattle basin (Frankel et al., 2009), the Osaka basin in Japan (Kawase, 1996; Kagawa et al., 2004), the Kanto basin beneath the city of Tokyo (Hisada et al., 1993), or the basin of Mexico (Beck and Hall, 1986; Shapiro et al., 2001). In addition, ground motions inside the basin have particularly long durations, which increase the potential for damage to structures (see Bommer and Martínez-Pereira (1999) and Bommer et al. (2009) for discussion about the importance of the strong motion duration).

Basin effects, such as surface wave amplification or the increasing of the signal duration, are often taken into account in simulations through the use of numerical Green's functions generated in 3D velocity models (Olsen and Archuleta, 1996; Sato et al., 1999; Fäh et al., 1994; Day et al., 2008; Graves and Pitarka, 2010; Maufroy et al., 2015). These numerical approaches are more and more efficient due to the increase of computing power. Nevertheless, they need a very good knowledge of the underground medium at high frequency and require a large number of input parameters (Chaljub et al., 2015).

In the Po plain, Malagnini et al. (2012) constructed a 1D velocity model from the inversion of dispersion curves, and Milana et al. (2014) constructed a 1D model using noise measurements (in a frequency range from 0.15 to 0.7 Hz). Molinari et al. (2015) built a full 3D model mainly from seismic profiles and made simulations up to 0.3 Hz using spectral methods. They found good fit with the recorded data in the considered frequency band.

Our aim in this paper is to test how, without any knowledge of the underground medium, and with the use of only one small event taken as EGF, we can reproduce the recorded waveforms in a large frequency band.

The EGF method consists in simulating synthetic seismograms at a given site by summing up recordings of small earthquakes that occurred in the same source area (ideally on the same fault) and recorded at the same sites (e.g. [Irikura \(1986\)](#); [Dan et al. \(1990\)](#); [Frankel \(1995\)](#); [Pavic et al. \(2000\)](#); [Causse et al. \(2009\)](#); [Courboulex et al. \(2010\)](#); [Honoré et al. \(2011\)](#)).

We simulate broad-band ground motion time histories (from 0.2 to 35 Hz) due to the second mainshock (Mw 5.9, May 29, 2012), for which the largest amount of data near the source and the best azimuthal coverage are available. For each station and each component, we generate a population of 100 ground motion time histories assuming various distributions of the static slip on the fault plane. We compare the average of predicted ground motion indicators (PGA, PGV, strong motion duration) with observations, and also show how some selected predictions are able to properly reproduce the time-frequency distribution of ground motion.

## 4.4 Dataset

The seismic sequence was recorded by the permanent network ([Amato and Mele, 2008](#); [Augliera et al., 2011](#)) and the temporary networks ([Moretti et al., 2012](#)) operated by the INGV. It was also recorded by the Italian strong-motion network (Rete Accelerometrica Nazionale, RAN : [Gorini et al. \(2010\)](#)). The latter is operated by the Civil Protection Department (DPC), and was reinforced by some temporary accelerometers ([Dolce and Di Bucci, 2014](#)). The Italian Accelerometric Archive provides an access to data from all of these networks ([Luzi et al., 2008](#); [Pacor et al., 2011](#)).

### 4.4.1 Mainshock data

The first mainshock (Mw 6.1, May 20, 2012) was recorded by 127 stations within a distance of 200 km from the epicenter. Nevertheless, except the station Mirandola

(MRN) located 12 km away from the epicenter, all others stations were located at epicentral distances larger than 35 km. Thanks to the deployment of temporary networks after the first mainshock (made by Italian and French teams), the second mainshock (Mw 5.9, May 29, 2012) that occurred a few kilometers to the west from the first one, was recorded by nearby stations with a much better coverage. Indeed, it was recorded by 159 stations within a distances of 200 km, with 5 stations within 5 km, and 5 stations between 5 and 10 km. Because of this better station coverage, our study focuses on this second event.

The velocity waveforms of the analyzed mainshock are dominated by surface waves (Love and Rayleigh) at most stations located within the Po plain (Figure 4.1). One of the most affected stations is OPPE, located at about 50 km to the North of the epicenter. Since we observe that the NS component is the most affected at all stations (see Figure S1), we will focus on this component.

#### 4.4.2 EGF selection

Among the large number of aftershocks recorded by the networks, we selected a Mw 3.9 event that occurred on May 25, 2012 at 13 :14 :05 UTC as a suitable EGF. Indeed, this event is small enough to be taken as a Green's function, and large enough to ensure a rather good signal to noise ratio up to distances larger than 100 km. Its epicenter location is only 4 km distant from the mainshock's, and its depth ( $\sim 10$  km) is very close to the depth of the mainshock nucleation estimation at 10.2 km (Saraò and Peruzza, 2012). The focal mechanisms of both events highlight reverse faults roughly dipping toward the South and oriented in the East-West direction (see Table 4.1 for comparison between mainshock and the EGF). Moreover we have checked that this EGF has no directivity effect, which could strongly affect its waveforms and perturb the simulations (Couboulex et al., 2013). This verification was done by checking that the apparent corner frequency does not depend on the azimuth (see the corner frequency determination at the five closest stations in Figure S2 of the electronic supplement).

Among all the stations that recorded the mainshock and the EGF, we select a set of 15 stations providing a good azimuthal coverage and a homogeneous distance distribution from 4 km (MRN station) to 160 km (Figure 4.1). Stations are also chosen on the

	Mw 5.9 event	EGF
Date-Time	2012/05/29 – 07 :00 :03	2012/05/25 – 13 :14 :05
Mw	5.9	3.9
Mo	7.66 E+17 Nm	7.19 E+14 Nm
Focal mechanism	Strike : 274° Dip : 64° Rake : 89°	Strike : 269° Dip : 45° Rake : 99°
Depth	10.2 km	10 km
Location	Latitude : 44.851° Longitude : 11.086°	Latitude : 44.883° Longitude : 11.108°
	distance ~ 4 km	
Corner frequency	Fc=0.12 Hz	fc=1.25 Hz
Stress drop	$\Delta\Sigma=0.33$ MPa	$\Delta\sigma=0.31$ Mpa

TABLE 4.1 – Characteristics of the Mw 5.9 event and the EGF selected (Mw 3.9) for the simulation.

basis of the data quality (high signal-to-noise ratio, especially for the EGF, clean time series for both events, i.e. without glitch, with only one event recorded and untruncated time series). We select raw data and apply the following processing to the whole dataset : (1) removal of the mean and the linear trend; (2) cosine tapering; (3) 4<sup>th</sup>-order Butterworth band-pass filtering between 0.2 and 35 Hz. We choose this frequency range in order to keep a very good signal-to-noise ratio for the EGF recordings (at least above 5, except at stations CNT and MDN for frequency above 10 Hz, where it is still larger than 2, see Figure S3).

## 4.5 EGF ground motion simulation method

### 4.5.1 Kinematic source modelling and EGF summation scheme

The ground displacement  $U(r, t)$  at position  $r$  and time  $t$  is computed using the discretized representation theorem (Aki and Richards, 2002) :

$$U(r, t) = \sum_{ij} \frac{\mu_{ij}}{m\omega_{ij}} (t - t_{rij}) * G_{ij}(r, t) \quad (4.1)$$



where  $\mu$ ,  $m_0$ ,  $s(t)$ , and  $t_r$  are rigidity, seismic moment, slip function and rupture time related to subfault  $(i, j)$  of the rupture plane and  $G(r, t)$  denotes the response to a double couple of impulse forces with seismic moment  $m_0$ . In this study, the set of functions  $G_{ij}(r, t)$  is approximated by the recordings of a unique small earthquake, referred to as EGF. The EGF is simply scaled in amplitude (by the ratio of the EGF hypocentral distance and the distance between the considered subfault and the site) and shifted in time to account for differences of source-station distances from one subfault to the other, assuming that the EGF is dominated by S-waves (e.g. [Irikura and Kamae \(1994\)](#)). This simple correction enables us to better account for the geometrical spreading of body waves as well as for directivity effects, with the use of a single EGF. The ground motion displacement can then be expressed as :

$$U(r, t) = S(r, t) * G_{ij}(r, t) \quad (4.2)$$

where  $S(r, t)$  is called the apparent source time function (ASTF), and  $G(r, t)$  is the EGF.

Furthermore, the fault rupture process (i.e. slip function  $s(t)$  and rupture time  $t_r$ ) is described using a self similar  $k^{-2}$  kinematic source model (e.g. [Bernard et al. \(1996\)](#)). The static slip and the rise time depend on the wavenumber  $k$ , while the rupture velocity  $V_R$  is constant, so that the modelled ground displacement matches a  $\omega^{-2}$  spectrum ([Brune, 1970](#)). In particular, the static slip spectrum is assumed to follow a  $k^{-2}$  asymptotic decay beyond a corner wavenumber  $k_C = K/L_C$ , where  $L_C$  is the rupture characteristic length and  $K$  is a dimensionless parameter controlling the roughness degree of slip heterogeneity (e.g. [Gallovič and Brokešová \(2004\)](#)). At low wavenumber ( $k < 1/L$ ), phases are determined so as to concentrate the slip on the middle of the rupture plane, whereas for  $k > 1/L$ , phases are random. The parameter  $K$  referred to as "slip roughness" is a key parameter of the model that controls the stress drop and the high frequency ground motion ([Causse et al., 2009](#)). It is directly linked to the Peak Ground Acceleration (PGA) :  $\text{PGA} \propto K^{3/2}$  ([Causse et al., 2010](#)). Besides, the rupture propagates from the hypocenter as a slipping band of length :  $L_0 = V_R * \tau_{max}$ , where  $\tau_{max}$  is the maximum local slip duration. Finally, we assume that small scale slip heterogeneities (with  $k > 1/2L_0$ ) have random rupture directions, so that rupture becomes incoherent at high frequency (for  $f > 1/\tau_{max}$ ). This implies that ground motion amplification due to directivity effects is strongly reduced at high frequency (e.g. [Gallovic and Burjanek \(2007\)](#)). Such a re-

duction of directivity effects at high-frequency is supported by the observations of the 2004 Parkfield earthquake at the USGS Parkfield Seismic Array (Fletcher, 2014), and by the foam rubber analogue experiments of unilateral ruptures of Day et al. (2008). This reduction may be explained by incoherency in the rupture front, as observed in dynamic rupture simulations including heterogeneity of the fault plane topography (Shi and Day, 2013).

The discretization of the rupture plane in equation (4.1) is constrained by the classical scaling law of Kanamori and Anderson (1975), assuming self similarity between small and large events. This gives :

$$\frac{L}{l} = \frac{W}{w} = \frac{D}{d} = N, N = \left(\frac{Mo}{mo}\right)^{1/3} \quad (4.3)$$

where  $(L, W, D)$  and  $(l, w, d)$  refers to the rupture length, rupture width and average slip of the simulated event and small event respectively. As such, in case of square rupture plane and uniform slip,  $N$  represents the numbers of EGFs to sum up along strike, along dip and on each subfault to rebuild the local slip. The fault rupture discretization inevitably leads to numerical artifacts above the corner frequency of the small event such as biased level of the amplitude spectrum, due to incoherent summation of the EGFs (e.g. Bour and Cara (1997); Kohrs-Sansornny et al. (2005)). We then adopt the EGF summation correction procedure proposed by Causse et al. (2009). Beyond  $f_c$ , the EGF summation becomes incoherent. Hence, the ASTF spectral level equals the square root of the total number of EGFs to sum up. Causse et al. (2009) demonstrated that in order to match the theoretical ASTF spectral level, which equals  $\beta NK^2$ , the EGF slip is modified so that the average number of EGF summed on each subfault is not  $N$  but  $\gamma \ln\left(\frac{N-1}{4} \frac{N^2}{K^2}\right)$ , where  $\beta$  and  $\gamma$  are two constants equal to 3.5 and 0.32 respectively. The ASTF is finally scaled to preserve the seismic moment. This procedure guarantees that the theoretical spectral level is kept.

## 4.5.2 Choice of source parameters

The geometry and the size of the rupture plane are assumed to be known *a priori*, following the simple model obtained by Atzori et al. (2012) from the preliminary inversion of InSAR data. A more refined inversion have been performed afterwards by the same

group, that ends out with a complex fault plane, divided in two parts (Pezzo et al., 2013). Nevertheless, this degree of precision was out of the scope of our work and we preferred to keep a simple model, with the precaution that it was compatible with the refined one (Atzori, personal communication). The rupture surface is then defined as a rectangle of 20 km width over 32 km length, with a strike of  $95^\circ$  and a dip of  $55^\circ$ , and the top of the fault is buried at 1 km depth. With the assumed dimensions, and the seismic moment ratio of the two events, the fault plane is divided into  $14 \times 9$  subfaults, with 9 summed EGF per subfault on average. The hypocenter location is also supposed to be known (Saraò and Peruzza, 2012). The relative hypocenter locations of mainshock and EGF are displayed in Figure 4.2. The rake angle is not a model parameter since it is implicit contained in the EGF. The S-wave velocity of the medium in the vicinity of the fault is fixed to  $V_S=3400$  m/s, according to the Meso-Cenozoic Carbonatic Succession involved in the Ferrara arc (Milana et al. (2014), consistent with Malagnini et al. (2012)). We remind that  $V_S$  is used to compute the time shift due to the difference of source-station distance from one subfault to another.

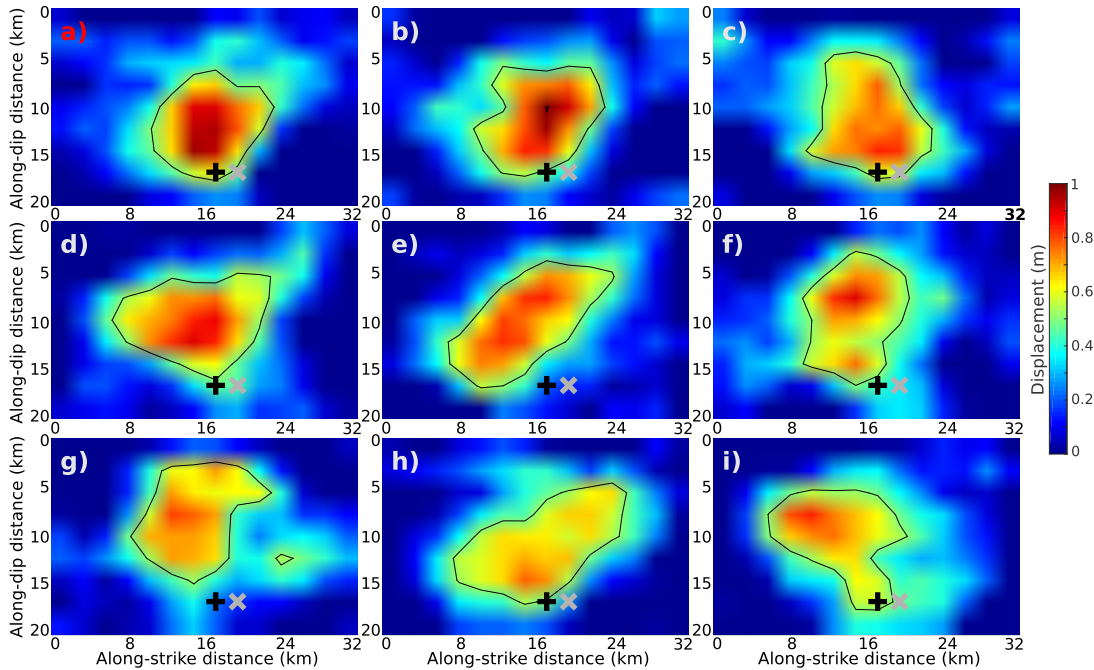


FIGURE 4.2 – Example of slip distributions generated from the  $k^{-2}$  source model. The position of the nucleation is represented by a black cross, and the position of the EGF by a gray cross. The slip distribution denoted a) is the one used for time series presented in Figure 4.4, 4.7, S5, S6 and S7.

A fundamental parameter to fix is the stress drop, which determines the high frequency energy of the source. Stress drop values are known to be variable from one event to the other, even if they occur in similar contexts (Baltay et al., 2011; Cotton et al., 2013; Shaw et al., 2015). The stress drop ratio between the small event used as Empirical Green's function and the target event to be simulated is a key parameter in EGF simulation methods and has to be specified with caution. It is especially an issue for "blind" simulations (i.e. for simulations of a hypothetical future event). Indeed, the input stress drop distribution has to be properly constrained (Causse et al., 2008; Courboux et al., 2010). In our study the stress drop values of the mainshock and the small event used as EGF could be determined on data using the relationship proposed by Brune (1970) :

$$\Delta\sigma = \frac{7Mo}{16} \left( \frac{f_c}{kV_S} \right)^3 \quad (4.4)$$

where  $f_c$  denotes the corner frequency,  $Mo$  the seismic moment,  $V_S$  the shear wave velocity, and  $k$  a constant. For the small event, we determine easily the corner frequency  $f_c$  on the Fourier spectra (Figure S2,  $f_c=1.25\text{Hz}$ ). For the mainshock, it is not possible to find a constant value of  $Fc$  for all stations, certainly due to the directivity effects of the rupture process (see section 4.7). We then use the Source Time Function duration  $T$  given by the SCARDEC database from teleseismic recordings (Vallée, 2013), equal to 8s. Assuming that  $Fc = 1/T$ , we obtain  $Fc=0.12\text{Hz}$ . We find very similar stress drop values for both events (see Table 4.1). As mentioned above, stress drop in our source model is controlled by the roughness degree of slip heterogeneity (dimensionless parameter  $K$ ). Causse et al. (2009) showed that when the EGF and the simulated events have the same stress drop value, it implies that  $K \sim 0.74$ , which is used in our simulations.

Then, the rise time  $\tau_{max}$  is determined using the empirical relationship derived by Somerville et al. (1999) through the analysis of a suite of finite source models of crustal events :

$$\tau_{max} = 2.03 \times 10^{-9} (Mo)^{1/3} \quad (4.5)$$

where  $Mo$  is the seismic moment in dyne-cm. With this relation, we set  $\tau_{max}=0.4\text{s}$ . We fixed the rupture velocity to  $V_R=0.7*V_S$ , which is consistent with rupture velocities commonly reported in source analyses, i.e. between  $0.66$  and  $0.85*V_S$  (e.g. Heaton (1990)).

The sensitivity of these parameters ( $K$ ,  $V_R$  and  $\tau_{max}$ ) have been studied, but only  $K$  is found to have a significant influence on the results.

Finally, we end up with 100 realizations of rupture scenario, in which the variability arises from the final slip distribution due to the random choice of high wavenumber phases (see example on Figure 4.2).

## 4.6 Results

In this section, we compare the results obtained with the EGFs simulations and real data. For time domain comparisons, we represent one simulations for which peak values (PGA and PGV) are close to the average value of the 100 realizations. We show the variability of the results obtained using 100 slip models on Fourier amplitude spectra, on the peak values and on the durations.

### 4.6.1 Comparison of FVS

We compare the Fourier Velocity Spectra (FVS) of the 100 EGF simulations, with the spectrum of the mainshock data (Figure 4.3). Simulations are also compared with a reference  $\omega^{-2}$  spectra (Brune, 1970), combined with attenuation and site parameters calculated by Castro et al. (2013) on the two mainshocks (May 20<sup>th</sup> and 29<sup>th</sup>, 2012) of the Emilia-Romagna seismic sequence.

For a given seismic moment  $M_0$  and a hypocentral distance  $R$ , the reference  $\omega^{-2}$  spectrum in velocity is described as following :

$$Y(f) = S(M_0, f)P(R, f)I(f) \tag{4.6}$$

where  $S(M_0, f)$  is the source spectrum, and  $P(R, f)$  is the path contribution, which accounts for geometrical spreading, radiation pattern, anelastic body wave attenuation, and site effect.  $I(f)$  is related to the dimension of the ground motion, and is fixed at  $I(f) = 2\pi f$  so as to get velocity spectra.

The far-field source expression follows an  $\omega^{-2}$  model (Brune, 1970) :

$$S(M_0, f) = \frac{M_0}{\left[1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2\right]} \quad (4.7)$$

where  $f_c = 0.12$  Hz is the corner frequency, and  $M_0$  the seismic moment given by [Saraò and Peruzza \(2012\)](#) (see section "Choice of source parameters").

Wave propagation effects are expressed as :

$$P(R, f) \propto G(R)A(R, f)K(f) \quad (4.8)$$

where  $G(R)$  describes the geometrical spreading,  $A(R, f)$  describes the anelastic attenuation, and  $K(f)$  the site contribution.

According to [Castro et al. \(2013\)](#), we define the geometrical spreading  $G(R) = 15/R$  for  $15 < R < 60$  km, and  $G(R) = 15/(R \times 60)^{1/2}$  for  $R \geq 60$  km. The anelastic attenuation is modeled according to :

$$A(R, f) = \exp\left(\frac{-\pi r f}{Q(f)V_S}\right) \quad (4.9)$$

where  $r = R - 15$ ,  $V_S = 2.44$  km/s is the average S-wave velocity in the Po plain ([Vuan et al., 2011](#)), and  $Q(f)$  for horizontal S-waves is given by  $Q(f) = 82f^{1.2}$  for  $0.10 \leq f \leq 10.7$  Hz and  $Q(f) = 301f^{0.36}$  for  $11.87 \leq f \leq 40$  Hz ([Castro et al., 2013](#)).

For the two closest stations MRN and SAN0, the simulations overestimate the real data for all the frequencies larger than 0.6 Hz. This shows that the EGF technique used in this study, based on a single EGF shifted in time and scaled with respect to its relative position on the fault plane (see section "Kinematic source modeling and EGF summation scheme") is not suitable to account for wave propagation in the near-source region (e.g. [Bour and Cara \(1997\)](#)). For the other stations, the overall shapes of the FVS are well reproduced by the EGF simulations in the whole frequency range (Figure 4.3 for the North-South component, see Figure S4 in the electronic supplement for the East-West component).



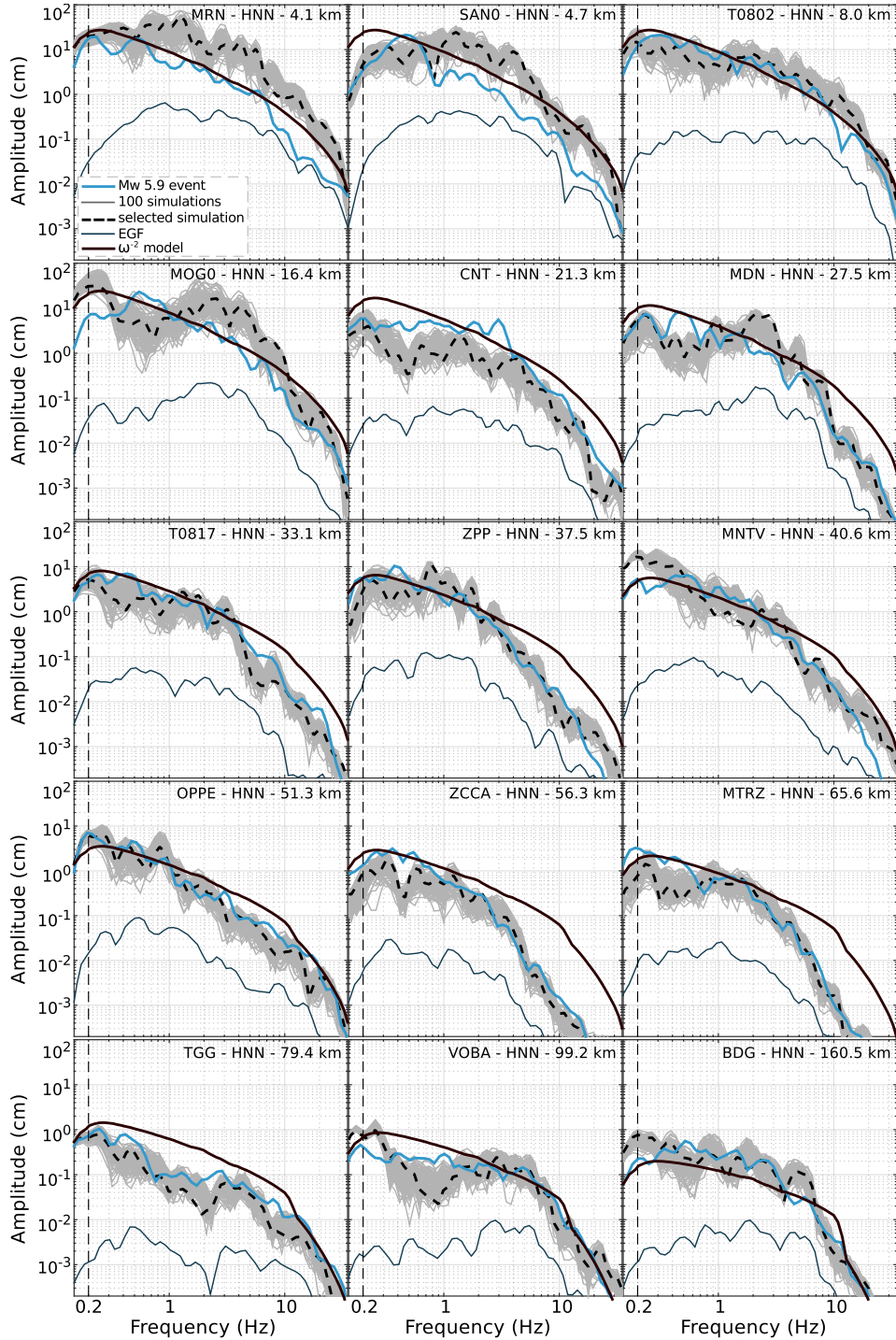


FIGURE 4.3 – Comparison of Fourier velocities spectra of the North-South components. Spectra from the Mw 5.9, May 29, 2012 event are represented in continuous bold blue line. Spectra from the 100 EGF simulations are represented in gray, and the simulation with the selected slip distribution (Figure 4.2a) is represented in dotted black line. Spectra from the EGF are represented in dark blue thin continuous line and the  $\omega^{-2}$  model is represented by a brown line.

The reference  $\omega^{-2}$  based model performs equally well for near field stations, but is not able to reproduce the shape of the high-frequency spectra for farfield stations (see in particular stations ZCCA and MTRZ, located at 56.3 and 65.6 km respectively). This shows that wave attenuation and/or site response in the Po plain is highly spatially variable and cannot be adequately modelled from average geometrical spreading, quality factor and site parameter. Note that the high frequency level is properly modelled by the EGF simulations at every station.

The general shape of EGF simulations spectra suggests an underestimation between 0.4 and 0.7 Hz (i.e. between the corner frequencies of the EGF and the mainshock), visible on the North-South component on stations MOG0, MDN, ZCCA and VOBA (Figure 4.3).

Since this underestimation is not visible on the East-West component (Figure S4 in the electronic supplement), this lack of energy cannot be attributed to artifacts in the simulation method. But these differences, and the fact that they mainly affect stations located on the West of the fault, have motivated additional simulations, in which we test different positions of the nucleation point on the fault plane (see section "5. Test of different nucleation positions").

## **4.6.2 Comparison of time series and ground motion indicators**

The strong surface wave generation associated with the Po plain sedimentary basin is particularly visible on the time series for epicentral distances between 25 and 90 km (Figure 4.4 left). The generation of surface waves and the fact that they resonate within the Po plain sedimentary basin has two main consequences.

First it increases the signal duration, thereby also increasing potential damage to structures. This duration increase is well illustrated by the Strong Motion Duration (SMD : defined as the interval comprising between 5 and 95% of the Arias energy of the signal, [Trifunac and Brady \(1975\)](#)).



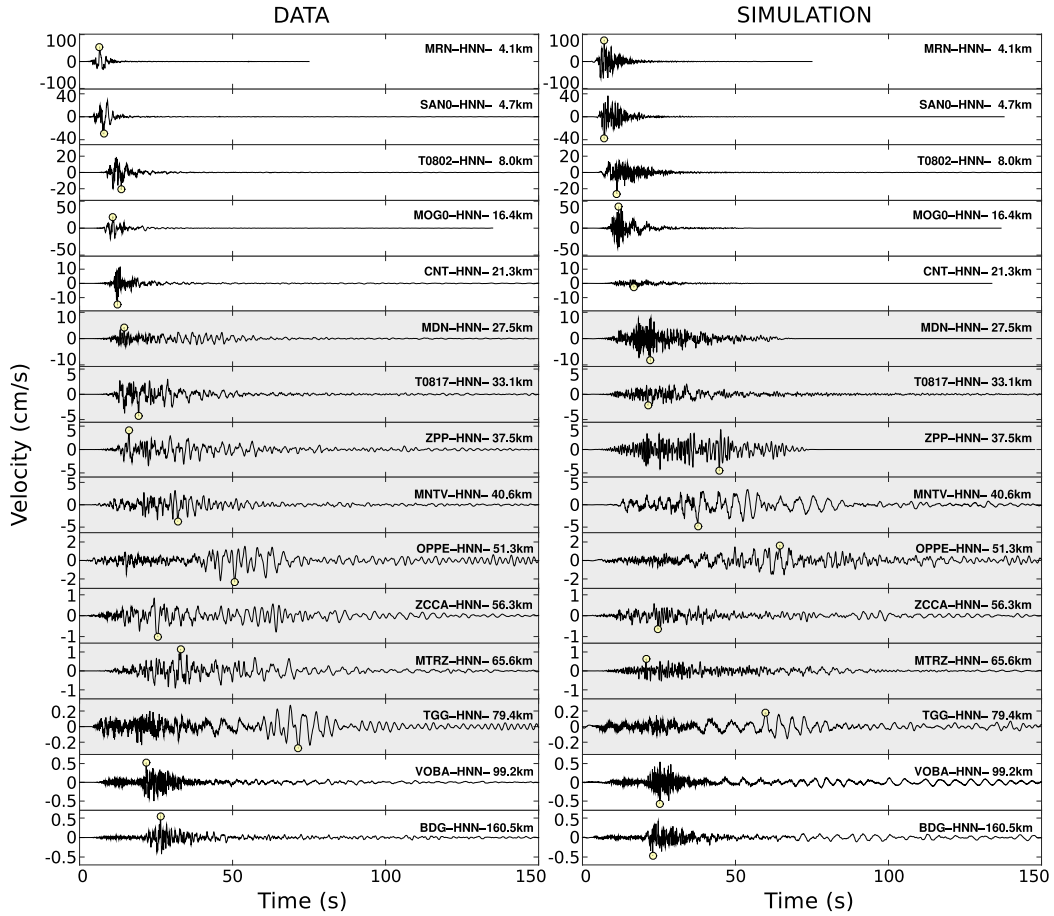


FIGURE 4.4 – Comparison between observed velocity time series (cm/s) for the Mw 5.9, May 29, 2012 event (left) and EGF simulations for the selected slip distribution (Figure 4.2a) (right). Both figures present the North-South component. Yellow dots indicate PGV. Data and simulations are both bandpass filtered between 0.2 and 35 Hz.

Figure (4.5) shows that the SMD increases from about 10s at the closest stations to 100s at OPPE located at about 50 km and then decreases to  $\sim 20$ s for stations outside the Po plain (VOBA and BDG). Even if some differences still exist, this overall behaviour and the SMD values are well reproduced by the EGF simulations since this information is included in the EGF signals.

The second consequence is the migration of the peak values from the body waves to surfaces waves. This migration phenomenon, visible on the data, (see especially OPPE and TGG stations), is well reproduced by the simulations (Figure 4.4 right). Note that TGG station is affected by surface waves despite its location outside the basin, on rock site. The presence of surface wave at one station is then not only associated with the

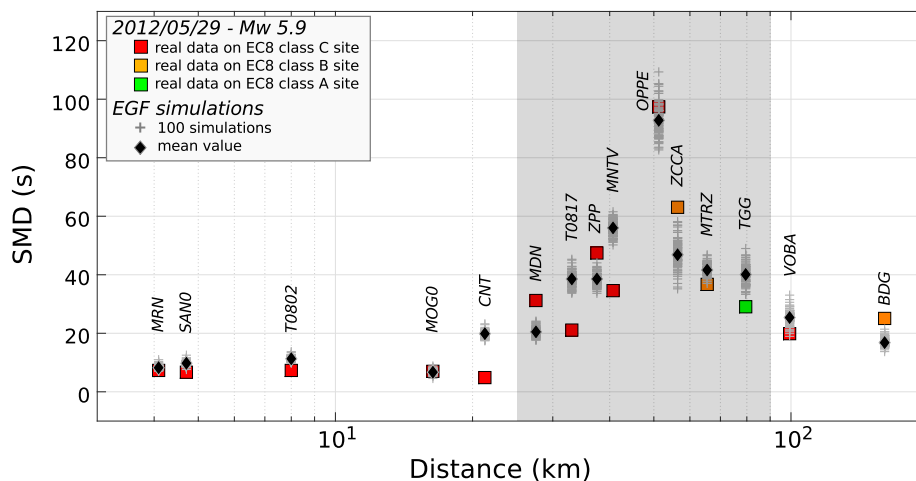


FIGURE 4.5 – Comparison between observed and simulated Strong Motion Duration (SMD defined as the time between 5% and 95% of the Arias Intensity (Trifunac and Brady, 1975). Arias intensity is computed on the acceleration time series filtered between 0.2 and 35 Hz.

1D sedimentary thickness located just under it, but rather with the whole propagation phenomenon through the basin (see the East-West and the vertical components in the electronic supplement : Figure S5 and Figure S6 respectively).

Figure (4.6) shows the comparison between observed and simulated PGA and PGV. It reveals that the EGF simulations, in addition to match fairly well the observed PGA decay, correctly reproduce the PGV values, even for stations where surface waves are dominant. It should be noted, however, that the PGA predictions in the near field (stations MRN at  $\sim 4.1$  km and SAN0 at  $\sim 4.7$  km) are overestimated (factor  $\sim 3$ ). This effect may be due to the non-linear behavior of the soil response in the area (Mucciarelli and Liberatore, 2014). We also remind that the use of a single EGF is *a priori* not adequate for near field ground motion predictions (Bour and Cara, 1997).

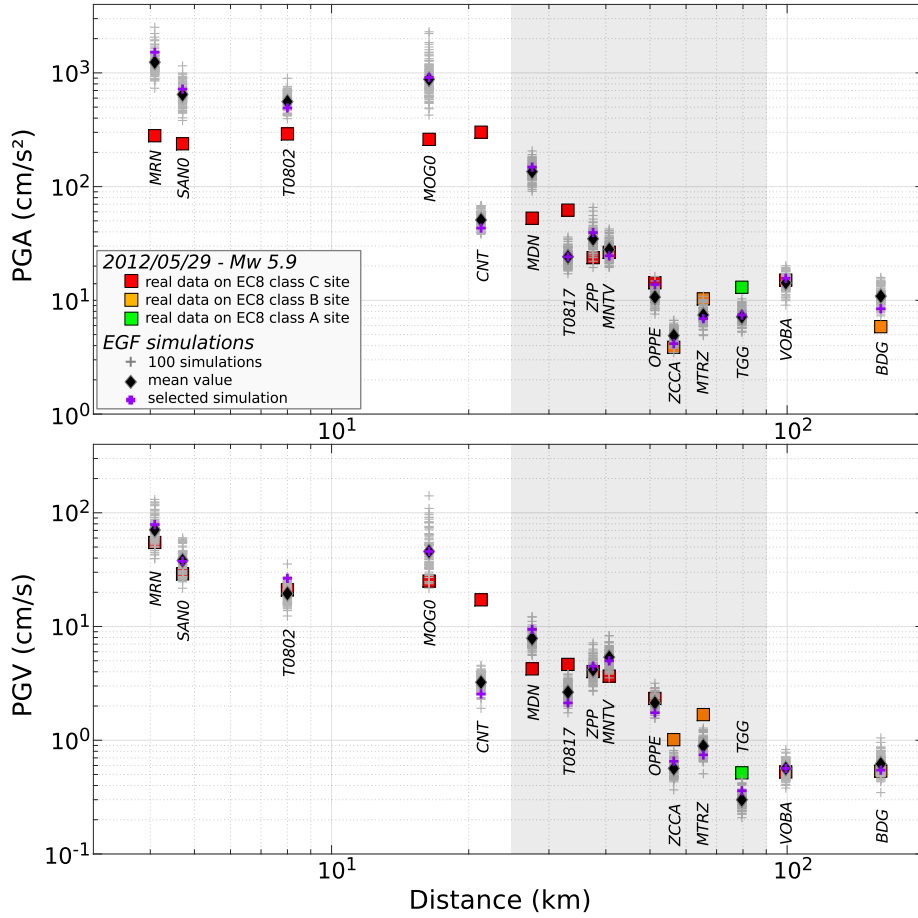


FIGURE 4.6 – Comparison between recorded and simulated peak ground acceleration (PGA) and peak ground velocity (PGV) for the 15 selected stations. Peak values are taken as the maximum of the horizontal components. Data and simulations are both bandpass filtered between 0.2 and 35 Hz. The PGA and PGV obtained with the selected slip distribution (Figure 4.2a) are denoted by specific points.

### 4.6.3 Comparison of Stockwell transforms

We perform comparison in terms of Stockwell transforms (Stockwell et al., 1996), so as to point out the non-stationary character of the signals, and the dominant frequency of surface waves (Figure 4.7 and Figure S7 of the electronic supplement).

The comparison is performed for (1) : two close-by stations where ground motion is essentially controlled by body waves : T0802 at 87.0 km (Figure 4.7a), and T08017 at 33.1 km (Figure S7a); (2) the two stations that are the most affected by surface waves : OPPE at 51.3 km (Figure 4.7b) and TGG at 79.4 km (Figure S7b); (3) the two most

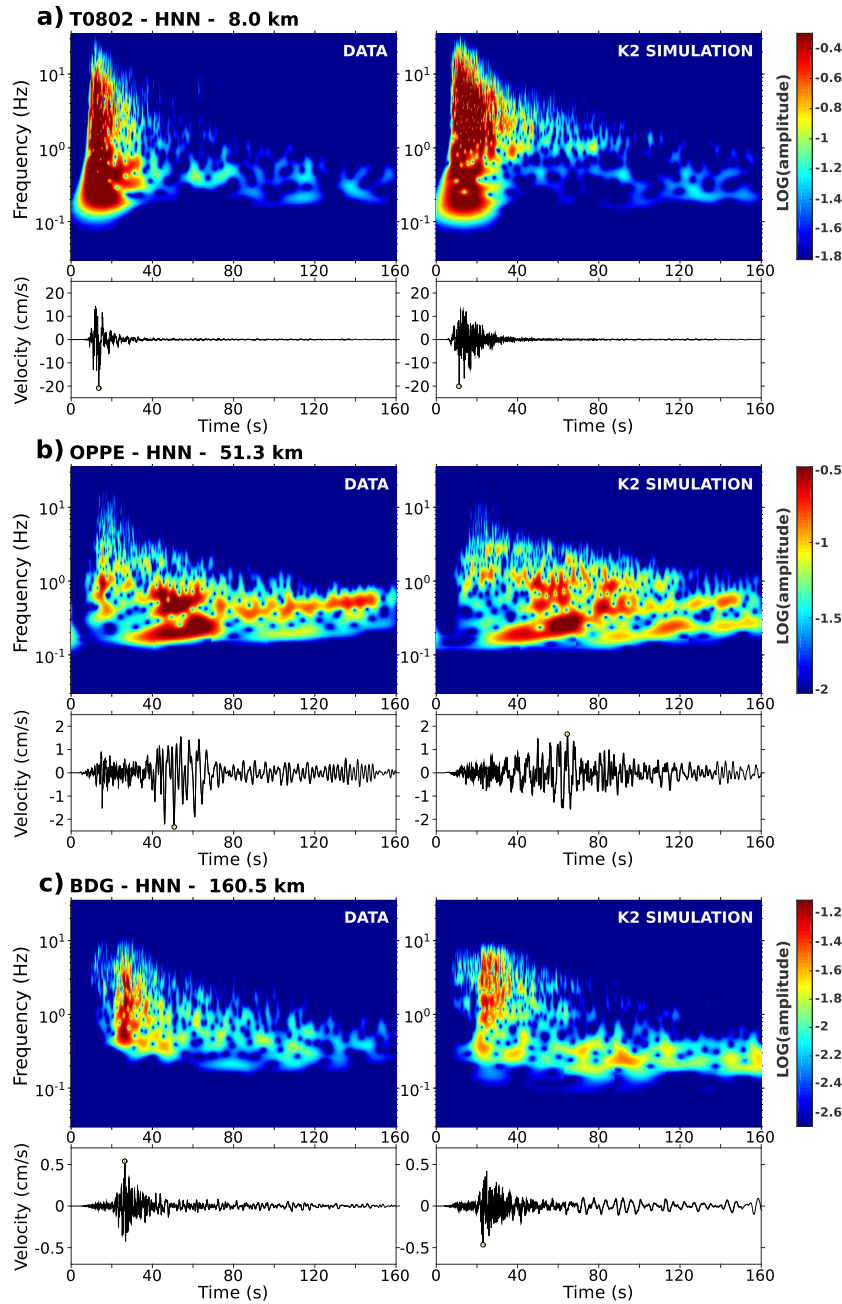


FIGURE 4.7 – Comparison between Stockwell transforms of velocity time series (NS component) and EGF simulations for the selected slip distribution, for stations : a) T0802 at 8.0 km, b) OPPE at 51.3 km and c) BDG at 160.5km.

distant stations, located outside the sedimentary basin, where the influence of surface waves strongly decreases : VOBA at 99.2 km (Figure S7c) and BDG at 160.5 km (Figure 4.7c).

Overall, the time-frequency distribution of the ground motion exhibits a strong non-stationary behaviour, which is fairly well reproduced by the EGF simulations. This is especially true for stations OPPE and TGG for which the frequency content associated with surface waves is between 0.2 and 0.4 Hz (consistent with [Luzi et al. \(2013\)](#)), regardless of the sediment layer thickness below the station (TGG is on rock site, EC8 class A).

## 4.7 Test of different nucleation positions

In this section, we test the influence of the position of the nucleation point on the simulations, the other source parameters (static slip distribution, rupture velocity and rise time) being fixed. Three cases are presented, in each of them, the nucleation is situated to the bottom of the fault. We test a nucleation position at the center of the fault (the case already tested before), at the eastern part and at the western part of the fault (Figure 4.8).

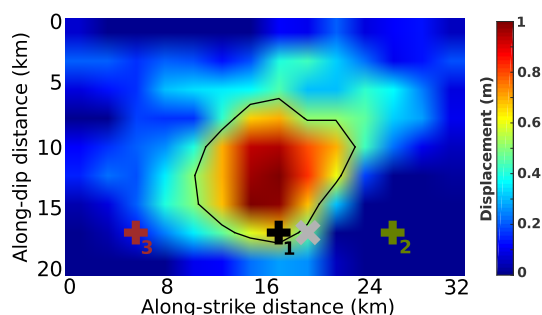


FIGURE 4.8 – Location of the different nucleation points on the fault plane. 1) Initial case. 2) nucleation on the East, and 3) nucleation on the West of the fault plane.

In order to compare the impact of the nucleation position change on the peak values, we represent, for each of the three cases, the residuals between the average peak values of the 100 simulations with the peak values from the data. These are computed for each stations, as the difference between the mean of log of peak values (PGA or PGV) from simulations, with the log of peak value from data.

No major change are visible for PGA values, the mean of the residuals over the 15 stations is 0.31 for a nucleation at the center of the fault, 0.31 for a nucleation to the East of the fault, and 0.30 for a nucleation to the West. Indeed these are mainly carried by higher frequency range than the one affected by the change of nucleation position.

However, there is a significant improvement for PGV. The general behaviour show that the displacement of the nucleation point from the East to the West leads to an increase of PGV values for stations with an azimuth less than  $155^\circ$ , and decreases the PGV values for stations with an azimuth greater than  $155^\circ$ . This brings significant improvement, in particular for stations T0817, MNTV, VOBA and BDG (Figure 4.9). The mean residue is 0.19 for a nucleation at the center, 0.22 for a nucleation to the East, and 0.16 for a nucleation to the West of the fault, suggesting that the event of 29 May 2012 might be affected by directivity, in the North-East direction, which slightly alters the PGV values.

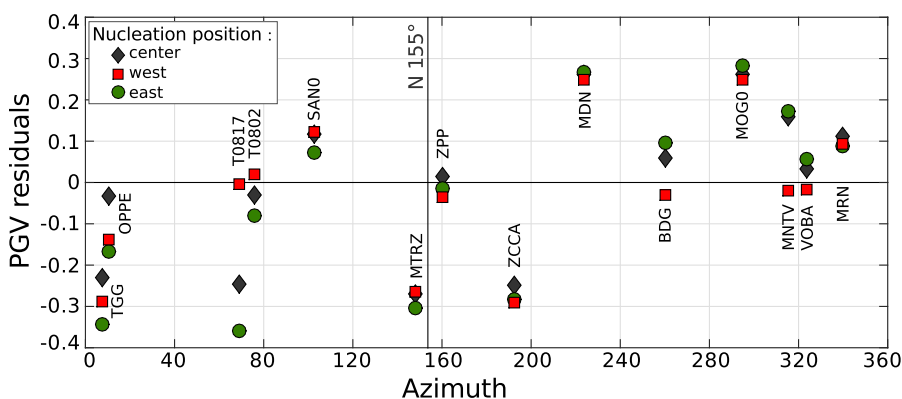


FIGURE 4.9 – Comparison of PGV residuals between the mean values of simulations, for different nucleation positions, with the data. Residuals are computed as the difference between the  $\log(\text{PGV})$  of simulations with the  $\log(\text{PGV})$  from data.

This hypothesis is confirmed by the duration of the apparent source time functions obtained on a global analysis of the SCARDEC (Vallée, 2013) database (Vallée, personal communication).

## 4.8 Discussion and Conclusion

The main objective of this study was to test the ability of the EGF method to simulate the particular effects associated with the 3D structure of the Po plain, during the Mw 5.9 Emilia-Romagna earthquake, without any *a priori* knowledge of the medium underneath. Ground motion is simulated in a broad frequency range (0.2-35 Hz), including the dominant frequency of surface waves generated within the basin.

The comparison between the observed and simulated Fourier spectra shows that the method is able to reproduce the frequency content of the target event. This is especially true at high frequency, indicating that the attenuation at both regional and local scales is properly accounted for.

The simulated peak values (PGA and PGV) are also consistent with observations. In addition, the signal duration (SMD), of great importance in the consideration of seismic risk, is particularly well modelled, despite the large observed variability observed on the records (from a few seconds in the near source region to  $\sim 100$ s for stations within the basin).

Finally, from the analysis of the Stockwell transforms, the increase of the signal duration and the characteristic frequencies of the surface waves (depending on the site, its position in the Po plain, and its epicentral distance), reveals that the method is suitable to account for the non-stationary nature of the recorded ground motion.

Thus without resort to complex simulation methods in 3D models, the EGF approach proves its ability to take into account particular effects of complex 3D sedimentary basin through the path information contained in the EGF. This is true for a wide range of frequencies (between 0.2 and 35 Hz), and for a wide range of distances (between 8 up to 160 km).

In the case of the Emilia-Romagna seismic sequence, damage to structure concerned old buildings such as churches, old fortresses and masonry buildings (Cattari et al., 2014; Penna et al., 2014; Sorrentino et al., 2014), and also to more recent industrial build-

dings and storehouse (Liberatore et al., 2013). In the case of a larger magnitude event, surface waves may be a major factor contributing to high level of damages (Beck and Hall, 1986; Kawase, 1996) in a large zone. Our results show that the EGF approach is suitable to reproduce ground motion features induced by surface wave generation. Therefore, when an EGF consistent with the event to be simulated is available, the EGF method offers a valid alternative method, which does not require any knowledge of the medium contrary to the 2D/3D numerical simulations. However we should keep in mind that the EGF method does not account for potential non-linear effects.

Finally some limitations of our EGF technique should be mentioned. The first one is the lack of energy content at low frequencies, due to low signal-to-noise ratio of the EGF. Indeed the useable frequency band was limited at 0.2 Hz towards the lower frequencies. Nonetheless, this allowed us to model most of the signal energy. To overcome this limitation, a possible alternative is to use a larger magnitude EGF, or to combine the high frequency empirical Green's function approach with numerical Green's functions generated in a complex medium at low frequency (e.g. Berge et al. (1998); Causse et al. (2009)).

The second limitation is the difficulty to simulate ground motion in the near source region. This is confirmed by a large discrepancy with observations for the two closest stations, located less than 10 km away from the fault. Near-field simulation is a real issue since the strongest ground motion and damages are expected in the near source area. An alternative is then the use of several EGFs to properly map wave propagation between near-field stations and different parts of the rupture plane. Due to the limited number of "good quality" EGF, such approach was unfortunately possible. Finally, a 1D non-linear analysis could be performed to damp strong ground motions.

## 4.9 Data and Resources

Strong motion and broad band data from the permanent and the temporary networks operated by the INGV can be accessed at : <http://iside.rm.ingv.it>. Data from the National Protection Department (DPC) are available at : <http://www.protezionecivile.gov.it>. All the data used in this study is available through the Italian Accelerometric Archive (ITACA 2.0 : <http://itaca.mi.ingv.it>, Luzi et al. (2008); Pacor et al. (2011), last access January 2015).



## **4.10 Acknowledgments**

We thank all the persons and organisms involved in the post-seismic experiment, the processing and the distribution of data. A special thanks to Francesca Pacor for her help, and to Giovanna Cultrera for fruitful discussions. This work was supported by the SIGMA project <http://www.projet-sigma.com>. The post-seismic intervention of the French team was supported by the Institut National des Sciences de l'Univers CNRS-INSU.

## 4.11 Electronic Supplements

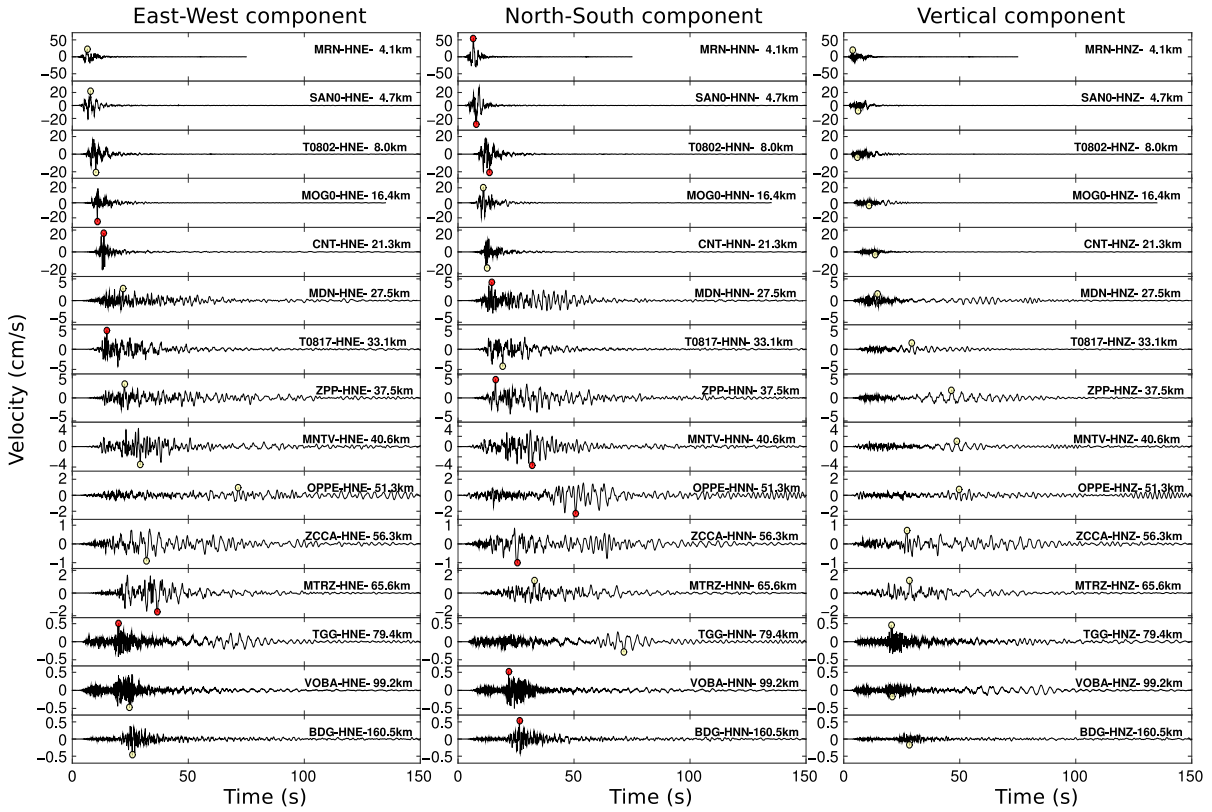


FIGURE S1 – Velocity time series of the Mw 5.9 event. Left : East-West component. Center : North-South component. Right : vertical component. PGV are denoted by yellow dots, and the larger PGV for a station is denoted by a red dot.

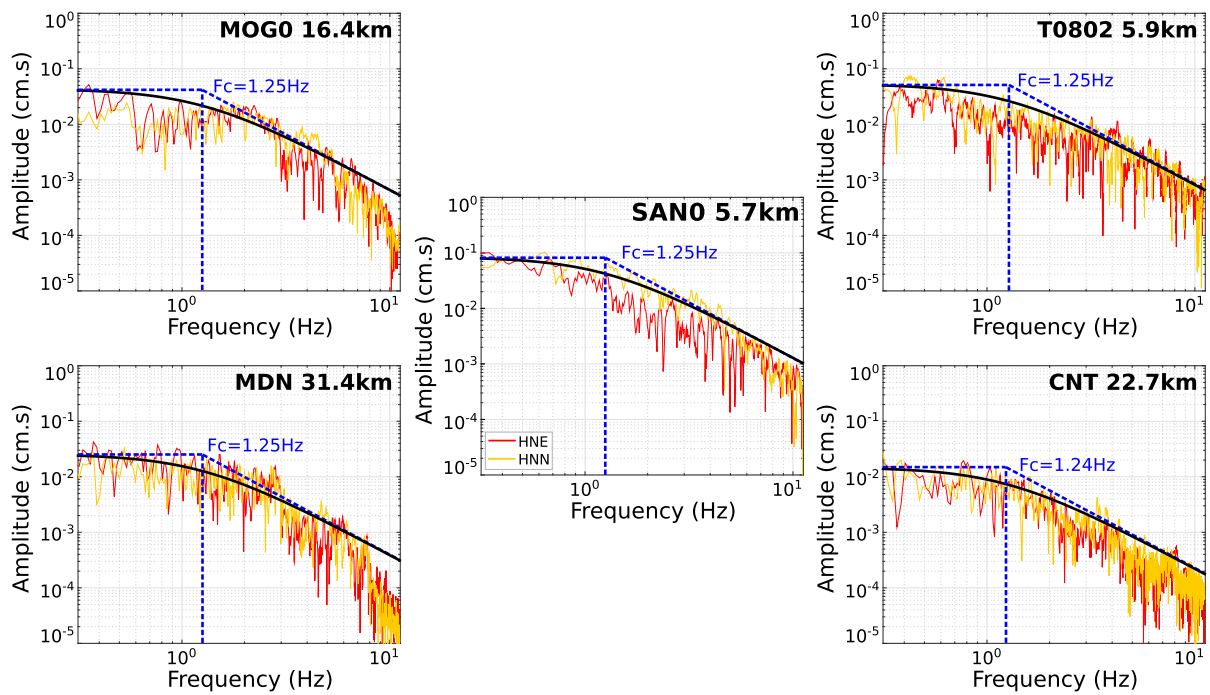


FIGURE S2 – Determination of the apparent corner frequencies of the EGF for the five closest stations. This determination is done by fitting a theoretical  $\omega^{-2}$  model (Brune, 1970) in displacement on the Fourier displacement spectra of the two horizontal components.

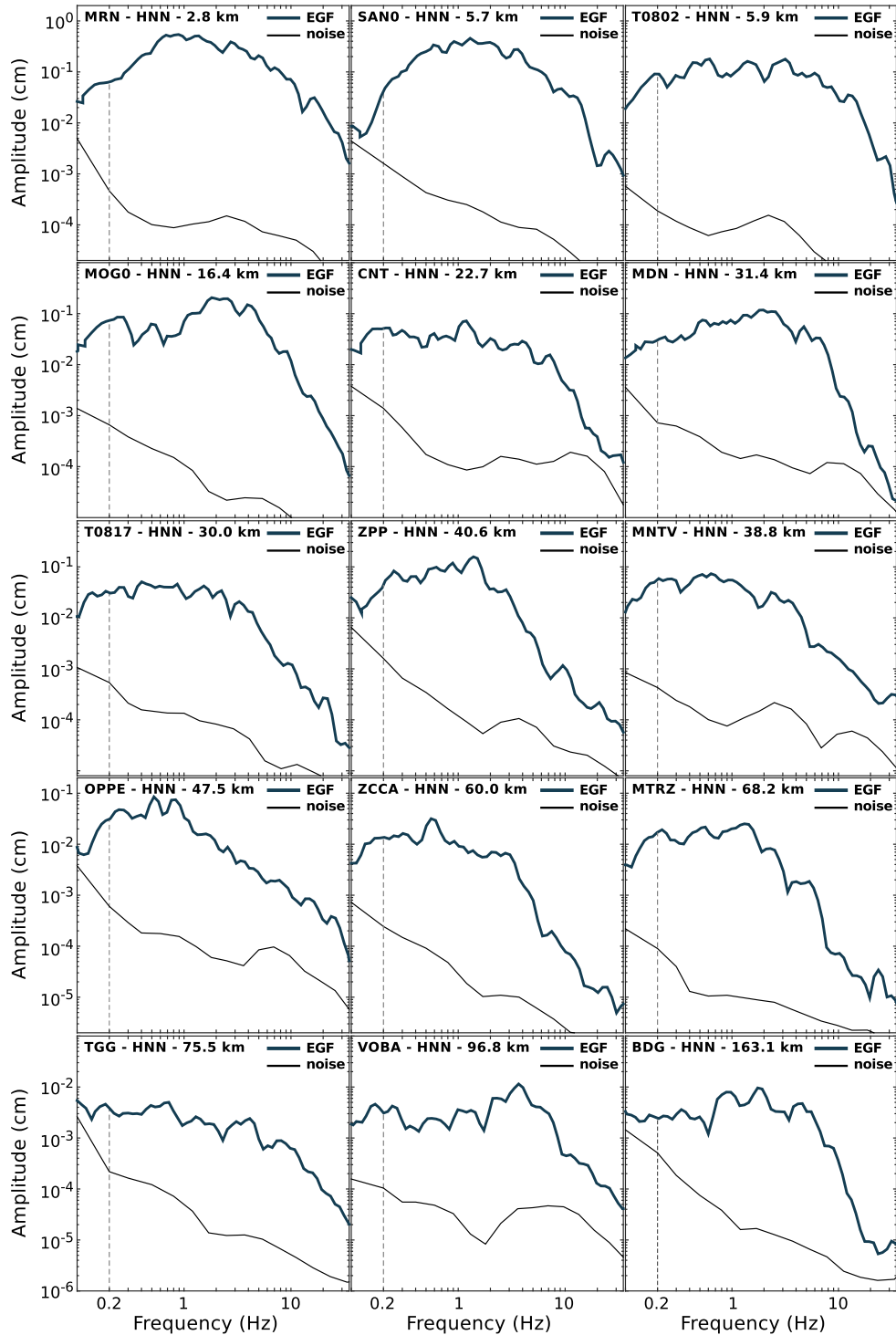


FIGURE S3 – Fourier spectra of the Mw 3.9 event used as EGF (bold line) and the noise (thin line). Both are NS component of velocity. A vertical line is drawn at 0.2 Hz, which delimits the lower frequency for which this study is relevant.

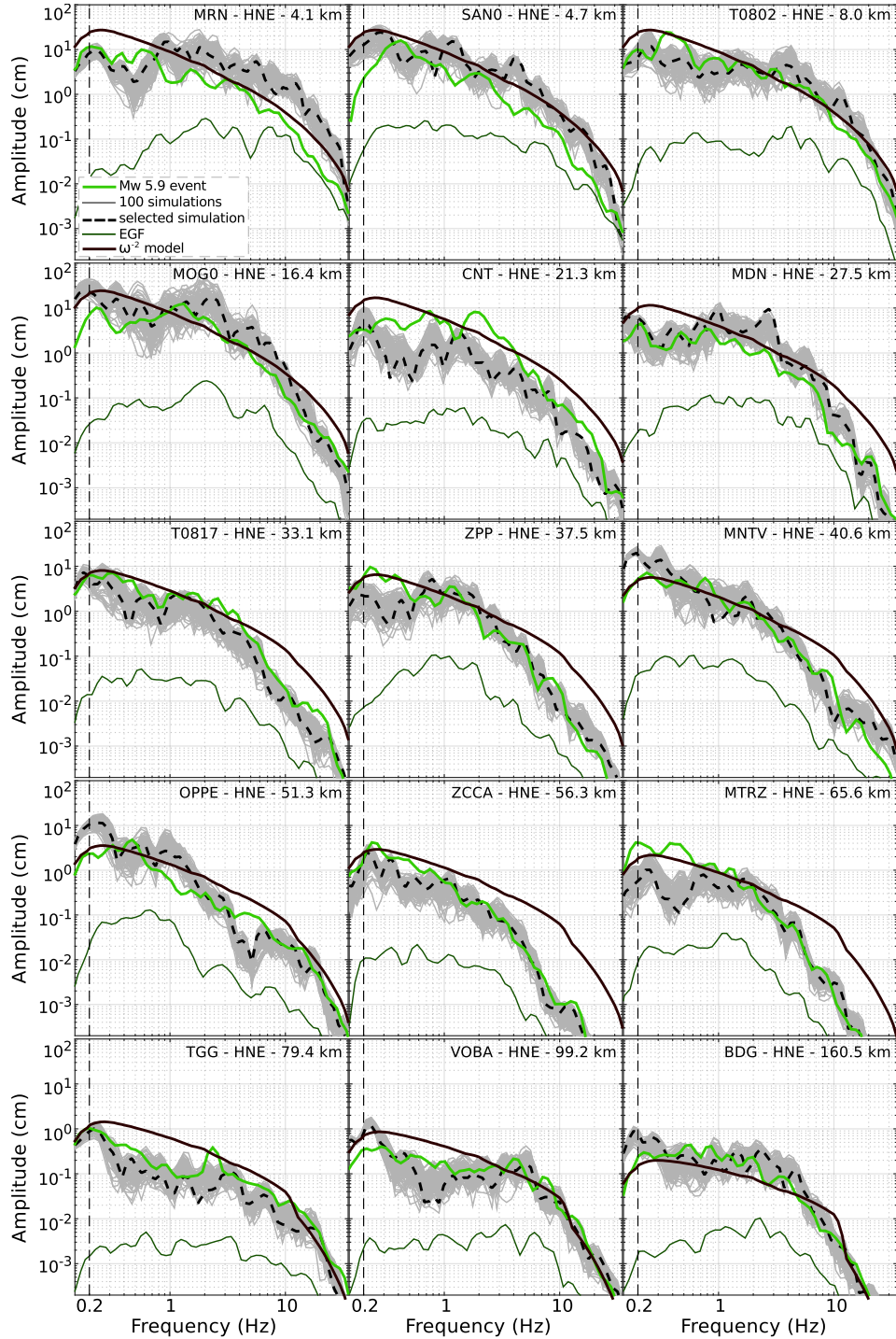


FIGURE S4 – Comparison of Fourier velocities spectra of the East-West components. Spectra from the Mw 5.9, May 29, 2012 event are represented in continuous bold green line. Spectra from the 100 EGF simulations are represented in gray, and the simulation with the selected slip distribution (Figure 4.2a) is represented in dotted black line. Spectra from the EGF are represented in dark green thin continuous line and the  $\omega^{-2}$  model is represented by a brown line.

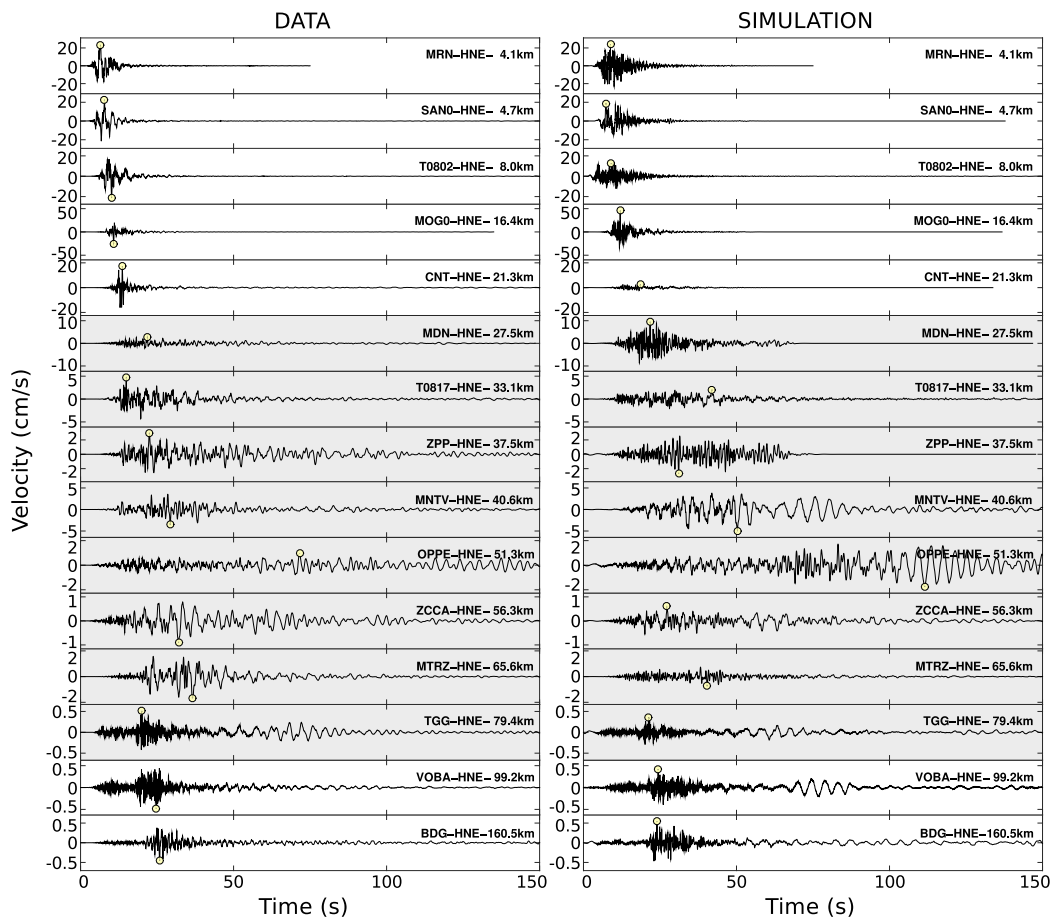


FIGURE S5 – Comparison between observed velocity time series (cm/s) for the Mw 5.9, May 29, 2012 event (left) and EGF simulations for the selected slip distribution (Figure 4.2a) (right). Both figures present the East-West component. Yellow dots indicate PGV. Data and simulations are both bandpass filtered between 0.2 and 35 Hz.

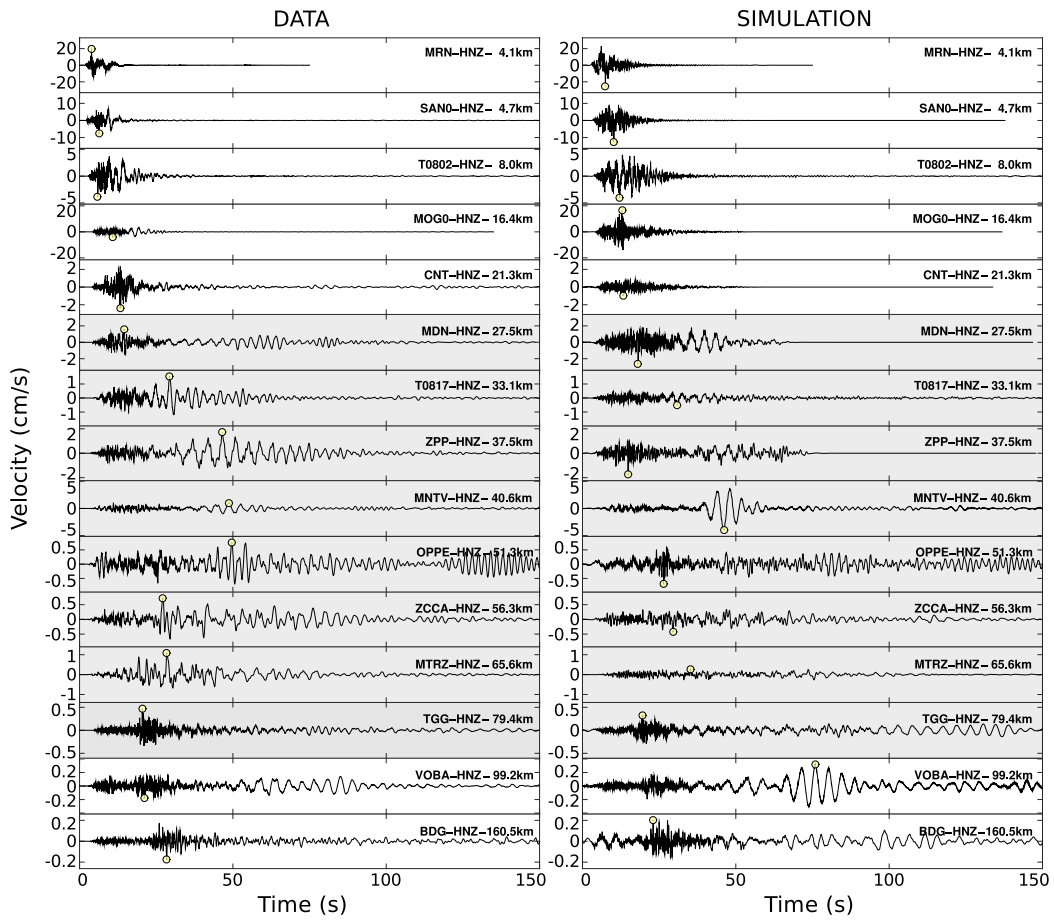


FIGURE S6 – Comparison between observed velocity time series (cm/s) for the Mw 5.9, May 29, 2012 event (left) and EGF simulations for the selected slip distribution (Figure 4.2a) (right). Both figures present the vertical component. Yellow dots indicate PGV. Data and simulations are both bandpass filtered between 0.2 and 35 Hz.



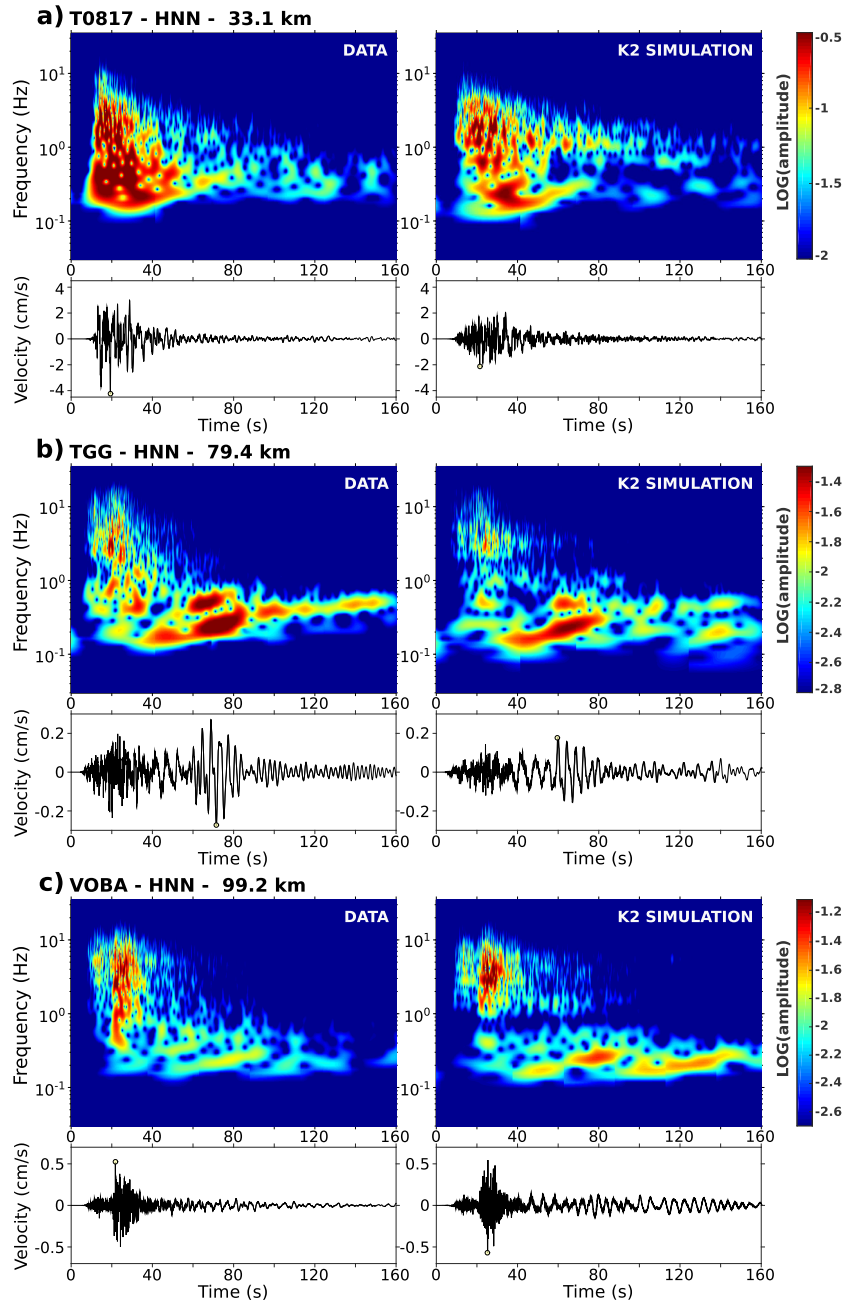


FIGURE S7 – Comparison between Stockwell transforms of velocity time series (NS component) and EGF simulations for the selected slip distribution, for stations : a) T0817 at 33.1 km, b) TGG at 79.4 km and c) VOBA at 99.2 km.





# Chapitre 5

## Etude paramétrique de la simulation en $k^{-2}$

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>125</b>
<b>5.2</b>	<b>Rappel sur la méthode de simulation en <math>k^{-2}</math></b>	<b>126</b>
5.2.1	Distribution du glissement statique	126
5.2.2	Cinématique de la rupture	127
<b>5.3</b>	<b>Résultats</b>	<b>129</b>
5.3.1	Influence de la rugosité du glissement	129
5.3.2	Influence du rise time	132
5.3.3	Influence de la vitesse de rupture	135
<b>5.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>138</b>

---

### 5.1 Introduction

Ce travail a été réalisé en parallèle de l'étude publiée sur la simulation des effets de bassin dans la plaine du Po durant la séquence sismique d'Emilia-Romagna de mai 2012 (voir Chapitre 4), qui met en avant la capacité des simulations par fonctions de Green empiriques à reproduire les effets de propagation complexes associés à la structure du bassin. En effet, les ondes de surface visibles sur les données ont été correctement reproduites par les simulations aux stations affectées par ce phénomène.

La méthode utilisée est celle de [Causse et al. \(2009\)](#), basée sur un modèle cinématique de source. Le processus de rupture est modélisé selon un champ de déplacement statique sur le plan de faille, et selon des paramètres décrivant la cinématique de la rupture. Le champ de déplacement est décrit selon un modèle en  $k^{-2}$  ([Bernard et al., 1996](#)), et les paramètres principaux décrivant la cinématique (le rise time et la vitesse de rupture) ont été contraints selon les relations proposées par [Somerville et al. \(1999\)](#), de manière à respecter le principe de self-similarité.

L'influence respective des différents paramètres n'ayant pas été testée, on réalise dans ce chapitre une étude de sensibilité. Celle-ci porte principalement sur l'influence de ces différents paramètres sur les spectres de Fourier, et sur leurs conséquences sur les valeurs de pics (PGA et PGV). Elle est appliquée sur le même set de données que celui utilisé dans le chapitre 4. Les résultats présentés dans le chapitre 4 sont utilisés comme référence.

## 5.2 Rappel sur la méthode de simulation en $k^{-2}$

### 5.2.1 Distribution du glissement statique

Le glissement statique sur le plan de faille est décrit en suivant une distribution self-similaire des hétérogénéités de glissement. D'après [Herrero and Bernard \(1994\)](#), le glissement statique est supposé avoir une décroissance asymptotique en  $k^{-2}$  au-delà du nombre d'onde coin  $k_c$ . Ce nombre d'onde coin est inversement proportionnel aux dimensions de rupture de la faille. Pour une faille rectangulaire, de longueur  $L$  et de largeur  $W$ , le spectre d'amplitude est décrit de manière similaire à [Somerville et al. \(1999\)](#) et [Galovič and Brokešová \(2004\)](#) par :

$$D_k(k_x, k_y) = \frac{\overline{DLW}}{\sqrt{1 + \left[ \left( \frac{k_x L}{K} \right)^2 + \left( \frac{k_y W}{K} \right)^2 \right]^2}} \quad (5.1)$$

où  $k_x$  et  $k_y$  sont les nombres d'ondes sur la longueur (dans la direction du strike), et de la largeur (dans la direction du pendage) respectivement.  $\bar{D}$  représente le glissement moyen et  $K$  représente une constante sans dimension qui contrôle le nombre d'onde coin :

$$k_c = \frac{K}{\sqrt{L^2 + W^2}} \quad (5.2)$$

Le paramètre  $K$  est fondamental : il détermine l'amplitude des hétérogénéités du glissement, qui génèrent l'énergie haute fréquence de la source.

La répartition du glissement sur le plan de faille est réalisée en deux étapes. Pour les nombres d'ondes faibles ( $k_x^2 + k_y^2 \leq (1/L)^2 + (1/W)^2$ ), le spectre de phase du glissement est choisi de manière à concentrer le glissement au centre de la faille. Pour les nombres d'ondes plus importants, les phases sont choisies de manière aléatoire.

En conséquence, le glissement statique est la somme d'une part déterministe et d'une part stochastique. La partie déterministe du glissement génère une aspérité lisse avec un glissement moyen  $\bar{D}$ , dont la taille dépend du nombre d'onde coin, et donc du paramètre  $K$ . Une forte valeur de  $K$  aura pour conséquence de générer une aspérité principale petite. A cette aspérité principale s'ajoutent ensuite les contributions de glissement associées aux nombres d'ondes plus importants, permettant une variabilité des modèles de glissement.

### 5.2.2 Cinématique de la rupture

La cinématique est définie selon l'approche de [Bernard et al. \(1996\)](#). Elle est modélisée comme un front de rupture, d'une largeur  $L_0$ , se propageant à une vitesse de rupture constante  $V_R$ . Cette largeur dépend à la fois de la vitesse de rupture, et du temps de glissement de chacun des points (i.e. le rise time). Elle est définie comme  $L_0 = \tau_{max} * V_R$ . Toutefois, pour les hétérogénéités plus petites, dont le nombre d'onde  $k < 1/2L_0$ , le rise time est inversement proportionnel à  $K$  (Figure 5.1). Ces choix assurent d'obtenir un niveau spectral plat au-delà de la fréquence de coupure  $F_C$ .

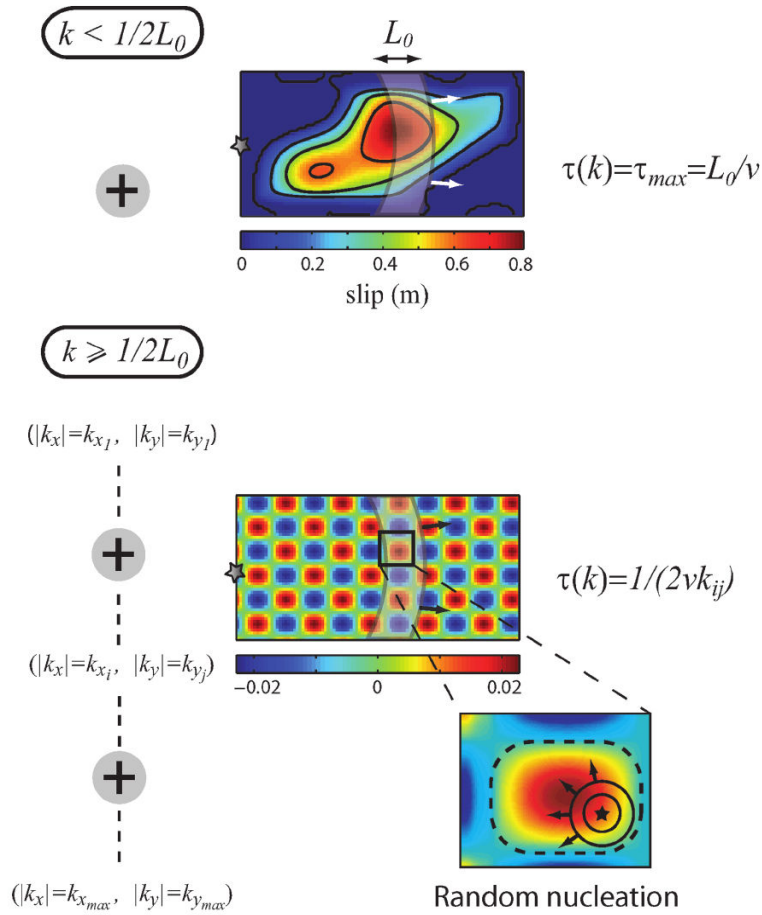


FIGURE 5.1 – Représentation du processus de rupture. La distribution de glissement est séparée en deux parties : la partie à faibles nombres d’ondes ( $k < 1/2L_0$ ), et la partie à forts nombres d’ondes ( $k > 1/2L_0$ ). Le temps de montée de rupture (rise time) pour la partie du glissement à faibles nombres d’ondes est égal à  $\tau_{max} = L_0/V_R$ . Celle à forts nombres d’ondes est composée d’hétérogénéités de différentes tailles, considérées comme sous-événements indépendants. Le glissement de ces sous-événements débute lorsque le front de rupture atteint un point, choisi au hasard, duquel un second front de rupture se propage (voir le zoom en bas à droite). Pour ces sous-événements, la durée de rupture est proportionnelle à son nombre d’onde. Modifié d’après Causse et al. (2009).

## 5.3 Résultats

Les résultats en termes de valeurs de pics sont présentés selon la valeur moyenne des 100 simulations, correspondant aux 100 répartitions de glissement statique en  $k^{-2}$  sur le plan de faille. La variabilité des simulations est représentée par une barre d'erreur, que l'on choisit à  $\pm 2$  écart-type. De cette manière la barre d'erreur comprend 95% des valeurs simulées. Les résultats des simulations sont représentés conjointement avec les résultats du set de référence (Chapitre 4).

### 5.3.1 Influence de la rugosité du glissement

Le paramètre  $K$  est un paramètre majeur à contraindre. Dans le chapitre 4 celui ci est fixé à  $K = 0.74$  de manière à respecter les conditions de self-similarité (Causse et al., 2009), le rapport des chutes de contrainte entre l'évènement et l'EGF utilisé étant proche de 1.

$K$  est le paramètre qui contrôle la rugosité de la répartition de glissement. Une augmentation de sa valeur a pour conséquence de réduire la taille de l'aspérité principale, diminuant d'une part l'homogénéité de la répartition de glissement sur le plan de faille, et concentrant d'autre part le glissement sur des zones plus restreintes (Figure 5.2). Ce dernier point souligne le lien entre le paramètre  $K$  et la chute de contrainte statique moyenne. Ce lien peut être exprimé selon la relation de Kanamori and Anderson (1975) :

$$\Delta\sigma = C_f \mu \frac{\overline{D}}{L_c} \quad (5.3)$$

avec  $C_f$  un paramètre de forme sans dimension,  $\mu$  est le paramètre de rigidité ( $\mu = 10^{10}$  Nm), et  $L_c$  représente la longueur caractéristique de la rupture.

Dans la plupart des cas, pour des failles rectangulaires, on considère que  $L_c = W$ , avec  $W$  la largeur de la faille, et  $C_f$  proche de 1. La zone de glissement principale est définie comme la zone où le glissement est supérieur à 20% du glissement maximal (contours rouges sur la Figure 5.2). En faisant l'hypothèse que cette zone est circulaire, on considère  $L_c = a$ , où  $a$  représente le rayon d'un disque dont la surface est la même que celle que couvre la zone de glissement principale, et  $C_f = 7\pi/16$  (Kanamori and Anderson,

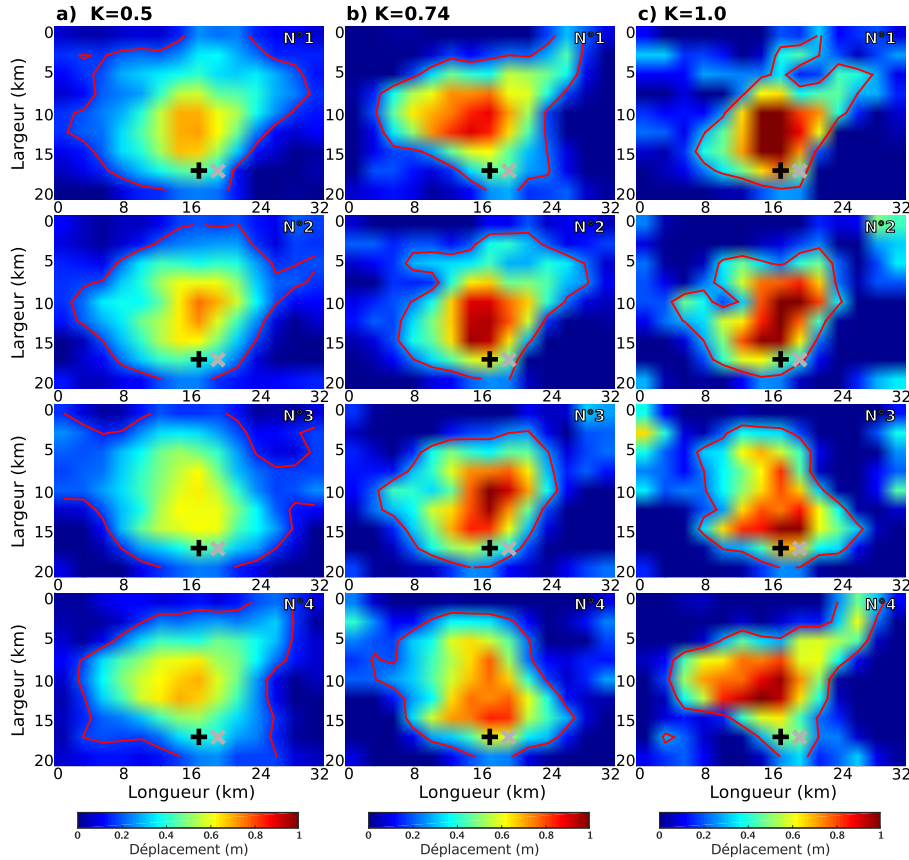


FIGURE 5.2 – Set de quatre cartes de glissement statique sur le plan de faille pour différentes valeurs du paramètre de rugosité  $K$ . a)  $K = 0.5$ , b)  $K = 0.74$  (cas self-similaire), et c)  $K = 1.0$ . La position de la nucléation est marquée par une croix noire et la position de l'EGF est marquée par une croix grise. La longueur représente les dimensions du plan de faille dans la direction du strike, et la largeur les dimensions dans la direction du pendage. Les contours rouges délimitent la zone dans laquelle le glissement est supérieur à 20% du glissement maximum.

1975; Eshelby, 1957; Keilis-Borok and Monin, 1959). Ainsi pour  $K = 0.5$  on trouve un stress drop statique moyen équivalent  $\Delta\sigma = 0.29$  Mpa, pour  $K = 0.74$ ,  $\Delta\sigma = 0.33$  Mpa, et pour  $K = 1.0$ ,  $\Delta\sigma = 0.36$  Mpa.

$K$  ayant un lien avec le stress drop, son influence sur les spectres de Fourier est également similaire. Une augmentation de sa valeur a pour conséquence une augmentation du niveau moyen des spectres (Figure 5.3), principalement aux hautes fréquences. Cette augmentation est visible à toutes les stations aux distances les plus faibles comme les plus importantes, influençant de ce fait le PGA et le PGV de manière comparable à toutes les distances (Figure 5.4).

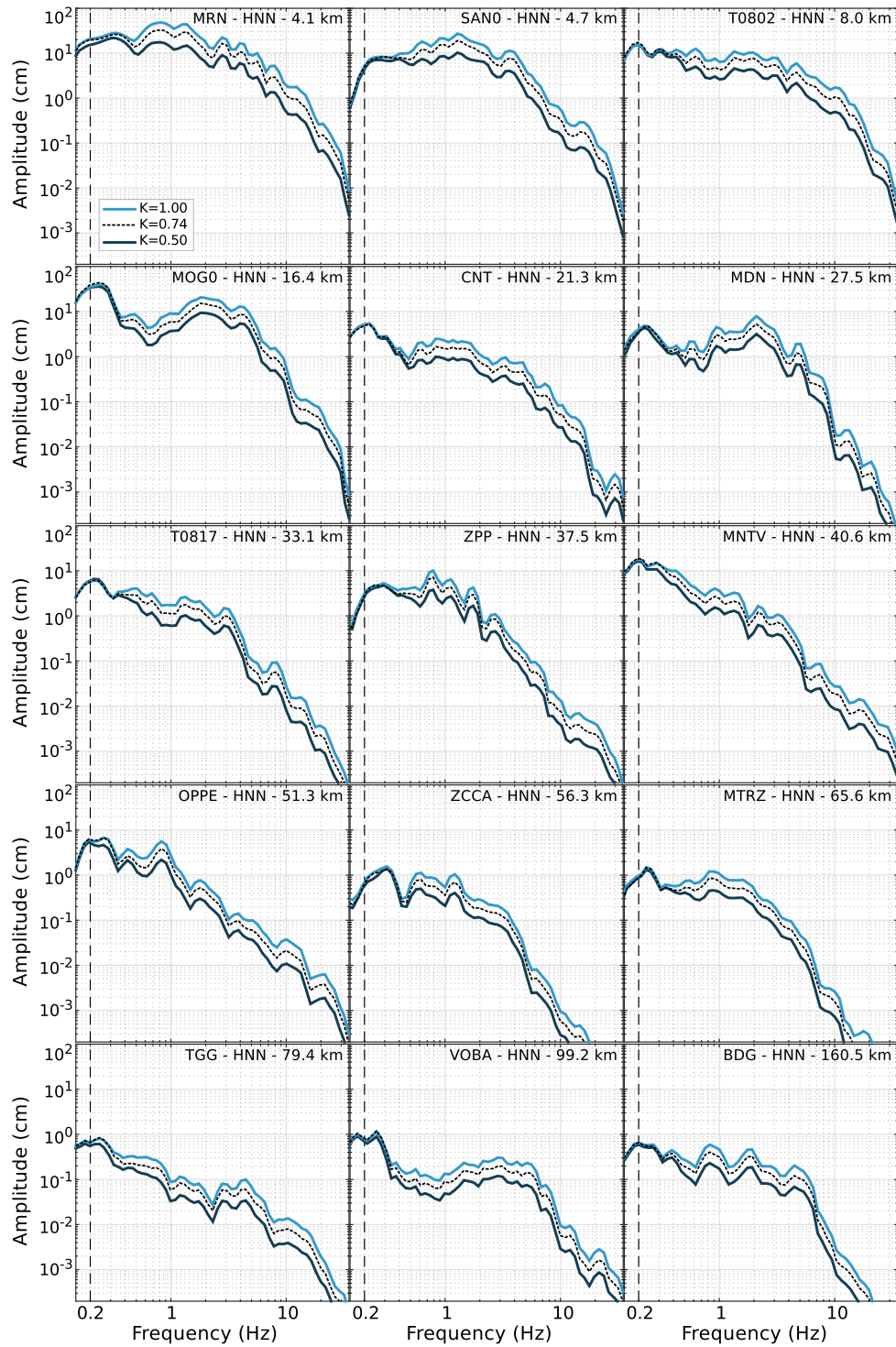


FIGURE 5.3 – Comparaison des spectres de Fourier moyens sur les 100 simulations pour les différentes valeurs de  $K$ . Le spectre moyen de référence est représenté en pointillés noir. Les spectres sont présentés en vitesse, pour la composante Nord-Sud, pour chaque station utilisée dans le chapitre 4.



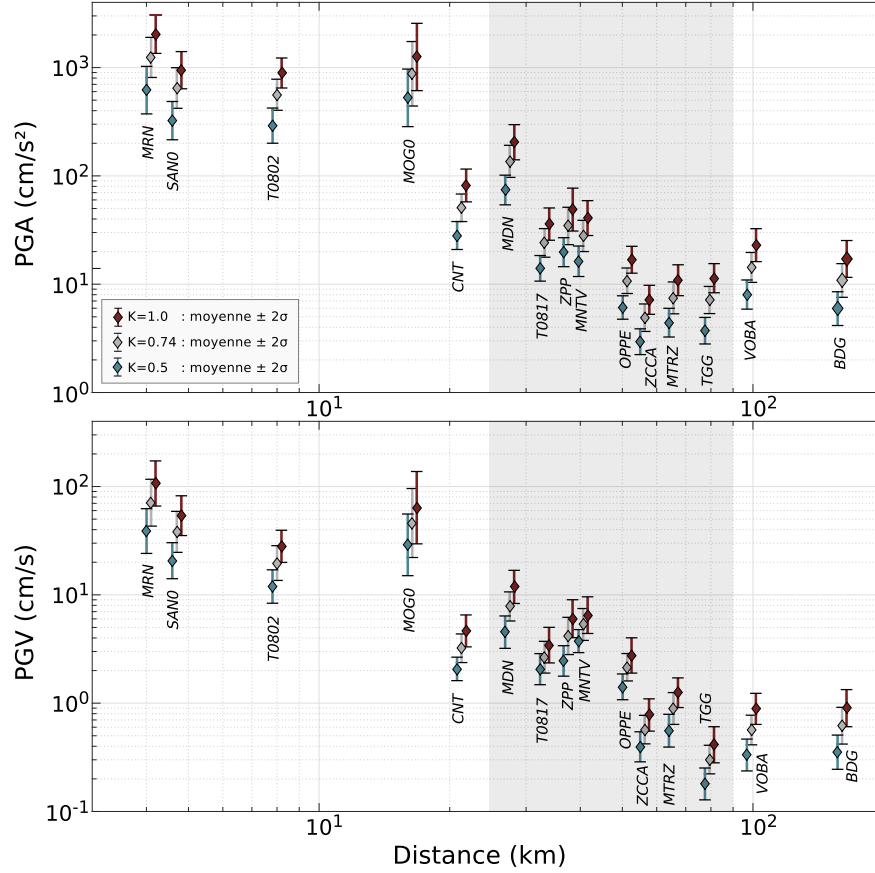


FIGURE 5.4 – Variation des valeurs de pic en fonction du paramètre de source  $K$ . Les valeurs de pics sont représentées par la valeur moyenne des composantes horizontales sur les 100 simulations, avec une barre d'erreur à  $\pm 2$  écart-type. En haut : les PGA (en  $\text{cm/s}^2$ ), en bas : les PGV (en  $\text{cm/s}$ ).

### 5.3.2 Influence du rise time

Le rise time ( $\tau_{max}$ ), ou durée de glissement est un paramètre décrivant la cinématique de la rupture. Il mesure le temps de glissement de chacun des points de la faille durant le processus de rupture. Le rise time ne doit pas être confondu avec la durée de rupture qui caractérise le temps total du processus de rupture.

Dans le set de paramètres de références (Chapitre 4), le rise time est fixé à  $\tau_{max}=0.4\text{s}$ , en accord avec les relations de [Somerville et al. \(1999\)](#). Son influence est étudiée en faisant varier cette valeur de  $\tau_{max}=0.2\text{s}$  à  $\tau_{max}=0.6\text{s}$ .

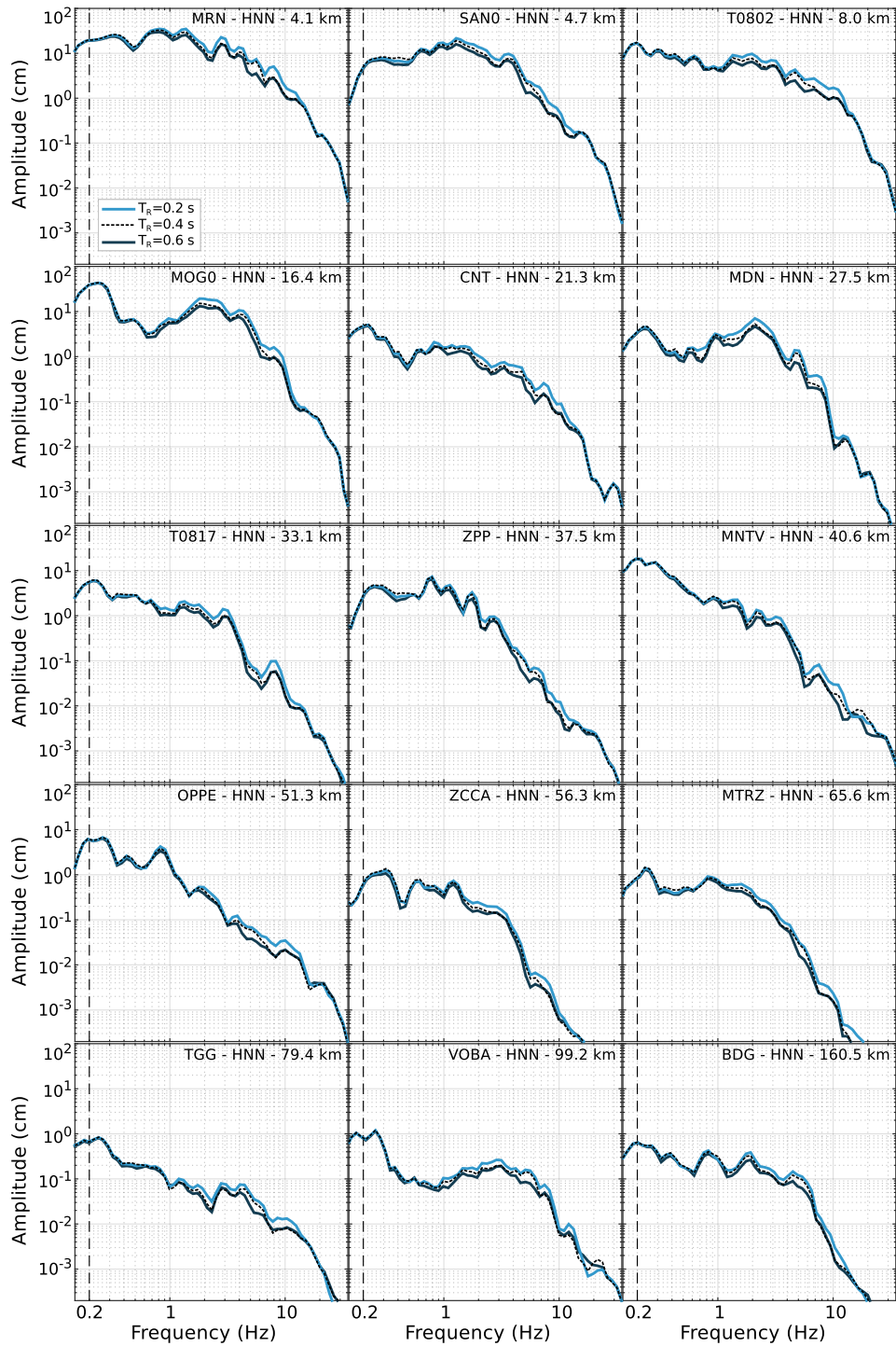


FIGURE 5.5 – Comparaison des spectres de Fourier moyens sur les 100 simulations pour les différentes valeurs du rise time. Le spectre moyen de référence est représenté en pointillés noirs. Les spectres sont présentés en vitesse, pour la composante Nord-Sud, pour chaque station utilisée dans le chapitre 4.

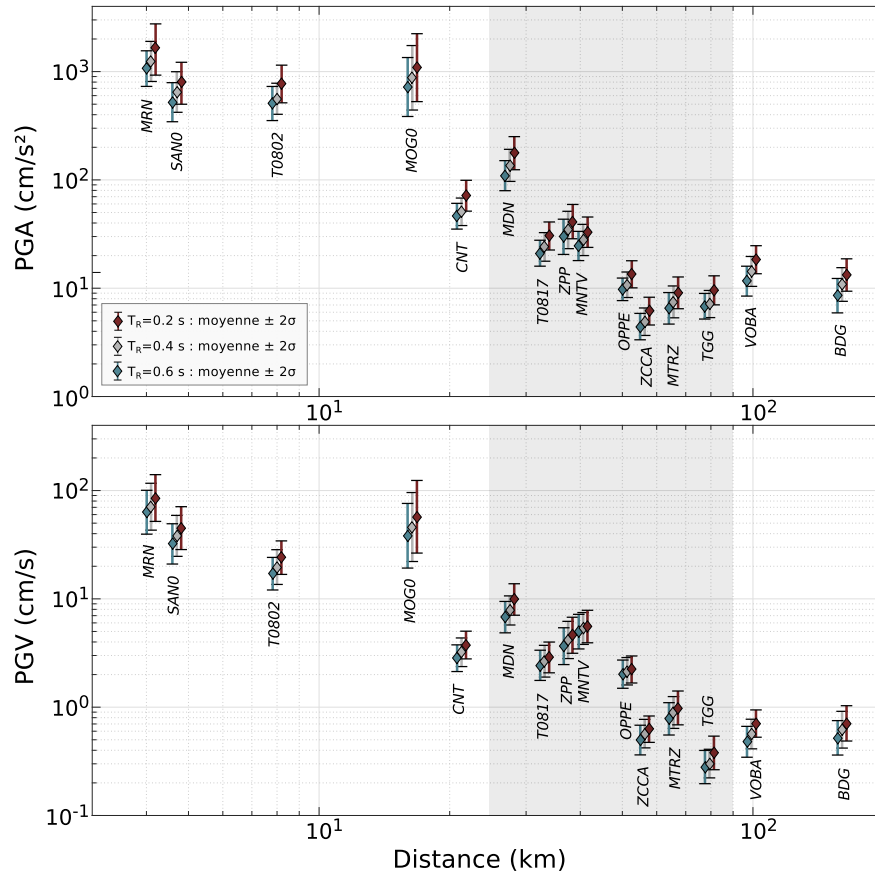


FIGURE 5.6 – Variation des valeurs de pics en fonction du rise time. Les valeurs de pics sont représentées par la valeur moyenne des composantes horizontales sur les 100 simulations, avec une barre d’erreur à  $\pm 2$  écart-type. En haut : les PGA (en  $\text{cm/s}^2$ ), en bas : les PGV (en  $\text{cm/s}$ ).

Plus la durée est courte, plus la rupture a tendance à générer des hautes fréquences. Cette variation est visible aux fréquences intermédiaires. En effet, le niveau des basses fréquences est principalement contrôlé par l’aspérité principale, et les hautes fréquences par un processus stochastique (voir section 5.2).

Cependant, malgré une variation d’un facteur 3 entre la plus faible et la plus forte valeur de  $\tau_{max}$ , la variation du niveau des hautes fréquence reste minime sur les spectres de Fourier (Figure 5.5). Il en est de même pour la variation des valeurs de PGA et de PGV (Figure 5.6).

### 5.3.3 Influence de la vitesse de rupture

La propagation d'une rupture sur le plan de faille se fait à une vitesse de rupture ( $V_R$ ), proche de la vitesse des ondes S ( $V_S$ ). Celle-ci est classiquement comprise dans les études de source entre  $0.66$  et  $0.85 * V_S$  (e.g. [Heaton \(1990\)](#)). Dans l'étude précédente,  $V_R = 0.7 * V_S$ . Nous la faisons varier ici entre  $0.6 * V_S$  et  $0.8 * V_S$ .

La vitesse de rupture impacte directement la fréquence de coupure. En effet, selon [Hanks and McGuire \(1981\)](#), la durée de rupture ( $T_d$ ) est reliée à la fréquence de coupure ( $f_c$ ) selon l'approximation :  $T_d = f_c^{-1}$ . La durée de rupture dépend quant à elle des dimensions de la faille (la longueur caractéristique  $L_c$ ) et de la vitesse de rupture ( $V_R$ ) :  $T_d = \frac{L_c}{V_R}$ . Considérant la même longueur caractéristique que dans la section 5.3.1, avec  $K=0.74$ ,  $L_c = a$  avec  $a$  le rayon d'un disque de surface équivalente à celle de l'aspérité principale, on obtient les fréquences de coupure  $f_{c1} = 0.20$  Hz,  $f_{c2} = 0.23$  Hz et  $f_{c3} = 0.26$  Hz pour des vitesses de rupture  $V_{R1} = 0.6 * V_S$ ,  $V_{R2} = 0.7 * V_S$  et  $V_{R3} = 0.8 * V_S$  respectivement.

Une variation de la vitesse de rupture a donc un effet comparable à une variation du stress drop. En effet, [Brune \(1970, 1971\)](#) montre que pour une source circulaire la fréquence de coupure et la longueur caractéristique de la faille sont reliées par :

$$f_c = kV_S/r \quad (5.4)$$

avec  $k=0.37$  ([Brune, 1970](#)), et  $r$  le rayon de la faille.

Le stress drop, le moment sismique et le rayon de la source sont reliés par ([Eshelby, 1957](#); [Keilis-Borok and Monin, 1959](#); [Aki, 1967](#)) :

$$\Delta\sigma = \frac{7M_0}{16r^3} \quad (5.5)$$

En combinant les équations (5.4) et (5.5), on peut alors estimer le stress drop en fonction de la fréquence de coupure :

$$\Delta\sigma = \frac{7M_0}{16} \left( \frac{f_c}{kV_S} \right)^3 \quad (5.6)$$

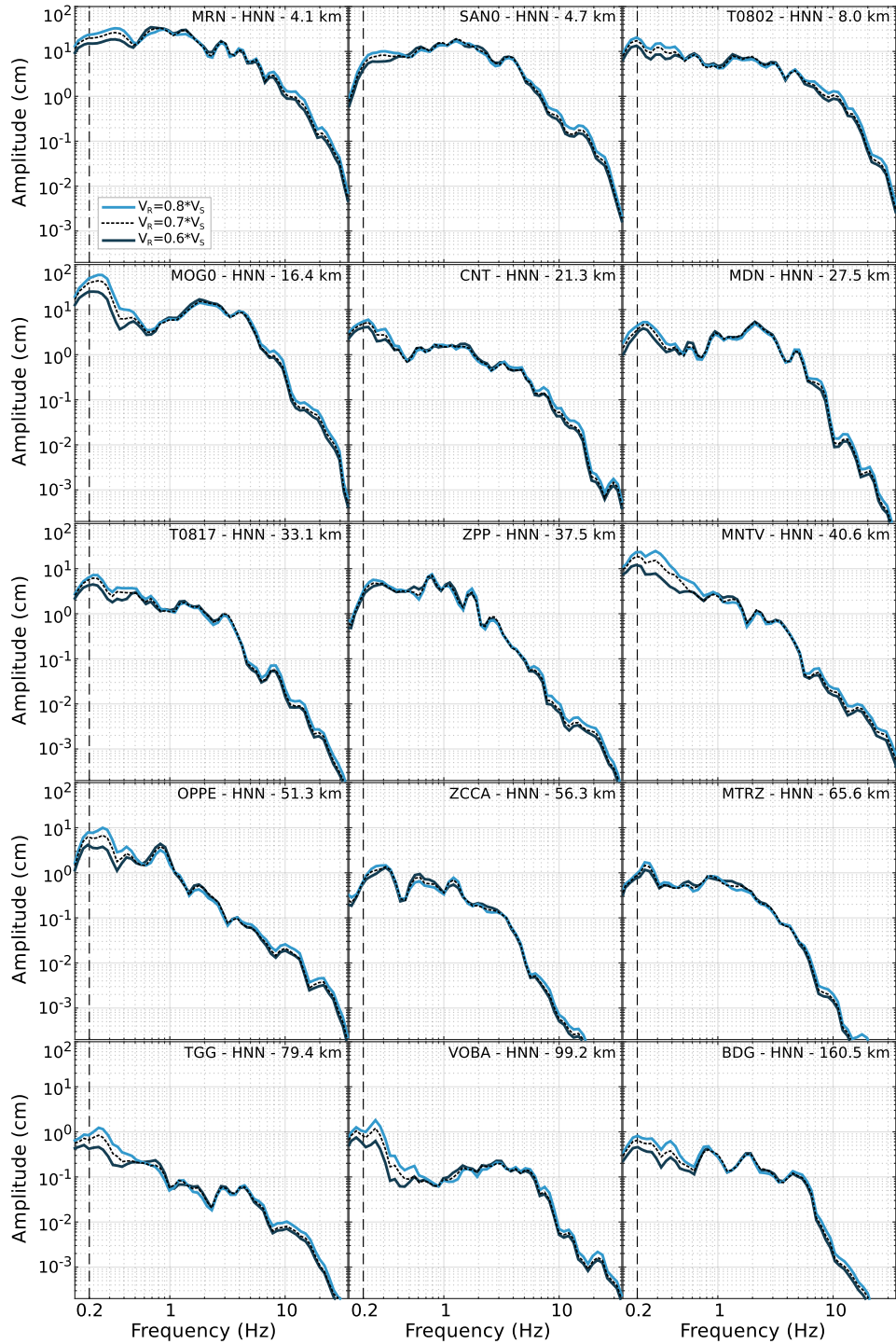


FIGURE 5.7 – Comparaison des spectres de Fourier moyens sur les 100 simulations pour les différentes valeurs de la vitesse de rupture ( $V_R$ ). Le spectre moyen de référence est représenté en pointillés noir. Les spectres sont présentés en vitesse, pour la composante Nord-Sud, pour chaque station utilisée dans le chapitre 4.

Cet effet est visible sur les spectres de Fourier à toutes les distances (Figure 5.7), principalement pour les fréquences autour de la fréquence de coupure. Cependant la variation de fréquence de coupure n'étant pas suffisamment importante, l'impact sur les valeurs de pics reste négligeable, aussi bien pour les PGA que les PGV (Figure 5.8).

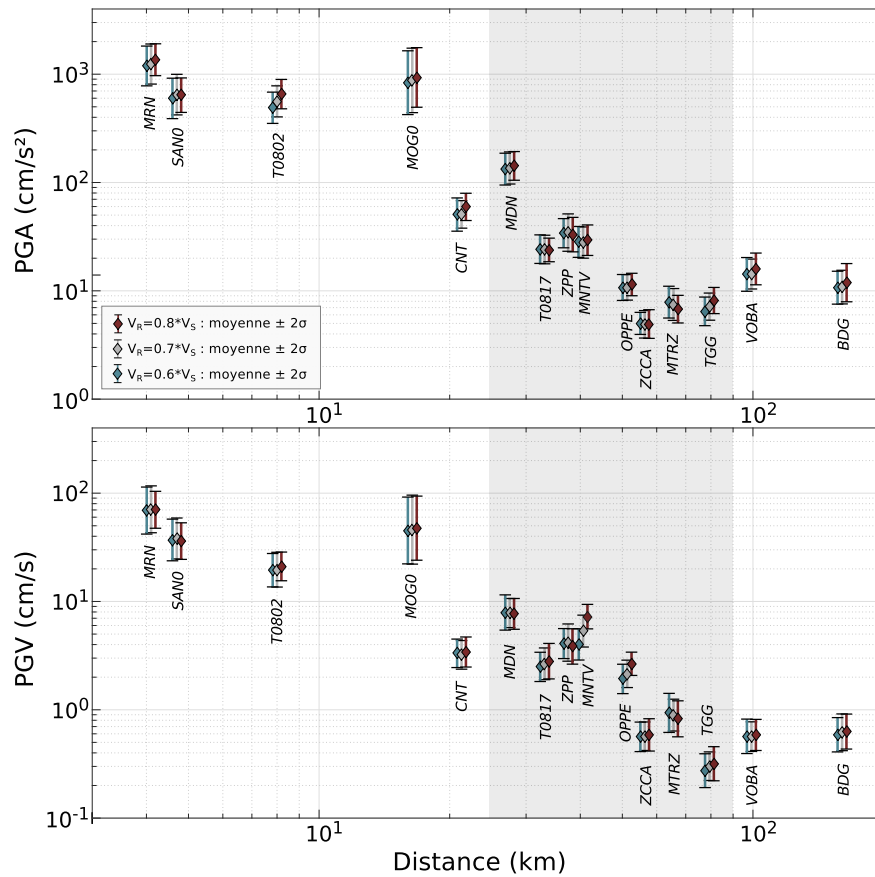


FIGURE 5.8 – Variation des valeurs de pics en fonction de la vitesse de rupture ( $V_R$ ). Les valeurs de pics sont représentées par la valeur moyenne des composantes horizontales sur les 100 simulations, avec une barre d'erreur à  $\pm 2$  écart-type. En haut : les PGA (en  $\text{cm/s}^2$ ), en bas : les PGV (en  $\text{cm/s}$ ).

## 5.4 Conclusion

Ce chapitre rapporte l'étude paramétrique complémentaire qui a été faite en parallèle de l'étude de simulation des effets de bassin dans la plaine du Po (cf chapitre 4).

Elle permet de conclure que le paramètre de rugosité  $K$  est le paramètre majeur à contraindre dans le code  $k^{-2}$  utilisé dans l'étude. Celui-ci a un lien direct avec le stress drop, et est donc directement relié à la quantité d'énergie haute fréquence générée. De ce fait une augmentation de  $K$  résulte en une augmentation du plateau des spectres de Fourier, et une augmentation des valeurs de pics, aussi bien en accélération qu'en vitesse.

La variation du temps de rupture en un point donné sur la faille (i.e. le rise time) a pour conséquence une légère augmentation du plateau des spectres en accélération. Cependant malgré une variation d'un facteur 3 de ce paramètre, les conséquences sur les valeurs de PGA et de PGV s'avèrent être négligeables.

La vitesse de propagation de la rupture sur le plan de faille influence la fréquence de coupure de l'évènement, et par conséquent le niveau des hautes fréquences générées. Toutefois, son influence est très modérée, et dans le cas présent, également négligeable en ce qui concerne les valeurs de pics en accélération ou en vitesse.

# Chapitre 6

## Comparaison de trois méthodes de simulation

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>139</b>
<b>6.2</b>	<b>Simulations par EGF point-source (code SIMULSTOC)</b>	<b>141</b>
<b>6.3</b>	<b>Simulations stochastiques</b>	<b>143</b>
<b>6.4</b>	<b>Résultats</b>	<b>147</b>
6.4.1	Comparaison des spectres de Fourier	147
6.4.2	Comparaison des séries temporelles	152
6.4.3	Comparaison des transformées de Stockwell	157
<b>6.5</b>	<b>Discussion et conclusion</b>	<b>160</b>

---

### 6.1 Introduction

Les simulations par fonctions de Green empiriques ([Hartzell, 1978](#)) sont largement utilisées dans la recherche académique. Ce type de simulation, tel que celui utilisé dans le chapitre 4, a démontré son potentiel en permettant de simuler les effets de propagation complexes associés au bassin sédimentaire de la plaine du Po, et ainsi reproduire les ondes de surface dominantes à certaines stations.



Dans le chapitre 4, l'approche par fonctions de Green utilisée (Causse et al., 2009) est plutôt complexe. On utilise une approche cinématique, en considérant une faille étendue, sur laquelle le glissement est défini selon un modèle en  $k^{-2}$  (Bernard et al., 1996). Cependant une approche aussi complexe comporte un certain nombre de contraintes, notamment en termes de paramètres d'entrées. Considérant une source étendue, il est nécessaire de connaître la position, la profondeur, et la géométrie de la faille. Concernant la dynamique de rupture, il faut avoir une idée de la position de la nucléation de la rupture sur le plan de faille, de la vitesse des ondes S autour du plan de faille, mais également de la vitesse de rupture et du rise time. Un des paramètres clé à contraindre est le paramètre de rugosité (noté  $K$ , Causse et al. (2009)). Celui-ci influence la répartition de glissement sur le plan de faille, et influence de ce fait indirectement la valeur de stress drop de l'événement simulé (Causse et al., 2010).

L'objectif de ce chapitre est de comparer les résultats des simulations en  $k^{-2}$ , réalisées à l'aide du code de Causse et al. (2009), à ceux de méthodes de simulation plus simples, et de ce fait plus facile d'utilisation. On choisit une méthode de simulation par fonctions de Green empiriques plus simple, en point-source où la description de la fonction source n'est que temporelle (Kohrs-Sansorny et al., 2005). On s'intéresse également aux simulations stochastiques (Boore, 2003), basées sur une description paramétrique de la physique de la source et de la propagation.

Les simulations par fonctions de Green empiriques en point-source sont réalisées à l'aide du code "SIMULSTOC" (Kohrs-Sansorny et al., 2005). Cette méthode présente l'avantage de ne nécessiter que très peu de paramètres d'entrée : les moments sismiques de l'EGF et de l'évènement à simuler, la fréquence de coupure de l'EGF, et le rapport des chutes de contrainte entre les deux évènements. L'utilisation d'EGF permet la prise en compte de l'ensemble des informations reliées à la propagation. La source est quant à elle définie dans le domaine temporel, de manière à respecter les lois d'échelles (Kanamori and Anderson, 1975) et le modèle de source en  $\omega^{-2}$  (Aki, 1967; Brune, 1970). Ainsi les spectres des synthétiques respectent en moyenne le modèle en  $\omega^{-2}$ . La source n'étant définie que de manière temporelle, celle-ci s'apparente à un point-source. Cette méthode a donc l'avantage de s'affranchir de la connaissance de la géométrie de la source et de la dynamique de la rupture. Cette méthode sera référencée dans ce chapitre comme la méthode par EGF point-source.

Les simulations stochastiques (Boore, 2003) se basent sur une description paramétrique des spectres de Fourier des synthétiques générés. Le spectre d’amplitude d’une série temporelle est décrit selon un modèle de source, puis adapté à un site donné en considérant la décroissance géométrique, l’atténuation anélastique, et le paramètre de site notamment. Le spectre de phase est quant à lui modifié de manière à ce que le signal simulé soit distribué selon une durée correspondant à la magnitude et à la distance considérée. Un des avantages de cette méthode réside dans le fait que les paramètres d’entrée ont tous un sens physique. Cela permet de les estimer directement à partir de données issues des réseaux sismiques standards. C’est pourquoi cette méthode est jugée utile pour les régions où l’on ne dispose que de très peu d’enregistrements. Cette méthode a été utilisée récemment en France par Drouet and Cotton (2015). Ce travail est réalisé avec une version de SMSIM que j’ai été amené à recoder sous Matlab pour des raisons pratiques.

## 6.2 Simulations par EGF point-source (code SIMUL-STOC)

La méthode de simulation utilisée est celle proposée par Kohrs-Sansorny et al. (2005), dont le schéma en deux étapes est inspiré des travaux de Joyner and Boore (1986); Wennerberg (1990) et Ordaz et al. (1995). A partir de l’enregistrement d’un évènement de plus faible magnitude (où  $m_0$ ,  $f_c$  et  $\Delta\sigma$  sont respectivement le moment sismique, la fréquence de coupure et la chute de contrainte), l’objectif de la méthode est de générer une multitude de synthétiques représentatifs de l’évènement cible (pour lequel on note,  $M_0$ ,  $F_c$  et  $\Delta\Sigma$ , le moment sismique, la fréquence de coupure et la chute de contrainte).

On génère  $k=100$  fonctions source temporelles équivalentes (appelées ESTF), qui, convoluées avec l’EGF à une station, donnent les signaux synthétiques  $S(t)$  à cette même station (équation 6.1).

$$S(t) = ESTF_k(t) * ESF(t) \quad (6.1)$$

Les ESTFs sont générées en deux étapes. Dans la première, un nombre  $\eta_c$  de délais  $t_c$  sont générés de manière aléatoire, avec une densité de probabilité  $\rho_c(t)$  sur la durée de la source  $T_c$ , déterminée selon la fréquence de coupure :  $T_c = \frac{1}{F_c}$ . Dans la deuxième étape, un nombre  $\eta_d$  de délais  $t_d$  sont à nouveau générés, avec une densité de probabilité  $\rho_d(t)$  sur une fenêtre de temps  $T_d < T_c$  centrée sur chaque délai généré lors de la première étape. Enfin  $\eta = \eta_c \cdot \eta_d$  EGFs sont sommées ensemble et normalisées par un facteur K pour former une ESTF (équation 6.2).

$$ESTF_k(t) = K \sum_{d=0}^{\eta_d-1} \left[ \sum_{c=0}^{\eta_c-1} \delta(t - t_c - t_d) \right] \quad (6.2)$$

L'expression des densités de probabilité, ainsi qu'une description détaillée de la méthode peuvent être trouvés dans [Kohrs-Sansorny et al. \(2005\)](#).

Les paramètres du schéma de sommation sont contraints selon deux relations. La première, la loi d'échelle entre les paramètres de source ([Brune \(1970\)](#); [Kanamori and Anderson \(1975\)](#)) permet de déterminer les relations entre les paramètres du spectre de l'EGF et de l'évènement à simuler (équation 6.3).

$$\frac{M_0}{m_0} = CN^3 \quad \text{avec} \quad C = \frac{\Delta\Sigma}{\Delta\sigma} \quad \text{et} \quad N = \frac{f_C}{F_C} \quad (6.3)$$

où C est le rapport des chutes de contraintes entre le petit séisme utilisé comme FGE et le séisme à simuler.

La deuxième relation utilisée est le modèle de source en  $\omega^{-2}$  ([Brune, 1970](#)). On fait l'hypothèse que l'EGF sélectionnée suit ce modèle. Pour générer des synthétiques qui suivent statistiquement le modèle en  $\omega^{-2}$  de l'évènement cible (Figure 6.1 a), le contenu fréquentiel de l'ESTF générée doit, en moyenne, être en accord avec le rapport  $R_t(f)$  entre le spectre de l'EGF et de l'évènement cible (équation (6.4), Figure 6.1 b).

$$T_t(f) = \frac{M_0}{m_0} \frac{1 + \left(\frac{f}{f_C}\right)^2}{1 + \left(\frac{f}{F_C}\right)^2} \quad (6.4)$$

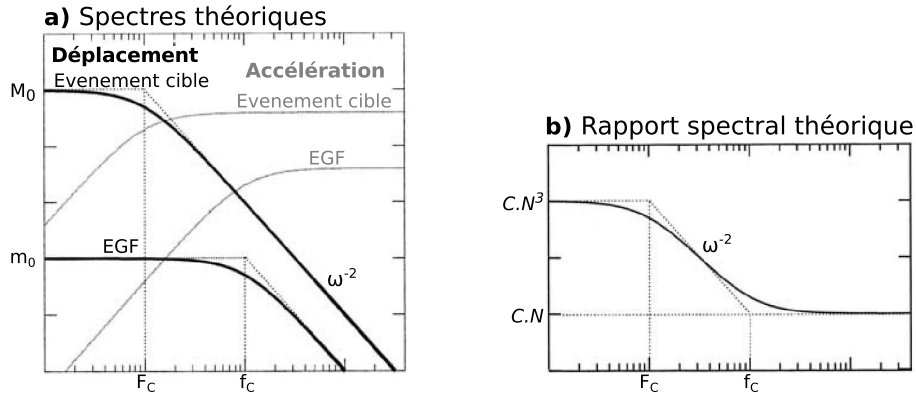


FIGURE 6.1 – a) Spectres théoriques en  $\omega^{-2}$  de l'évènement cible et de l'EGF, en déplacement (en gris), et en accélération (en noir). b) Rapport théorique entre les spectres des deux évènements. (Kohrs-Sansorny et al., 2005)

En prenant en compte ces lois d'échelles (équation 6.3 et 6.4), les paramètres  $K$ ,  $\eta$  et  $N$  (équation 6.2) sont déterminés par :

$$\eta = N^4 \text{ avec } \eta = \eta_C \cdot \eta_d \text{ et } K = \frac{C}{N} \quad (6.5)$$

La méthode en deux étapes permet une plus grande variabilité des simulations (Kohrs-Sansorny et al., 2005), ce qui s'avère particulièrement important quand  $N$  est grand, c'est-à-dire quand la magnitude de l'évènement à simuler est grande au regard de la magnitude de l'EGF. L'intérêt le plus important de la méthode est le nombre très réduit de paramètres d'entrée. Ceux-ci ont également tous une signification physique réelle. Ces paramètres d'entrée sont :

- le moment sismique de l'EGF ( $m_0 = 7.19E + 14$  Nm) et de l'évènement à simuler ( $M_0 = 7.66E + 17$  Nm), fixés selon Saraò and Peruzza (2012).
- la fréquence de coupure de l'EGF, déterminée dans le chapitre 4 :  $f_c = 1.25$  Hz (voir Table 4.1).
- le rapport des chutes de contraintes statiques  $C = \frac{\Delta\Sigma}{\Delta\sigma}$  entre l'EGF et l'évènement à simuler, fixé à  $C=1$  pour pouvoir comparer ces résultats à ceux des simulations par EGF  $k^{-2}$ .

Suivant la paramétrisation décrite ci-dessus, on génère un set de 100 fonctions source équivalentes (ESTF), permettant de générer 100 synthétiques par station et par composante.

## 6.3 Simulations stochastiques

Selon l'approche stochastique (Boore, 2003), le spectre d'amplitude respecte un modèle en  $\omega^{-2}$  (Brune, 1970). Pour un moment sismique donné ( $M_0$ ) et une distance  $R$ , le spectre de Fourier  $Y(f)$  respecte la description paramétrique suivante :

$$Y(f) = S(M_0, f)P(R, f) \quad (6.6)$$

où  $S(M_0)$  est l'enveloppe du spectre de la source,  $P(R, f)$  est la contribution du trajet, qui dépend de  $R$  et de la fréquence ( $f$ ), prenant en compte à la fois l'atténuation géométrique, l'atténuation anélastique, et l'atténuation haute fréquence associée au site.

L'expression du champ lointain de la source respecte le modèle en  $\omega^{-2}$  :

$$S(M_0) = C \frac{M_0}{1 + \left(\frac{f}{F_c}\right)^2} \quad (6.7)$$

où  $C$  est une constante exprimée ci-dessous (équation 6.10),  $M_0$  le moment sismique, fixé à  $M_0=7.66\text{E}+17$  Nm (Saraò and Peruzza, 2012),  $F_c$  représente la fréquence de coupure, qui peut être exprimée en fonction du stress drop  $\Delta\sigma$  :

$$F_c = \left(\frac{16 \Delta\sigma}{7 M_0}\right)^{1/3} kV_S \quad (6.8)$$

avec  $k=0.37$  (Brune, 1970), et  $V_S$  la vitesse des ondes de cisaillement du milieu.

La fréquence de coupure est contrainte selon l'équation (6.8), en respectant le principe de self-similarité, avec un stress drop constant, de manière à pouvoir comparer les simulations stochastiques aux autres méthodes utilisées (EGF point-source, et EGF en  $k^{-2}$ ).  $F_c$  est calculée selon :

$$F_c = f_c \left(\frac{\Delta\Sigma m_0}{\Delta\sigma M_0}\right)^{1/3} = 0.12 \text{ Hz} \quad (6.9)$$

avec  $\frac{\Delta\Sigma}{\Delta\sigma} = 1$ , et  $f_c=1.25$  Hz (voir Table 4.1, chapitre 4).  $\Delta\Sigma$  et  $\Delta\sigma$ , et  $F_c$  et  $f_c$ , le stress drop et la fréquence de coupure, de l'évènement à simuler, et de l'EGF respectivement.

La constante  $C$  (équation 6.7) s'exprime par :

$$C = \frac{R_{\Theta\Phi} Pt fs}{4\pi\rho_s V_S^3 Ro} \quad (6.10)$$

avec  $R_{\Theta\Phi}$  le facteur associé au diagramme de radiation,  $Pt$  la partition de l'énergie entre les deux composantes horizontales (habituellement fixé à  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ),  $fs$  l'influence de la surface libre (habituellement fixé à 2), le facteur  $\rho_s$  et  $V_S$  sont la densité et la vitesse des ondes S dans les environs de la source,  $Ro$  est une distance de référence, habituellement fixée à 1 km.

La contribution du trajet s'exprime par :

$$P(R, f) = G(R) A(R, f) K(f) \quad (6.11)$$

avec  $G(R)$  l'atténuation géométrique,  $A(R, f)$  l'atténuation anélastique, et  $K(f)$  l'atténuation haute fréquence associée au site. Les paramètres de propagation sont fixés selon [Castro et al. \(2013\)](#). Ainsi  $G(R)$  est défini par :

$$G(R) = \begin{cases} 15/R & \text{pour } 15 < R < 60 \text{ km} \\ 15/(R \times 60) & \text{pour } R > 60 \text{ km} \end{cases} \quad (6.12)$$

L'atténuation anélastique est modélisée par :

$$A(R, f) = \exp\left(\frac{-\pi r f}{Q(f) V_S}\right) \quad (6.13)$$

avec  $r = R - 15$ ,  $V_S = 2.44$  km/s est la vitesse moyenne des ondes S dans la plaine du Po ([Vuan et al., 2011](#)), et  $Q(f)$  le facteur de qualité pour les ondes S horizontales.

D'après [Castro et al. \(2013\)](#),  $Q(f)$  est donné par :

$$Q(f) = \begin{cases} 82f^{1.2} & \text{pour } 0.10 \leq f \leq 10.7 \text{ Hz} \\ 301f^{0.36} & \text{pour } 11.87 \leq f \leq 40 \text{ Hz} \end{cases} \quad (6.14)$$

L'étude de [Castro et al. \(2013\)](#) est directement basée sur les événements majeurs de la crise d'Emilia-Romagna. On note que suivant leur paramétrisation, il n'y a aucune atténuation anélastique ou géométrique dans les 15 premiers kilomètres. Cela est associé aux effets de saturations. C'est pourquoi nous ne considérerons aucune correction telle que l'utilisation d'une distance effective, présentée dans le chapitre 2.

Ne disposant pas d'information précise pour chacun des sites de l'étude, on choisit d'adopter une valeur moyenne de site, calculée pour la plaine du Po. La séquence étant située en plein cœur de la plaine du Po, toutes les stations les plus proches se situent sur la même couche de sédiments. Pour les stations les plus lointaines, les hautes fréquences étant déjà atténuées par l'atténuation anélastique le long du trajet, l'influence du paramètre de site est ainsi significativement réduite. Ainsi, l'atténuation haute fréquence, modélisée par le paramètre  $\kappa_0$  ([Anderson and Hough, 1984](#)), est fixée à la valeur moyenne de  $\kappa_0=0.03$  calculée dans la plaine du Po ([Castro et al., 2013](#)).  $K(f)$  s'exprime :

$$K(f) = \exp^{-\pi\kappa_0 f} \tag{6.15}$$

Le spectre de phase est quant à lui modifié de manière à ce que le signal soit distribué selon une durée reliée à la magnitude et à la distance de la source. Ce paramètre est difficile à contraindre, en effet, on ne dispose pas de ce type d'information adaptée à la plaine du Po. Deux approches sont considérées.

La première consiste à utiliser les paramètres par défaut utilisés dans le code de simulation stochastique SMSIM ([Boore, 2003](#)). Cette durée, définie pour les régions crustales actives (ACR), est déterminée d'après l'analyse systématique réalisée sur la base de données NGA-West 2 ([Boore and Thompson, 2014](#)). Les résultats issus de cette première approche sont référencés en tant que SMSIM ACR.

La deuxième approche se veut plus spécifique à l'étude réalisée. On propose ici de combiner l'approche par fonctions de Green empiriques avec les simulations stochastiques. Cela consiste à déterminer la durée du signal à simuler à partir de la durée mesurée sur l'EGF. Dans ce deuxième cas, la durée à une station donnée est alors définie par la durée mesurée sur l'EGF à laquelle on ajoute la différence des durées de source théoriques (calculées selon l'approximation de [Hanks and McGuire \(1981\)](#) selon laquelle

la durée de rupture est proportionnelle à la fréquence de coupure :  $T_d = f_c^{-2}$ ) de l'EGF et de l'évènement cible (équation 6.16).

$$T(d) = T_{EGF}(d) + \frac{1}{F_c} - \frac{1}{f_c} \quad (6.16)$$

où  $T(d)$  représente la durée du signal simulé à une distance donnée (durée utilisée),  $T_{EGF}(d)$  la durée mesurée sur l'EGF à cette même station, et  $F_C$  et  $f_c$  les fréquences de coupures de l'évènement cible et de l'EGF respectivement. On utilise  $F_c=0.12$  Hz (équation 6.8), et  $f_c=1.25$  Hz (Table 4.1, chapitre 4). Les résultats issus de cette deuxième approche sont référencés en tant que SMSIM EGF.

Station	Distance (km)	Durée mesurée sur l'EGF (s)	Durée utilisée (s)
MRN	4.1	4.1	11.6
SAN0	4.7	3.9	11.4
T0802	8.0	6.6	14.1
MOG0	16.4	4.8	12.3
CNT	21.3	13.3	20.8
MDN	27.5	17.1	24.6
T0817	33.1	32.6	40.1
ZPP	37.5	36.6	44.1
MNTV	40.6	53.9	61.4
OPPE	51.3	83.1	90.6
ZCCA	56.3	37.2	44.7
MTRZ	65.6	40.1	47.6
TGG	79.4	28.1	35.6
VOBA	99.2	28.5	36.0
BDG	160.5	17.7	25.2

TABLE 6.1 – Liste des stations utilisées dans l'étude. La distance correspond à la distance épacentrale de l'évènement du 29 Mai 2012 (Mw 5.9). La durée correspond à la moyenne des durées de phases fortes (Trifunac and Brady, 1975) des composantes horizontales des données de l'EGF (évènement de Mw 3.9 du 25 Mai 2012).

Pour chacun des deux cas (durée contrainte selon Boore and Thompson (2014), et durée contrainte selon la durée de l'EGF), on génère un total de 100 simulations stochastiques par station. Il n'existe cependant pas de distinction entre les différentes composantes.



## 6.4 Résultats

### 6.4.1 Comparaison des spectres de Fourier

Tout comme pour la méthode par EGF en  $k^{-2}$ , la méthode par EGF point-source permet globalement de correctement reproduire l’enveloppe des spectres de Fourier (Figure 6.2 pour la composante Nord-Sud, et Figure 6.3 pour la composante Est-Ouest). On note une légère sur-estimation des hautes fréquences pour les stations les plus proches, mais également une très légère sous-estimation pour les stations lointaines. Le comportement général est donc comparable aux simulations en  $k^{-2}$  pour lesquelles on avait une forte sur-estimation en champ proche, et une bonne estimation générale de l’amplitude pour les stations plus lointaines (Figure 4.3, Chapitre 4). La différence générale de niveau étant attribuée à une différence de rapport de chute de contrainte entre les deux méthodes.

La similarité des résultats de ces deux méthodes de simulation met en avant un point important. La méthode en  $k^{-2}$  considère une source étendue, mais ses résultats en champ proche sont comparables à ceux d’une méthode en point-source. Cela pourrait signifier que la correction d’atténuation géométrique appliquée à l’EGF sommée sur les différentes sous-failles dans la méthode en  $k^{-2}$  (Causse et al., 2009) n’est pas suffisante. Il faudrait probablement pouvoir corriger également l’atténuation anélastique, qui dans le cas de failles suffisamment étendues, n’est pas négligeable ( $\sim 30$  km de longueur pour l’évènement du 29 Mai 2012 de Mw 5.9, voir chapitre 4). L’hypothèse de la présence d’effets non linéaires aux stations les plus proches est cependant toujours valide. N’étant pris en compte par aucune de ces deux méthodes, si cet effet est prépondérant, cela permettrait d’expliquer que les différences de comportement entre les données et les résultats des deux types de simulations mis en oeuvre soit comparables.

Les simulations stochastiques ne permettent pas de faire la distinction entre les différentes composantes horizontales. Aussi celles-ci sont comparées aux spectres de vitesse des composantes Nord-Sud et Est-Ouest des données (Figure 6.4). D’une manière générale, les spectres sont en bon accord avec les données pour les stations proches. On note cependant, pour les stations dans le bassin (de la station MDN à 27.5 km à la station MTRZ à 65.6 km), que les données sont plus fortement atténuées que le modèle. Cela démontre que l’atténuation anélastique, ainsi que la réponse des sites dans la plaine du Po sont fortement variables, et ne peuvent être modélisés par des paramètres moyens de dispersion géométrique, d’atténuation anélastique, et de paramètre de site.

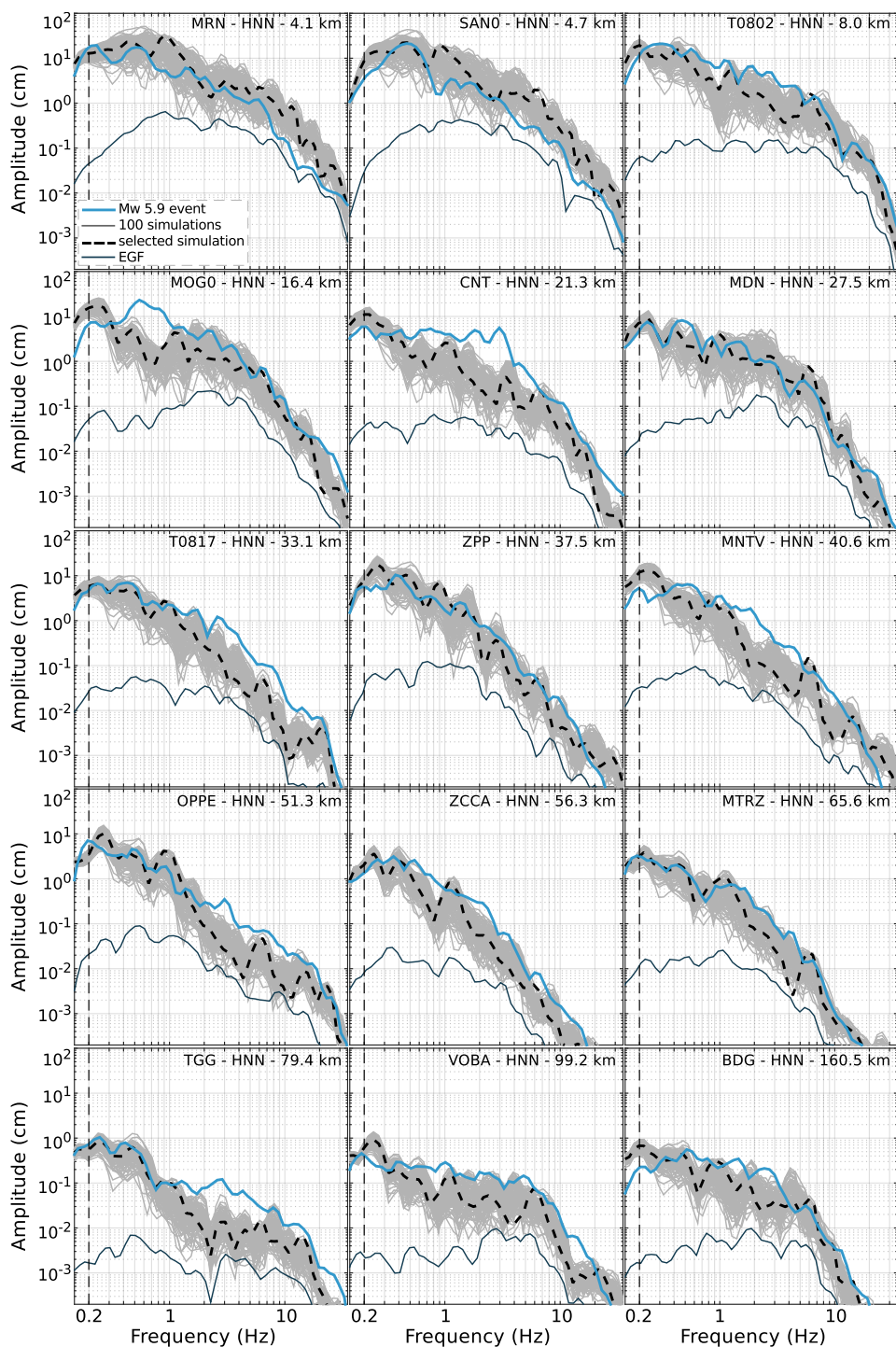


FIGURE 6.2 – Comparaison des spectres de Fourier en vitesse pour la composante Nord-Sud. Les spectres de l'évènement du 29 Mai 2012 (Mw 5.9) sont représentés en bleu clair. Les courbes grises représentent les spectres des 100 simulations par EGF point-source. Les courbes en pointillés noirs représentent les spectres des synthétiques présentés en Figure 6.6.

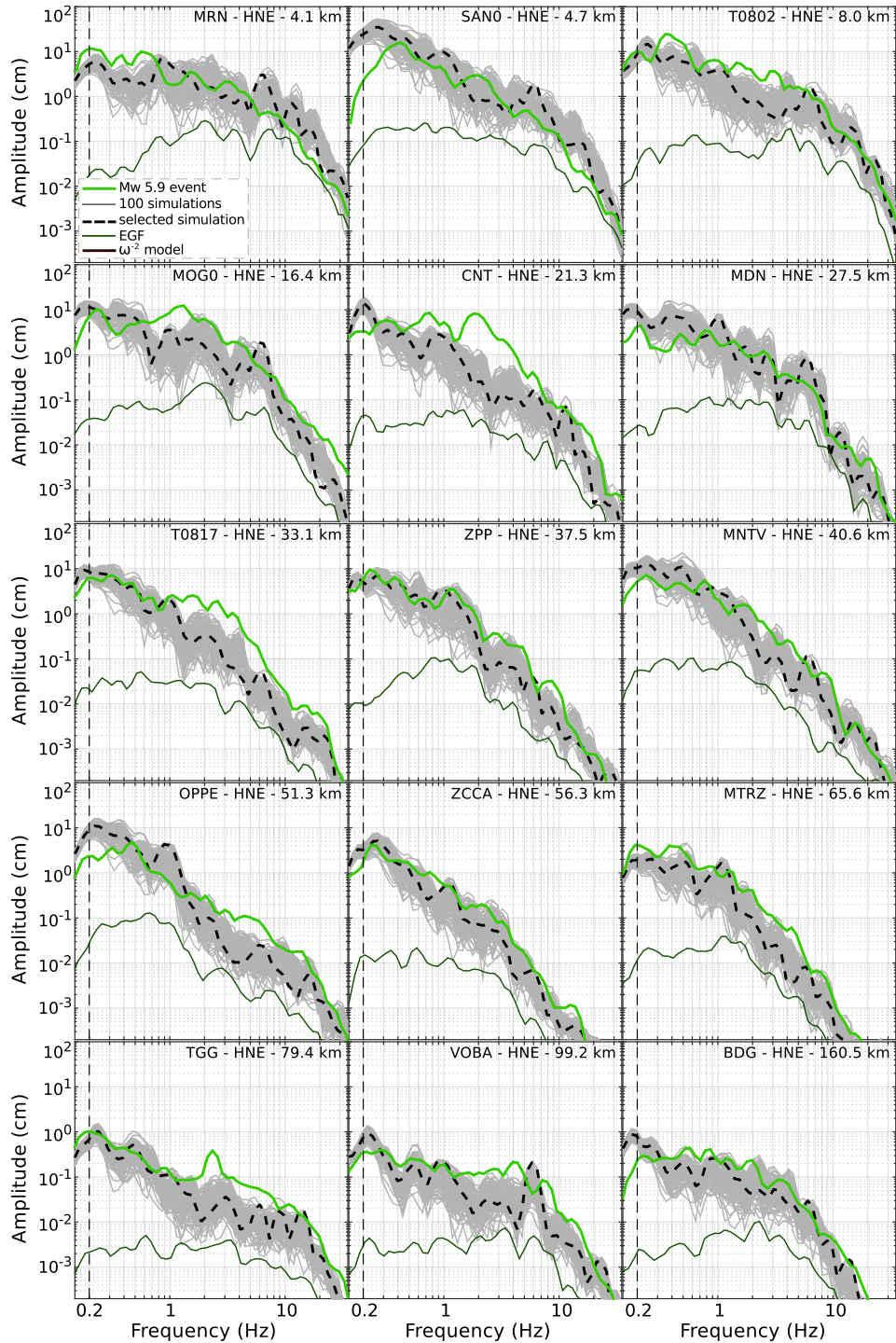


FIGURE 6.3 – Comparaisons identiques à la Figure 6.2, pour les composantes Est-Ouest.

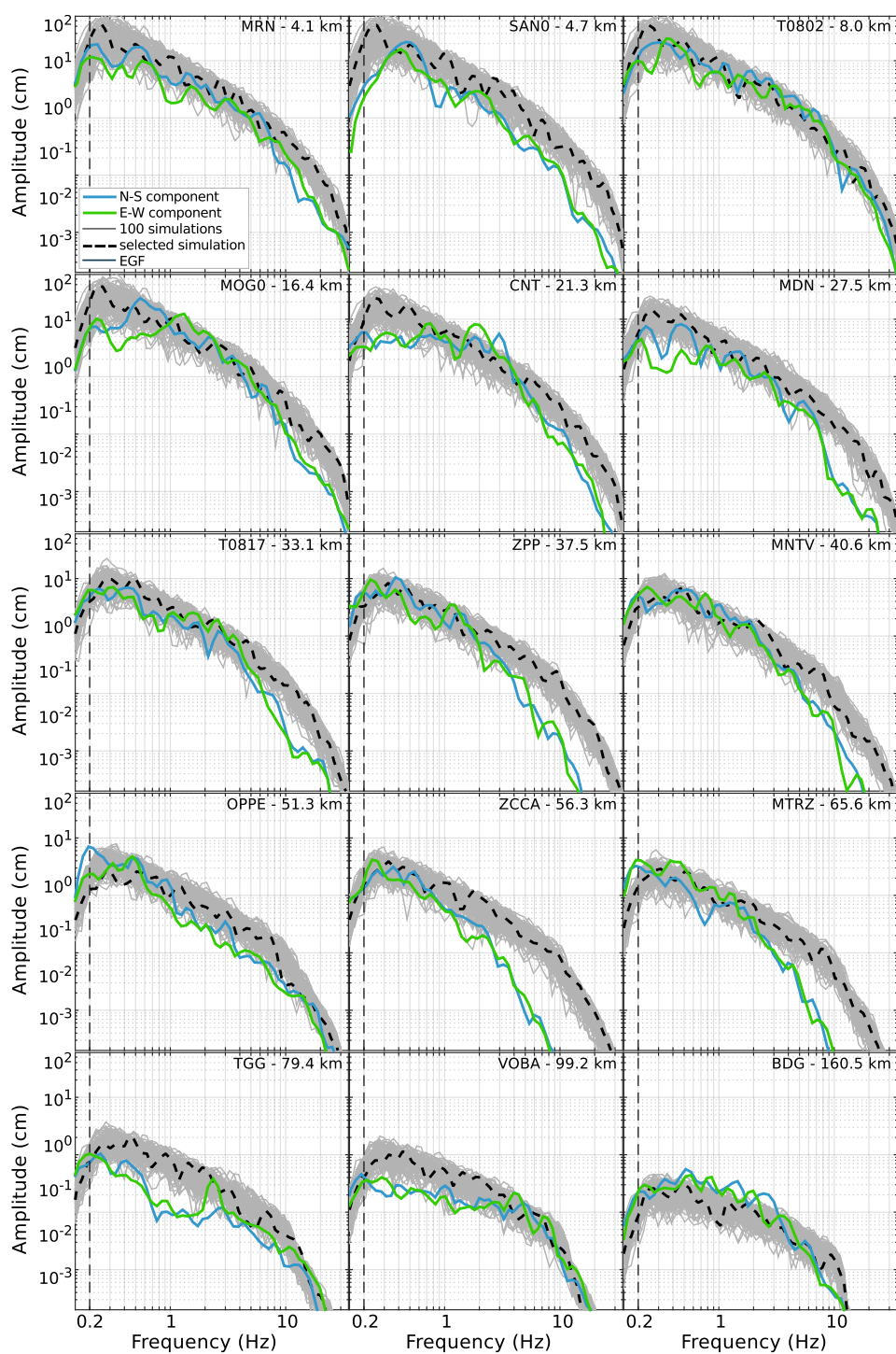


FIGURE 6.4 – Comparaison des spectres de Fourier en vitesse des données de l'évènement du 29 Mai 2012 (Mw 5.9), la composante Nord-Sud est en bleu, la composante Est-Ouest en vert. Les spectres des 100 simulations stochastiques sont en gris, et les spectres des synthétiques représentés en Figure 6.6 sont en pointillés noirs.

### 6.4.2 Comparaison des séries temporelles

La séquence sismique a eu lieu dans la plaine du Po, et de fortes ondes de surface ont été générées (Luzi et al., 2013). La génération des ondes de surface a pour conséquence l'augmentation de la durée du signal, et la migration des valeurs de pics (particulièrement le PGV) des ondes de volume au ondes de surface.

L'augmentation de la durée du signal est illustrée par la mesure de la durée de mouvement fort (SMD), définie comme l'intervalle compris entre 5 et 95% de l'énergie d'Arias (Trifunac and Brady, 1975). Celle-ci varie d'une durée de l'ordre de 10s pour les stations les plus proches, jusqu'à une durée de l'ordre de 100s pour la station OPPE, située à 50 km environ, et redescend à une durée de l'ordre de 20s pour les stations les plus lointaines, situées en dehors de la plaine du Po (Figure 6.5).

La comparaison des durées des simulations par EGF, en  $k^{-2}$  et en point-source, permettent une bonne reproduction de l'allongement de la durée des signaux particulièrement important entre 25 et 90 km (Figure 6.5 a et b).

Concernant les simulations stochastiques, la durée définie pour les régions crustales actives (Boore and Thompson, 2014) présente une augmentation progressive en fonction de la distance. Celle-ci est cohérente pour les stations proches et lointaines, mais ne permet pas de prendre en compte l'allongement de durée particulier, entre 25 et 90 km, associé aux ondes de surface (Figure 6.5 c).

La calibration de la durée des simulations stochastiques sur la durée de l'EGF, permet une amélioration notable de l'estimation, pour toutes les stations affectées par les ondes de surface (Figure 6.5 c). En effet, bien que plus haute fréquence, l'EGF est affectée par l'augmentation de durée.

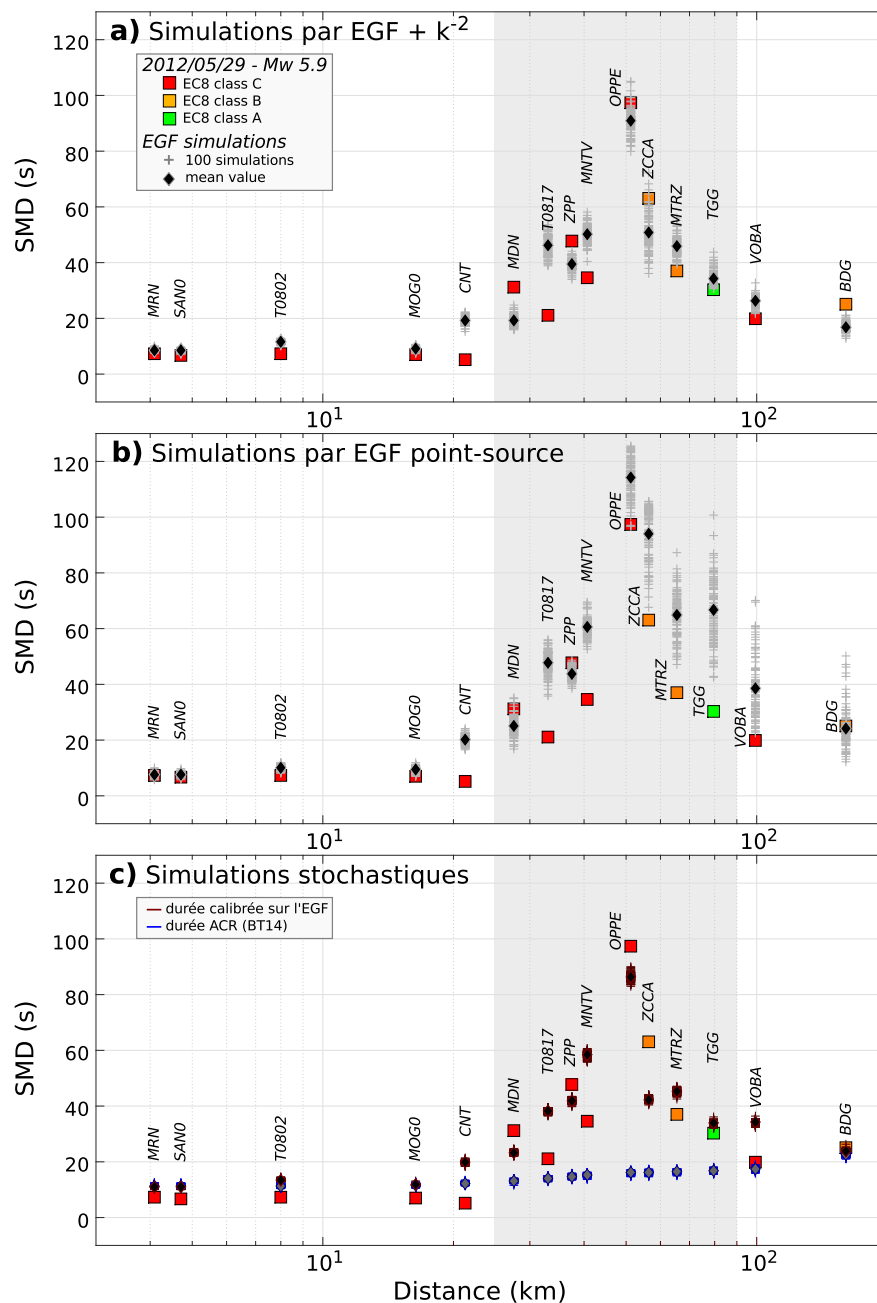


FIGURE 6.5 – Comparaison des durées de mouvement (SMD : [Trifunac and Brady \(1975\)](#)). Celles-ci sont calculées pour les données, et pour : a) les simulations par EGF en  $k^{-2}$ , b) les simulations par EGF point-source, c) les simulations stochastiques, prenant en compte une durée calibrée sur l'EGF, et la durée définie pour les régions crustales actives (ACR) ([Boore and Thompson, 2014](#)).



La migration des valeurs de pics, visible sur les données, pour les stations OPPE et TGG (Figure 6.6 i et l, 1<sup>ère</sup> ligne) est correctement reproduite par les simulations par EGF  $k^{-2}$  (Figure 6.6, 2<sup>ème</sup> ligne), et par EGF point-source (Figure 6.6, 3<sup>ème</sup> ligne). Les simulations stochastiques ne permettent pas de prendre en compte la génération d'ondes de surface. De ce fait, que la durée soit adaptée (Figure 6.6, 4<sup>ème</sup> ligne) ou non (Figure 6.6, 5<sup>ème</sup> ligne), les valeurs de pics sont donc portées par une onde de volume, seule onde que la méthode permet de simuler.

La bonne reproduction du niveau moyen des spectres de Fourier, de la durée des signaux générés, et de la présence des ondes de surface, permet aux méthodes par EGF de correctement reproduire à la fois les valeurs de PGA et de PGV (Figure 6.7 a et b). On note cependant une sur-estimation des valeurs de PGA en champ proche pour la méthode en  $k^{-2}$ , et une légère sous-estimation des valeurs de PGA pour la méthode en point-source.

Concernant l'approche stochastique, l'adaptation de la durée permet une amélioration des prédictions des valeurs de PGA entre 25 et 90 km (voir comparaison entre 6.7 c et d à gauche, particulièrement visible pour les stations ZPP, MNTV, OPPE et MTRZ). Concernant les valeurs de PGV, cette amélioration est moins marquée.

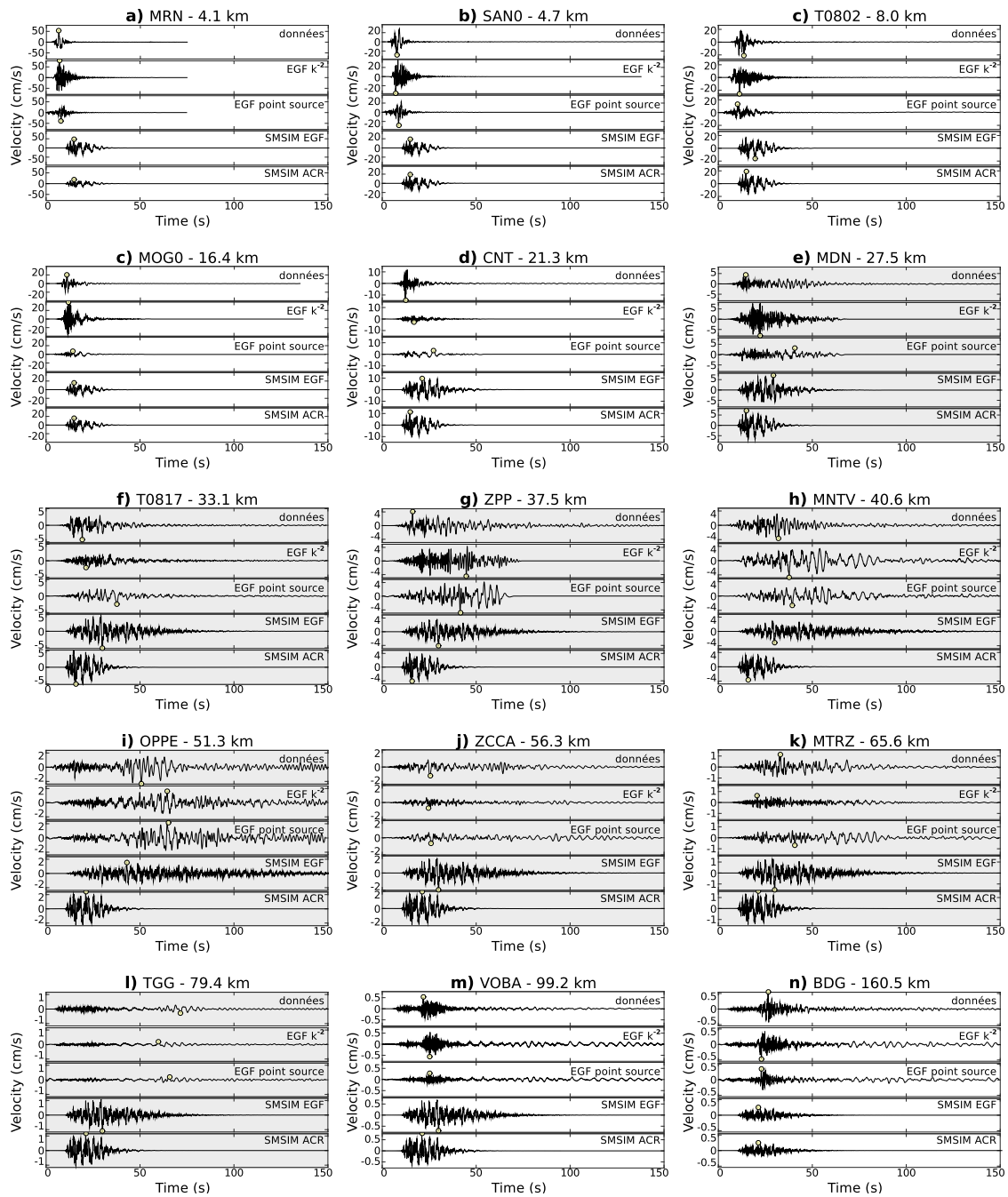


FIGURE 6.6 – Comparaison des séries temporelles des différentes méthodes de simulation pour les 15 stations utilisées dans l'étude (de a à n). Pour chaque station, la première série temporelle représente les données de l'évènement de Mw 5.9. Puis de haut en bas sont représentés les synthétiques obtenus par les méthodes : par EGF en  $k^{-2}$ , par EGF point-source, stochastique avec la durée calibrée sur l'EGF (SMSIM EGF), et stochastique avec la durée pour les régions crustales actives (SMSIM ACR) (Boore and Thompson, 2014).



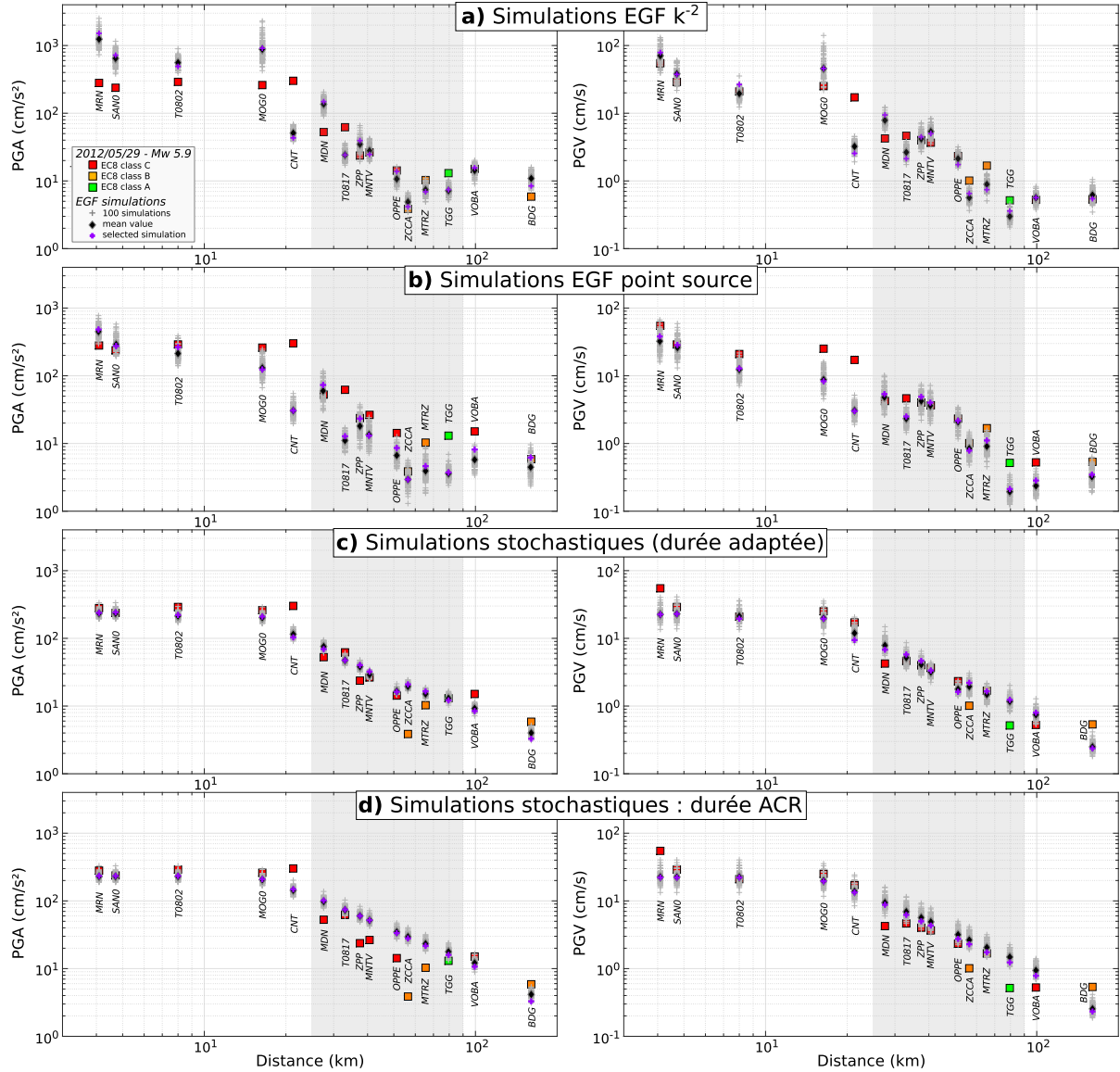


FIGURE 6.7 – Comparaison des valeurs de pics pour les 15 stations de l'étude. Les PGA (à gauche) et les PGV (à droite) sont comparés avec les simulations : a) par EGF en  $k^{-2}$ , b) par EGF point-source, c) les simulations stochastiques, prenant en compte une durée calibrée sur l'EGF, et d) les simulations stochastiques en considérant la durée définie pour les régions crustales actives (ACR) (Boore and Thompson, 2014). Les marqueurs spécifiques représentent les valeurs de pics des séries temporelles représentées en Figure 6.6.

### 6.4.3 Comparaison des transformées de Stockwell

Les transformées de Stockwell (Stockwell et al., 1996) présentent l'avantage de pouvoir analyser le caractère non stationnaire d'un signal. Il permet de ce fait de voir la fréquence dominante des ondes de surface et de vérifier si celle-ci est correctement reproduire par les simulations. Les transformées de Stockwell sont réalisées pour deux stations proches, où le mouvement du sol est essentiellement contrôlé par les ondes de volume : T0802 à 8.0 km (Figure 6.8 a) et T0817 à 33.1 m (Figure 6.8 b); les deux stations les plus affectées par les ondes de surface : OPPE à 51.3 km (Figure 6.8 c) et TGG à 79.4 km (Figure 6.8 d); et les deux stations les plus lointaines, où l'influence des ondes de surface n'est plus prépondérante : VOBA à 99.2 km (Figure 6.8 e) et BDG à 160.5 km (Figure 6.8 f).

D'une manière générale, les transformées de Stockwell permettent de voir que les signaux présentent un fort caractère non stationnaire (Figure 6.8, 1<sup>ère</sup> colonne). Ceci est particulièrement visible pour les stations OPPE et TGG (Figure 6.8 c et d). Les ondes de surface sont associées à des fréquences entre 0.2 et 0.4 Hz (cohérent avec Luzi et al. (2013)). Les deux types de simulation par EGF (Figure 6.8, 2<sup>ème</sup> colonne pour les simulations en  $k^{-2}$ , et 3<sup>ème</sup> colonne pour la simulation en point-source) permettent une bonne reproduction de ce caractère non stationnaire, et permettent de reproduire la fréquence dominante associée aux ondes de surface.

Les simulations stochastiques ne permettent pas de reproduire ce caractère non stationnaire. Les simulations sont toutefois comparables dans les cas où les ondes de surface ne sont pas présentes (stations T0802, T0817, VOBA et BDG, voir Figure 6.8, 4<sup>ème</sup> et 5<sup>ème</sup> colonnes).

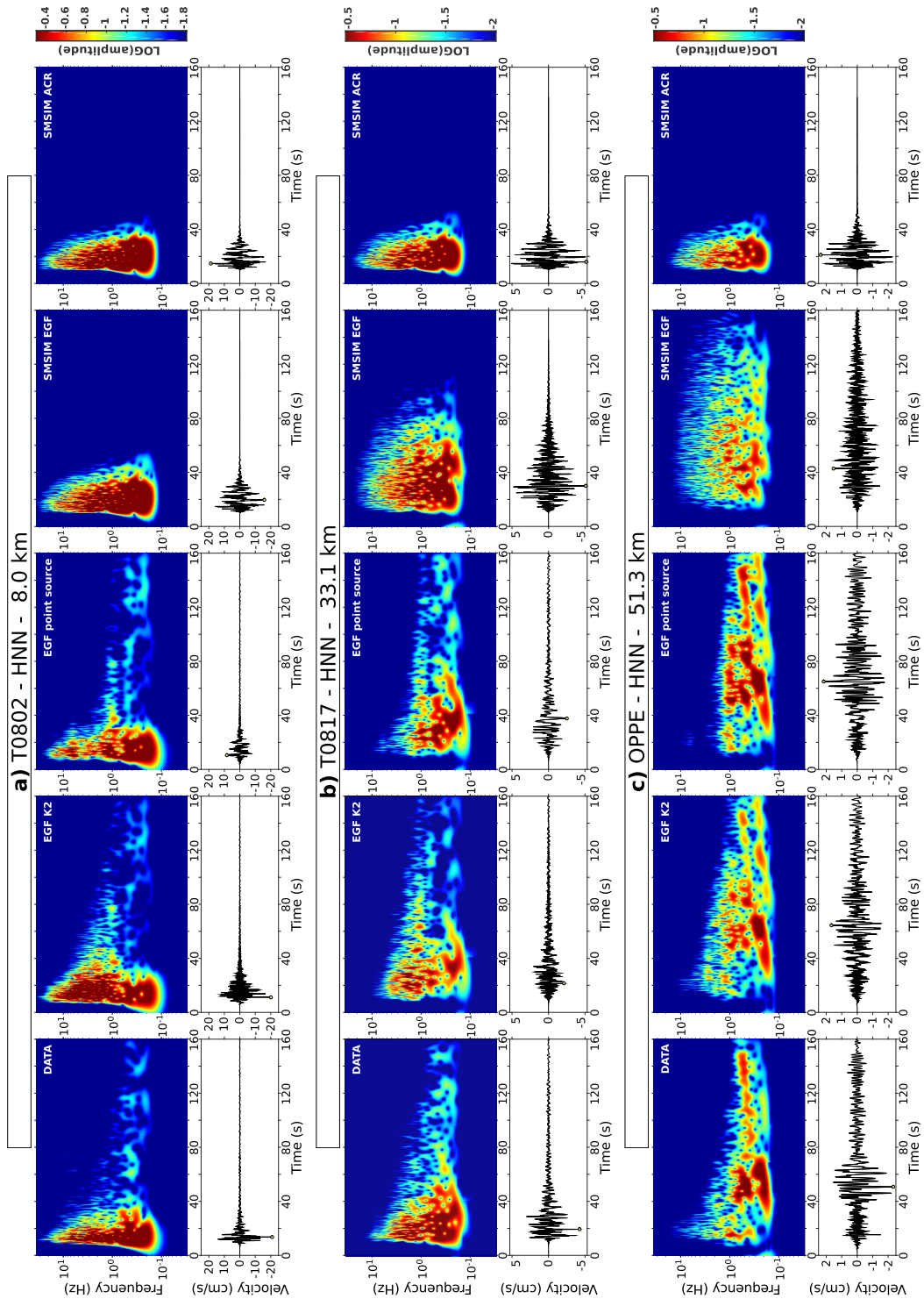


FIGURE 6.8 – Comparaison des transformées de Stockwell pour les différentes méthodes de simulation. Les comparaisons sont réalisées pour deux stations proches (a et b), deux stations affectées par les ondes de surface (c et d), et deux stations lointaines (e et f). De gauche à droite sont représentés : les données, les simulations par EGF en  $k^{-2}$ , les simulations par EGF point-source, les simulations stochastiques avec durées calibrées sur celles de l'EGF, et avec durées pour des régions crustales actives (Boore and Thompson, 2014).



## 6.5 Discussion et conclusion

Le principal objectif de cette partie était de comparer différentes méthodes de simulation afin de juger les avantages et les inconvénients de chacune d’entre elles. Deux méthodes par fonctions de Green empiriques ont été testées, l’une considérant une source étendue, sur laquelle la répartition de glissement est définie selon une distribution en  $k^{-2}$  (Causse et al., 2009), l’autre en point-source, considérant une description uniquement temporelle de la source (Kohrs-Sansorny et al., 2005). A ces méthodes sont comparées les simulations stochastiques, paramétrées selon Castro et al. (2013). La durée est contrainte dans un premier temps selon les durées définies pour les régions crustales actives (Boore and Thompson, 2014). Cependant l’augmentation de durée relative à la présence des ondes de surface étant significative, on propose dans un second temps une nouvelle approche en contraignant la durée selon celle mesurée sur la fonction de Green empirique.

L’avantage premier des méthodes utilisant les fonctions de Green empiriques, est la prise en compte de l’ensemble des effets de propagation, aussi bien liés au bassin qu’aux effets d’atténuation des hautes fréquences associés aux sites. Cela a permis de générer des synthétiques large bande, de 0.2 à 35 Hz, la limite basse fréquence étant imposée par le rapport signal sur bruit de l’EGF. La forte augmentation de durée visible sur les données, et les ondes de surface, dominantes à certaines stations, ont également été correctement reproduites. L’analyse par transformée de Stockwell met en avant le caractère non stationnaire des signaux et la fréquence dominante des ondes de surface. Ceux-ci ont été correctement reproduits par ces méthodes, signifiant qu’en plus de reproduire le contenu fréquentiel des signaux, elles permettent également de reproduire l’évolution de ce contenu fréquentiel au cours du temps. Cela a permis non seulement de reproduire les ondes de surface, mais également de reproduire la migration des valeurs de PGV des ondes de volume aux ondes de surface, permettant une estimation correcte des valeurs de PGA mais aussi des valeurs de PGV.

La limitation la plus importante des méthodes par fonctions de Green empiriques est la simulation en champ proche. Bour and Cara (1997) démontrent que l’utilisation d’une seule EGF ne permet pas ce type de simulation, les termes de champ intermédiaire ne pouvant être correctement reproduits, ceux-ci dépendant du diagramme de radiation de chaque partie du plan de faille. Les résultats des simulations en source étendue pré-

sentent une surestimation des hautes fréquences, pour les stations les plus proches, qui se traduit par une surestimation des valeurs de pics, principalement en accélération. Bien que le niveau général soit plus bas, les résultats des simulations en point source présentent le même comportement. Deux possibilités sont alors envisageables. La première se base sur la présence supposée d'effets non linéaires. Si les données sont affectées par ce type de phénomène, celui-ci n'étant pris en compte par aucune de ces deux méthodes, cela permettrait d'expliquer que les différences entre les résultats de ces deux types de simulation avec les données soient comparables. La deuxième hypothèse consiste à attribuer cette différence aux effets de source étendue. La similarité des comportements des résultats des simulations en source étendue et en point-source révélerait alors que la correction d'atténuation géométrique appliquée à l'EGF sommée sur chaque sous-faille dans la méthode en  $k-2$  est insuffisante. Pour améliorer les simulations, il faudrait également pouvoir corriger de l'atténuation anélastique, non négligeable dans le cas de faille dont la longueur est de l'ordre de 30 km. La solution la plus complète serait d'utiliser plusieurs EGFs en fonction de leurs positions relatives sur le plan de faille. Cela permettrait à la fois de prendre en compte les différences d'atténuation géométrique, mais également les différences d'atténuation anélastique, et de mieux reproduire les termes de champ intermédiaire. L'utilisation de ce type de méthode deviendrait cependant encore plus lourde à mettre en œuvre.

Les simulations stochastiques présentent l'avantage de pouvoir générer des synthétiques à partir des paramètres physiques décrivant le milieu. Mis à part l'augmentation de durée relative à la présence du bassin, la durée utilisée pour les régions crustales actives est cohérente. Cette méthode permet une estimation cohérente des paramètres de mouvement du sol (PGA et PGV). L'adaptation de durée à partir de celle mesurée sur l'EGF ne permet qu'une amélioration légère de l'estimation de ces paramètres, ce paramètre n'ayant pas une influence prépondérante sur les valeurs de pics, tel que cela est démontré dans le chapitre 2. Les effets de source étendue pris directement en compte via la description de l'atténuation géométrique et anélastique (Castro et al., 2013) peuvent également être pris en compte via l'utilisation de la distance effective (Boore and Thompson, 2015). Cependant la limitation la plus importante de cette méthode est la stationnarité des synthétiques générés. Cette méthode ne permet pas de prendre en compte des effets régionaux tels que la génération d'ondes de surface associées à un bassin. De plus sans information *a priori* sur chacun des sites, elle ne permet pas de prendre

en compte des effets de sites particuliers tels que la forte atténuation haute fréquence visible sur certaines des stations.

L'apport des simulations par EGF par rapport aux simulations stochastiques est très faible sur les valeurs de pics. Malgré la complexité des signaux, les simulations stochastiques permettent une bonne approximation de ces valeurs. Toutefois, on note que l'ensemble des paramètres utilisés dans les simulations stochastiques a directement été déterminés sur les évènements majeurs de la crise sismique d'Emilia-Romagna ([Castro et al., 2013](#)).

Les simulations par fonctions de Green empiriques ont cependant un réel apport en ce qui concerne les signaux générés, qui reproduisent le caractère non stationnaire, et les effets de bassin (ondes de surface, augmentation de la durée) sans nécessiter de connaissance *a priori* du milieu de propagation.

# Conclusion générale

Ce travail de thèse est focalisé sur les méthodes de simulation de mouvement du sol dans le cadre de l'estimation de l'aléa sismique. La simulation du mouvement du sol est en effet un enjeu majeur, principalement dans les régions à sismicité modérée, où l'on ne dispose pas d'enregistrement de tel évènements.

Ces estimations sont alors souvent réalisées par l'utilisation de lois d'atténuation (GMPEs) calculées à partir de jeux de données provenant d'autres régions du monde. D'autres approches existent également, dont les simulations directes dans des modèles de vitesse de la région d'étude en 2D ou 3D (par exemple les méthodes en différences finies, ou les méthodes par éléments spectraux), souvent limitées par la connaissance à petite échelle du milieu, et les capacités de calcul disponibles de nos jours. C'est pourquoi on s'est également intéressés dans ce travail de thèse aux méthodes de simulation basées sur l'utilisation de fonctions de Green empiriques. Ces méthodes, permettent de simuler des synthétiques large bande, tout en se passant de la connaissance du milieu traversé, l'information du milieu étant implicitement comprise dans l'évènement utilisé en tant que fonction de Green empirique.

Cependant plusieurs problématiques ont été soulevées. On observe en effet que la décroissance du mouvement du sol avec la distance, observé sur différentes GMPEs, semble dépendre de la région dont les données sont issues. De plus, il apparaît clairement sur ces GMPEs que la décroissance du mouvement du sol est dépendante de la magnitude de l'évènement considéré. Ces deux observations pouvaient potentiellement remettre en question aussi bien l'utilisation des GMPEs hors de leur région d'origine, que l'utilisation des méthodes par fonctions de Green empiriques.



L'étude menée en première partie de ce travail de thèse a permis de déterminer les paramètres prépondérants agissant sur la décroissance du mouvement du sol avec la distance, et plus particulièrement agissant sur la dépendance de cette décroissance à la magnitude. Il apparaît clairement que les phénomènes principaux à prendre en considération sont l'effet de saturation en champ proche, et l'effet de l'atténuation anélastique. L'effet de saturation est typiquement prépondérant pour des distances inférieures aux dimensions de la faille, et pour des magnitudes supérieures à  $M_w$  5. L'atténuation anélastique est prépondérante pour des distances supérieures à  $\sim 30$  km.

Ainsi cela permet d'une part, de valider, dans certaines conditions, l'utilisation de GMPEs d'une région à une autre. En effet, du point de vue de la dépendance de la décroissance à la magnitude, sous la condition de contextes tectoniques similaires, avec principalement des estimations de l'atténuation anélastique comparables dans la région d'où proviennent les données et la région d'application, l'approche est alors valide. D'autres paramètres doivent cependant également être vérifiés, par exemple la chute de contrainte des événements doit être similaire d'une région à l'autre. Cependant, les GMPE basées sur des données mondiales issues de contextes très variés peuvent être remises en question si l'on veut une estimation fine de ce phénomène. Concernant l'effet de saturation, celui-ci est comparable quel que soit le contexte. Il dépend des dimensions de la faille, elles-mêmes directement reliées à la magnitude et à la chute de contrainte. Ainsi l'effet de saturation est implicitement pris en compte dans le calcul de régression réalisé sur les sets de données utilisés.

D'autre part, cette étude permet de valider les approches basées sur l'utilisation de fonctions de Green empiriques. L'information sur la propagation, et donc l'information sur l'atténuation anélastique est implicitement comprise dans le signal de la fonction de Green empirique. Ces méthodes par fonctions de Green empiriques permettent donc de correctement reproduire la partie haute fréquence ainsi que la partie basse fréquence reconstituée par le schéma de sommation. Le spectre de Fourier étant correctement reconstitué, la dépendance à la magnitude de la décroissance du mouvement du sol est correctement reproduite. Cependant, l'effet de saturation n'est pas implicitement pris en compte. Pour réaliser des simulations du mouvement du sol fiables, il faut soit se limiter à des distances supérieures à celle de la dimensions de la faille, soit faire des simulations en source étendues. Enfin, on a également montré que l'influence du milieu

peut s'avérer prépondérante, notamment dans le cas où ce dernier est propice à la génération d'ondes de surface. Si la magnitude de l'évènement est suffisamment importante, celles-ci dominent alors le signal, et peuvent modifier la décroissance du mouvement, et la dépendance à la magnitude de celui-ci. En effet, les ondes de surface ne se propagent pas dans les trois dimensions de l'espace, mais principalement dans deux dimensions en surface du milieu de propagation. L'atténuation des ondes de surface est donc moins rapide que pour des ondes de volume.

La deuxième partie de ce travail de thèse se focalisait sur l'application de cette méthode sur le cas concret de la crise sismique d'Emilia-Romagna. Cette crise sismique a été choisie pour son contexte particulier, le bassin de la plaine du Po étant l'un des plus importants du monde avec une superficie d'environ 50000 km<sup>2</sup>. L'objectif était de tester si l'approche par fonctions de Green empiriques est suffisamment robuste pour reproduire les effets de propagation complexes, dont les ondes de surface, dominant les données sur certaines stations.

Les résultats démontrent que cette approche, en plus de reproduire l'atténuation anélastique et l'atténuation haute fréquence associée aux sites, permet de reproduire la non stationnarité des signaux grâce aux informations de phases, suffisamment précises, contenues dans les fonctions de Green empiriques. Ainsi, sans recourir à des modélisations complexes nécessitant une connaissance précise du milieu de propagation, ces méthodes sont capables de reproduire les ondes de surface, même lorsque celles-ci dominent les signaux.

La comparaison des simulations en source étendue (par la méthode en  $k^{-2}$ ) et des simulations en point-source avec les données de la séquence sismique d'Emilia-Romagna de mai 2012 mettent en avant certaines limitations, dont l'absence de prise en compte des effets non linéaires. La comparaison des simulations en  $k^{-2}$  et des simulations en point source soulève également la problématique de la prise en compte de l'effet de saturation. La méthode considère en effet uniquement les variations associées à l'atténuation géométrique. Une piste pour améliorer ce type de simulation serait de prendre en compte également les différences d'atténuation anélastique des signaux provenant des différentes sous-failles. Cependant ce type d'approche nécessiterait une connaissance du milieu, supprimant l'un des avantages majeurs de ce type d'approche. De plus, aucune garan-

tie n'existe qu'une telle correction suffise à améliorer les résultats. En effet, l'utilisation d'une seule fonction de Green empirique ne permet pas de reconstituer correctement les termes de champs intermédiaires. L'approche la plus complète pour résoudre ces limites est l'utilisation de plusieurs fonctions de Green empiriques, selon leur position relative sur le plan de faille. Cependant cette approche est limitée par le nombre et la localisation d'évènements sismiques propices à ce type de simulation.

Enfin, les comparaisons réalisés avec les méthodes stochastiques révèlent également le potentiel de cette méthode. Celle-ci permet en effet des estimations cohérentes des valeurs de pics (PGA et PGV). Les paramètres d'entrée de cette méthode ayant tous une signification physique, elle présente l'avantage de pouvoir être calibrée grâce aux données de réseaux sismiques standards. Cependant cela impose la présence d'un réseau sismique sur la zone d'étude. Il faut une bonne connaissance des paramètres d'atténuation, mais également des paramètres de site. En effet, l'utilisation de paramètres moyens sur la plaine du Po ne permet pas de reproduire correctement l'atténuation observée sur l'ensemble des stations. Une limitation importante est la stationnarité inhérente à la méthode stochastique. Ce type de méthode est en effet de ce fait incapable de reproduire la génération d'ondes de surface. Dans le cas d'évènements de magnitude importante, ces ondes de surface peuvent dominer les signaux. La prise en compte de celles-ci est pourtant essentielle. En effet, l'augmentation de la durée des signaux et leurs longues périodes sont tous deux des facteurs de risque pour les bâtiments de dimensions importantes. Si un séisme de magnitude plus importante survenait dans la plaine du Po, les conséquences pourraient être importantes, même à des distances importantes de la source.

# Bibliographie

Abe, K. (1975). Reliable estimation of the seismic moment of large earthquakes. *Journal of Physics of the Earth*, 23(4) :381–390.

Aki, K. (1966). Generation and propagation of g waves from the nigata earthquake of june, 16 1964. part 2 : Estimation of earthquake moment, released energy and stress-strain drop from g wave spectrum. *Bulletin of the Earthquake Research Institute*, 44 :23–88.

Aki, K. (1967). Scaling law of seismic spectrum. *Journal of Geophysical Research*, 72(4) :1217–1231.

Aki, K. (1972). Earthquake mechanism. *Tectonophysics*, 13(1) :423–446.

Aki, K. and Richards, P. G. (2002). *Quantitative seismology*, volume 1.

Akkar, S. and Bommer, J. J. (2007). Empirical prediction equations for peak ground velocity derived from strong-motion records from europe and the middle east. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97(2) :511–530.

Akkar, S. and Bommer, J. J. (2010). Empirical equations for the prediction of pga, pgv, and spectral accelerations in europe, the mediterranean region, and the middle east. *Seismological Research Letters*, 81(2) :195–206.

Allmann, B. P. and Shearer, P. M. (2009). Global variations of stress drop for moderate to large earthquakes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 114(B1).

Amato, A. and Mele, F. (2008). Performance of the ingv national seismic network from 1997 to 2007. *Annals of Geophysics*, 51(2-3) :417–431.

- Ambraseys, N., Douglas, J., Sarma, S., and Smit, P. (2005). Equations for the estimation of strong ground motions from shallow crustal earthquakes using data from europe and the middle east : horizontal peak ground acceleration and spectral acceleration. *Bulletin of earthquake engineering*, 3(1) :1–53.
- Ambraseys, N. N., Simpson, K. u., and Bommer, J. J. (1996). Prediction of horizontal response spectra in europe. *Earthquake Engineering & Structural Dynamics*, 25(4) :371–400.
- Ancheta, T. D., Darragh, R. B., Stewart, J. P., Seyhan, E., Silva, W. J., Chiou, B. S.-J., Wooddell, K. E., Graves, R. W., Kottke, A. R., Boore, D. M., et al. (2014). Nga-west2 database. *Earthquake Spectra*, 30(3) :989–1005.
- Anderson, J. G. (2000). Expected shape of regressions for ground-motion parameters on rock. *Bulletin of the seismological Society of America*, 90(6B) :S43–S52.
- Anderson, J. G. and Brune, J. N. (1999). Probabilistic seismic hazard analysis without the ergotic assumption. *Seismological Research Letters*, 70(1) :19–28.
- Anderson, J. G. and Hough, S. E. (1984). A model for the shape of the fourier amplitude spectrum of acceleration at high frequencies. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 74(5) :1969–1993.
- Arias, A. (1970). A measure of earthquake intensity. Technical report, Massachusetts Inst. of Tech., Cambridge. Univ. of Chile, Santiago de Chile.
- Atkinson, G. M. (1996). The high-frequency shape of the source spectrum for earthquakes in eastern and western canada. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(1A) :106–112.
- Atkinson, G. M. and Boore, D. M. (1995). Ground-motion relations for eastern north america. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 85(1) :17–30.
- Atkinson, G. M. and Boore, D. M. (2006). Earthquake ground-motion prediction equations for eastern north america. *Bulletin of the seismological society of America*, 96(6) :2181–2205.
- Atkinson, G. M. and Boore, D. M. (2011). Modifications to existing ground-motion prediction equations in light of new data. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 101(3) :1121–1135.

- Atkinson, G. M. and Silva, W. (2000). Stochastic modeling of california ground motions. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 90(2) :255–274.
- Atzori, S., Merryman Boncori, J., Pezzo, G., Tolomei, C., and Salvi, S. (2012). Secondo report analisi dati sar e modellazione della sorgente del terremoto dell'emilia.
- Augliera, P., Massa, M., D'Alema, E., and Marzorati, S. (2011). Rais : a real time strong-motion network in northern italy. *Annals of Geophysics*, 54(1) :23–34.
- Baltay, A. and Hanks, T. C. (2014a). Stress drop and magnitude. Technical report, NGA-East SSHAC Workshop 2.
- Baltay, A., Ide, S., Prieto, G., and Beroza, G. (2011). Variability in earthquake stress drop and apparent stress. *Geophysical Research Letters*, 38(6).
- Baltay, A. S. and Hanks, T. C. (2014b). Understanding the magnitude dependence of pga and pgv in nga-west 2 data. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 104(6) :2851–2865.
- Beauval, C., Hilal, T., Laurendeau, A., Delavaud, E., Cotton, F., Philippe, G., and Kuehn, N. (2012). On the testing of ground-motion prediction equations against small-magnitude data. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 102(5) :1994–2007.
- Beck, J. L. and Hall, J. F. (1986). Factors contributing to the catastrophe in mexico city during the earthquake of september 19, 1985. *Geophysical Research Letters*, 13(6) :593–596.
- Benedetti, L. C., Tapponnier, P., Gaudemer, Y., Manighetti, I., and Van der Woerd, J. (2003). Geomorphic evidence for an emergent active thrust along the edge of the po plain : The bronzi-stradella fault. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 108(B5).
- Berge, C., Gariel, J.-C., and Bernard, P. (1998). A very broad-band stochastic source model used for near source strong motion prediction. *Geophysical research letters*, 25(7) :1063–1066.
- Berge-Thierry, C., Cotton, F., Scotti, O., Griot-Pommer, D.-A., and Fukushima, Y. (2003). New empirical response spectral attenuation laws for moderate european earthquakes. *Journal of Earthquake Engineering*, 7(02) :193–222.

Bernard, P., Herrero, A., and Berge, C. (1996). Modeling directivity of heterogeneous earthquake ruptures. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(4) :1149–1160.

Bindi, D., Pacor, F., Luzi, L., Puglia, R., Massa, M., Ameri, G., and Paolucci, R. (2011). Ground motion prediction equations derived from the italian strong motion database. *Bulletin of Earthquake Engineering*, 9(6) :1899–1920.

Boatwright, J. and Choy, G. L. (1992). Acceleration source spectra anticipated for large earthquakes in northeastern north america. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 82(2) :660–682.

Bommer, J. J., Douglas, J., Scherbaum, F., Cotton, F., Bungum, H., and Fäh, D. (2010). On the selection of ground-motion prediction equations for seismic hazard analysis. *Seismological Research Letters*, 81(5) :783–793.

Bommer, J. J., J., S. P., Alarcón, J. E., and Akkar, S. (2007). The influence of magnitude range on empirical ground-motion prediction. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97(6) :2152–2170.

Bommer, J. J. and Martínez-Pereira, A. (1999). The effective duration of earthquake strong motion. *Journal of earthquake engineering*, 3(02) :127–172.

Bommer, J. J., Stafford, P. J., and Alarcón, J. E. (2009). Empirical equations for the prediction of the significant, bracketed, and uniform duration of earthquake ground motion. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 99(6) :3217–3233.

Boore, D. M. (2003). Simulation of ground motion using the stochastic method. *Pure and applied geophysics*, 160(3-4) :635–676.

Boore, D. M. (2009). Comparing stochastic point-source and finite-source ground-motion simulations : Smsim and exsim. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 99(6) :3202–3216.

Boore, D. M., Stewart, J. P., Seyhan, E., and Atkinson, G. M. (2014). Nga-west2 equations for predicting pga, pgv, and 5% damped psa for shallow crustal earthquakes.

Boore, D. M. and Thompson, E. M. (2014). Path durations for use in the stochastic-method simulation of ground motions. *Bulletin of the Seismological Society of America*.

Boore, D. M. and Thompson, E. M. (2015). Revisions to some parameters used in stochastic-method simulations of ground motion. *Bulletin of the Seismological Society of America*.

Bouchon, M. (1981). A simple method to calculate green's functions for elastic layered media. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 71(4) :959–971.

Bour, M. and Cara, M. (1997). Test of a simple empirical green's function method on moderate-sized earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 87(3) :668–683.

Bozorgnia, Y., Abrahamson, N. A., Atik, L. A., Ancheta, T. D., Atkinson, G. M., Baker, J. W., Baltay, A., Boore, D. M., Campbell, K. W., Chiou, B. S.-J., et al. (2014). Nga-west2 research project. *Earthquake Spectra*, 30(3) :973–987.

Bragato, P. and Slejko, D. (2005). Empirical ground-motion attenuation relations for the eastern alps in the magnitude range 2.5–6.3. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 95(1) :252–276.

Brune, J. N. (1970). Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *Journal of geophysical research*, 75(26) :4997–5009.

Brune, J. N. (1971). Correction. *Journal of geophysical research*, 76(20) :5002.

Burrato, P., Ciucci, F., and Valensise, G. (2003). An inventory of river anomalies in the po plain, northern italy : evidence for active blind thrust faulting. *Annals of Geophysics*.

Campbell, K. W. (1985). Strong motion attenuation relations : a ten-year perspective. *Earthquake spectra*, 1(4) :759–804.

Campbell, K. W. (2009). Estimates of shear-wave  $q$  and  $\kappa_0$  for unconsolidated and semiconsolidated sediments in eastern north america. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 99(4) :2365–2392.

Castro, R. R., Pacor, F., Puglia, R., Ameri, G., Letort, J., Massa, M., and Luzi, L. (2013). The 2012 may 20 and 29, emilia earthquakes (northern italy) and the main aftershocks : S-wave attenuation, acceleration source functions and site effects. *Geophysical Journal International*, 195(1) :597–611.



- Cattari, S., Degli Abbati, S., Ferretti, D., Lagomarsino, S., Ottonelli, D., and Tralli, A. (2014). Damage assessment of fortresses after the 2012 emilia earthquake (italy). *Bulletin of Earthquake Engineering*, 12(5) :2333–2365.
- Causse, M., Chaljub, E., Cotton, F., and Cornou, C. (2009). New approche for coupling  $k^{-2}$  and empirical green's functions : aplication to the blind prediction of broad-band ground motion in the grenoble basin. *Geophysical Journa international*, 179 :1627–1644.
- Causse, M., Cotton, F., Cornou, C., and Bard, P.-Y. (2008). Calibrating median and uncertainty estimates for a practical use of empirical green's functions technique. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 98(1) :344–353.
- Causse, M., Cotton, F., and Mai, P. M. (2010). Constraining the roughness degree of slip heterogeneity. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 115(B5).
- Chaljub, E., Komatitsch, D., Vilotte, J.-P., Capdeville, Y., Valette, B., and Festa, G. (2007). Spectral-element analysis in seismology. *Advances in Geophysics*, 48 :365–419.
- Chaljub, E., Maufroy, E., Moczo, P., Kristek, J., Hollender, F., Bard, P.-Y., Priolo, E., Klin, P., De Martin, F., Zhang, Z., et al. (2015). 3-d numerical simulations of earthquake ground motion in sedimentary basins : testing accuracy through stringent models. *Geophysical Journal International*, 201(1) :90–111.
- Chiou, B., Youngs, R., Abrahamson, N., and Addo, K. (2010). Ground-motion attenuation model for small-to-moderate shallow crustal earthquakes in california and its implications on regionalization of ground-motion prediction models. *Earthquake spectra*, 26(4) :907–926.
- Chiou, B.-J. and Youngs, R. R. (2008). An nga model for the average horizontal component of peak ground motion and response spectra. *Earthquake Spectra*, 24(1) :173–215.
- Cotton, F., Archuleta, R., and Causse, M. (2013). What is sigma of the stress drop? *Seismological Research Letters*, 84(1) :42–48.
- Cotton, F., Pousse, G., Bonilla, F., and Frank, S. (2008). On the discrepancy of recent european ground-motion observations and predictions from empirical models : Analysis

of kik-net accelerometric data and point-sources stochastic simulations. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 98(5) :2244–2261.

Courboux, F., Converset, J., and Delouis, B. (2010). Ground-motion simulations of the 2004 mw 6.4 les saintes, guadeloupe, earthquake using ten smaller events. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 100(1) :116–130.

Courboux, F., Dujardin, A., Vallée, M., Delouis, B., Sira, C., Deschamps, A., Honoré, L., and Thouvenot, F. (2013). High-frequency directivity effect for an mw 4.1 earthquake, widely felt by the population in southeastern france. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 103(6) :3347–3353.

Coutant, O. (1989). Programme de simulation numerique axitra. *Rapport LGIT*.

Cultrera, G., Faenza, L., Meletti, C., D’Amico, V., Michelini, A., and Amato, A. (2014). Shakemaps uncertainties and their effects in the post-seismic actions for the 2012 emilia (italy) earthquakes. *Bulletin of Earthquake Engineering*, 12(5) :2147–2164.

Dan, K., Watanabe, T., Tanaka, T., and Sato, R. (1990). Stability of earthquake ground motion synthesized by using different small-event records as empirical green’s functions. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 80(6A) :1433–1455.

Day, S. M., Graves, R., Bielak, J., Dreger, D., Larsen, S., Olsen, K. B., Pitarka, A., and Ramirez-Guzman, L. (2008). Model for basin effects on long-period response spectra in southern california. *Earthquake Spectra*, 24(1) :257–277.

Dolce, M. and Di Bucci, D. (2014). National civil protection organization and technical activities in the 2012 emilia earthquakes (italy). *Bulletin of Earthquake Engineering*, 12(5) :2231–2253.

Douglas, J. (2011). Ground-motion prediction equations 1964-2010. *Pacific Earthquake Engineering Research Center*.

Douglas, J. (2014). Ground-motion prediction equations 1964-2014. *Pacific Earthquake Engineering Research Center*.

Douglas, J. and Aochi, H. (2008). A survey of techniques for predicting earthquake ground motions for engineering purposes. *Surveys in geophysics*, 29 :187–220.

Douglas, J. and Jousset, P. (2011). Modeling the difference in ground-motion magnitude-scaling in small and large earthquakes. *Seismological Research Letters*, 82(4) :504–508.

Drouet, S. and Cotton, F. (2015). Regional stochastic gmpes in low-seismicity areas : Scaling and aleatory variability analysis—application to the french alps. *Bulletin of the Seismological Society of America*.

Drouet, S., Cotton, F., and Guéguen, P. (2010). vs30,  $\kappa$ , regional attenuation and mw from accelerograms : application to magnitude 3–5 french earthquakes. *Geophysical Journal International*, 182(2) :880–898.

Eshelby, J. D. (1957). The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 241, pages 376–396. The Royal Society.

Faccioli, E., Maggio, F., Paolucci, R., and Quarteroni, A. (1997). 2d and 3d elastic wave propagation by a pseudo-spectral domain decomposition method. *Journal of seismology*, 1(3) :237–251.

Fäh, D., Suhadolc, P., Panza, G., et al. (1994). A hybrid method for the estimation of ground motion in sedimentary basins : quantitative modeling for mexico city. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84(2) :383–399.

Fletcher, J. B. (2014). Frequency-dependent effects of rupture for the 2004 park-field main shock, results from upsar. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 119(9) :7195–7208.

Frankel, A. (1995). Simulating strong motions of large earthquakes using recordings of small earthquakes : the loma prieta mainshock as a test case. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 85(4) :1144–1160.

Frankel, A., Stephenson, W., and Carver, D. (2009). Sedimentary basin effects in seattle, washington : Ground-motion observations and 3d simulations. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 99(3) :1579–1611.

Gallovič, F. and Brokešová, J. (2004). On strong ground motion synthesis with k- 2 slip distributions. *Journal of Seismology*, 8(2) :211–224.

Gallovic, F. and Burjanek, J. (2007). High-frequency directivity in strong ground motion modeling methods. *Ann. Geophys*, 50(2) :203–211.

Geller, R. J. (1976). Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 66(5) :1501–1523.

Gorini, A., Nicoletti, M., Marsan, P., Bianconi, R., De Nardis, R., Filippi, L., Marcucci, S., Palma, F., and Zambonelli, E. (2010). The italian strong motion network. *Bulletin of Earthquake Engineering*, 8(5) :1075–1090.

Graves, R. W. (1998). Three-dimensional finite-difference modeling of the san andreas fault : source parameterization and ground-motion levels. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88(4) :881–897.

Graves, R. W. and Pitarka, A. (2010). Broadband ground-motion simulation using a hybrid approach. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 100(5A) :2095–2123.

Gutenberg, B. and Richter, C. F. (1944). Frequency of earthquakes in california. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 34(4) :185–188.

Haase, J. S., Hauksson, E., Vernon, F., and Edelman, A. (1996). Modeling of ground motion from a 1994 northridge aftershock using a tomographic velocity model of the los angeles basin. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(1B) :S156–S167.

Haddon, R. (1996). Earthquake source spectra in eastern north america. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(5) :1300–1313.

Hanks, T. C. (1975). Strong ground motion of the san fernando, california, earthquake : ground displacements. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 65(1) :193–225.

Hanks, T. C. (1982).  $f_{max}$ . *Bulletin of the Seismological Society of America*, 72(6A) :1867–1879.

Hanks, T. C. and Kanamori, H. (1979). A moment magnitude scale. *Journal of Geophysical Research*, 85(B5) :2348–2350.

Hanks, T. C. and McGuire, R. K. (1981). The character of high-frequency strong ground motion. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 71(6) :2071–2095.

- Hartzell, S. H. (1978). Earthquake aftershocks as green's functions. *Geophysical Research Letters*, 5(1) :1–4.
- Heaton, T. H. (1990). Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 64(1) :1–20.
- Herrero, A. and Bernard, P. (1994). A kinematic self-similar rupture process for earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84(4) :1216–1228.
- Hisada, Y., Aki, K., and Teng, T.-L. (1993). 3-d simulations of surface wave propagation in the kanto sedimentary basin, japan part 2 : Application of the surface wave bem. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 83(6) :1700–1720.
- Honoré, L., Courboux, F., and Souriau, A. (2011). Ground motion simulations of a major historical earthquake (1660) in the french pyrenees using recent moderate size earthquakes. *Geophysical Journal International*, 187(2) :1001–1018.
- Hough, S., Anderson, J., Brune, J., Vernon, F., Berger, J., Fletcher, J., Haar, L., Hanks, L., and Baker, L. (1988). Attenuation near anza, california. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 78(2) :672–691.
- Irikura, K. (1986). Prediction of strong acceleration motion using empirical green's function. In *Proc. 7th Japan Earthq. Eng. Symp*, pages 151–156.
- Irikura, K. and Kamae, K. (1994). Estimation of strong ground motion in broad-frequency band based on a seismic source scaling model and an empirical green's function technique. *Annals of Geophysics*, 37(6).
- Joyner, W. B. (2000). Strong motion from surface waves in deep sedimentary basins. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 90(6B) :S95–S112.
- Joyner, W. B. and Boore, D. M. (1986). On simulating large earthquakes by green's function addition of smaller earthquakes. *Earthquake source mechanics*, 37 :269–274.
- Joyner, W. B. and Boore, D. M. (1988). Measurement, characterization, and prediction of strong ground motion. In *Earthquake Engineering and Soil Dynamics II, Proc. Am. Soc. Civil Eng. Geotech. Eng. Div. Specialty Conf*, pages 27–30.

- Kagawa, T., Zhao, B., Miyakoshi, K., and Irikura, K. (2004). Modeling of 3d basin structures for seismic wave simulations based on available information on the target area : case study of the osaka basin, japan. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 94(4) :1353–1368.
- Kanamori, H. (1977). The energy release in great earthquakes. *Journal of geophysical research*, 82(20) :2981–2987.
- Kanamori, H. and Anderson, D. L. (1975). Theoretical basis of some empirical relations in seismology. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 65(5) :1073–1095.
- Kanamori, H. and Brodsky, E. E. (2004). The physics of earthquakes. *Reports on Progress in Physics*, 67(8) :1429.
- Kawase, H. (1996). The cause of the damage belt in kobe :“the basin-edge effect,” constructive interference of the direct s-wave with the basin-induced diffracted/rayleigh waves. *Seismological Research Letters*, 67(5) :25–34.
- Keilis-Borok, V. and Monin, A. (1959). Magnetoelastic waves and the boundary of the earth’s core. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Geofiz*, (11) :1529–1541.
- Kilb, D., Biasi, G., Anderson, J., Brune, J., Peng, Z., and Vernon, F. L. (2012). A comparison of spectral parameter kappa from small and moderate earthquakes using southern california anza seismic network data. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 102(1) :284–300.
- Kohrs-Sansorny, C., Courboux, F., Bour, M., and Deschamps, A. (2005). A two-stage method for ground-motion simulation using stochastic summation of small earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 95(4) :1387–1400.
- Koketsu, K. and Miyake, H. (2008). A seismological overview of long-period ground motion. *Journal of Seismology*, 12(2) :133–143.
- Komatitsch, D., Liu, Q., Tromp, J., Süß, P., Stidham, C., and Shaw, J. H. (2004). Simulations of ground motion in the los angeles basin based upon the spectral-element method. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 94(1) :187–206.
- Ktenidou, O.-J., Cotton, F., Abrahamson, N. A., and Anderson, J. G. (2014). Taxonomy of  $\kappa$  : A review of definitions and estimation approaches targeted to applications. *Seismological Research Letters*, 85(1) :135–146.

- Lai, C. G., Bozzoni, F., Mangriotis, M.-D., and Martinelli, M. (2014). Soil liquefaction during the may 20, 2012 m5. 9 emilia earthquake, northern italy : field reconnaissance and post-event assessment. *Earthquake Spectra*.
- Laurendeau, A., Cotton, F., and Bonilla, L. F. (2012). Nonstationary stochastic simulation of strong ground-motion time histories : Application to the japanese database. *arXiv preprint arXiv :1212.3938*.
- Lay, T. and Wallace, T. C. (1995). *Modern global seismology*, volume 58. Academic press.
- Liberatore, L., Sorrentino, L., Liberatore, D., and Decanini, L. D. (2013). Failure of industrial structures induced by the emilia (italy) 2012 earthquakes. *Engineering Failure Analysis*, 34 :629–647.
- Liu, H. and Zhang, Q. (1984). Ground-motion features and earthquake destructiveness. In *Proceedings of the Eighth World Conference on Earthquake Engineering*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, pages 881–888.
- Luzi, L., Hailemichael, S., Bindi, D., Pacor, F., Mele, F., and Sabetta, F. (2008). Itaca (italian accelerometric archive) : a web portal for the dissemination of italian strong-motion data. *Seismological Research Letters*, 79(5) :716–722.
- Luzi, L., Pacor, F., Ameri, G., Puglia, R., Burrato, P., Massa, M., Augliera, P., Franceschina, G., Lovati, S., and Castro, R. (2013). Overview on the strong-motion data recorded during the may–june 2012 emilia seismic sequence. *Seismological Research Letters*, 84(4) :629–644.
- Mahani, A. B. and Atkinson, G. M. (2013). Regional differences in ground-motion amplitudes of small-to-moderate earthquakes across north america. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 103(5) :2604–2620.
- Malagnini, L., Herrmann, R. B., Munafò, I., Buttinelli, M., Anselmi, M., Akinci, A., and Boschi, E. (2012). The 2012 ferrara seismic sequence : Regional crustal structure, earthquake sources, and seismic hazard. *Geophysical Research Letters*, 39(19).
- Maufroy, E., Chaljub, E., Hollender, F., Kristek, J., Moczo, P., Klin, P., Priolo, E., Iwaki, A., Iwata, T., Etienne, V., et al. (2015). Earthquake ground motion in the myg-

donian basin, greece : The e2vp verification and validation of 3d numerical simulation up to 4 hz. *Bulletin of the Seismological Society of America*.

Mayor, J., Margerin, L., and Calvet, M. (2014). Sensitivity of coda waves to spatial variations of absorption and scattering : radiative transfer theory and 2-d examples. *Geophysical Journal International*, page ggu046.

Milana, G., Bordoni, P., Cara, F., Di Giulio, G., Hailemichael, S., and Rovelli, A. (2014). 1d velocity structure of the po river plain (northern italy) assessed by combining strong motion and ambient noise data. *Bulletin of Earthquake Engineering*, 12(5) :2195–2209.

Molinari, I., Argnani, A., Morelli, A., and Basini, P. (2015). Development and testing of a 3d seismic velocity model of the po plain sedimentary basin, italy. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 105(2A) :753–764.

Moretti, M. et al. (2012). Rapid response to the earthquake emergency of may 2012 in the po plain, northern italy. *Annals of Geophysics*, 55(4).

Mucciarelli, M. and Liberatore, D. (2014). Guest editorial : The emilia 2012 earthquakes, italy. *Bulletin of Earthquake Engineering*, 12(5) :2111–2116.

Olsen, K. B. and Archuleta, R. J. (1996). Three-dimensional simulation of earthquakes on the los angeles fault system. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(3) :575–596.

Ordaz, M., Arboleda, J., and Singh, S. K. (1995). A scheme of random summation of an empirical green's function to estimate ground motions from future large earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 85(6) :1635–1647.

Oth, A., Bindi, D., Parolai, S., and Di Giacomo, D. (2011). Spectral analysis of k-net and kik-net data in japan, part ii : On attenuation characteristics, source spectra, and site response of borehole and surface stations. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 101(2) :667–687.

Pacor, F., Paolucci, R., Luzi, L., Sabetta, F., Spinelli, A., Gorini, A., Nicoletti, M., Marcucci, S., Filippi, L., and Dolce, M. (2011). Overview of the italian strong motion database itaca 1.0. *Bulletin of Earthquake Engineering*, 9(6) :1723–1739.



Papageorgiou, A. S. and Aki, K. (1983). A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion. part ii. applications of the model. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 73(4) :953–978.

Pavic, R., Koller, M. G., Bard, P.-Y., and Lacave-Lachet, C. (2000). Ground motion prediction with the empirical green’s function technique : an assessment of uncertainties and confidence level. *Journal of Seismology*, 4(1) :59–77.

Penna, A., Morandi, P., Rota, M., Manzini, C. F., da Porto, F., and Magenes, G. (2014). Performance of masonry buildings during the emilia 2012 earthquake. *Bulletin of Earthquake Engineering*, 12(5) :2255–2273.

Pezzo, G., Boncori, J. P. M., Tolomei, C., Salvi, S., Atzori, S., Antonioli, A., Trasatti, E., Novali, F., Serpelloni, E., Candela, L., et al. (2013). Coseismic deformation and source modeling of the may 2012 emilia (northern italy) earthquakes. *Seismological Research Letters*, 84(4) :645–655.

Pitarka, A., Irikura, K., Iwata, T., and Sekiguchi, H. (1998). Three-dimensional simulation of the near-fault ground motion for the 1995 hyogo-ken nanbu (kobe), japan, earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88(2) :428–440.

Pousse, G., Berge-Thierry, C., Bonilla, L. F., and Bard, P.-Y. (2005). Eurocode 8 design response spectra evaluation using the k-net japanese database. *Journal of earthquake Engineering*, 9(04) :547–574.

Purvance, M. D. and Anderson, J. G. (2003). A comprehensive study of the observed spectral decay in strong-motion accelerations recorded in guerrero, mexico. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 93(2) :600–611.

Richter, C. F. (1935). An instrumental earthquake magnitude scale. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 25(1) :1–32.

Rietbrock, A., Strasser, F., and Edwards, B. (2013). A stochastic earthquake ground-motion prediction model for the united kingdom. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 103(1) :57–77.

Rodgers, A., Petersson, N. A., Nilsson, S., Sjögreen, B., and McCandless, K. (2008). Broadband waveform modeling of moderate earthquakes in the san francisco bay area

and preliminary assessment of the usgs 3d seismic velocity model. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 98(2) :969–988.

Rogers, A. and Perkins, D. (1996). Monte carlo simulation of peak-acceleration attenuation using a finite-fault uniform-patch model including isochrone and extremal characteristics. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(1A) :79–92.

Sabetta, F. and Pugliese, A. (1996). Estimation of response spectra and simulation of nonstationary earthquake ground motions. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(2) :337–352.

Saraò, A. and Peruzza, L. (2012). Fault-plane solutions from moment-tensor inversion and preliminary coulomb stress analysis for the emilia plain. *Annals of Geophysics*, 55(4).

Sato, T., Graves, R. W., and Somerville, P. G. (1999). Three-dimensional finite-difference simulations of long-period strong motions in the tokyo metropolitan area during the 1990 odawara earthquake (mj 5.1) and the great 1923 kanto earthquake (ms 8.2) in japan. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 89(3) :579–607.

Scherbaum, F., Cotton, F., and Smit, P. (2004). On the use of response spectral-reference data for the selection and ranking of ground-motion models for seismic-hazard analysis in regions of moderate seismicity : The case of rock motion. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 94(6) :2164–2185.

Scrivner, C. W. and Helmberger, D. V. (1999). Finite-difference modeling of two aftershocks of the 1994 northridge, california, earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 89(6) :1505–1518.

Shapiro, N., Singh, S., Almora, D., and Ayala, M. (2001). Evidence of the dominance of higher-mode surface waves in the lake-bed zone of the valley of mexico. *Geophysical Journal International*, 147(3) :517–527.

Shaw, B. E., Richards-Dinger, K., and Dieterich, J. H. (2015). Deterministic model of earthquake clustering shows reduced stress drops for nearby aftershocks. *Geophysical Research Letters*.

Shi, Z. and Day, S. M. (2013). Rupture dynamics and ground motion from 3-d rough-fault simulations. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(3) :1122–1141.

Singh, S., Apsel, R., Fried, J., and Brune, J. (1982). Spectral attenuation of sh waves along the imperial fault. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 72(6A) :2003–2016.

Singh, S., Ordaz, M., Anderson, J., Rodriguez, M., Quaas, R., Mena, E., Ottaviani, M., and Almora, D. (1989). Analysis of near-source strong-motion recordings along the mexican subduction zone. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 79(6) :1697–1717.

Smerzini, C. and Villani, M. (2012). Broadband numerical simulations in complex near-field geological configurations : The case of the 2009 mw 6.3 l’aquila earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 102(6) :2436–2451.

Somerville, P., Irikura, K., Graves, R., Sawada, S., Wald, D., Abrahamson, N., Iwasaki, Y., Kagawa, T., Smith, N., and Kowada, A. (1999). Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong ground motion. *Seismological Research Letters*, 70(1) :59–80.

Sorrentino, L., Liberatore, L., Decanini, L. D., and Liberatore, D. (2014). The performance of churches in the 2012 emilia earthquakes. *Bulletin of Earthquake Engineering*, 12(5) :2299–2331.

Stewart, J. P., Douglas, J., Di Alessandro, C., Bozorgnia, Y., Abrahamson, N. A., Boore, D. M., Campbell, K. W., Delavaud, E., Erdik, M., and Stafford, P. J. (2012). Selection of a global set of gmpes for the gem-peer global gmpes project.

Stockwell, R. G., Mansinha, L., and Lowe, R. (1996). Localization of the complex spectrum : the s transform. *Signal Processing, IEEE Transactions on*, 44(4) :998–1001.

Thatcher, W. and Hanks, T. C. (1973). Source parameters of southern california earthquakes. *Journal of geophysical research*, 78(35) :8547–8576.

Trifunac, M. D. and Brady, A. G. (1975). A study on the duration of strong earthquake ground motion. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 65(3) :581–626.

Tsai, C.-C. P. and Chen, K.-C. (2000). A model for the high-cut process of strong-motion accelerations in terms of distance, magnitude, and site condition : an example

- from the smart 1 array, lotung, taiwan. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 90(6) :1535–1542.
- Vallée, M. (2013). Source time function properties indicate a strain drop independent of earthquake depth and magnitude. *Nature communications*, 4.
- Van Houtte, C., Drouet, S., and Cotton, F. (2011). Analysis of the origins of  $\kappa$  (kappa) to compute hard rock to rock adjustment factors for gmpes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 101(6) :2926–2941.
- Vidale, J. E. and Helmberger, D. V. (1988). Elastic finite-difference modeling of the 1971 san fernando, california earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 78(1) :122–141.
- Vuan, A., Klin, P., Laurenzano, G., and Priolo, E. (2011). Far-source long-period displacement response spectra in the po and venetian plains (italy) from 3d wavefield simulations. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 101(3) :1055–1072.
- Vvedenskaya, A. C. (1956). The determination of displacement fields by means of discolation theory. *Izvestiya Akad. Nauk. SSSR, Ser. Geofiz.*, pages 227–284.
- Wennerberg, L. (1990). Stochastic summation of empirical green’s functions. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 80(6A) :1418–1432.
- Yenier, E. and Atkinson, G. M. (2014). Equivalent point-source modeling of moderate-to-large magnitude earthquakes and associated ground-motion saturation effects. *Bulletin of the Seismological Society of America*.
- Yenier, E. and Atkinson, G. M. (2015). Regionally adjustable generic ground-motion prediction equation based on equivalent point-source simulations : Application to central and eastern north america. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 105(4) :1989–2009.
- Zhao, J. X., Zhang, J., Asano, A., Ohno, Y., Oouchi, T., Takahashi, T., Ogawa, H., Irikura, K., Thio, H. K., Somerville, P. G., et al. (2006). Attenuation relations of strong ground motion in japan using site classification based on predominant period. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 96(3) :898–913.



# ANNEXES



# High Frequency Directivity Effect for an Mw 4.1 Earthquake Widely Felt by the Population in Southeastern France

by Françoise Courboulex<sup>1</sup>, Alain Dujardin<sup>1</sup>, Martin Vallée<sup>1</sup>, Bertrand Delouis<sup>1</sup>,  
Christophe Sira<sup>2</sup>, Anne Deschamps<sup>1</sup>, Laetitia Honoré<sup>1</sup> and François Thouvenot<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Géoazur, Université Nice Sophia Antipolis, CNRS, IRD, OCA, Valbonne, France

<sup>2</sup> UMS830-BCSF, Université de Strasbourg, EOST, CNRS, Strasbourg, France

<sup>3</sup> ISTerre, Université Joseph-Fourier, Grenoble, France



## **Résumé en français**

Ce travail porte sur un évènement sismique de magnitude modérée (Mw 4.1) qui eut lieu dans les Alpes française le 26 février 2012. Cet évènement a été bien mieux ressenti vers le Sud que vers le Nord. Cette observation parait d'autant plus claire dans les deux grandes villes de Nice et Grenoble toutes deux situées à 100 km de l'épicentre. Cette observation est confirmée par les mesures de mouvements du sol, huit fois plus importantes à Nice qu'à Grenoble pour les même conditions de site.

Grâce à l'utilisation d'une déconvolution dans le domaine temporel des signaux large bande avec ceux d'une réplique utilisée en tant que fonction de Green empirique, on montre que le processus de rupture présente une forte directivité dans un azimuth  $N155^\circ \pm 5$  sur un plan de faille d'environ 2 km de longueur. Cette directivité n'est détectable que pour des fréquences supérieures à 1 Hz. La taille de la faille et la direction sont en accord avec la localisation des répliques. Malgré les possibles contributions pouvant amener à des amplifications hautes fréquences, on montre que ce simple effet de directivité est responsable des effets ressentis par la population, et des accélérations mesurées dans les villes de Grenoble et de Nice.

*Short Note*

**High-Frequency Directivity Effect for an  $M_w$  4.1 Earthquake,  
Widely Felt by the Population in Southeastern France**

by Françoise Courboux, Alain Dujardin, Martin Vallée,\* Bertrand Delouis, Christophe Sira,  
Anne Deschamps, Laetitia Honoré, and François Thouvenot

**Abstract** We document a moderate earthquake in the French Alps (26 February 2012  $M_w$  4.1) that has been much more distinctly felt south of the event than north of it. This discrepancy was especially clear in the two large cities of Nice and Grenoble, both situated at 100 km from the epicenter. This observation was confirmed by ground-motion measurements that were eight times larger in one city than in the other one, for the same site conditions. Using a time-domain deconvolution between the broadband recordings of the mainshock and an aftershock used as empirical Green's functions, we show that the rupture process of this event had a strong directivity effect toward a direction of  $N155^\circ \pm 5$  on an  $\sim 2$  km long fault, detectable only at frequencies higher than 1 Hz. The fault size and direction are in good accordance with the location of the aftershocks. Despite the various possible contributions leading to high-frequency amplification, we show here that this simple directivity effect controlled the intensity felt by the population and the acceleration measured in the cities.

**Introduction**

Directivity of the rupture process is a parameter of the seismic source that plays an important role in the generation of ground motions and thus in structural damage. In the direction of directivity, that is, at stations that see the rupture coming, the duration of the apparent source-time function (ASTF) is shorter than the real duration of the process on the fault. This is the opposite at antidirective stations, in which the ASTF is longer than the real source duration. As a consequence, at equal epicentral distances and for the same site conditions, the ground motions will be higher in the direction of directivity.

The directivity effect has been extensively studied by many authors (see Ben-Menahem [1961] and Boatwright and Boore [1982], among many other papers on directivity) and more recently has also been introduced into high-frequency simulations (Ruiz *et al.*, 2011). Some attempts to include the variability due to directivity in ground-motion prediction equations (GMPEs) as well as in probabilistic seismic-hazard assessment have been proposed by different authors (Somerville *et al.*, 1997; Spagnuolo *et al.*, 2012).

Directivity has been particularly well studied on recent huge earthquakes like the 2004 Sumatra event or the 2011 Tohoku event (Vallée, 2007; Ammon *et al.*, 2011; Ide *et al.*, 2011), but also on moderate-sized earthquakes like the

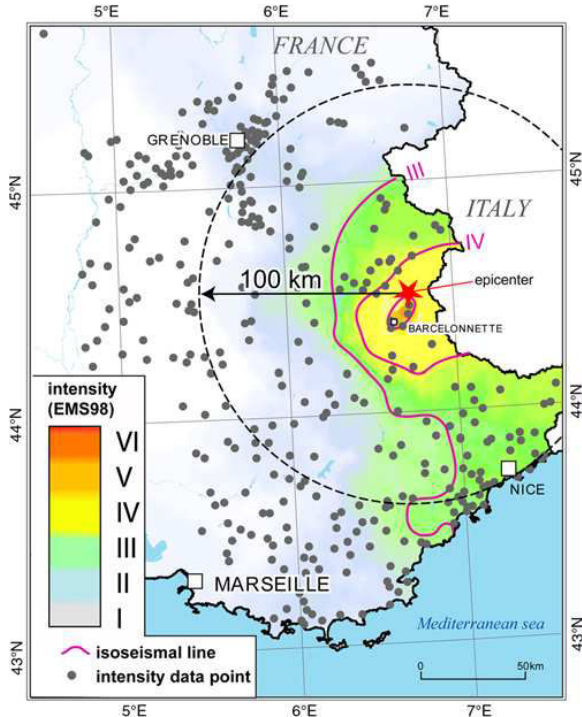
2009  $M_w$  6.3 L'Aquila earthquake (Chiarabba *et al.*, 2009) or the  $M_w$  6.1 and  $M_w$  7 2010–2011 Christchurch sequences (Holden, 2011).

Whereas small events are often considered as point sources, it has been proven that the directivity effect still exists for earthquakes with magnitude  $\leq 5$  (Courboux *et al.*, 1999; Hough, 2001; McGuire, 2004; Boatwright, 2007; Kane *et al.*, 2013). The directivity effect studied in this paper could be only seen as one more example of the persistence of directivity effects for small earthquakes. However, this case is more interesting as (1) it reveals that these effects can still be very important at distances of the order of 100 km, which was not clear before (Singh *et al.*, 2011) and (2) these effects have been consistently recorded by the population and by the seismic instruments.

During the night of 26 February 2012, the inhabitants of the Ubaye Valley in the French Alps were woken by the brutal vibration due to the Barcelonnette earthquake. This earthquake occurred in one of the most seismically active regions in the French Alps, which has been hit in 2003–2004 by an earthquake swarm with no less than 16,000 events (Jenatton *et al.*, 2007). The February 2012 earthquake occurred about 10 km to the northwest of this swarm. It was followed by around 1000 smaller events, currently under study (see Data and Resources for a link to the Sismalp web page). We do not aim here at providing a comprehensive view of the whole

---

\*Now at Institut de Physique du Globe de Paris, Sorbonne Paris Cité, Univ Paris Diderot, 7 UMR 7154 CNRS, 75005 Paris, France.

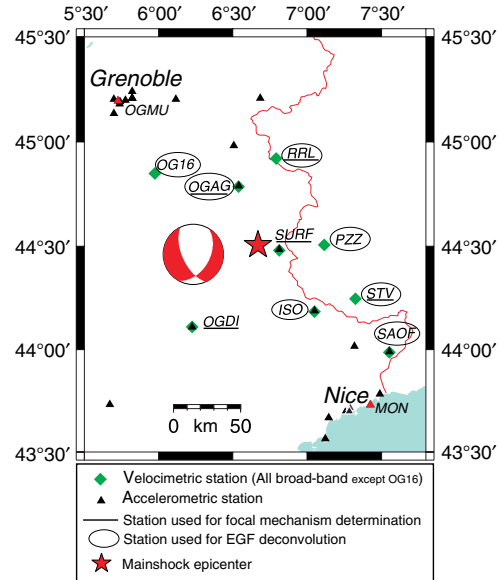


**Figure 1.** Macroseismic intensities collected for the  $M_w$  4.1 26 February 2012 earthquake (source BCSF). The star indicates the earthquake epicenter and the dots show where the information has been collected. The interpolation and the determination of isoseismal lines have been made automatically by kriging. The earthquake was much more distinctly felt toward the south than toward the north. This is especially clear in the cities of Nice and Grenoble, both situated 100 km from the epicenter. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

earthquake sequence but specifically concentrate on the mainshock and its relations with the early aftershocks. We have used three types of data, providing complementary information: macroseismic intensities (Fig. 1) collected by the French central seismological office (BCSF), accelerometric data from the permanent accelerometric network, and seismograms from the Italian and French broadband and short-period networks (Fig. 2).

#### Evidences from Macroseismic Intensities

The 2012 Barcelonnette event was strongly felt by the population situated in the villages around the epicenter, and caused some light damage to houses (25 chimneys were partially damaged, and a great deal of nonstructural damage was detected). The macroseismic values of intensity were estimated using the European Macroseismic Scale 1998 (EMS98) by the BCSF. Information has been obtained for 493 cities (small dots on Fig. 1) from 2314 testimonies (270 collective and 2044 individual forms). A maximum intensity of V–VI was reached in the southern part of the epicentral region (Fig. 1). This event occurred in a mountainous area

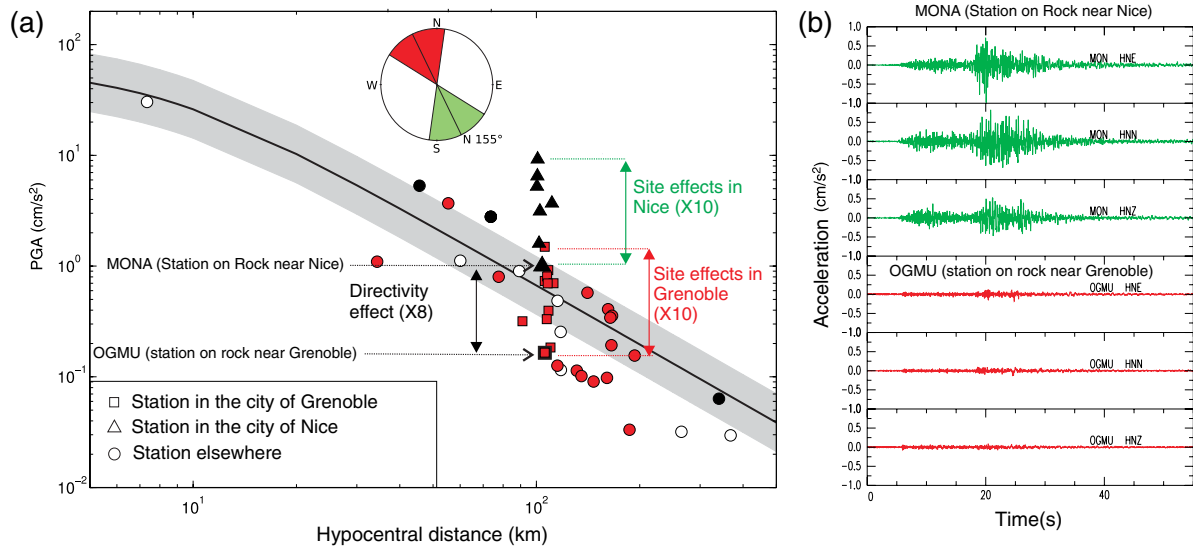


**Figure 2.** Map of the seismological stations used in this study. Accelerometric stations are represented by triangles and velocimeter stations by squares. The stations that are used for determination of the focal mechanism using waveform fitting are underlined and the ones that are used for directivity analysis using empirical Green's functions are surrounded. The star indicates the epicenter. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

populated only by villages or small cities, the two largest cities (Grenoble and Nice) being both situated about 100 km from the epicenter. In these cities, the number of data collected was very different: 279 individual testimonies were collected in Nice and only four in Grenoble, which is a first result in itself. A rapid inspection of the intensity values estimated in both cities (Fig. 1) immediately proved the fact that this event was much more felt in Nice and its surroundings than in Grenoble. This discrepancy between macroseismic intensities toward the northwest and toward the southeast was confirmed at any epicentral distance. In order to understand these differences, we first checked whether the recorded ground motion was in accordance with what the population had felt.

#### Seismic Data and Ground-Motions Measurements

The area under study is very close to the French–Italian border and a detailed analysis requires the combination of seismological networks from both countries. We make use here of the French broadband (RLBP) and accelerometric (RAP) networks, as well as of the regional seismic network of northwestern Italy (RSNI). One station from the Sismalp local network (OG16) has also been included. All the stations used in the study are shown in Figure 2. The cities of Nice and Grenoble are particularly well instrumented because site effects are studied in both cities using permanent urban stations.



**Figure 3.** (a) Peak ground acceleration (PGA) values (maximum between horizontal and vertical components) are plotted against hypocentral distance. Squares indicate values in the city of Grenoble, triangles in the city of Nice, and circles for other locations. In order to evidence the azimuthal differences, the symbols that represent the values at stations that are in an azimuth  $N155^\circ \pm 33^\circ$  are filled in light and the ones in the opposite direction are filled in dark. The other ones are white. The ground-motion prediction equation (GMPE) of Akkar and Bommer (2010) for rock sites conditions is represented by a black line for the median value and gray area that represents the 16th and 84th percentiles ( $\pm\sigma$ , one standard deviation for a logarithmic representation). (b) Accelerograms recorded at two good rock-site stations OGMU in Grenoble and MON in Monaco (see station location on Fig. 2) are represented at the same scale. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

We simply plotted on Figure 3a the peak ground acceleration (PGA) values recorded at each accelerometric station as a function of the epicentral distance. The largest value between both horizontal components was chosen. In order to highlight the differences obtained in both cities, the PGA values obtained at stations situated in the city of Grenoble are represented by squares, the one obtained at stations in Nice by triangles, and the other ones by circles (Fig. 3a). Note that we only selected stations situated on the ground and excluded stations in buildings.

In each city, the intraevent variability of the PGA value (variability from one station to another one) reaches an approximate value of 10. This factor has been evidenced in Grenoble and in Nice and is explained by many authors as due to site effects (i.e., Semblat et al., 2000; Lebrun et al., 2001). If now we consider the PGA values obtained on the two stations in both cities that are considered as good rock-site stations (OGMU in Grenoble and MON in Monaco that is close to Nice, see Fig. 2), we obtain a value eight times larger in Nice than in Grenoble (Fig. 3a,b). Without further information, we cannot state whether this discrepancy is due to a difference in the crustal wave propagation, or to a directional source effect.

Then, taking the values recorded in both cities together, we obtain an intraevent variability of the PGA at 100 km that reaches a factor of 80 between the largest and the smallest value. In order to have a base of comparison, we plotted on the same figure GMPEs proposed by Akkar and Bommer

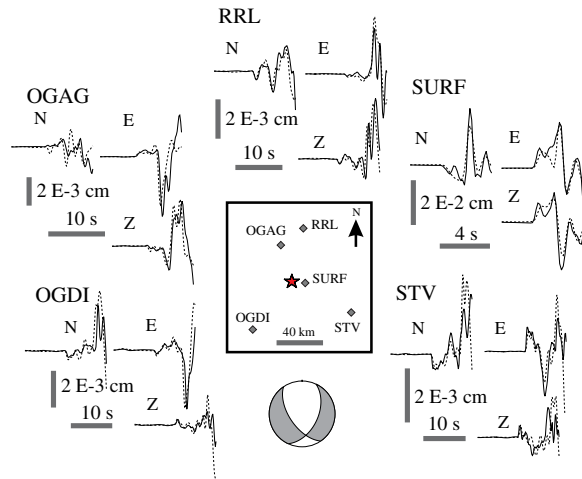
(2010) for rock conditions, which appear to be generally well adapted to the French territory (Beauval et al., 2012). The median value predicted by the GMPE is in good accordance with the overall median value of real data, but the variability obtained is much larger for this event than what was predicted by the  $\pm 1$  sigma interval (Fig. 3a).

On Figure 3a, we have also tried to evidence the general azimuthal dependency of the PGA at a given distance. We observe that most of the PGA values that are higher than the GMPEs come from stations situated toward the southeast (the exact value that is chosen for the azimuth dependency will be explained further on in this paper). In the opposite direction most of the stations exhibit PGA values lower than the GMPEs. This result is interesting but cannot be taken as a proof as site effects have not been removed.

We now investigate in detail the source process of this event, first using waveform modeling to determine the focal mechanism and  $M_w$  value and then using an empirical Green's function approach.

#### Source Characteristics Using Broadband Seismograms

The focal mechanism was determined using a grid search on the strike, dip, and rake parameters assuming a double-couple point source and five near-source stations (Fig. 2). The broadband records were integrated to displacement and band-pass filtered between 0.03 and 0.8 Hz.



**Figure 4.** Focal mechanism of the mainshock (strike = 155°, dip = 60°, rake = -125°, depth = 7 km) and moment ( $M_w$  4.15) obtained by waveform inversion of near-source stations. The observed and computed seismograms are drawn in displacement, in continuous gray and dashed black lines, respectively. All signals are band-pass filtered between 0.03 and 0.8 Hz. The star indicates the epicenter determined by Sismalp network (latitude = 44.496°, longitude = 6.664°). The color version of this figure is available only in the electronic edition.

Synthetic seismograms were computed using the wavenumber integration approach of Bouchon (1981) with a 1D layered velocity model used routinely by the Observatory of Grenoble for earthquake locations (Table 1,  $V_p/V_s = 1.73$ ). The high-cut frequency, 0.8 Hz, is taken rather high to obtain more accuracy on the focal parameters. However, due to the difficulty modeling late arrivals on the seismograms with a simple 1D velocity model, records are cut a short time after the *S*-wave arrival (Fig. 4). Focal depth was also explored with a grid search. The final parameters are [strike, dip, rake] = [155°, 60°, -125°], depth = 7 km, and  $M_w$  4.15.

The focal mechanism obtained is in good agreement with the extensional strike-slip regime in the northwest Mercantour margin and inner part, as evidenced by Jenatton *et al.* (2007) and Larroque *et al.* (2009), characterized by a northeast–southwest to east–west direction of extension.

In the frequency range used, 0.03–0.8 Hz, which is dominated by periods of the order of a few seconds (Fig. 4), no particular directivity can be observed and the point source model is adequate. In the next section, we will try to work at higher frequencies in order to evidence a possible directional effect of the source.

#### High-Frequency Analysis Using Empirical Green's Functions

An efficient way to analyze the directivity effect of a small earthquake is to use an empirical Green's function

**Table 1**  
Velocity Model

Velocity ( <i>P</i> wave) km/s	Depth (Relative to Sea Level) km
5.30	0
5.92	3
6.60	27
8.00	35

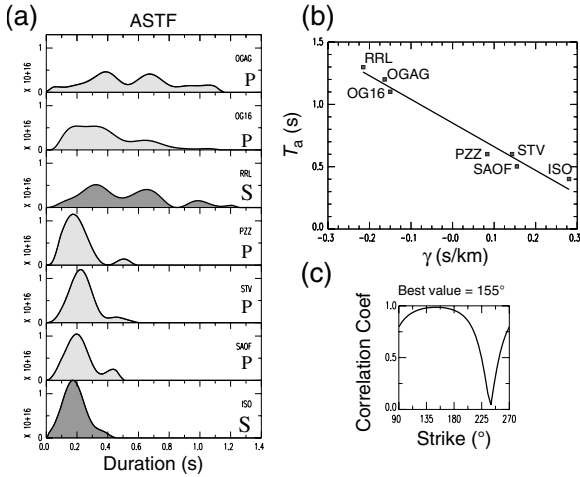
(EGF) deconvolution approach. Indeed, a numerical Green's function computed with a standard velocity model is not accurate enough to represent the path effect at sufficiently high frequencies. The empirical Green's function approach was primarily proposed by Hartzell (1978), who used the signal of a smaller event to represent the Green's function of the main earthquake. The usual requisites for the smaller event are to be one or, better, two degrees of magnitude smaller than the mainshock and to have a similar location and focal mechanism.

We have selected four earthquakes that best fit these criteria and tested them in the deconvolution process. The first one had certainly a complex source-time function that prevented us from obtaining a good fit. The two other ones did not have a sufficient good signal-to-noise ratio (SNR) at each station. We finally selected the 27 February aftershock that occurred at 23:05 as suitable for EGFs because it gathered all the necessary conditions (same location, depth, good SNR, and a magnitude significantly lower than the mainshock) and was determined, with the same method as for the mainshock, to have a similar focal mechanism and a value of  $M_w$  equal to 2.3.

We used the deconvolution method developed by Vallée (2004) that stabilizes the classical deconvolution between the mainshock and the EGF in order to obtain more reliable ASTFs. The following physical constraints are introduced: the ASTF obtained must be causal and positive, and its integral, which corresponds to the moment ratio between the mainshock and the aftershock, must be the same for all stations. This last constraint on the moment stabilizes the process.

Deconvolving such a small event is not an easy task because we aimed to reproduce high frequencies and thus the small differences in the location, depth, and the focal mechanism between the mainshock and the small event used as an EGF can be problematic. *P* and *S* waves have also to be well separated. We therefore did not directly use the closest broadband station called SURF, which was used in the last paragraph for low-frequency broadband analysis. We also rejected the stations too far away in order to keep an excellent SNR for the EGF recordings. We finally kept seven stations (Fig. 2) for which we obtained an ASTF solution that produces a fit to the real signal of 90%: six broadband stations (three in France and three in Italy) and one short-period station (equipped with a L4C-1 Hz sensor) from the local Sismalp network. The use of short-period stations was possible because we worked only on frequencies between 0.5





**Figure 5.** (a) Apparent source-time functions (ASTFs) in light gray for *P* waves, and in dark gray for *S* waves. (b) Best linear fit (see correlation coefficient on *c*) obtained between the ASTF durations and  $\gamma = \sin(\psi) \cos(\theta - \theta_0)/c$ , which indicates that the rupture propagated toward the direction N155° during about 0.85 s.

and 10 Hz and also because we used a method of deconvolution, which inherently removes the instrumental response.

The way to choose the best ASTF for each station is explained in Vallée (2007). In order to avoid overinterpretation of nonsignificant details of the ASTFs, we worked both on vertical and transverse components. Vertical components were easier to use because the isolation of a simple *P* wave was generally unambiguous on both the mainshock and aftershock recordings. Nevertheless, the *P* waves at two stations were not clear enough to be used, maybe because of the focal mechanism effect. At these two stations, we succeeded in using transverse components because the *S* waves were particularly clearly separated from the other wave trains.

The ASTFs obtained for the seven stations clearly show that the rupture process was not simple (Fig. 5a). While the stations situated toward the north exhibit ASTFs with durations between 1.2 and 1.4 s, the ASTFs obtained for the stations in the south are much shorter (~0.4 s). As expected, the complexity of the source, which probably includes two or three subevents, is much better seen on stations to the north. The amplitude of the ASTFs obtained in the south is about three times larger than the ones obtained in the north (Fig. 5a). This is in good accordance with the ratio we obtain between the peak values of the signals in displacement (peak ground displacement obtained by double integration of the accelerograms) in both cities for stations on rock site conditions. This means that all the variability of the amplitude can be explained by a directivity effect of the rupture toward a general southern direction.

The ASTF obtained from *P* and *S* waves are represented on Figure 5a. In order to refine the horizontal direction of directivity and to propose a model that fits the data, we as-

sume a simple line source with unilateral rupture propagation. Defining  $T_a$  as the ASTF duration at each station, we have the relation

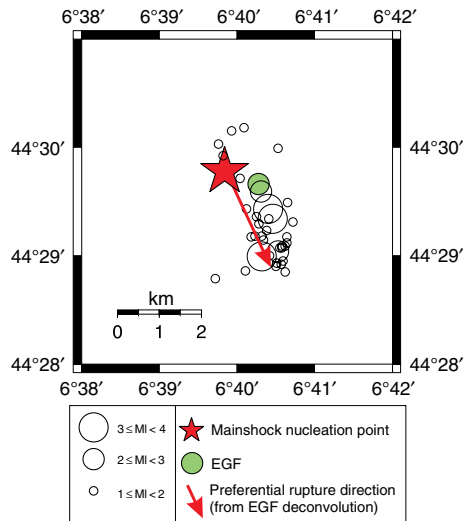
$$T_a = T_r - \sin \Psi L \frac{\cos(\theta - \theta_0)}{c}, \quad (1)$$

in which  $\theta$  and  $\theta_0$  are the azimuth of the station and the rupture propagation, respectively,  $\Psi$  is the takeoff angle of the ray,  $T_r$  is the real duration of the rupture process,  $L$  is the length of the fault, and  $c$  is the wave velocity around the source (we considered here that  $V_p = 5.9$  km/s and  $V_p/V_s = 1.73$ ). We searched for the best value of  $L$  and  $T_r$  to fit the linear equation (1) by a systematic variation of  $\theta_0$  by steps of 5°. Figure 5b and 5c show that the best fit (correlation of 98%) is obtained for a rupture that propagates toward the direction N155° during  $0.85 \pm 0.03$  s on a  $2 \pm 0.15$  km long fault. The angle of the directivity and the duration of the rupture process we found are very stable. The length of the fault is less constrained and more dependent on the wave velocities that are chosen in the source region. The resulting rupture velocity is rather low, around 2.3 km/s, and the static stress drop computed from seismic moment and rupture length is ~0.6 MPa.

#### Relation with Aftershocks Location

We used 23 stations at less than 150 km from the epicentral area (three of them are at less than 12 km), which warrants the observation of crustal phases: 20 French stations (short period and broadband Sismalp and RESIF networks) and three Italian stations. Two more short-period stations were installed a few days after the mainshock close to the epicenters (less than 6 km).

For this study, seismograms were first picked manually and then we used hypref2005, a modified version of the hypo71 program (Lee and Lahr, 1975) which takes second arrivals and station altitudes into account. We adopted the velocity model of Table 1 which has been used routinely at Observatoire de Grenoble over the last 30 years for locating earthquakes in the Alps. We eventually formed travel-time differences from *P* and *S* picks, and used the HYPODD program (Waldhauser and Ellsworth, 2000) to improve location precision. In the HYPODD procedure, we selected event pairs with at least eight phase links, which excludes many events recorded by too few stations. Figure 6 shows the epicenters of the mainshock and 39 aftershocks, which occurred in the following five days and were located with HYPODD. The aftershock, which recordings were used in the last paragraph as empirical Green's functions, is represented by a bold circle. Events occurred in the crystalline basement, in the 2–9 km depth range (referred to sea level). The early aftershock zone (Fig. 6) forms an ~2 km long alignment that trends ~N150°–160°, which is in good accordance with the fault length we have previously obtained from the directivity analysis. All the aftershocks of the sequence occurred south



**Figure 6.** Mainshock nucleation point (star) and 39 aftershocks locations from HYPODD procedure for the first five days ( $M_1 \geq 1$ ). The arrow indicates the directivity of the rupture process and the length of the fault that were obtained from the EGF deconvolution analysis. The color version of this figure is available only in the electronic edition.

to the epicenter, which may suggest that the fault could not be activated to the north.

### Conclusions

We have shown that the 26 February 2012 Barcelonnette  $M_w$  4.1 earthquake occurred on an  $\sim 2$  km normal fault dipping west and that the rupture process had a dominant directivity effect toward the direction  $N155^\circ$ . This result is in good accordance with the aftershocks distribution. The directivity effect of this event is responsible for an important asymmetry of the macroseismic intensity map at close and far distances and for a large increase of the PGA values for directive stations (at least eight times larger, for the same site conditions).

This study underlines the fact that directivity has to be taken into account for the analysis of historical earthquakes, because it may lead to an over- or underestimation of the magnitude. It has also to be carefully taken into account in ground-motion predictions because it significantly increases the variability of the expected PGA values.

### Data and Resources

Strong-motion and broadband seismic data from the French broadband network (RESIF), the French accelerometric network (RAP), and broadband network (RLBP) were obtained through the RESIF data distribution facility publicly available online (<http://www.resif.fr>; last accessed June 2013). Italian Broadband data can be retrieved through the Eida portal (<http://eida.rm.ingv.it>; last accessed June 2013).

Macroseismic data can be retrieved through the French central seismological office (BCSF) website (<http://www.franceseisme.fr>; last accessed June 2013). The study of the aftershocks of the Barcelonnette event can be followed on <http://sismalp.obs.ujf-grenoble.fr/cases/stpaul/stpaul.html> (last accessed June 2013).

### Acknowledgments

We thank Christophe Maron for his help in checking the data quality and all the persons in charge of the permanent seismological networks (French accelerometric network [RAP], French broadband network [RESIF], French short-period network [Sismalp], regional seismic network of northwestern Italy [RSNI]) for free and easy access to the data. This paper has been improved by fruitful discussion with Mathieu Causse and Paola Traversa, and greatly enhanced by the remarks of two anonymous reviewers. Alain Dujardin's Ph.D. thesis is supported by the SIGMA-EDF project.

### References

- Akkar, S., and J. J. Bommer (2010). Empirical equations for the prediction of PGA, PGV, and spectral accelerations in Europe, the Mediterranean region, and the Middle East, *Seismol. Res. Lett.* **81**, 783–793.
- Ammon, J., T. Lay, H. Kanamori, and M. Cleveland (2011). A rupture model of the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake, *Earth Planets Space* **63**, 693–696.
- Beauval, C., H. Tasan, A. Laurendeau, E. Delavaud, F. Cotton, P. Guéguen, and N. Kuehn (2012). On the testing of ground-motion prediction equations against small-magnitude data, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **102**, 1994–2007.
- Ben-Menahem, A. (1961). Radiation of seismic surface-waves from finite moving sources, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **51**, 401–435.
- Boatwright, J. (2007). The persistence of directivity in small earthquakes, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **97**, 1850–1861.
- Boatwright, J., and D. M. Boore (1982). Analysis of the ground accelerations radiated by the 1980 Livermore Valley earthquakes for directivity and dynamic source characteristics, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **72**, 1843–1865.
- Bouchon, M. (1981). The rupture mechanism of the Coyote Lake earthquake of August 6, 1978 inferred from near field data, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **71**, 858–871.
- Chiarabba, C., A. Amato, M. Anselmi, P. Baccheschi, I. Bianchi, M. Cattaneo, G. Cecere, L. Chiaraluce, M. G. Ciaccio, P. De Gori, G. De Luca, M. Di Bona, R. Di Stefano, L. Faenza, A. Govoni, L. Improta, F. P. Lucente, A. Marchetti, L. Margheriti, F. Mele, A. Michelini, G. Monachesi, M. Moretti, M. Pastori, N. Piana Agostinetti, D. Piccinini, P. Roselli, D. Seccia, and L. Valoroso (2009). The 2009 L'Aquila (central Italy)  $M_w$  6.3 earthquake: Main shock and aftershocks, *Geophys. Res. Lett.* **36**, no. L18308, doi: [10.1029/2009GL039627](https://doi.org/10.1029/2009GL039627).
- Courboullex, F., N. Deichmann, and J. C. Gariel (1999). Rupture complexity of a moderate intraplate earthquake in the Alps: The 1996  $M$  5 Epagny-Annecy earthquake, *Geophys. J. Int.* **139**, 152–160.
- Hartzell, S. H. (1978). Earthquake aftershocks as Green's functions, *Geophys. Res. Lett.* **5**, 1–4.
- Holden, C. (2011). Kinematic source model of the 22 February 2011  $M_w$  6.2 Christchurch earthquake using strong motion data, *Seismol. Res. Lett.* **82**, 783–788.
- Hough, S. E. (2001). Empirical Green's function analysis of recent moderate events in California, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **91**, 456–467.
- Ide, S., A. Baltay, and G. C. Beroza (2011). Shallow dynamic overshoot and energetic deep rupture in the 2011  $M_w$  9.0 Tohoku-Oki earthquake, *Science* **332**, 1426–1429.
- Jenatton, L., R. Guiguet, F. Thouvenot, and N. Daix (2007). The 16,000-event 2003–2004 earthquake swarm in Ubaye (French Alps), *J. Geophys. Res.* **112**, no. B11304.

# High Frequency Directivity Effect for an Mw 4.1 Earthquake Widely Felt by the Population in Southeastern France

---

Short Note

3353

- Kane, D. L., P. Shearer, B. P. Goertz-Allmann, and F. Vernon (2013). Rupture directivity of small earthquakes at Parfield, *J. Geophys. Res.* **118**, no. B009675.
- Larroque, C., B. Delouis, B. Godel, and J. M. Nocquet (2009). Active deformation at the southwestern Alps–Ligurian basin junction (France–Italy boundary): Evidence for recent change from compression to extension in the Argentera massif, *Tectonophysics* **467**, 22–34.
- Lebrun, B., D. Hatzfeld, and P.-Y. Bard (2001). Site effect study in urban area: Experimental results in Grenoble (France), *Pure Appl. Geophys.* **158**, 2543–2557.
- Lee, W. H. K., and J. E. Lahr (1975). Hypo71: A computer program for determining hypocenter, magnitude, and first-motion pattern of local earthquakes, *U.S. Geol. Surv. Open-File Rept.* 75-331, 110 pp.
- McGuire, J. J. (2004). Estimating finite source properties of small earthquake ruptures, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **94**, 377–393.
- Ruiz, J., D. Baumont, P. Bernard, and C. Berge-Thierry (2011). Modelling directivity of strong ground motion with a fractal,  $k=2$ , kinematic source model, *Geophys. J. Int.* **186**, 226–244.
- Semblat, J.-F., A.-M. Duval, and P. Dangla (2000). Numerical analysis of seismic wave amplification in Nice (France) and comparison with experiments, *Soil Dynam. Earthq. Eng.* **19**, 347–362.
- Singh, S. K., A. Iglesias, M. Ordaz, X. Pères-Campos, and L. Quintanar (2011). Estimation of ground motion in Mexico City from a repeat of the  $M\sim 7.0$  Acambay earthquake of 1912, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **101**, 2015–2028.
- Somerville, P., N. F. Smith, W. Graves, and N. Abrahamson (1997). Modification of empirical strong ground motion attenuation relations to include the amplitude and duration effects of rupture directivity, *Seismol. Res. Lett.* **68**, 199–222.
- Spagnuolo, E., A. Herrero, and G. Cultrera (2012). The effect of directivity in a PSHA framework, *Geophys. J. Int.* **191**, 616–626.
- Vallée, M. (2004). Stabilizing the empirical Green function analysis: Development of the projected Landweber method, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **94**, 394–409.
- Vallée, M. (2007). Rupture properties of the giant Sumatra earthquake imaged by empirical Green’s function analysis, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **97**, 103–114.
- Waldhauser, F., and W. L. Ellsworth (2000). A double-difference earthquake location algorithm: Method and application to the Northern Hayward Fault, California, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **90**, 353–368.

Université Nice Sophia Antipolis  
CNRS, IRD  
Observatoire de la Côte d’Azur  
250 rue Einstein  
06560 Valbonne, France  
courboulex@geoazur.unice.fr  
(F.C., A.D., M.V., B.D., A.D., L.H.)

UMS830-BCSF,  
Université de Strasbourg  
EOST, CNRS  
5 rue René Descartes  
67084 Strasbourg, France  
(C.S.)

ISTerre,  
Université Joseph-Fourier (Grenoble)  
CNRS, 38041, BP 53  
38041 Grenoble Cedex 9  
France  
(F.T.)

Manuscript received 28 March 2013;  
Published Online 5 November 2013





# Résumé

La prédiction des mouvements du sol générés par un séisme est un enjeu majeur pour le calcul de l'aléa et la prise en compte du risque sismique. C'est l'un des objectifs du projet SIGMA dans le cadre duquel j'ai réalisé ma thèse. Cette thèse se compose de deux parties.

La première se concentre sur un problème dont les causes physiques sont jusqu'à présent mal comprises. Il s'agit de la dépendance à la magnitude de la décroissance des paramètres des mouvements du sol avec la distance. Cette dépendance, observée sur les données réelles est un sujet de préoccupation aussi bien pour l'utilisation des relations d'atténuation (Ground Motion Prediction Equations, GMPEs), calculées sur des bases de données de différentes gammes de magnitudes, que pour les méthodes basées sur l'utilisation de petits événements en tant que Fonctions de Green Empiriques (EGF). En utilisant des tests basés sur deux types de méthodes (codes SMSIM et AXITRA), nous avons montré qu'aux distances les plus faibles (typiquement les distances inférieures à la longueur de la faille), l'effet prépondérant est l'effet de saturation des valeurs d'amplitude dû aux dimensions de la faille. Aux distances plus importantes, c'est l'effet de l'atténuation anélastique  $Q(f)$  qui devient prépondérant. Cette première partie nous a donc montré qu'il pouvait être délicat de mélanger des données de différentes régions (ayant des  $Q(f)$  différents) dans les GMPEs. Par contre l'utilisation des fonctions de Green empiriques, qui prennent en compte le spectre complet du séisme est valide à toutes les distances.

La deuxième partie de ce travail de thèse vise à tester des méthodes de simulation de sismogrammes complets dans un contexte complexe en utilisant 3 méthodes : un code combinant une source étendue en  $k^{-2}$  et des EGFs, un code point-source EGFs et un code stochastique simple ou combiné à des durées contraintes par des EGFs. Nous avons choisi de travailler sur la reproduction du séisme de magnitude Mw 5.9 (29 mai 2012) dans la région d'Emilia-Romagna en Italie car il a eu lieu dans un bassin sédimentaire profond (la plaine du Po) et a engendré des sismogrammes particuliers souvent dominés par les ondes de surface. On y démontre que sans connaissance a priori du milieu de propagation, les méthodes basées sur des EGFs permettent de reproduire les ondes de surface, les valeurs de PGA, de PGV, ainsi que les durées des signaux générés.

## Abstract

The prediction of ground motions generated by an earthquake is one of the major issues in the seismic hazard and risk consideration. It is one of the objectives of the SIGMA project in which I realized my thesis. This thesis consists of two parts.

The first part focuses on a problem whose physical causes are poorly understood until now. It is the magnitude dependence of the ground motion parameters decay with distance. This dependence, observed on real databases is a subject of concern both for the use of attenuation relationships (Ground Motion Prediction Equations, GMPEs), calculated on databases of different magnitude ranges, and for methods based on the use of small events as Empirical Green Functions (EGFs). Using tests based on two types of methods (SMSIM and AXITRA codes), we have shown that at short distances (typically less than the length of the fault), the predominant effect is the saturation effect of the amplitude values due to the fault finiteness. For larger distances, it is the effect of anelastic attenuation  $Q(f)$  which become predominant. This first part has shown us that it could be tricky to use data from different regions (with different  $Q(f)$ ) in GMPEs. However the use of empirical Green functions methods, which take into account the full spectrum of the earthquake is valid at every distances.

The second part of this thesis focuses on the test, in a complex context, of three simulation methods : a code combining an extended source in  $k^{-2}$  and EGFs, a point-source EGFs code, and a stochastic code using a simple approach and one where durations are constrained by EGFs. We chose to work on the reproduction of the Mw 5.9 earthquake (May 29, 2012) which occurred in the Emilia-Romagna region, in Italy, because it took place in a deep sedimentary basin (the Po plain) and generated seismograms often dominated by surface waves. We show that without any a priori knowledge of the propagation medium, methods based on EGFs can reproduce the surface waves, the PGA and PGV values, and the durations of the signals generated.