

Génération d'accélérogrammes synthétiques large-bande par modélisation cinématique de la rupture sismique

Javier Antonio RUIZ PAREDES

Mai 2007

ISRN/IRSN-2007/86

Bureau d'Evaluation des Risques Sismiques pour la Sûreté des Installations

IRSN - Siège social - 77, av. du Général-de-Gaulle - 92140 Clamart
Standard +33 (0)1 58 35 88 88 - RCS Nanterre B 440 546 018

INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE DE PARIS

Spécialité : Géophysique Interne
Ecole Doctorale de Sciences de la Terre

Génération d'accélérogrammes synthétiques large-bande par modélisation cinématique de la rupture sismique

THESE

pour l'obtention du diplôme de

Doctorat de l'Institut de Physique du Globe de Paris

présentée par

Javier Antonio RUIZ PAREDES

Soutenue le 2 mai 2007 devant le jury composé de :

M. Jean-Paul Ampuero	Chercheur à l'ETH (Zurich)	Examineur
M. David Baumont	Chercheur à l'IRSN (Fontenay-aux-Roses)	Co-directeur de thèse
M. Pascal Bernard	Professeur à l'IPGP (Paris)	Directeur de thèse
M. Fabrice Cotton	Professeur à l'UJF (Grenoble)	Rapporteur
M. André Herrero	Chercheur à l'INGV (Rome)	Rapporteur
M. Raúl Madariaga	Professeur à l'ENS (Paris)	Président et examinateur

*A mes parents, Lydia et José,
à mes sœurs, Karina et Tamara,
à mon neveu et filleul, Ignacio.*

Remerciements

Voici enfin le début de la fin de ma thèse, ceci est sans doute l'une des parties les plus importantes de ce travail et de ce manuscrit. En tout cas, c'est ce que je pense, puisque, bien que je sois l'auteur de cette thèse, il faut vous rappeler simplement que plusieurs personnes ont contribué à ce travail, soit directement ou indirectement, et à son aboutissement. Il faut préciser également qu'il s'agit de la partie la moins scientifique du travail, mais aussi de celle dans laquelle l'auteur a le droit de s'exprimer librement pour remercier tous ceux qui y ont contribué. Je vous invite donc à lire attentivement les paragraphes qui suivent...

Tout d'abord, je remercie infiniment mes deux directeurs de thèse, David BAUMONT et Pascal BERNARD, qui m'ont guidé pendant ces trois années et demi. Je pense sincèrement que j'ai eu un énorme privilège d'être dirigé par deux personnes scientifiquement très riches, mais qui ont aussi des qualités humaines remarquables. Je me souviens encore de mon arrivée en France, à l'aéroport : David était là avec un petit panneau portant mon nom. Il s'est occupé de mon accueil au laboratoire BERSIN, de l'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire). Il m'a soutenu depuis mon arrivée, il était toujours là lorsque j'avais besoin de quelque chose, que ce soit lié à mon travail de thèse ou pas. Il m'a aidé, par exemple, lorsque j'ai dû régler ma situation avec « la préfecture de police » et « l'administration française », vous savez, ces petits problèmes administratifs toujours concernant mon titre de séjour, ou mon permis de travail (A.P.T.). Pascal s'est occupé de mon accueil à l'IPGP (Institut de Physique du Globe de Paris), il m'a aidé à faire les formalités liées à l'École Doctorale. Toutefois, il n'y pas eu que des aspects administratifs : tout au long de mon travail, ils m'ont aidé à réfléchir, à analyser et à avoir un regard critique sur l'aspect scientifique de ma recherche. Ils ont consacré beaucoup de leur temps à la correction du manuscrit, en particulier dans la phase finale, lorsque je rédigeais ma thèse, et je leur en suis très reconnaissant.

Je tiens à remercier également chacun des membres du jury de thèse, qui ont consacré une partie de leur temps à la lecture et à la révision du manuscrit. Merci aux rapporteurs, Fabrice COTTON et André HERRERO, qui ont eu un regard critique et très constructif sur mon travail de thèse. Je leur suis très reconnaissant. Ils ont apporté suggestions et critiques, non seulement d'un point de vue scientifique, mais également sur le plan de l'applicabilité pratique de ces méthodes de simulation. Je remercie les examinateurs du jury, Jean-Paul AMPUERO et Raul MADARIAGA, pour toutes les remarques et les questions posées au cours de la soutenance, qui vont sans doute me permettre d'avoir un autre regard et d'améliorer mon travail de thèse et celui à venir.

Bien que cette thèse s'est inscrite dans le cadre d'une collaboration entre l'IPGP et l'IRSN, je voudrais remercier chaleureusement le laboratoire d'accueil où j'ai passé tout mon temps : il s'agit du laboratoire BERSIN et toutes les personnes que j'ai pu y rencontrer au cours de ces années. Je remercie chacune d'entre elles, elles étaient toujours là lorsque j'avais besoin d'aide,

d'un conseil, d'informations, ou juste d'un mot de soutien. Un grand merci à tous, à commencer par notre chère chef Catherine BERGE-THIERRY, qui m'a soutenue depuis mon arrivée ; j'ai le souvenir de son intervention auprès de la DRH pour faciliter la régularisation de mon permis de travail. Je remercie les géologues, Stéphane BAIZE pour les apéros qu'il organisait et pour son intérêt pour le Chili, Marc CUSHING pour m'avoir aidé à caractériser la faille de la moyenne Durance pour faire mes simulations, et Francis LEMEILLE pour sa bonne humeur et ses blagues qui rendent la vie au labo très agréable. Je remercie Oona SCOTTI pour ses conseils et pour m'avoir motivé tout le temps de faire des « practice-talks », Fabián BONILLA pour ses innombrables conseils, tant d'ordre scientifique que sur la vie elle-même, et pour m'avoir aidé à faire les dernières simulations juste avant la soutenance. Je remercie Stéphane NECHTSCHHEIN de toujours me dépanner avec les problèmes informatiques, Sylvette pour ses encouragements lorsque je rédigeais ma thèse, Pierre DERVIN, qui m'a fait connaître la boisson dite clairette, Catherine BONNY pour son beau sourire, les films et tous les gâteaux que j'ai pu goûter (je n'oublierai jamais), et Gérard PEYRIEUX pour sa gentillesse et pour m'avoir montré comment on peut faire tomber les jolies filles avec de belles voitures anciennes. Il ne faut pas oublier tous ceux que j'ai eu la chance de rencontrer au labo et qui sont partis, Hideo AOCHI, Annalisa GARDI, Philippe VOLANT et Christophe CLEMENT, ainsi que toutes les personnes extérieures au labo, mais qui appartiennent au service (SARG), qui étaient présentes et qui contribuaient de manière indirecte au déroulement de la thèse : il s'agit des chefs du service, Jean-Marc PERES, Didier GAY, mais aussi d'autres personnes qui, dans la phase de rédaction, m'ont aidé à passer mes longues, très longues journées au labo de façon plus agréable avec juste un sourire ou des mots de soutien ; je remercie donc Chantal NICOLAI (grâce aux soins de Chantal et de la machine à café, j'ai pu me maintenir debout du matin au soir), Justo CABRERA et Fabienne LE CLAIRE.

Je remercie les personnes que j'ai rencontré et qui m'ont accueilli à l'IPGP et au laboratoire de sismologie, Jean-Pierre VILOTTE, Marie-Paule BOUIN, Geneviève PATAU, ainsi que les doctorants, Elise DELAVAUD et Diego MERCERAT.

A l'INGV (Naples, Rome), je remercie Stefan NIELSEN de m'avoir fait découvrir l'univers des modèles dynamiques de la rupture. Grâce à une collaboration IRSN-INGV, j'ai eu la chance de passer deux semaines à Naples pour travailler avec lui sur une partie de mon travail de thèse.

Au Département de Géophysique (DGF) de l'Université du Chili, je remercie mon professeur Jaime CAMPOS, pour qui j'ai une grande admiration. Merci Jaime de toujours me pousser à bien réfléchir aux problèmes scientifiques, et surtout pour les longues discussions sur la vie et l'avenir, autour d'un café lors de tes visites à Paris (toujours RdV au Café de la Contrescarpe). Sans oublier mes très chères amies Carmen-Gloria BECERRA et Adriana PEREZ, merci pour vos mots de soutien.

Pendant ces années de thèse, j'ai pu rencontrer à l'IRSN des gens qui se sont battus comme moi pour mener à bien leurs thèses. Bien évidemment, tous sont déjà Docteurs à ce jour. Je remercie chacun d'entre eux, la belle et ravissante Noëlle PIERRAT, l'intellectuelle Béatrice BOULET,

la merveilleuse personne de Marie-Laure HÉRVE, Mister musclés Christophe FURSTOSS et la dernière thésarde arrivée, Stéphanie LAMART. Et enfin mon cher ami Guillaume POUSSE, je lui dois beaucoup, il était toujours là, prêt à m'écouter et à discuter, autour d'un café et souvent d'une bière. Je dois avouer et il faut le dire que, ... si je connais un tas de gros mots français, c'est grâce à lui (merci Guillaume !).

Enfin, bien que j'ai pu rencontrer diverses personnes, au cours de ces années de thèse, dans le cadre de mon travail, je ne pourrais oublier de remercier et de dédier quelques mots à ceux qui n'ont rien à voir avec la recherche, ni avec mon travail de thèse. Il s'agit de personnes qui comptent beaucoup pour moi, et très certainement, leurs mots d'encouragement, de soutien, m'ont aidé et m'aident encore à surmonter les moments difficiles de mon travail de thèse. Ce sont bien avidement mes amis et amies.

Kristina TIEDJE, un grand merci pour ton amitié, tes mots d'encouragement...

Je remercie mes copains à Berlin, je n'oublierai jamais mes petits séjours là-bas, les belles blondes allemandes et les longues conversations autour d'une bière chez ma chère amie Karen (Kleine) KALTWASSER et son époux Torsten HEINZE. Je tiens à remercier la très amusante Sonja LÖWA, dotée d'un sourire rayonnant, Winnie SCHIELE, Carlitos, et Yoannie...

Je ne pourrais pas oublier tout ceux qui ont toujours été présents ces années, même si la distance s'est interposée entre nous. Je voudrais remercier mes très chers amis (amies) à Santiago du Chili. Les bohèmes de Bellavista, les frères Claudio (Tibu) et Christian (Nejo) ROJAS, les frères Nacho et Aguayito. Merci à mon ami, le plus grand pilote qui existe sur terre, Guido (Machito) ANDRADE, et sa copine, Verónica (Verito). Merci à l'ange très intellectuel, Angélica (Angel) SILVA. La grande danseuse de Tango, Fabiola (Tanguera) VERA qui, il faut le dire, est arrivée en sixième position d'un championnat mondial de Tango à Buenos Aires. Antonieta FREDES (La mujer del lado oscuro de la luna), merci pour ta grande amitié et tes mots de soutien. Je remercie ma chère amie Fanny CARRASCO, ses innombrables chats (Evohé dit Capone, Naomi, Téodora, Maguita, Lukas, Merlina, Noelia, Ulises, parmi d'autres...), je n'arrive me souvenir de tous leurs noms) et son compagnon Pancho, qui m'ont hébergé pendant un séjour à Santiago du Chili.

Enfin, je ne pourrais laisser de côté le Tango et les amis que j'y ai rencontré - mes collègues du BERSIN le savent bien - et il serait impardonnable de ne pas leur dédier au moins quelques lignes et de ne pas remercier le Tango. Cette danse à deux, danse magique et sensuelle, dans laquelle deux corps ne font qu'un seul corps dansant qui bouge au rythme de ces mélodies mélancoliques et tristes. Il fait partie de ma vie, et je l'ai laissé de côté lorsque je rédigeais ma thèse, mais j'en suis désolé et je m'en excuse ! Mais enfin, après la soutenance je l'ai repris... Premièrement, je remercie mon professeur et ami Rodrigo RUFINO (sos grande Che !), c'est lui qui m'a montré les beautés du Tango. Sa qualité humaine fait de lui quelqu'un d'unique, sans oublier sa performance en tant que danseur et sa passion dans son enseignement du Tango. Avec lui et Gisela (notre prof, sa meilleure élève), j'ai appris beaucoup de choses, les fioritures qui vont

avec la danse, les tours à gauche (à droite), les sacadas... « Fais attention à la posture de ton bras, Javier ! », disait-il. Merci à vous deux et à ceux que j'ai rencontré pendant les cours, les pratiques, les milongas, Elise CHANSON, Jean-Luc WINGERT, Emilie, Florence KESSELER... Un grand merci pour votre amitié...

Le Tango, sans une cavalière, ne le serais jamais parce que les chansons et les paroles ne suffisent pas. Je voudrais donc dédier quelques mots à quelqu'un de très spécial. Elle, sans le savoir, m'a aidé à accomplir le dernier pas, Grâce à son encouragement et à son soutien, j'ai pu l'accomplir ce pas, le plus important juste avant la soutenance, la finalisation de la rédaction de ma thèse. Je n'oublierai jamais ces trois morceaux de Tango que l'on a dansés ensemble un jeudi soir (15 mars 2007) au Latina. A ce moment-là, il me manquait dix jours pour rendre le manuscrit, j'étais épuisé, fatigué et « je dansais comme un pied », mais elle a accepté gentiment de danser. Dès à présent et pour toujours, je la remercie infiniment pour ces tangos, son amitié et ses mots d'encouragement. Un grand merci à elle, une merveilleuse personne qui aime énormément le Tango, qui l'aime sans aucune condition, elle a le Tango dans son cœur, dans le sang et à l'intérieur de son âme. Merci à celle qui a été et qui sera pour moi toujours la cavalière parfaite... Catherine LIVET.

Enfin, je remercie ma famille ; sans son soutien, tout ceci aurait été différent, les obstacles auraient été plus compliqués et difficiles à surmonter, mais grâce à sa force, son soutien, et l'encouragement qu'elle m'a envoyé à distance, tout ceci a été possible et plus facile à surmonter. Merci à mon père José, ma mère Lydia, ma sœur aînée Karina, ma sœur Tamara, et à son fils et mon neveu Ignacio.

“A mi familia, yo le agradezco con todo mi corazón, gracias por el cariño, el apoyo incondicional y a la fuerza que me enviaron desde la distancia. Todo esto ha sido posible gracias a Uds. Gracias mamá y papá,... simplemente gracias por apoyarnos en todo lo que emprendimos, gracias por ayudarme a dar este ultimo paso. A mis hermanitas, mil gracias, Uds. han sido para mi un ejemplo a seguir y el mejor de los ejemplos, Uds. fueron mi fuente de inspiración, mi ideal en todo aspecto. Gracias por el coraje que me brindaron y me brindan para nunca desfallecer. A mi sobrino y ahijado, le doy las gracias también. Gracias Mamita, Papito, Kalito, Talita et Ignacio (porotin), sepan que siempre lo llevo en mi corazón”.

Peut-être ceci est-il un des remerciement les plus longs d'un manuscrit de thèse, mais sachez qu'il en valait la peine...

Fait à Paris, le 25 juin 2007

Javier RUIZ

Synthèse du travail de thèse

Afin de rendre les modélisations cinématiques de la rupture sismique plus réalistes au regard des modèles dynamiques, des contraintes physiques doivent être introduites. Cette thèse porte sur l'amélioration et une meilleure prise en compte de ces contraintes, dont conditionnent les paramètres qui décrivent l'histoire spatio-temporelle de la rupture, à savoir, le glissement hétérogène, la vitesse de glissement, le temps de montée, et la vitesse de rupture.

Le point de départ de ce travail est le modèle cinématique en k^{-2} qui est basé sur une distribution de glissement hétérogène et un temps de montée dépendant du nombre d'onde k . Pour améliorer la modélisation de la vitesse de glissement sur le plan de faille, une évolution de ce modèle est proposée qui consiste à décomposer le glissement en sous-événements au travers d'une analyse par bandes de k . Ce modèle permet d'obtenir des vitesses de glissement proches d'une fonction de type Kostrov, tout en préservant un spectre rayonné en ω^2 avec des amplitudes proportionnelles au coefficient de directivité C_d à hautes fréquences.

Pour mieux contrôler les effets de directivité, un modèle cinématique est proposé qui repose sur une description de sources composites à distribution fractale, un temps de montée dépendant de la taille et sur une loi d'échelle régissant l'extension de la zone de nucléation des sous-événements. Un des avantages de ce modèle est qu'il permet de définir l'histoire spatio-temporelle de chaque sous-événement. La dislocation utilisée pour chaque petite source est celle d'un « crack ». La sommation de l'ensemble des sources génère un glissement composite final en k^{-2} . Le point de nucléation est localisé aléatoirement à l'intérieur de la zone dite de nucléation et il se déclenche au passage du front de rupture. Cette mise en place permet de détruire la cohérence de la direction de la rupture à petite échelle par rapport à celle à grande échelle.

Il a été montré par simulation que ce modèle permet de réduire le coefficient de directivité apparent à une fraction de C_d tout en préservant une forme spectrale rayonnée en ω^2 . Afin de valider ce modèle, des simulations du mouvement fort ont été faites en champ complet à ensemble de stations pour plusieurs scénarii de rupture d'un séisme de M_w 6,0. Ces résultats montrent un bon accord entre les écarts-types synthétiques et ceux des relations d'atténuation sur plusieurs indicateurs de mouvement sismique, l'accélération maximale du sol (PGA), la vitesse maximale du sol (PGV), l'intensité d'Arias (IA) et la durée de phase forte (SMD). Cependant, ces modélisations montrent que l'atténuation du pic d'accélération synthétique décroît en moyenne plus vite que la prédiction empirique à grand distance de la faille. Ce problème d'atténuation est attribué à la propagation des ondes, en particulier à la déficience du contenu haute fréquence des fonctions de Green numériques.

Des évidences d'une vitesse de rupture variable sont apportées par l'imagerie de la source et la dynamique de la rupture. Afin de rendre les modèles de sources sismiques plus réalistes, une vitesse de rupture variable compatible avec la physique de la rupture doit être introduite. L'approche suivie relie analytiquement l'énergie de fracturation, le glissement et la vitesse de rupture. Les temps de propagation du front de rupture sont estimés à partir de la distribution de la vitesse de rupture sur le plan de faille. Les simulations montrent une augmentation des pics d'accélération modélisés à distance proche. Cet aspect étudié au cours de cette thèse est un premier pas afin d'aller vers une description « pseudo-dynamique » de la rupture et d'autres contraintes pourront être explorées et introduites dans les modèles cinématiques.

La variabilité du mouvement sismique n'est pas seulement liée aux effets de la source sismique, mais aussi à la complexité de la propagation des ondes (l'interaction du champ d'ondes avec le milieu géologique) et aux effets de site. Afin de mieux rendre compte cette complexité, une approche semi-empirique combinant le modèle de sources composites et des fonctions de Green Empiriques est proposée. Les simulations obtenues pour le séisme de Yamaguchi (M_w 5,9) de 1997 reproduisent assez bien les principales caractéristiques du mouvement du sol. Des plus, ces résultats montrent également la nécessité d'incorporer des fonctions de Green « réalistes » (empiriques) dans les simulations afin de mieux modéliser le contenu haute fréquence des accélérogrammes.

Résumé

Afin de rendre les modélisations cinématiques de la rupture sismique plus réalistes au regard des modèles dynamiques, des contraintes physiques ont été introduites. Pour améliorer la modélisation de la vitesse de glissement sur le plan de faille, une évolution du modèle k^{-2} est proposée qui consiste à décomposer le glissement en sous-événements au travers d'une analyse par bandes de k . Ce modèle permet d'obtenir des vitesses de glissement proches d'une fonction de type Kostrov, en préservant un spectre rayonné en ω^2 avec des amplitudes proportionnelles au coefficient de directivité C_d à hautes fréquences. Pour mieux contrôler les effets de directivité, un modèle cinématique basé sur une description de sources composites et sur une loi d'échelle régissant l'extension de la zone de nucléation des sous-événements est proposé. Ce modèle permet de réduire le coefficient de directivité apparent à une fraction de C_d , et de reproduire l'écart-type des relations d'atténuation. Afin de rendre les modèles de sources sismiques plus réalistes, une vitesse de rupture variable compatible avec la physique de la rupture doit être introduite. L'approche suivie qui relie analytiquement l'énergie de fracturation, le glissement et la vitesse de rupture, se traduit par une augmentation des pics d'accélération modélisés à distance proche. Enfin, pour mieux rendre compte de la complexité de l'interaction du champ d'ondes avec le milieu géologique, une approche semi-empirique combinant le modèle de sources composites et des fonctions de Green Empiriques est proposée. Les simulations obtenues pour le séisme de Yamaguchi (M_w 5,9) reproduisent les principales caractéristiques du mouvement du sol.

Titre : Génération d'accélérogrammes synthétiques large-bande par modélisation cinématique de la rupture sismique.

Mots-clés : source sismique, modélisation cinématique, accélérogramme large-bande, mouvements forts, effet de directivité, fonction de Green empirique.

Abstract

In order to make the broadband kinematic rupture modeling more realistic with respect to dynamic modeling, physical constraints are added to the rupture parameters. To improve the slip velocity function (SVF) modeling, an evolution of the k^{-2} source model is proposed, which consists to decompose the slip as a sum of sub-events by band of k . This model yields to SVF close to the solution proposed by Kostrov for a crack, while preserving the spectral characteristics of the radiated wavefield, i.e. a ω^2 model with spectral amplitudes at high frequency scaled to the coefficient of directivity C_d . To better control the directivity effects, a composite source description is combined with a scaling law defining the extent of the nucleation area for each sub-event. The resulting model allows to reduce the apparent coefficient of directivity to a fraction of C_d , as well as to reproduce the standard deviation of the new empirical attenuation relationships proposed for Japan. To make source models more realistic, a variable rupture velocity in agreement with the physics of the rupture must be considered. The followed approach that is based on an analytical relation between the fracture energy, the slip and the rupture velocity, leads to higher values of the peak ground acceleration in the vicinity of the fault. Finally, to better account for the interaction of the wavefield with the geological medium, a semi-empirical methodology is developed combining a composite source model with empirical Green functions, and is applied to the Yamaguchi, M_w 5.9 earthquake. The modeled synthetics reproduce satisfactorily well the observed main characteristics of ground motions.

Title: Computing broadband accelerograms using kinematic rupture modeling

Key-words: seismic source, kinematic modeling, broadband accelerograms, strong ground motions, directivity effects, empirical Green function.

Table des matières

REMERCIEMENTS.....	I
SYNTHESE DU TRAVAIL DE THESE	V
RESUME	VII
ABSTRACT	IX
TABLE DES MATIERES	XI
LISTE DE FIGURES	XV
LISTE DES TABLEAUX.....	XXVII
INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE 1 MODELISATION CINEMATIQUE D'ACCELEROGRAMMES	
LARGE-BANDE	5
1.1 Source sismique et champ de déplacement	5
1.1.1 <i>Théorème de représentation – Modèle de source cinématique</i>	<i>6</i>
1.1.2 <i>Solution pour le déplacement en approximation de champ lointain.....</i>	<i>6</i>
1.1.3 <i>Effet de la directivité de la rupture.....</i>	<i>7</i>
1.2 Modèles cinématiques de source sismique.....	9
1.2.1 <i>Modèles de sources composites</i>	<i>9</i>
1.2.1.1 <i>Modèles de sources composites à distribution fractale</i>	<i>10</i>
1.2.1.2 <i>Sommation de Fonctions de Green Empiriques</i>	<i>10</i>
1.2.2 <i>Modèle cinématique de source sismique k^{-2}</i>	<i>11</i>
1.3 Modélisation d'accélérogrammes large-bande avec un modèle en k^{-2}.....	14
1.3.1 <i>Version discrétisée du théorème de représentation.....</i>	<i>15</i>
1.3.2 <i>Calcul des fonctions de Green.....</i>	<i>16</i>
1.3.3 <i>Calcul de la distribution du glissement</i>	<i>18</i>
1.3.4 <i>Implémentation de la loi d'échelle sur les temps de montée</i>	<i>20</i>
1.3.5 <i>Génération de sismogrammes synthétiques et vérification des caractéristiques spectrales</i>	<i>22</i>
CHAPITRE 2 ANALYSE ET AMELIORATION DE LA VITESSE DE GLISSEMENT GENERE E PAR UN MODELE K^{-2}	31
2.1 Introduction	31
2.1.1 <i>Solutions issues des modèles dynamiques</i>	<i>32</i>
2.1.2 <i>Analyse de la vitesse de glissement générée par un modèle k^{-2}.....</i>	<i>33</i>
2.2 Amélioration de la modélisation de la vitesse de glissement.....	36
2.2.1 <i>Application d'un « water level » sur la fonction vitesse de glissement... </i>	<i>37</i>
2.2.2 <i>Rayonnement avec un temps de montée constant.....</i>	<i>38</i>

2.2.3	<i>Recomposition de la vitesse de glissement en ajoutant une composante continue pour chaque nombre d'onde.....</i>	39
2.2.4	<i>Recomposition de la vitesse de glissement par bande de k avec ajout d'une composante continue.....</i>	40
2.2.5	<i>Décomposition du glissement en fonctions « crack » élémentaires.....</i>	43
2.2.6	<i>Génération du glissement par la méthode de source composite à distribution fractale de la taille des sous-événements.....</i>	45
2.2.7	<i>Variations spatio-temporelles des vitesses de glissement modélisées avec les approches proposées.....</i>	47
2.2.8	<i>Comparaison des séries temporelles et des spectres modélisés.....</i>	51
2.3	Modèle de reconstitution par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques	56
CHAPITRE 3 MODELE DE SOURCES COMPOSITES A DISTRIBUTION FRACTALE		
	FRACATALE	83
3.1	Introduction	83
3.2	Description et propriétés d'une dislocation composite à distribution fractale	86
3.2.1	<i>Génération de la distribution de la taille des sous-événements.....</i>	86
3.2.2	<i>Caractéristiques spectrales du glissement composite.....</i>	87
3.2.3	<i>Analyse du glissement composite</i>	89
3.2.3.1	<i>Effets de la variation de la chute de contrainte sur le glissement</i>	89
3.2.3.2	<i>L'effet sur le glissement du nombre de sous-événements considérés</i>	92
3.2.3.3	<i>L'effet sur le glissement de la valeur R_{max} effective de la distribution</i>	94
3.2.4	<i>Glissement composite pour une distribution fractale de sources ayant une chute de contrainte variable.....</i>	96
3.3	Définition de la cinématique du modèle de sources composites.....	99
3.3.1	<i>Caractéristiques spectrales du rayonnement haute-fréquence en champ lointain</i>	99
3.3.2	<i>Vitesse de glissement modélisée.....</i>	103
3.3.3	<i>Modélisation d'accélérogrammes synthétiques et caractéristiques spectrales.....</i>	105
3.3.4	<i>Conclusions</i>	106
3.4	Contrôle de la directivité en introduisant une zone de nucléation dépendante de l'échelle	110
3.4.1	<i>Motivation</i>	110
3.4.2	<i>Description du modèle</i>	111
3.5	Analyse statistique des spectres d'accélération modélisés en champ lointain .	114
3.5.1	<i>Géométrie des failles utilisées dans l'analyse.....</i>	114
3.5.2	<i>Modélisation de la vitesse de glissement sur le plan de faille</i>	116

3.5.3	<i>Exploration de paramètres et analyse des résultats</i>	117
3.6	Modélisation d'accélérogrammes en champ complet et à distance proche de la source	125
3.6.1	<i>Géométrie de la faille et distribution des stations</i>	125
3.6.2	<i>Analyse paramétrique du modèle fractale</i>	126
3.6.2.1	Analyse de résultats d'un séisme de magnitude $M_w = 6,0$	127
3.6.3	<i>Discussion des résultats et des limites du modèle</i>	137
3.7	Conclusions	138
CHAPITRE 4	MODELISATION D'UNE VITESSE DE RUPTURE VARIABLE AVEC UNE APPROCHE PSEUDO-DYNAMIQUE	141
4.1	Introduction	142
4.1.1	<i>Les modèles cinématiques - Vitesse de rupture variable</i>	144
4.1.2	<i>Les modèles dynamiques</i>	145
4.2	Les approches pseudo-dynamiques	147
4.2.1	<i>L'approche pseudo-dynamique proposée par Guatteri et al. (2004)</i>	147
4.3	Estimation d'une vitesse de rupture variable basée sur un modèle de pulse	149
4.3.1	<i>Modèle d'un pulse de glissement se propageant en état stationnaire (« Self-healing slip pulse »)</i>	151
4.3.2	<i>Modèle d'un pulse de glissement, auto-similaire et auto-cicatrisant « Self-similar, self-healing pulse »</i>	153
4.4	Analyse de la vitesse de rupture	156
4.4.1	<i>Estimation de la vitesse de rupture pour un glissement hétérogène</i>	156
4.4.1.1	Faille dans un milieu homogène	157
4.4.1.2	Faille coupant un milieu à couches.....	162
4.4.2	<i>Modélisation d'accélérogrammes synthétiques</i>	165
4.4.2.1	En approximation de champ lointain.....	165
4.4.2.2	Modélisation du mouvement fort à distance proche de la source.	168
4.5	Conclusions et perspectives	178
CHAPITRE 5	METHODE SEMI-EMPIRIQUE BASEE SUR LA SOMMATION DE FONCTIONS DE GREEN EMPIRIQUES	181
5.1	Modélisation large-bande par sommation de fonctions de Green Empiriques	182
5.1.1	<i>Principe des méthodes de sommation des FGE</i>	182
5.1.2	<i>Principe de la méthode semi-empirique proposée</i>	184
5.2	Application au séisme de Yamaguchi M_w 5,9, 1997 (Japon)	186
5.2.1	<i>Cadre générale de la sismicité au Japon</i>	186
5.2.2	<i>Le séisme de Yamaguchi-ken Hokubo ($M_w = 5.9$)</i>	188
5.2.3	<i>Les observations</i>	190
5.2.4	<i>Analyse des Fonctions de Green Empiriques</i>	193
5.2.5	<i>Solution de l'imagerie de la source</i>	198

5.2.6	<i>Modélisation d'accélérogrammes synthétiques</i>	199
5.2.6.1	Prédiction du mouvement fort en utilisant des fonctions de Green numériques	201
5.2.6.2	Prédiction du mouvement fort en utilisant des fonctions de Green empiriques	204
5.2.6.3	Exemple de prédiction du mouvement fort en utilisant des fonctions de Green empiriques déconvoluées	207
5.3	Application de la méthode semi-empirique dans le bassin à Grenoble.....	210
5.4	Conclusions et perspectives de la méthode semi-empirique.....	221
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....		223
RÉFÉRENCES		227
ANNEXE A SPECTRE DE GLISSEMENT D'UN « CRACK »		239
A.1	Calcul du spectre de glissement.....	239
A.2	Prise en compte d'autres formes de glissement pour les sous-événements (crack).....	240
ANNEXE B RESULTATS DE L'ANALYSE STATISTIQUE DU MODELE DE SOURCES COMPOSITES A DISTRIBUTION FRACTALE		243
B.1	Specres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain	243
B.2	Résultats de la modélisation d'accélérogrammes en champ complet	259
B.3	Modélisation en champ complet en incorporant les effets d'une colonne de sol générique	266
ANNEXE C APPLICATION DU MODELE K^{-2} POUR LA PREDICTION DU MOUVEMENT FORT LE LONG DE LA FAILLE DE LA MOYENNE DURANCE (ARTICLE)		271

Liste de figures

- Figure 1.1 : Modèle cinématique de Haskell (1964). La faille est modélisée comme une source ligne (trait gras) de longueur L . La rupture se propage de manière unilatérale d'une extrémité à l'autre du segment de faille à la vitesse V_r . Les ondes émises au cours de la rupture se propagent à la vitesse c depuis la faille jusqu'au point d'observation M . D'après Lay et Wallace (1995). 7
- Figure 1.2 : Schéma illustrant l'effet de la directivité sur l'amplitude et la durée du signal observé en fonction de la position relative du point d'observation par rapport à la direction de propagation de la rupture. D'après Lay et Wallace (1995). 8
- Figure 1.3 : Variation du coefficient de directivité C_d en fonction du rapport V_r/V_s et de l'azimut d'observation θ . Les courbes dessinées correspondent aux azimuts des stations directive ($\theta = 0^\circ$), non-directive ($\theta = 90^\circ$) et anti-directive ($\theta = 180^\circ$)..... 9
- Figure 1.4 : Géométrie du plan de faille et point d'observation M . La faille est rectangulaire ($L \times W$), la vitesse de rupture V_r est constante et la distance source-station est grande par rapport à la dimension L 12
- Figure 1.5 : (A gauche) Exemple d'une réalisation de glissement pour le modèle de source k^{-2} . (A droite) Spectre de Fourier du glissement (point noir). Le spectre moyen (trait gris) est comparé à un spectre de référence en k^{-2} (traits pointillés). 12
- Figure 1.6 : Schéma montrant l'effet de la directivité et l'amplification par C_d et C_d^2 sur les spectres (à gauche) en déplacement et (à droite) en accélération. Le spectre de la station non-directive est la référence (trait continu) et l'effet de la directivité est illustré sur le spectre de la station directive (trait en tirets). D'après Herrero (1994). 13
- Figure 1.7 : Distribution spatio-temporelle de la vitesse de glissement instantanée ($t = 2.0$ s) illustrant la propagation d'une bande cassante de largeur $L_0 = 2$ km ($0,2 L$) pour une vitesse de rupture de $V_r = 2,96$ km/s ($0,8 V_s$). 14
- Figure 1.8 : Discrétisation du plan de faille. Les sous-failles (i, j) sont activées au temps de rupture t_{ij}^r 15
- Figure 1.9 : Comparaison des fonctions de Green en vitesse calculées dans un demi-espace homogène ($V_p = 6,33$ km/s ; $V_s = 3,67$ km/s ; $\rho = 2,84$ gr/cm³ ; $Q_p = 600$ et $Q_s = 300$) en utilisant les codes HSPEC96, AXITRA et une version modifiée d'AXITRA incluant un modèle d'atténuation à Q constant. 17
- Figure 1.10 : Même légende que la Figure 1.9 pour un modèle de vitesse tabulaire (Tableau 1.1). 18
- Figure 1.11 : (A gauche) Quatre réalisations typiques de glissement obtenues avec la méthode proposée, pour un séisme de magnitude $M_w = 6$ en utilisant 15 sommations de glissement. (A droite) Spectres de glissement caractérisés par une décroissance en k^{-2} pour les grands nombres d'ondes. Le spectre analytique cible (pointillés) a été calculé en utilisant $k_c = 2\pi/W$ 20
- Figure 1.12 : Modélisation du temps de montée. Nous définissons k^* tel que $\tau(k^*) = \Delta t$. .. 21
- Figure 1.13 : Effet du choix d'implémentation de la loi d'échelle $\tau(k)$ sur les accélérogrammes et les spectres pour des stations directive, non-directive et anti-directive (de haut en bas). (A gauche) Sommation des contributions pour $k < k^*$ avec $\tau(k^*) = \Delta t$. (A droite) Sommation de toutes les contributions et $\tau(k) = \Delta t$ lorsque $k \geq k^*$ 22
- Figure 1.14 : Configuration géométrique de la source et des stations (vue en plan à gauche, vue en perspective à gauche). Un scénario de rupture unilatérale est analysé pour des

stations placées à 100 km du point origine (O) dans des positions directive, non-directive, et anti-directive.....	23
Figure 1.15 : Spectres moyens d'accélération (en ondes S) calculés sur un ensemble de 40 réalisations de glissement pour les stations directive (spectre de plus fortes amplitudes), non-directive (spectre intermédiaire) et anti-directive (spectre de plus faibles amplitudes) présentées sur la Figure 1.14. De haut en bas, la largeur de pulse, L_0 , est égale à 0,05L, 0,10L et 0,20L. De gauche à droite, la vitesse de rupture est égale à 0,7, 0,8 et 0,9 fois la vitesse des ondes S.	25
Figure 1.16 : Spectres d'accélération en ondes S (trait gris) calculés pour 40 réalisations de glissement et un rapport $V_r/V_s = 0,8$. Le spectre moyen est reporté en trait noir, et les fréquences caractéristiques (f_a , f_c , f_p , f_0) sont indiquées sur l'axe des abscisses. De gauche à droite : station anti-directive, non-directive et directive. De haut en bas : largeur de pulse, $L_0 = 0,05L$, $0,10L$, et $0,20L$	26
Figure 1.17 : Comparaison des spectres moyens d'accélération (trait continu noir) avec les spectres analytiques proposés par Bernard et al., 1996 ($L_c=8,5$ km - traits pointillés) pour différentes vitesses de rupture ($V_r/V_s = 0,7$, $0,8$ et $0,9$) et largeurs de pulse ($L_0 = 0,05L$, $0,10L$ et $0,20L$).	27
Figure 1.18 : Exemples d'accélérogrammes et de spectres modélisés avec le modèle k^{-2} pour trois réalisations de glissement en rupture unilatérale à vitesse constante ($V_r = 0,8V_s$) pour la géométrie présentée sur la Figure 1.14. De haut en bas : $L_0 = 0,05L$, $0,10L$, $0,20L$	28
Figure 1.19 : Même légende que la Figure 1.18 pour des synthétiques en vitesse.	29
Figure 2.1 : Illustration des fonctions de vitesse de glissement issues de l'analyse de la rupture dynamique. (a) Solution de Kostrov (1964) tronquée à τ_r . (b) Vitesse de glissement pour un modèle de « crack » se caractérisant par un temps de cicatrisation t_h (Nielsen et Madariaga, 2003). Fonctions analytiques proposées (c) par Nakamura et Miyatake (2000) et (d) par Guatteri et al. (2004) à partir de modélisations dynamiques	33
Figure 2.2 : Variation spatiale de la vitesse de glissement calculée sur le plan de faille à partir d'un modèle k^{-2} avec un temps de montée en k^{-1} . Il n'est pas possible d'identifier un comportement unique. A droite en haut, vitesse de glissement en un point du plan de faille qui présente un saut positif puis une décroissance. A droite en bas, vitesse de glissement en un point du plan de faille provenant d'une zone à faible glissement qui présente un pulse négatif.	34
Figure 2.3 : Vitesse de glissement moyenne calculée sur l'ensemble du plan de faille pour un modèle k^{-2}	35
Figure 2.4 : Forme moyenne de la fonction vitesse de glissement calculée sur l'ensemble du plan de faille pour un modèle k^{-2}	35
Figure 2.5: Distribution du glissement sur le plan de faille. Les contours sont tracés tous les 20 cm. Les zones à plus faible glissement sont tracées en bleu sombre.	36
Figure 2.6: Distribution des zones où le glissement est nul (bleu nuit), où la vitesse de glissement est en partie négative (bleu ciel) et où la vitesse de glissement est positive (jaune).	36
Figure 2.7 : (A gauche) Distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle k^{-2} avec un temps de montée en k^{-1} et une mise à zéro des valeurs négatives et re-normalisation. (A droite) Forme moyenne de la fonction vitesse de glissement (en noir) comparée à celle obtenue du modèle dynamique, type-Kostrov (en gris).	38
Figure 2.8 : (A gauche) Distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle k^{-2} avec un temps de montée en k^{-1} . Dans les zones où le	

glissement négatif cumulé est plus grand que 0,01 m, la loi d'échelle sur le temps de montée n'est pas appliquée mais il est fixé à τ_{\max} . (A droite) Forme moyenne de la fonction vitesse de glissement (en noir) comparée à celle obtenue du modèle dynamique, type-Kostrov (en gris).....	38
Figure 2.9 : (A gauche) Distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle en k^{-2} avec une composante continue ajoutée à chaque nombre d'onde. (A droite) Forme moyenne de la vitesse de glissement (en noir) comparée à celle obtenue du modèle dynamique, type-Kostrov (en gris).....	40
Figure 2.10 : Comparaison des vitesses de glissement calculées pour le modèle k^{-2} original (noir), pour le modèle k^{-2} avec une composante continue ajoutée avant normalisation à la valeur locale du glissement (bleu). La correction ajoutée est également montrée (rouge).	40
Figure 2.11 : Exemple de décomposition du glissement en 8 bandes de k	41
Figure 2.12 : (A gauche) Distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle k^{-2} avec une recombinaison du glissement par bande de k . (A droite) Forme moyenne de la vitesse de glissement modélisée (trait noir) comparée à celle obtenue du modèle dynamique, type-Kostrov (trait gris).	42
Figure 2.13 : Comparaison en deux points du plan de faille de la vitesse de glissement calculée en ajoutant une composante continue par bande de k (bleu) avec celle calculée pour le modèle k^{-2} original (noir).....	42
Figure 2.14 : A gauche, décomposition numérique du glissement en sous-événements positifs (modèle de crack). A droite, variations du moment sismique cumulé et de la chute de contrainte par rapport aux nombres d'onde (k est défini selon $k = 2\pi/R$). ...	44
Figure 2.15 : à gauche, distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle k^{-2} en utilisant une décomposition en cracks élémentaires. A droite, forme moyenne de la vitesse de glissement (trait noir) comparée à celle obtenue du modèle dynamique, type-Kostrov (trait gris).	44
Figure 2.16 : Distribution du nombre de sous-événements en fonction de la dimension du rayon.	45
Figure 2.17 : (A gauche) Glissement en k^{-2} généré à partir d'une distribution fractale de la taille de sous-événements et (à droite) le spectre de glissement.	45
Figure 2.18 : Distribution fractale de la taille des sous-événements.	46
Figure 2.19 : A gauche, distribution des sous-événements d'un glissement généré avec l'approche de source composite à distribution fractale. A droite, variations du moment sismique cumulé et de la chute de contrainte par rapport aux nombres d'onde (défini selon $k = 2\pi/R$).	46
Figure 2.20 : Distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle composite (en k^{-2}) à distribution fractale de cracks élémentaires. A droite, forme moyenne de la vitesse de glissement (trait noir) comparée à celle obtenue du modèle dynamique, type-Kostrov (trait gris).	47
Figure 2.21 : Variations spatio-temporelles des vitesses de glissement (instantané à $t = 2$ s) calculées pour les différentes approches proposées en considérant le cas d'une rupture uni-directionnelle avec $V_r/V_s = 0,8$ et $L_0=0,20L$. Kx, K2 : $\tau(k_x)$ ou $\tau(k)$, respectivement (section 2.2.1). K2_V0 : $\tau(k_r)$ et mise à zéro des vitesses négatives (section 2.2.1). K2_V1 : $\tau(k)$ en utilisant une boîte si glissement négatif cumulé en valeur absolu est plus grand que 0,01 m (section 2.2.2). K2_V2 : $\tau(k)$ en ajoutant une constante (section 2.2.3). BandK : Recombinaison du glissement par bande de k (section 2.2.4). Crack : Décomposition du glissement en sous-événements de type « crack » (section 2.2.5). Fractal : Sommation de sources composites à distribution fractale (section 2.2.6).	49

Figure 2.22 : Variations spatio-temporelles (2D) des vitesses de glissement (instantané à $t = 2$ s). Voir légende Figure 2.21.	50
Figure 2.23 : Comparaison des accélérogrammes synthétiques obtenus avec les approches proposées avec $V_r/V_s = 0,8$ et $L_0 = 0,20L$ pour des stations directive, non-directive et anti-directive (Figure 1.14).	53
Figure 2.24 : Comparaison des vitesses du sol obtenues avec les approches proposées avec $V_r/V_s = 0,8$ et $L_0 = 0,20L$ pour des stations directive, non-directive et anti-directive (Figure 1.14).	54
Figure 2.25 : Comparaison des déplacements du sol obtenus avec les approches proposées avec $V_r/V_s = 0,8$ et $L_0 = 0,20L$ pour des stations directive, non-directive et anti-directive (Figure 1.14).	55
Figure 3.1 : Schéma d'une distribution de sous-événements sur le plan de faille.	88
Figure 3.2 : Effet de la chute de contrainte des sous-événements $\Delta\sigma_d$ sur les spectres de glissement composite. De gauche à droite : les résultats obtenus pour $\Delta\sigma_d = 80, 120$ et 160 bars sont comparés avec la forme spectrale analytique pour $k_c = 2\pi/W$	90
Figure 3.3 : Vues 3D et 2D du glissement composite généré pour 3 valeurs de chute de contrainte $\Delta\sigma_d$. De gauche à droite, $\Delta\sigma_d = 80, 120$ et 160 bars.	91
Figure 3.4 : Distribution des sous-événements sur le plan de faille pour des valeurs de chute de contrainte $\Delta\sigma_d = 80, 120$ et 160 bars. De haut en bas, les sous-événements ont été groupés par intervalles de rayon $[R_{max}, 0,75],] 0,75, 0,2]$ et $] 0,2, 0,05]$	92
Figure 3.5 : Histogrammes de la distribution de sous-événements pour trois valeurs de la chute de contrainte $\Delta\sigma_d = 80, 120$ et 160 bars (cercle, carré, triangle, respectivement). Les histogrammes sont superposés le graphe de droite.	92
Figure 3.6 : Effet du nombre de sous-événements choisis (N) sur les spectres de glissements composites. De gauche à droite, $N = 30000, 35000$ et 40000 pour une chute de contrainte fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars.	93
Figure 3.7 : Variation spatiale du glissement pour des valeurs de $N = 30000, 35000$ et 40000 avec une chute de contrainte fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars.	93
Figure 3.8 : Histogrammes de la distribution des sous-événements pour 3 valeurs de $N = 30000, 35000$ et 40000 (cercle, carré, triangle). La chute de contrainte est fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars.	94
Figure 3.9 : Histogramme de la distribution des sous-événements pour 3 valeurs de $R_{max} = 0,25W, 0,30W$ et $0,35W$. La chute de contrainte est fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars.	95
Figure 3.10 : Effet de la valeur du rayon maximal effectif de la distribution (R_{max}) sur les spectres de glissements composites. De gauche à droite, $R_{max} = 0,25 W, 0,30W$ et $0,35 W$. La chute de contrainte fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars.	95
Figure 3.11 : Variation spatiale du glissement pour 3 valeurs de $R_{max} = 0,25W, 0,30W$ et $0,35W$. La chute de contrainte fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars.	96
Figure 3.12 : Comparaison entre la prise en compte d'une chute de contrainte (colonne à gauche) constante et (droite) variable. (En haut) Distribution de moment sismique cumulé en fonction du rayon. (En bas) Distribution de la chute de contrainte en fonction de R	97
Figure 3.13 : Comparaison de la distribution de glissement (vue 3D, 2D) et leur spectres en considérant une approche fractale avec la valeur de la chute de contrainte (colonne gauche) constante, (au centre) variable, et (droite) avec l'approche spectrale.	98
Figure 3.14 : Schéma illustrant la rupture unidirectionnelle d'un sous-événement de type «crack» localisé sur une faille planaire $L \times W$	100
Figure 3.15 : Spectres d'accélération théoriques (sommation incohérente) calculés pour les ondes S jusqu'à une fréquence maximale de 12 Hz. Trois configurations sont	

testées : directive (spectre de plus forte amplitude), non-directive (spectre intermédiaire) et anti-directive (spectre de plus faible amplitude) pour plusieurs largeurs de pulse L_0 (de haut en bas 0,05L, 0,10L et 0,20L) et rapports V_r/V_s (de gauche à droite 0,7, 0,8 et 0,9).	102
Figure 3.16 : Rapport spectral haute-fréquence des amplitudes théoriques d'accélération d'une station donnée avec la station non-directive en fonction de la vitesse de rupture. Les rapports ont été estimés pour différentes largeurs de pulse ($L_0 = 0,05L$, 0,10L et 0,20L, cercle, carré et triangle, respectivement) pour trois azimuts ($\theta = 0^\circ$, 90° et 180°). Les courbes en trait continu et en pointillé correspondent aux termes C_d et $C_d \sin(a \pi C_d)$, respectivement.....	103
Figure 3.17 : (a) Distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle de sources composites à distribution fractale avec $L_0 = 0,05L$. (b) Forme moyenne de la vitesse de glissement (triangles) comparée à celle obtenue pour une solution de type-Kostrov tronquée à la valeur du temps de montée (trait continu). .	104
Figure 3.18 : Même légende que la Figure 3.17 pour $L_0 = 0,20L$	105
Figure 3.19 : Exemples de la variabilité des accélérogrammes modélisés pour un rapport V_r/V_s de 0,8. De gauche à droite, stations anti-directive ($\theta = 180^\circ$), non-directive ($\theta = 90^\circ$) et directive ($\theta = 0^\circ$). De haut en bas, variation de largeur de pulse $L_0 = 0,05L$, 0,10L et 0,20L.	107
Figure 3.20 : Spectres moyens en accélération (en noir) calculés sur un ensemble de 40 réalisations pour les stations directive, non-directive et anti-directive sont comparés aux spectres théoriques obtenues à partir de l'expression asymptotique haute-fréquence (en gris).....	108
Figure 3.21 : Spectres d'accélération en ondes S calculés pour un ensemble de 40 réalisations (spectre moyen en noir) pour un rapport V_r/V_s de 0,8. De gauche à droite, station anti-directive, non-directive et directive avec leurs fréquences caractéristiques. De haut en bas, largeur de pulse, $L_0 = 0,05L$, 0,10L, et 0,20L.	109
Figure 3.22 : Schéma de mise en place d'une source pour un cas dit déterministe et un cas dit stochastique. La source est activée lorsque le front de rupture perturbe le point de nucléation (étoile). Le point de nucléation est défini (1) comme étant le premier point atteint par le front de rupture dans le cas déterministe ($h = 0$) ou (2) aléatoirement dans une zone dont l'extension dépend de l'échelle dans le cas stochastique ($h > 0$).	111
Figure 3.23 : Loi d'échelle introduite sur le temps de montée, $\tau(R)$	112
Figure 3.24 : Schéma illustrant le processus de construction géométrique d'une zone de nucléation en fonction de l'échelle.	113
Figure 3.25 : Fonction $d(R)$ qui contrôle l'extension de la zone où la nucléation peut se produire pour chaque sous-événement.	113
Figure 3.26 : Schéma illustrant la définition de la fonction $d(\cdot)$ en fonction du rayon R. La surface grise correspond à la zone dans laquelle le point de nucléation est défini pour chaque source avec une probabilité d'occurrence uniforme.	114
Figure 3.27 : Exemple de distributions du glissement modélisées pour des séismes de magnitude 5,5, 6, 6,5 et 7,0 avec une approche fractale. L'échelle d'amplitude du glissement (en mètres) est montrée sur la droite de chaque plan de faille.	115
Figure 3.28 : (a) Vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle de sources composites à distribution fractal pour $h=0$. (b) Vitesse de glissement moyenne (triangles) comparée à une solution de type Kostrov (trait continu).	116
Figure 3.29 : Même légende que Figure 3.28 en introduisant une zone de nucléation et une mise en place stochastique avec $h = 0,5$	117

- Figure 3.30 : Exemple de l'effet de la variation de h sur les amplitudes spectrales en accélération. Le cas de référence $h=0$ (en pointillés gris) est comparé avec les cas (a) $h = 0,5$ et (b) $h = 1,0$ (en trait plein noir). Pour la station non-directive, la valeur de h n'ayant pas d'effet notable seul le cas de référence a été montré. Pour le cas d'un séisme de magnitude $M_w = 6,0$ avec des paramètres $R_p = R_c = 0,20W$ et deux rapports de V_r/V_s égales à $0,8$ et $0,9$ 120
- Figure 3.31 : Courbes en montrant la variation du coefficient de directivité apparent, $C_{d,app}$, en fonction de h . Ces courbes ont été calculées pour une magnitude $M_w = 6,0$, avec $R_p = R_c = 0,20W$ et trois rapports V_r/V_s 121
- Figure 3.32 : Exemple de l'effet de la variation du paramètre R_c sur les spectres moyens d'accélération calculés pour une magnitude $M_w = 6,0$, avec $R_p = 0,20W$ et $h = 0, 0,5$ et 1 . Les paramètres sont $R_c = 0,20W$ (en bas) et $0,40W$ (en haut). Les spectres moyens ont été calculés pour trois vitesses de rupture (de gauche à droite, $V_r/V_s = 0,7, 0,8$ et $0,9$)..... 122
- Figure 3.33 : Schéma simplifié en montrant les effets sur les spectres d'accélération (pointillés) liés à l'introduction d'une zone de nucléation dépendant de l'échelle, (à gauche) dans un cas normal et (à droite) dans un cas extrême. Dans le cas d'une mise en place synchrone avec le front de rupture, les amplitudes sont proportionnelles au coefficient de directivité C_d (trait plein noir). En introduisant un point de nucléation stochastique, les amplitudes spectrales sont proportionnelles à une fraction de C_d (traits en pointillés). Le rapprochement spectral dépend de la fréquence et des paramètres qui définissent la zone de nucléation de chaque source. 123
- Figure 3.34 : Spectres moyens d'accélération calculés pour trois magnitudes M_w (de gauche à droite, $M_w = 5,5, 6,0$ et $6,5$) et trois valeurs de V_r sur V_s (de haut en bas, $V_r/V_s = 0,7, 0,8$ et $0,9$). Ces calculs ont été faits avec $R_p = R_c = 0,20W$, pour $h = 0, 0,5$ et 1 . Les amplitudes spectrales de la station non-directive étant peu affectées par la valeur de h , elles ont été tracées en gris clair, sans distinction de la valeur de h utilisée. Pour les stations directive et anti-directive, les amplitudes spectrales ont été tracées avec un niveau de gris fonction de la valeur de h utilisée (voir légende en bas à gauche). 124
- Figure 3.35 : Distribution des stations. L'encart en haut à droite présente un zoom de la distribution à distance proche de la faille..... 126
- Figure 3.36 : Cinq réalisations de glissement utilisées dans l'analyse à distance proche de la source pour un séisme de magnitude $M_w = 6,0$. Le glissement a été calculé avec l'approche fractale..... 127
- Figure 3.37 : Comparaison des accélérogrammes synthétiques calculées à distance proche (composante nord) pour le cas d'une nucléation déterministe ($h = 0$ - trait gris) et stochastique ($h = 0,75$ - trait noir) en utilisant $V_r = 0,8 V_s$ et $R_p = R_c = 0,15W$ pour un scénario en rupture unilatérale. 129
- Figure 3.38 : Même légende que la Figure 3.37 pour un scénario en rupture bilatérale... 130
- Figure 3.39 : Exemple de la distribution du PGA prédit à distance proche de la source pour une rupture unilatérale (en haut) et une rupture bilatérale (en bas). De plus, deux modes de mise en place ont été considérés, déterministe avec $h = 0$ (à gauche) et stochastique $h = 0,75$ (à droite). Les paramètres utilisés dans cette simulation sont $R_p = R_c = 0,15W$ avec $V_r/V_s = 0,8$ 132
- Figure 3.40 : Exemple de la distribution du PGV prédit à distance proche de la source dans le cas une rupture unilatérale (en haut) et bilatérale (en bas) pour le cas d'une mise en place déterministe avec $h = 0$ (à gauche) et stochastique $h = 0,75$ (à droite). $R_p = R_c = 0,15W$, $V_r/V_s = 0,8$ 133

Figure 3.41 : Comparaison des prédictions au rocher (a) pour le PGA et (b) pour le PGV pour un séisme de magnitude $M_w = 6,0$ en fonction de la distance la plus proche à la source. Les relations d'atténuation empiriques utilisées sont : Kanno et al. (2006) ; SP87, Sabetta et Pugliese (1987) et BJJ97, Boore et al. (1997). 134

Figure 3.42 : Variabilité de la distribution du PGA et du PGV en fonction de la distance et de l'ensemble des paramètres explorées en séparant les cas d'une nucléation déterministe $h = 0$ (en haut) et stochastique $h = 0,75$ (en bas). Les courbes synthétiques moyennes (+/- l'écart type) sont comparées aux relations d'atténuation empiriques de Kanno et al. (2006). 135

Figure 3.43 : Comparaison de la variation des écarts types synthétiques en fonction de la distance pour le PGA (à gauche) et PGV (à droite) calculées sur l'ensemble des réalisations en séparant les cas d'une nucléation déterministe et stochastique. 136

Figure 3.44 : Comparaison des histogrammes de la prédiction du PGA et PGV à courte distance de la faille ($R = 0.5$ km) calculées sur l'ensemble des réalisations en séparant les cas d'une nucléation déterministe (à gauche) et stochastique (à droite). 137

Figure 4.1 : Exemple de la distribution des paramètres de la source (glissement, chute de contrainte, énergie de fracture, R_c , rapport V_r/V_s , temps de rupture, V_{max} , temps de montée et largeur du pulse) obtenues avec l'approche pseudo-dynamique proposée par Guatteri et al. (2004). (D'après Guatteri et al., 2004). 149

Figure 4.2 : Schéma de la fonction vitesse de glissement selon la direction x pour un pulse qui se propage unilatéralement en état stationnaire (« steady-state ») à vitesse de rupture constante V_r 151

Figure 4.3 : Energie de fracture normalisée pour les modes de fracture II et III en fonction de V_r/V_s pour un modèle de pulse se propageant en état stationnaire. 152

Figure 4.4 : Schéma de la fonction vitesse de glissement en fonction de t d'un pulse self-similar propagé unilatéralement à vitesse V_r et caractérisé par une vitesse de cicatrisation V_h 154

Figure 4.5 : Flux d'énergie normalisée au crack tip en fonction de la vitesse de rupture V_r . Les courbes ont été calculées pour cinq valeurs différents de la vitesse de cicatrisation, V_h ($V_h/V_s = 0, 0,1, 0,25, 0,5, 0,75$ et $0,9$). La courbe G_k correspond à l'énergie de fracture d'un pulse de Kostrov définie dans Nielsen et Madariaga (2003). 155

Figure 4.6 : Flux d'énergie normalisé au crack tip en fonction de la vitesse de rupture V_r . Les courbes ont été calculées pour cinq valeurs différents de la vitesse de cicatrisation, V_h ($V_h/V_s = 0,1, 0,25, 0,5, 0,75$ et $0,9$). La courbe G_k correspond à l'énergie de fracture d'un pulse de Kostrov définie dans Nielsen et Madariaga (2003). 155

Figure 4.7 : Réalisation stochastique de glissement en k^{-2} utilisée pour modéliser une vitesse de rupture variable. 158

Figure 4.8 : (En haut) Distributions spatiales de la vitesse de rupture estimées pour un glissement hétérogène (Figure 4.7) dans un modèle de pulse stationnaire (mode II). Différentes valeurs du temps de montée $T_r = 0,1, 1, \text{ et } 2$ s ont été considérées. (En bas) Les isochrones du front de rupture ont également été calculées pour un hypocentre localisé à l'extrémité du plan de faille. 159

Figure 4.9 ; Même légende que la Figure 4.8 pour différentes largeurs de pulse ($L_p = 0,05 L, 0,2 L$ et $0,4 L$). 160

Figure 4.10 : Distribution de la chute de contrainte calculée pour un glissement en k^{-2} (Figure 4.7). 161

Figure 4.11 : Distributions spatiales de V_r/V_s sur le plan de faille pour une distribution hétérogène du glissement (Figure 4.7) et pour le modèle du pulse auto-similaire et

auto-cicatrisant (mode de fracture III). Ces estimations sont faites en supposant que le rapport V_h/V_r est égal à 0,25, et en considérant différentes largeurs de pulse $L_p = 0,05L, 0,20L, \text{ et } 0,40L$	161
Figure 4.12 : Isochrones du front de rupture calculées pour un glissement hétérogène en k^{-2} recoupant un milieu géologique 1D. (a) Distribution de glissement, (b) les isochrones calculées pour le cas d'un rapport V_r/V_s constant égal à 0,8 et (c) les isochrones déterminées pour le cas d'une vitesse de rupture variable en utilisant un modèle de pulse stationnaire (mode II).....	164
Figure 4.13 : Exemple d'isochrones du front de rupture calculées en utilisant (a) une vitesse de rupture constante, une vitesse de rupture variable pour un modèle (b) de pulse stationnaire et (c) de pulse auto-similaire et auto-cicatrisant.	166
Figure 4.14 : Modélisation d'accélérogrammes synthétiques en approximation de champ lointain séries temporelles et leurs spectres pour les cas d'une vitesse de rupture (a) constante et vitesse de rupture variable modélisé avec un modèle de pulse (b) « steady-state » et (c) « self-similar ». La vitesse de rupture moyenne a été fixée égal à $0,8 V_s$	167
Figure 4.15 : Même légende que la Figure 4.14 en utilisant une autre réalisation du glissement en k^{-2}	168
Figure 4.16 : Distributions de glissement en k^{-2} utilisées pour la prédiction de mouvement fort du sol à distance proche de la faille en modélisant un séisme de magnitude $M_w = 6,0$	169
Figure 4.17 : Distribution des stations à distance proche de la source ($R < 30$ km). La trace de la faille est également montrée (trait noir).	169
Figure 4.18 : Comparaison de la composant nord de l'accélération du sol modélisée pour un scénario en rupture unilatérale en utilisant une vitesse de rupture variable (trait noir) et constante (trait gris). (a) Distribution de glissement. Les stations correspondent à celles distribués selon l'est à des distances selon le nord de (b) 0,5 km, (c) 2,5 km, (d) 5 km, et (e) distribuées radialement à 25 km de l'origine à des azimuts ($\theta = 180^\circ, 135^\circ, 90^\circ, 45^\circ \text{ et } 0^\circ$)	171
Figure 4.19 : Exemple de modélisation de l'accélération et la vitesse du sol à la station ST04 pour les cas avec (à gauche) vitesse de rupture constante et (à droite) vitesse de rupture variable. Les résultats sont accompagnés des isochrones de l'onde S tracées sur le plan de faille. Les calculs ont été effectués pour la première distribution de glissement illustré en arrière-plan des isochrones.....	173
Figure 4.20 : Même légende que la Figure 4.19 en utilisant la deuxième réalisation du glissement en k^{-2}	173
Figure 4.21 : Iso-courbes du (a) PGA, (b) PGV et (c) PGD en considérant une vitesse de rupture constante (à gauche) et variable (à droite) pour un scénario en rupture unilatéral.....	175
Figure 4.22 : Iso-contours du PGA obtenus en considérant une vitesse de rupture constante (à gauche) et variable (à droite) pour un scénario en rupture bilatérale.....	176
Figure 4.23 : Valeurs des pics d'accélération (PGA) et de vitesse du sol (PGV) en fonction de la distance à la faille. Les calculs ont été faits en utilisant une vitesse de rupture constante et variable. Pour chaque cas, deux réalisations de glissement ont été considérées. Les prédictions sont comparées aux relations d'atténuation empiriques de Kanno et al. (2006). Le trait noir continu correspond à la courbe moyenne +/- l'écart type (trait en pointillé).....	177
Figure 5.1 : Schéma en montrant les spectres en déplacement du séisme cible et de la fonction de Green empirique. Le moment sismique et la fréquence de coin du séisme cible et de la FGE sont représentées par (M_0, F_c) et (m_0, f_c) , respectivement.....	183

Figure 5.2 : Schéma illustrant le principe de la méthode semi-empirique (voir texte).	185
Figure 5.3 : Sismicité du Japon répertoriée par le catalogue NEIC (janvier 1973 – juin 2006).....	187
Figure 5.4 : Carte du Japon en montrant la distribution des stations de deux réseaux de mouvement fort (K-Net et Kik-Net).....	187
Figure 5.5 : Localisation de l'épicentre du séisme de Yamaguchi de 1997 et de trois répliques (étoiles). Les mécanismes au foyer, la trace de la faille sont également montrés ainsi que la distribution des stations du réseau accélérométrique K-Net (triangles).....	189
Figure 5.6 : Indicateurs du mouvement sismique observé pendant le séisme de Yamaguchi-Hokubo ($M_w = 5.9$) aux stations du K-NET (PGA à gauche et PGV à droite). Les relations d'atténuation tracées sont celles proposées par Kanno et al. (2006) pour des conditions de sol AVS30 = 750 m/s.	190
Figure 5.7 : Séries temporelles en accélération et leurs spectres (filtrées dans la bande 0,05 – 12Hz) pour les composantes Nord, Est et Verticale. La distance à l'épicentre et l'azimut de la station par rapport au Nord sont reportés avec le nom de la station...	192
Figure 5.8 : (A gauche) Composantes radiale et tangentielle de l'accélération du sol du séisme principal (en haut) et de la réplique AFT1 (en bas) enregistrées par la station SMN011. (A droite) Spectres en déplacement.	194
Figure 5.9 : Rapports spectraux en déplacement entre deux répliques (de haut en bas : AFT1/AFT3, AFT1/AFT2 et AFT2/AFT3) estimés à 4 stations (de gauche à droite : SMN013, SMN014, YMG001 et YMG010).....	194
Figure 5.10 : La fréquence coin f_c de la FGE (AFT1) est estimée à 5Hz par comparaison du spectre observé pour la composante tangentielle avec une forme spectrale théorique en ω^2 . En deçà de 0.75-1 Hz, le spectre de la FGE est dominé par le niveau de bruit.....	196
Figure 5.11 : (A gauche) Exemple de construction de la FG hybride (en bas) à partir d'une FG numérique (en haut) et de la FGE (au milieu) pour la station YMG010 (composante nord). (A droite) les spectres des signaux d'entrée (en haut), des filtres complémentaires passe-bas et passe-haut (au milieu) et de la FG hybride (en bas) sont comparés.....	198
Figure 5.12 : Distributions spatiales (à gauche) du glissement et (à droite) des temps de rupture pour le séisme de Yamaguchi ($M_w = 5.9$) obtenues par Ide (1999) au travers d'une inversion cinématique de données de mouvement fort.	199
Figure 5.13 : Distribution des stations utilisées dans la modélisation (triangles en gris foncé) par rapport à la projection de la faille en surface (trait noir) et à l'épicentre (étoile).....	200
Figure 5.14 : Exemple d'une des distributions de glissement utilisées pour le cas d'une chute de contrainte des sous-événements (a) constante et (b) variable. De gauche à droite, vue 2D, 3D et le spectre. Sur la figure en montrant les amplitudes spectrales du glissement le trait continu en gris représente une courbe analytique en k^{-2} de référence.	201
Figure 5.15 : Comparaison des indicateurs du mouvement sismique PGA et PGV prédits (rond gris foncé) versus observés (carré gris clair) pour les cas d'une chute de contrainte (a) constante et (b) variable. Les relations d'atténuation empiriques proposées par Kanno et al. (2006) sont tracées comme référence. Pour ces simulations, des fonctions de Green numériques ont été utilisées.	202
Figure 5.16 : Comparaison des séries temporelles synthétiques (gris) versus observées (noir) tracées en déplacement, vitesse et accélération pour le cas d'une chute de contrainte variable. Les spectres en vitesse et en accélération ont été tracés également.	

Les synthétiques ont été calculés en utilisant des fonctions de Green numériques et le glissement montré sur la Figure 5.14b.	203
Figure 5.17 : Comparaison des PGA et PGV prédits (ronds) versus observés (carrés). Ces simulations ont été faites en considérant des fonctions de Green hybrides et un glissement généré avec une chute de contrainte variable. Les relations d'atténuation empiriques proposées par Kanno et al. (2006) sont tracées comme référence.	204
Figure 5.18 : Comparaison des séries temporelles synthétiques versus observées tracées en déplacement, vitesse et accélération pour le cas d'une chute de contrainte variable. Les spectres en vitesse et en accélération ont été tracés également. Les synthétiques ont été calculés en utilisant des fonctions de Green empiriques (hybrides) et le glissement montré sur la Figure 5.14b.	206
Figure 5.19 : Comparaison des indicateurs du mouvement sismique PGA et PGV estimés (rond gris foncé) versus observés (carré gris clair). Ces simulations ont été faites en considérant des fonctions de Green hybrides déconvoluées et un glissement généré avec une chute de contrainte variable. Les relations d'atténuation empiriques proposées par Kanno et al. (2006) sont tracées comme référence.	207
Figure 5.20 : Comparaison des séries temporelles synthétiques versus observées tracées en déplacement, vitesse et accélération pour le cas d'une chute de contrainte variable. Les spectres en vitesse et en accélération ont été également tracés. Les synthétiques ont été calculés en utilisant des fonctions de Green hybrides (déconvoluées) et le glissement montré sur la Figure 5.14b.	209
Figure B.1: Spectres moyens d'accélération. $M_w = 5,5$, $R_p = R_c = 0,05W$	244
Figure B.2: $M_w = 5,5$, $R_p = 0,05W$, $R_c = 0,40W$	245
Figure B.3: $M_w = 5,5$, $R_p = 0,20W$, $R_c = 0,20W$	246
Figure B.4 : $M_w = 5,5$, $R_p = 0,20W$, $R_c = 0,40W$	247
Figure B.5 : $M_w = 5,5$, $R_p = 0,40W$, $R_c = 0,40W$	248
Figure B.6: $M_w = 6,0$, $R_p = 0,05W$, $R_c = 0,05W$	249
Figure B.7: $M_w = 6,0$, $R_p = 0,05W$, $R_c = 0,40W$	250
Figure B.8: $M_w = 6,0$, $R_p = 0,20W$, $R_c = 0,20W$	251
Figure B.9 : $M_w = 6,0$, $R_p = 0,20W$, $R_c = 0,40W$	252
Figure B.10: $M_w = 6,0$, $R_p = 0,40W$, $R_c = 0,40W$	253
Figure B.11: $M_w = 6,5$, $R_p = 0,05W$, $R_c = 0,05W$	254
Figure B.12 : $M_w = 6,5$, $R_p = 0,05W$, $R_c = 0,40W$	255
Figure B.13: $M_w = 6,5$, $R_p = 0,20W$, $R_c = 0,20W$	256
Figure B.14: $M_w = 6,5$, $R_p = 0,20W$, $R_c = 0,40W$	257
Figure B.15: $M_w = 6,5$, $R_p = 0,40W$, $R_c = 0,40W$	258
Figure B.16: Comparaison des valeurs maximales de l'accélération du sol (PGA) prédites par simulation numérique avec les valeurs prédites par la relation d'atténuation empirique proposée par Kanno et al. (2006). La vitesse de rupture utilisée est $V_r = 0,7V_s$. Les scénarii considérés sont une rupture unilatérale ($x = -5$ km, à gauche), une rupture bilatérale ($x = 0$ km, à droite), et un cas intermédiaire ($x = -2,5$ km, au milieu)	260
Figure B.17: Même légende que la Figure B.16 en utilisant une vitesse de rupture égale à $V_r = 0,8V_s$	261
Figure B.18 : Même légende que la Figure B.16 en utilisant une vitesse de rupture égale à $V_r = 0,9V_s$	262
Figure B.19: Comparaison des valeurs maximales de la vitesse du sol (PGV) prédites par simulation numérique avec la relation d'atténuation empirique proposée par Kanno et al. (2006). La vitesse de rupture utilisée est égale à $V_r = 0,7V_s$	263

Figure B.20 : Même légende que la Figure B.19 pour une vitesse de rupture égale à $V_r = 0,8V_s$ 264

Figure B.21: Même légende que la Figure B.19 pour une vitesse de rupture égale à $V_r = 0,9V_s$ 265

Figure B.22 : Fonction de transfert de la colonne de sol générique utilisée dans les simulations..... 266

Figure B.23 : Variabilité de la distribution du PGA et du PGV en fonction de la distance pour l'ensemble des paramètres explorés en séparant les cas d'une nucléation déterministe $h = 0$ (en haut) et stochastique $h = 0,75$ (en bas). Les courbes synthétiques moyennes (+/- l'écart type) sont comparées aux relations d'atténuation empiriques de Kanno et al. (2006). 267

Figure B.24 : Variabilité de la distribution de l'IA et de la SMD en fonction de la distance pour l'ensemble des paramètres explorés en séparant les cas d'une nucléation déterministe $h = 0$ (en haut) et stochastique $h = 0,75$ (en bas). Les courbes synthétiques moyennes (+/- l'écart type) sont comparées aux relations d'atténuation empiriques de Pousse et al. (2006). 268

Figure B.25 : Spectres de réponse (composante nord) synthétiques calculés pour l'ensemble de paramètres explorés et pour le cas d'une nucléation déterministe $h = 0$. Les spectres sont groupées par intervalles de distance à la source : (a) 2 km, (b) 5 km, (c) 11,8 km, (d) 27,7 km, et (e) 65 km. Les courbes synthétiques moyennes (+/- l'écart type) sont comparées aux spectres de réponse empiriques de Kanno et al. (2006). 269

Figure B.26 : Même légende que la Figure B.25 pour le cas stochastique ($h = 0,75$). 270

Liste des tableaux

Tableau 1.1 : Modèle de vitesse à quatre couches utilisé pour la comparaison des calculs des fonctions de Green.	18
Tableau 3.1 : Dimensions et paramètres des failles utilisées dans la modélisation et l'analyse statistique.	115
Tableau 3.2 : Paramètres du milieu géologique tabulaire utilisés pour l'analyse de modélisation du mouvement fort à distance proche de la source. Vitesses des ondes P et S, densité, ρ , coefficients d'atténuation intrinsèque.	125
Tableau 5.1 : Localisation de l'hypocentre et principaux paramètres de la source du séisme principal reportés par différents agences sismologiques.	188
Tableau 5.2 : Modèle de la structure de vitesse en ondes P et S, densité ρ , et coefficients d'atténuation. D'après Ide (1999).	189
Tableau 5.3 : Paramètres de la source du séisme principal et des répliques utilisées dans la modélisation (D'après Ide (1999)).	189
Tableau 5.4 : Estimation du moment sismique et de la magnitude de la réplique AFT1 à partir de l'estimation de l'amplitude du plateau sur le spectre en déplacement.	195

Introduction générale

Un tremblement de terre est un phénomène complexe qui résulte de la relaxation brutale de l'énergie élastique accumulée lors du déplacement relatif des plaques tectoniques. Le glissement soudain des deux bords de la faille qui cède lorsque la contrainte devient trop forte, génère des ondes sismiques qui se propagent depuis la zone source jusqu'à la surface. Afin de dimensionner les constructions pour qu'elles résistent à une sollicitation sismique, il apparaît fondamental de définir les mouvements du sol que ces ouvrages pourraient avoir à subir en cas de séisme, et en particulier l'accélération du sol. La prédiction des mouvements du sol peut être obtenue au travers d'une approche soit empirique soit numérique.

L'approche empirique a été rendue possible grâce au développement récent des réseaux sismologiques, permettant d'acquérir un nombre important de données accélérométriques dans un large intervalle de magnitude et de distance. Ces données ont servi à définir certaines relations empiriques, dites relations d'atténuation (e.g. Sabetta et Pugliese, 1987 ; Ambraseys et al., 1996 ; Boore et al., 1997 ; Abrahamson et Silva, 1997 ; Kanno et al., 2006). Elles établissent un lien entre un indicateur du mouvement du sol (par exemple le pic d'accélération PGA, le pic de vitesse PGV, ou l'intensité d'Arias, 1970) et la distance source-station en fonction de la magnitude, du type de sol, du type de faille, etc. Cependant, la question de la validité des relations d'atténuation à courte distance se pose du fait d'une part du manque de données et d'autre part des effets liés à l'étendue de la source et à la complexité de la rupture sismique contrôlant fortement le mouvement à distance proche. De plus, dans les zones à sismicité modérée, comme la France par exemple, il n'est pas possible de disposer d'une base de données accélérométriques complètes en magnitude et en distance. Il est donc nécessaire de la compléter avec des

enregistrements provenant d'une autre région (e.g. Berge-Thierry et al., 2003), mais cela reste une tâche délicate.

Pour faire face au manque de données, il est également possible de recourir à une approche numérique. En effet, le mouvement du sol observé à la surface de la Terre résulte de processus que l'on peut modéliser et qui sont liés (1) à la complexité de la rupture sismique (contrôlée par la physique de la rupture), (2) à la propagation de l'énergie sismique (interaction du champ d'onde dans les milieux géologiques) et (3) aux effets de sites (interaction du champ d'onde avec les structures géologiques superficielles proches du site d'observation). Cependant, un accélérogramme est un signal d'une grande complexité qui reste difficile à modéliser. On se limite souvent à la modélisation de ses caractéristiques principales (accélération maximale, durée de phase forte, directivité C_d , spectre en ω^2).

Au cours des dernières décennies, de nombreux sismologues se sont attachés à comprendre et à modéliser le caractère stochastique et incohérent des accélérogrammes. Ces travaux ont permis de proposer plusieurs modèles de source (e.g. Madariaga, 1977 ; Andrews, 1981 ; Papageorgiou et Aki, 1983 ; Boore, 1983 ; Bernard et Madariaga, 1984 ; Frankel, 1991 ; Irikura et Kamae, 1994 ; Herrero et Bernard, 1994 ; Bernard et al., 1996 ; Zeng et al., 1994 ; Hisada, 2001 ; Mai et Beroza, 2003 ; Aochi et al. 2004 ; Dalguer et al., 2004 ; Sansorny-Kohrs et al., 2005 ; Gallovic et Brokesova, 2007). Ces modèles se regroupent en deux familles :

- Les modèles cinématiques qui s'appuient uniquement sur une description de l'histoire spatio-temporelle de la rupture. Ils comportent peu de paramètres (dimension spatiale de la faille, vitesse de rupture, fonction source et distribution finale de la dislocation).
- Les modèles dynamiques qui sont basés sur la résolution des équations de l'elasto-dynamique régissant la mécanique de la rupture sur le plan de faille. Ils sont plus physiques que les modèles cinématiques. Ils se sont développés pour prendre en compte des paramètres physiques tels que le relâchement des contraintes, les lois de frottement.

Au delà de la description cinématique versus dynamique, ce qui différencie ces deux modèles de source, c'est la bande de fréquences d'applicabilité des solutions. En effet, les modèles dynamiques permettent d'obtenir des solutions physiquement réalistes, mais qui sont intrinsèquement limitées en fréquence (typiquement < 2 Hz) compte tenu des temps de calcul. Les modélisations cinématiques ne s'appuient que sur une description de l'histoire spatio-temporelle de la rupture, et de ce fait, elles ne sont pas limitées en fréquence (20-30 Hz). En revanche, elles reposent sur des hypothèses qui ne sont pas nécessairement compatibles avec des modélisations dynamiques. Pour palier à cette déficience, se sont développées des modèles dits « pseudo-dynamiques » (Guatteri et al.,

2004) qui reposent sur l'idée qu'il est possible de définir une histoire spatio-temporelle en accord avec les résultats des modèles dynamiques de la rupture.

Le point de départ de ces travaux (Chapitre 1) a consisté à reprendre le concept cinématique de la source sismique en k^{-2} (Herrero, 1994 ; Herrero et Bernard, 1994) puisqu'il satisfait au modèle en ω^2 et présente, sous certaines conditions, des caractéristiques de rayonnement en C_d (Bernard et al. 1996 ; Berge, 1997). L'objectif initial que nous nous étions fixés était de relâcher certaines hypothèses du modèle k^{-2} afin d'obtenir des modélisations plus physiques, plus réalistes. Il s'agissait en utilisant ce modèle de se rapprocher des résultats obtenus par modélisation dynamique. Pour cela, nos efforts ont visés (1) à améliorer la modélisation de la vitesse de glissement (Chapitre 2), (2) à mieux contrôler l'effet de la directivité à toutes les échelles (Chapitre 3), (3) à prendre en compte une vitesse de rupture compatible avec un glissement hétérogène (Chapitre 4), (4) à développer un modèle hybride de sources composites avec des fonctions de Green Empiriques pour mieux prendre en compte la complexité de la propagation des ondes sismiques (Chapitre 5). Les prédictions obtenues par modélisation cinématique sont confrontées (1) d'une part à celles faites à partir de relations d'atténuation empiriques et (2) d'autre part aux enregistrements du séisme de Yamaguchi (M_w 5,9) qui s'est produit en 1997 au Japon.

Chapitre 1 Modélisation cinématique d'accélérogrammes large-bande

Le développement d'outils et de techniques permettant de prendre en compte la complexité du rayonnement, de la propagation et des effets de site est crucial pour modéliser les mouvements forts du sol dans une large bande de fréquences. Ce travail de thèse apporte des améliorations sur des techniques existantes et propose de nouveaux modèles de source sismique. Afin de mieux introduire les développements présentés au cours de cette thèse, ce chapitre présente les concepts basiques de la source sismique ainsi que différents modèles proposés dans la littérature. Deux familles de modèles sont discutées : les modèles de sources composites et le modèle cinématique en k^{-2} . Ce modèle en k^{-2} est présenté plus en détails ainsi que son implémentation numérique et les améliorations qui lui ont été apportées.

1.1 Source sismique et champ de déplacement

Un tremblement de terre est un phénomène qui correspond au glissement soudain des deux bords d'une faille qui cèdent lorsque la contrainte devient trop forte. Ce processus de rupture peut être décrit au travers des équations de l'élastodynamique (Aki et Richards, 1980). La relaxation brutale de l'énergie élastique accumulée génère des ondes sismiques qui se propagent dans toutes les directions depuis la source. Le mouvement du sol observé à la surface résulte de l'interaction de ce champ d'onde rayonné lors de la rupture sismique avec le milieu géologique.

1.1.1 Théorème de représentation – Modèle de source cinématique

A partir du théorème de représentation et en considérant une source sismique de dimension finie (avec une surface Σ), le champ de déplacement sismique $u_n(\vec{x}, t)$ en un point d'observation \vec{x} peut être exprimé au travers de l'équation suivante (Aki et Richards, 1980) :

$$u_n(\vec{x}, t) = \iint_{\Sigma} m_{pq}(\vec{\xi}, \tau) \otimes G_{np,q}(\vec{x}, t; \vec{\xi}, \tau) d\Sigma_{\xi} \quad (1.1)$$

où l'opérateur \otimes représente une convolution, $\vec{\xi}$ est un point sur la faille, le terme $G_{np,q}$ est la dérivée de la fonction de Green G_{np} par rapport à ξ_q . Le tenseur de moment sismique m_{pq} est défini par l'expression :

$$m_{pq} = \Delta u_i(\vec{\xi}, t) \nu_j c_{ijpq} \quad (1.2)$$

où $\Delta u_i(\vec{\xi}, t)$ représente la discontinuité en déplacement sur le plan de faille ; ν_j est la normale à la surface Σ et c_{ijpq} est le tenseur généralisé de Hooke. La fonction de Green correspond au champ de déplacement pour une force impulsive et unitaire. Elle dépend de la position relative de la source et du point d'observation. La fonction de Green satisfait l'équation de l'élastodynamique (Eq. 2.36, Aki et Richards, 1980). Si l'impulsion unitaire est appliquée à la position $\vec{x} = \vec{\xi}$ et au temps $t = \tau$ dans la direction n , la $i^{\text{ème}}$ composante du déplacement au point (\vec{x}, t) s'écrit $G_{in}(\vec{x}, t; \vec{\xi}, \tau)$. En ré-exprimant la discontinuité de glissement sur la faille ($\Delta u_i(\vec{\xi}, t) = \Delta u(\vec{\xi}, t) n_i$), le champ de déplacement peut être exprimé pour une dislocation en cisaillement pur dans un milieu élastique et isotrope, comme suit :

$$u_n(\vec{x}, t) = \iint_{\Sigma} \mu(\vec{\xi}) \Delta u(\vec{\xi}, \tau) (n_p \nu_q + n_q \nu_p) \otimes G_{np,q}(\vec{x}, t; \vec{\xi}, \tau) d\Sigma_{\xi} \quad (1.3)$$

où $\mu(\vec{\xi})$ est le coefficient de Lamé. Ce résultat est très important en sismologie puisqu'il exprime le fait que le mouvement du sol peut être modélisé au travers d'une approche cinématique de la rupture sismique. Ce type d'approche implique de connaître *a priori* l'histoire spatio-temporelle du glissement sur le plan de faille.

1.1.2 Solution pour le déplacement en approximation de champ lointain

Dans ce paragraphe, nous présentons une solution en champ lointain pour le déplacement du sol pour le cas d'un modèle cinématique simple, ce qui va nous permettre d'introduire l'effet de la directivité de la rupture. En utilisant l'expression analytique de la fonction de Green pour un milieu infini, élastique, isotrope et homogène, le déplacement en champ lointain pour les ondes P et S peut être exprimé comme suit :

$$u_i(\vec{x}, t) = \frac{\mathfrak{S}_i^P}{4\pi\rho\alpha^3 r} \iint_{\Sigma} \Delta \dot{u}(\vec{\xi}, t - \frac{r}{\alpha}) d\Sigma + \frac{\mathfrak{S}_i^S}{4\pi\rho\beta^3 r} \iint_{\Sigma} \Delta \dot{u}(\vec{\xi}, t - \frac{r}{\beta}) d\Sigma \quad (1.4)$$

où les paramètres sont : $\Delta\dot{u}(\vec{\xi}, t)$ la vitesse de glissement, $\mathfrak{S}_i^P, \mathfrak{S}_i^S$ les diagrammes de rayonnement des ondes P et S, α et β les vitesses des ondes P et S, ρ la densité du milieu, et r la distance source-station. Le déplacement en ondes P ou S en champ lointain est donc décrit par une simple intégrale sur le plan de faille qui prend en compte la variabilité spatio-temporelle du glissement.

1.1.3 Effet de la directivité de la rupture

Pour illustrer le phénomène de directivité, considérons un scénario de rupture unidirectionnelle à vitesse constante V_r sur un segment de faille dans un milieu élastique, homogène et infini (Figure 1.1).

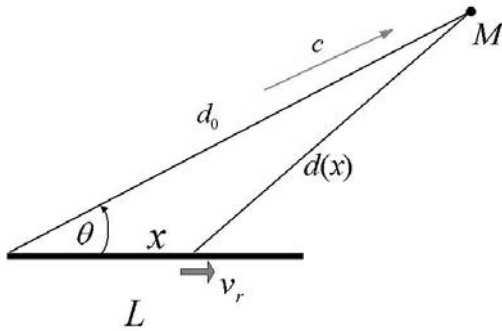


Figure 1.1 : Modèle cinématique de Haskell (1964). La faille est modélisée comme une source ligne (trait gras) de longueur L . La rupture se propage de manière unilatérale d'une extrémité à l'autre du segment de faille à la vitesse V_r . Les ondes émises au cours de la rupture se propagent à la vitesse c depuis la faille jusqu'au point d'observation M . D'après Lay et Wallace (1995).

Le segment de faille est représenté par une ligne source caractérisée par une fonction source temporelle, $D(t)$. Le déplacement en champ lointain pour des ondes P ou S peut être exprimé de façon simple (Lay et Wallace, 1995) par :

$$u_i(t) = \frac{\mathfrak{S}_i^c \mu W}{4\pi\rho c^3 r} \dot{D}(t) \otimes v_r B(t; \tau_c) \quad (1.5)$$

où $B(t; \tau_c)$ est une fonction boîte de largeur τ_c , μ est la rigidité, W est la largeur de la faille et c représente la vitesse de l'onde P ou S. Le moment sismique est indépendant de l'azimut et est égal à l'intégrale du déplacement. La durée τ_c correspond à la durée apparente de la rupture sismique observée au point M (c.a.d. la différence entre les temps d'arrivée de la contribution émise au début de la source ligne et de celle émise à l'autre extrémité). Elle est exprimée comme suit:

$$\tau_c = \frac{L}{v_r} - \frac{L \cos \theta}{c} \quad (1.6)$$

où θ défini l'angle entre le point de observation M et la direction de propagation de la rupture sur la ligne source.

1.1 Source sismique et champ de déplacement

La durée apparente au point M peut également être exprimée en fonction de la durée de la rupture $T_r = L/V_r$:

$$\tau_c = \frac{L}{v_r} \left(1 - \frac{v_r}{c} \cos(\theta) \right) \quad (1.7)$$

Pour une station directive ($\theta = 0^\circ$), la durée apparente est plus courte que pour une station anti-directive ($\theta = 180^\circ$). Cette dépendance azimutale se traduit par une plus grande amplitude du mouvement à une station directive qu'à une station anti-directive (Figure 1.2). Ce phénomène est appelé la « directivité ».

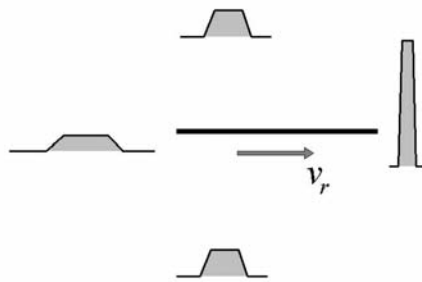


Figure 1.2 : Schéma illustrant l'effet de la directivité sur l'amplitude et la durée du signal observé en fonction de la position relative du point d'observation par rapport à la direction de propagation de la rupture. D'après Lay et Wallace (1995).

Ce phénomène de directivité est fortement contrôlé par le rapport entre la vitesse de propagation de la rupture et la vitesse de phase considérée. La dépendance azimutale (« la directivité ») est d'autant plus forte que le rapport V_r/c est proche de 1. En analysant des ondes de surface à longues périodes Ben-Menahem (1961) a défini un coefficient de directivité, C_d , tel que :

$$C_d = \frac{1}{1 - \frac{v_r}{c} \cos(\theta)} \quad (1.8)$$

Il est important de noter que l'effet de la directivité est beaucoup plus important pour les ondes S que pour les ondes P, puisque le rapport V_r/β est plus proche de l'unité que le rapport V_r/α . Pour illustrer ce propos, en fixant par exemple $\alpha = 6,5$ km/s, $\beta = 3,75$ km/s et $V_r = 3$ km/s, on a :

Azimut	C_d (ondes P)	C_d (ondes S)
$\theta = 0^\circ$	1,86	5
$\theta = 90^\circ$	1	1
$\theta = 180^\circ$	0,68	0,56

La Figure 1.3 présente l'évolution du coefficient de directivité (C_d) en fonction du rapport V_r/V_s et de l'azimut considéré. La valeur de C_d pour la station non-directive est égale à 1

quelque soit le rapport V_r/V_s considéré. Pour des stations situées dans des positions plus directives, les valeurs de C_d augmentent fortement lorsque V_r/V_s tend vers 1, le cas extrême correspondant à une station purement directive ($\theta = 0^\circ$) pour laquelle la courbe diverge lorsque V_r/V_s tend vers 1. En revanche, pour une station anti-directive ($\theta = 180^\circ$), le coefficient C_d diminue lentement avec V_r/V_s .

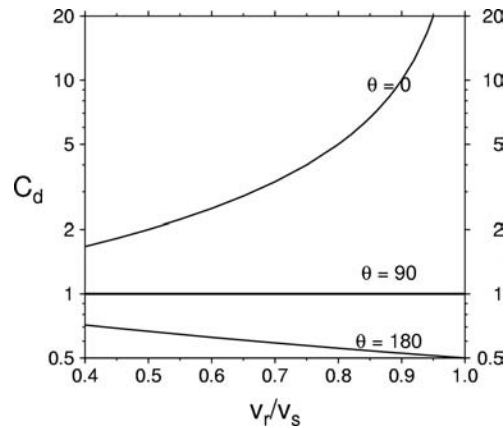


Figure 1.3 : Variation du coefficient de directivité C_d en fonction du rapport V_r/V_s et de l'azimut d'observation θ . Les courbes dessinées correspondent aux azimuts des stations directive ($\theta = 0^\circ$), non-directive ($\theta = 90^\circ$) et anti-directive ($\theta = 180^\circ$).

1.2 Modèles cinématiques de source sismique

Cette section a pour objet d'introduire brièvement quelques modèles cinématiques de source sismique permettant de modéliser des accélérogrammes large-bande qui ont été proposés dans la littérature. Nous allons présenter les principales hypothèses sur lesquelles ces modèles reposent, les propriétés du rayonnement à hautes fréquences et les limitations. Les modèles que nous examinons sont essentiellement de deux types :

- Les modèles de sources composites (modèles à distribution fractale et sommation de Fonctions Green Empiriques);
- Le modèle cinématique k^{-2} .

1.2.1 Modèles de sources composites

Dans les modèles de sources composites, la source sismique (séisme cible) est décrite par une sommation de petits séismes ou de sous-événements. Chaque sous-événement est caractérisé par des paramètres liés à une dimension caractéristique de la source (L ou le rayon R équivalent), le moment sismique et la chute de contrainte. Parmi les modèles de sources composites, on peut citer :

- Le modèle à barrière (Das et Aki, 1977 ; Papageorgiou et Aki, 1983) ;

- Les modèles de sources composites à distribution fractale (e.g. Boatwright, 1982 ; Andrews, 1981 ; Frankel, 1991 ; Zeng et al., 1994) ;
- Les modèles de sommations de Fonctions de Green Empiriques (e.g. Irikura et Kamae, 1994).

Dans cette famille de modèles, on peut également distinguer deux sous-groupes : les modèles de source composites qui supposent que les sous-événements ont la même taille, et les modèles composites pour lesquels la distribution de la taille des sous-événements suit une certaine loi de distribution.

1.2.1.1 Modèles de sources composites à distribution fractale

L'idée d'introduire des sous-événements de différentes tailles en suivant une loi de distribution a été initialement proposée par Boatwright (1982), qui s'est inspiré des travaux de Hanks (1979) et d'Andrews (1981). Frankel (1991) généralise la description du modèle composite et propose un modèle dans lequel le séisme cible est modélisé par un ensemble de sous-événements dont la distribution de la taille est auto-similaire. Le nombre de sous-événements plus grands que R est donné par la relation suivante :

$$\frac{dN}{d \ln(R)} = pR^{-D} \quad (1.9)$$

où R est le rayon du sous-événement, p est une constante de proportionnalité et D est la dimension fractale de la distribution. En faisant certaines hypothèses (auto-similarité, chute de contrainte et moment sismique), Frankel (1991) définit que le rayonnement haute fréquence suit la forme spectrale en ω^2 . Une limitation de ce modèle tient au fait que la surface du séisme cible est exactement couverte par la surface des sous-événements. Or, on ne peut pas ajuster en même temps la surface du séisme cible par l'ensemble de sous-événements et le moment sismique de la réalisation. Ce point avait déjà été soulevé par Frankel (1991) et a été étudié plus en détails par Tumarkin et al. (1994). Zeng et al. (1994) relâche cette contrainte et propose un modèle cinématique de sources composites en ajustant le moment sismique de la distribution à celui du séisme cible. Dans ce modèle, la surface des sous-événements est plus grande que celle du séisme cible. Ce modèle a inspiré une nouvelle méthodologie qui sera développée dans le Chapitre 3.

1.2.1.2 Somme de Fonctions de Green Empiriques

Les méthodes de sommation de Fonction de Green Empiriques (FGE), introduites par Hartzell (1978), ont fait l'objet de nombreuses études (e.g. Irikura, 1983 ; Irikura, 1986 ; Irikura et Kamae, 1994 ; Hutchings, 1994 ; Miyake et al., 2003 ; Sansorny-Khors et al., 2005 ; Hutchings et al., 2006). Ces méthodes reposent sur le principe que les mouvements

du sol occasionnés par un séisme de grande magnitude peuvent être modélisés par sommation des mouvements dus à de petits séismes. L'intérêt principal des FGE tient au fait qu'elles sont considérées comme étant la réponse impulsionnelle du milieu et qu'elles décrivent mieux la complexité de la propagation des ondes que des Fonctions de Green numériques. Les conditions d'application et les limitations sont les suivantes:

- L'hypothèse de linéarité doit être respectée, c'est à dire que la réponse du milieu de propagation doit être indépendante de l'amplitude des ondes ;
- La ou les FGE doivent être acquises pour la même configuration source-station que le séisme cible, ce qui implique d'être situé en source lointaine ;
- La ou les FGE et le séisme cible doivent avoir le même mécanisme au foyer ;
- Le contenu basse fréquence n'est pas résolu dans la FGE (souvent limité par le niveau de bruit sismique) ;
- L'hypothèse de similarité entre la forme spectrale du séisme « cible » et celle de la FGE.

Une méthode simple à mettre en œuvre consiste à discrétiser le plan de faille en sous-failles dont les dimensions correspondent à celles du sous-événement considéré comme FGE (e.g. Irikura et Kamae, 1994). Le mouvement du sol produit par le séisme cible est obtenu par sommation des contributions de chaque sous-faille. Ces contributions sont corrigées par un facteur d'expansion géométrique, M_i , lié à la distance entre la source élémentaire et la station, et par un filtrage, F_i , introduit pour obtenir la fonction source du séisme cible. L'accélération modélisée pour le séisme cible, $A(t)$, s'exprime à partir de l'accélération enregistrée pour le petit événement, $a(t)$, comme suit :

$$A(t) = \sum_{i=1}^N M_i F_i(t - t_i) \otimes a(t) \quad (1.10)$$

Dans le Chapitre 5, une approche combinant un modèle de sources composites avec des fonctions de Green Empiriques sera développée pour analyser les enregistrements du séisme de Yamaguchi ($M_w = 5,9$) qui s'est produit au Japon en 1997.

1.2.2 Modèle cinématique de source sismique k^{-2}

Andrews (1980 et 1981) a montré qu'une distribution de glissement caractérisée par une décroissance en k^{-2} dans l'espace des nombres d'ondes génère un spectre en déplacement qui suit la forme spectrale ω^{-2} (Aki, 1967) dans l'approximation de champ lointain. Le modèle cinématique de source sismique en k^{-2} (Herrero, 1994 ; Herrero et Bernard, 1994) repose sur l'hypothèse que le glissement est auto-similaire. Dans ce modèle, la source sismique de dimensions L et W (Figure 1.4) est décrite par une distribution hétérogène de

glissement dont le spectre suit une loi de décroissance en k^{-2} dans l'espace des nombres d'ondes ($k = 2\pi / \lambda$, avec λ la longueur d'onde).

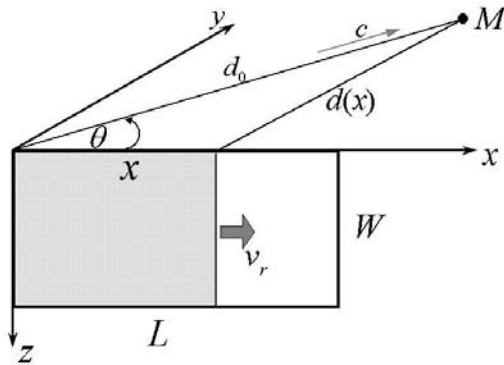


Figure 1.4 : Géométrie du plan de faille et point d'observation M. La faille est rectangulaire ($L \times W$), la vitesse de rupture V_r est constante et la distance source-station est grande par rapport à la dimension L .

La distribution du glissement est générée en considérant que les phases sont déterministes à basse fréquence et stochastiques à haute fréquence. L'histoire temporelle de la source est décrite par une vitesse de rupture constante et une mise en place quasi-instantanée au passage du front de rupture. Bernard (1987) a démontré qu'à haute fréquence, le spectre du déplacement en champ lointain est proportionnel au spectre du glissement :

$$\hat{u}(\omega) \propto \Delta \tilde{u}(k_x = \frac{1}{C_d} \frac{\omega}{v_r}, k_y = 0) \quad (1.11)$$

Cette expression confirme les résultats d'Andrews (1980 et 1981), c'est-à-dire qu'en choisissant une distribution de glissement en k^{-2} (Figure 1.5), le spectre de déplacement rayonné par ce modèle est en ω^{-2} . Effectivement, Herrero et Bernard (1994) montrent qu'en combinant ce modèle de source sismique en k^{-2} et la méthode des isochrones (Bernard et Madariaga, 1984), les accélérogrammes modélisés satisfont au modèle ω^2 .

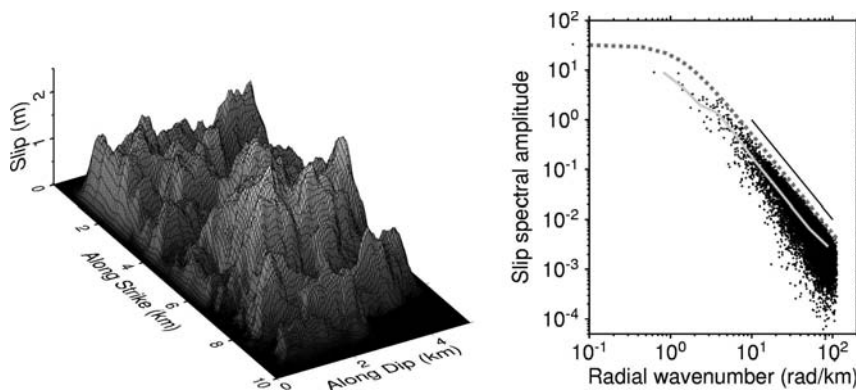


Figure 1.5 : (A gauche) Exemple d'une réalisation de glissement pour le modèle de source k^{-2} . (A droite) Spectre de Fourier du glissement (point noir). Le spectre moyen (trait gris) est comparé à un spectre de référence en k^{-2} (traits pointillés).

Par ailleurs, Herrero et Bernard (1994) montrent que dans l'hypothèse faite d'une mise en place quasi-instantanée, le modèle k^{-2} est associé à des effets de directivité en C_d^2 et non pas en C_d . Ce point est illustré sur la Figure 1.6 au travers de la comparaison des spectres rayonnés en champ lointain pour des stations non-directive (référence) et directive placées à égale distance. La forme spectrale suit effectivement le modèle en ω^2 proposé par Aki (1967). Pour une station directive, dû à l'effet de la directivité de la rupture, le spectre en déplacement est décalé vers les hautes fréquences (axe horizontal) par un facteur C_d , tandis que les amplitudes spectrales de l'accélération sont amplifiées (axe vertical) par un facteur C_d^2 .

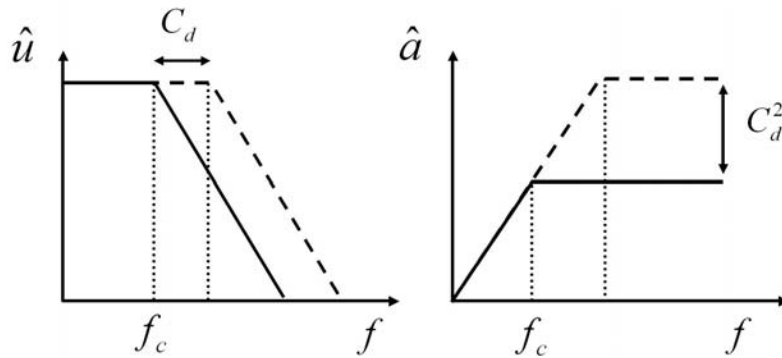


Figure 1.6 : Schéma montrant l'effet de la directivité et l'amplification par C_d et C_d^2 sur les spectres (à gauche) en déplacement et (à droite) en accélération. Le spectre de la station non-directive est la référence (trait continu) et l'effet de la directivité est illustré sur le spectre de la station directive (trait en tirets). D'après Herrero (1994).

Pour modéliser correctement la directivité, Bernard et al. (1996) ont proposé de modifier ce modèle en introduisant une durée de mise en place, $\tau(k)$, qui dépend de la taille de l'hétérogénéité. L'expression du temps de montée $\tau(k)$ est définie comme suit:

$$\tau(k) = \begin{cases} \tau_{\max} & k < \frac{2\pi a}{L_0} \\ \tau_{\max} \frac{2\pi a}{L_0} \frac{1}{k} & k > \frac{2\pi a}{L_0} \end{cases} \quad (1.12)$$

Pour les petits nombres d'ondes, $\tau(k)$ est constant et est égal à τ_{\max} , une valeur liée à la longueur caractéristique du pulse L_0 ($\tau_{\max} = L_0/V_r$). Pour les grands nombres d'ondes, $\tau(k)$ est proportionnel à k^{-1} (i.e. $k > 2\pi a / L_0$). Pour illustrer les concepts de temps de montée dépendant de l'échelle et de pulse propageant, nous présentons sur la Figure 1.7 un instantané de la vitesse de glissement sur le plan de faille. La cinématique associée à ce modèle est décrite par une bande cassante de longueur L_0 qui se propage à une vitesse de rupture constante. On observe que les hautes fréquences sont concentrées à l'avant de la bande cassante et les basses fréquences à l'arrière.

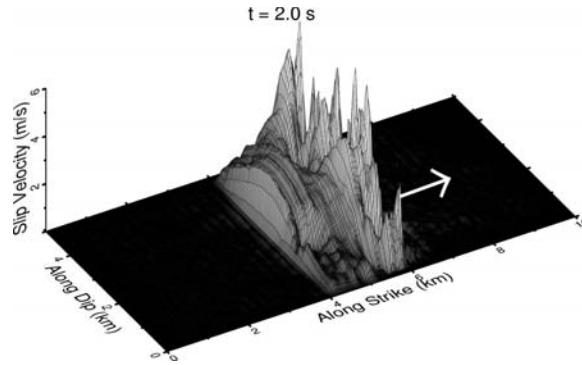


Figure 1.7 : Distribution spatio-temporelle de la vitesse de glissement instantanée ($t = 2.0$ s) illustrant la propagation d'une bande cassante de largeur $L_0 = 2$ km ($0,2 L$) pour une vitesse de rupture de $V_r = 2,96$ km/s ($0,8 V_S$).

D'après Bernard et al. (1996), l'expression analytique du spectre en déplacement en champ lointain au point M (Figure 1.4) est :

$$\begin{aligned} \hat{u}(f) &= \frac{C}{2\pi} \Delta \tilde{u}(k_x = \frac{2\pi f}{v_r C_d}, 0) \frac{\sin(\frac{\pi f L_0}{v_r})}{\frac{\pi f L_0}{v_r}} & f < f_0 \\ \hat{u}(f) &= \frac{C}{2\pi} \Delta \tilde{u}(k_x = \frac{2\pi f}{v_r C_d}, 0) \frac{\sin(\pi a C_d)}{\pi a C_d} & f > f_0, \end{aligned} \quad (1.13)$$

où a est égale à 0,5. Cette expression met en évidence l'existence de plusieurs fréquences caractéristiques dans le spectre :

- $f_c = \frac{v_r}{L}$: fréquence coin ;
- $f_0 = a \frac{C_d}{\tau_{\max}}$: fréquence de transition ;
- $f_p = \frac{v_r}{L_0}$: fréquence liée à la largeur du pulse ;
- $f_a = C_d f_c$: fréquence coin apparente ;

De plus, l'expression (1.13) montre (1) que pour une distribution du glissement en k^{-2} , le spectre en déplacement suit une loi en ω^{-2} , et (2) que les variations d'amplitude liées aux effets de directivité sont proportionnelles à C_d .

1.3 Modélisation d'accélérogrammes large-bande avec un modèle en k^{-2}

Le point de départ de cette thèse a consisté à prendre en main un code numérique existant développé au BERSSIN (Baumont et al., 2002), reposant sur le concept du modèle de source sismique en k^{-2} de Bernard et al. (1996) puis à le faire évoluer. Ce code numérique

s'appuie sur une version discrétisée du théorème de représentation (Eq. (1.1)). Dans une première étape, un effort particulier a été dédié (1) à l'analyse de la procédure de génération du glissement k^{-2} , (2) à l'analyse du schéma d'implémentation numérique de $\tau(k)$, et (3) à la définition de critères de stabilité pour limiter le temps de calcul et le bruit numérique résiduel. De nombreux tests ont été effectués afin de définir au mieux le choix des paramètres en fonction de la configuration des stations, dont nous présentons quelques éléments dans cette section.

1.3.1 Version discrétisée du théorème de représentation

Pour l'application numérique, le plan de faille (considéré comme rectangulaire et planaire, de dimensions $L \times W$) est discrétisé en sous-failles rectangulaires élémentaires de surface $\Delta\Sigma_{ij} = \Delta x \Delta y$ (Figure 1.8). Pour chaque sous-faille (i, j), on définit (1) une vitesse de glissement local, \dot{s}_{ij} (avec déclenchement au passage du front de rupture); (2) la fonction g_{nij} qui est la solution en double couple pour le cas d'une source ponctuelle (qui représente la réponse du milieu) et (3) un temps de passage du front rupture, t_{ij}^r , en choisissant a priori la position de l'hypocentre. En utilisant une expression discrète du théorème de représentation (Eq. (1.1)), la vitesse du sol peut être formulée:

$$\dot{u}_n(\vec{x}, t) = \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \dot{s}_{ij}(t - t_{ij}^r) \otimes g_{nij} \Delta\Sigma_{ij} \quad (1.14)$$

avec $i = 1..N_x$ (nombre de sous-failles selon l'azimut de la faille), $j = 1..N_y$ (nombre de sous-failles selon le pendage), $\Delta x = L/N_x$ et $\Delta y = L/N_y$ (pas de discrétisation spatiale). Les paramètres de discrétisation spatiale et de discrétisation temporelle sont intimement liés selon la relation (Herrero, 1994) :

$$\frac{v_r}{\Delta x} > \frac{1}{\tau} > f_{\max} \quad (1.15)$$

où $f_{\max} = 1/(2\Delta t)$, avec Δt le pas de discrétisation temporelle. Pour une faille de dimension donnée, le choix de la fréquence maximale de modélisation va conditionner fortement le temps de calcul.

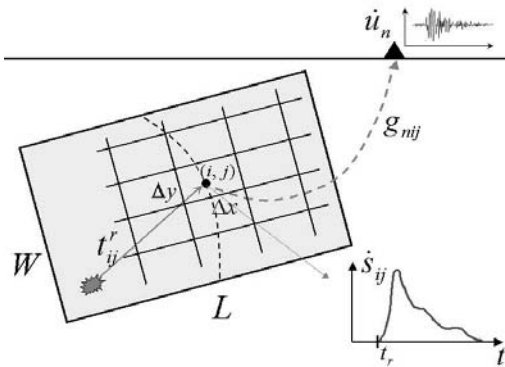


Figure 1.8 : Discretisation du plan de faille. Les sous-failles (i, j) sont activées au temps de rupture t_{ij}^r .

1.3.2 Calcul des fonctions de Green

Afin de modéliser le mouvement fort du sol, une description complète et réaliste de l'histoire spatio-temporelle de la rupture est nécessaire. Mais, ceci reste insuffisant si la propagation du champ d'onde rayonné n'est pas faite de manière réaliste dans le milieu géologique. Dans la plupart des simulations de la propagation des ondes, les structures géologiques sont simplifiées à un milieu à couches homogènes (e.g. Bouchon, 2003). Cependant, des techniques de simulation numérique 2D ou 3D peuvent être mises en œuvre afin de modéliser la propagation des ondes sismiques dans des milieux complexes tels que des vallées ou des bassins sédimentaires (e.g. Pitarka, 1999 ; Festa et al., 2005 ; Delavaud et al., 2006). Ces techniques sont toutefois souvent limitées en fréquence (typiquement $< 2\text{-}5$ Hz), d'une part à cause de la capacité de calcul des ordinateurs et d'autre part à cause du manque de connaissance des propriétés du milieu à courte longueur d'onde. Pour palier à ces restrictions, on peut recourir à des approches empiriques, dites de Fonctions de Green Empiriques (FGE).

Dans les études précédentes basées sur le modèle cinématique en k^{-2} , la modélisation de la fonction de Green a évolué selon les objectifs propres à chaque étude. Afin de caractériser le rayonnement de la source, Herrero (1994) a choisi d'utiliser une fonction de Green simplifiée à une onde S directe dans un espace infini et homogène. Par la suite, Berge (1997) a implémenté un calcul des fonctions de Green multi-phases dans une approximation haute-fréquence (théorie des rais) pour un milieu stratifié. Finalement, dans le but de modéliser les mouvements du sol au cours du séisme de Hyogoken-Nanbu qui s'est produit en 1995 au Japon, Berge-Thierry et al. (1999) ont considéré des fonctions de Green en champ complet.

Dans cette thèse, le milieu géologique est en première approximation décrit au travers d'un modèle tabulaire 1D et seuls des modèles de vitesse simples (homogène ou tabulaire 1D) peuvent être traités. La fonction de Green du milieu est déterminée par un calcul du champ d'onde complet selon la méthode de sommation des nombres d'ondes discrets (Bouchon et Aki, 1977). Dans ce paragraphe, nous présentons une comparaison des fonctions de Green estimés à partir de trois codes numériques basés sur la méthode des nombres d'ondes discrets :

1. Le code numérique HSPEC96 d'Herrmann (Wang et Herrmann, 1980 ; Herrmann et Wang, 1985) où l'atténuation peut être modélisée selon un modèle de Futterman (1962) ou selon un modèle causal à Q constant (Kjartansson, 1979).
2. Le code numérique AXITRA (Coutant, 1990) avec la modélisation de l'atténuation faite en supposant que la valeur de Q est constante dans un intervalle des fréquences ;

3. Le code numérique AXITRA (Coutant, 1990) modifié pour prendre en compte un modèle d'atténuation à facteur de qualité constant (Kjartansson, 1979).

La source ($\phi = 90^\circ$; $\delta = 90^\circ$; $\lambda = 180^\circ$; $M_0 = 1,0 \times 10^{10}$ N.m) a été placée à faible profondeur (1,5 km). La station a été placée en surface à une distance épacentrale de $r = 45,4$ km dans un azimut de 352° (ces valeurs non arrondies s'expliquent par le fait que nous n'avons pas fait un calcul dédié pour cette comparaison mais analysé quelques fonctions de Green sélectionnées sur un plan de faille). Les fonctions Green ont été calculées en vitesse jusqu'à 15 Hz. Sur la Figure 1.9 sont présentés les résultats obtenus dans un demi-espace homogène. On constate que les formes d'ondes ainsi que et les amplitudes spectrales des fonctions de Green estimées à partir de HSPEC96 et d'AXITRA pour un modèle d'atténuation à Q constant sont identiques. Si on compare ces résultats avec ceux obtenus avec la version originale du code AXITRA, on observe qu'il n'y a pas de différences en termes de phases, mais qu'en revanche il existe des différences en termes d'amplitudes et en particulier sur les amplitudes spectrales à haute fréquence qui sont plus fortes que dans le cas des modèles à Q constant.

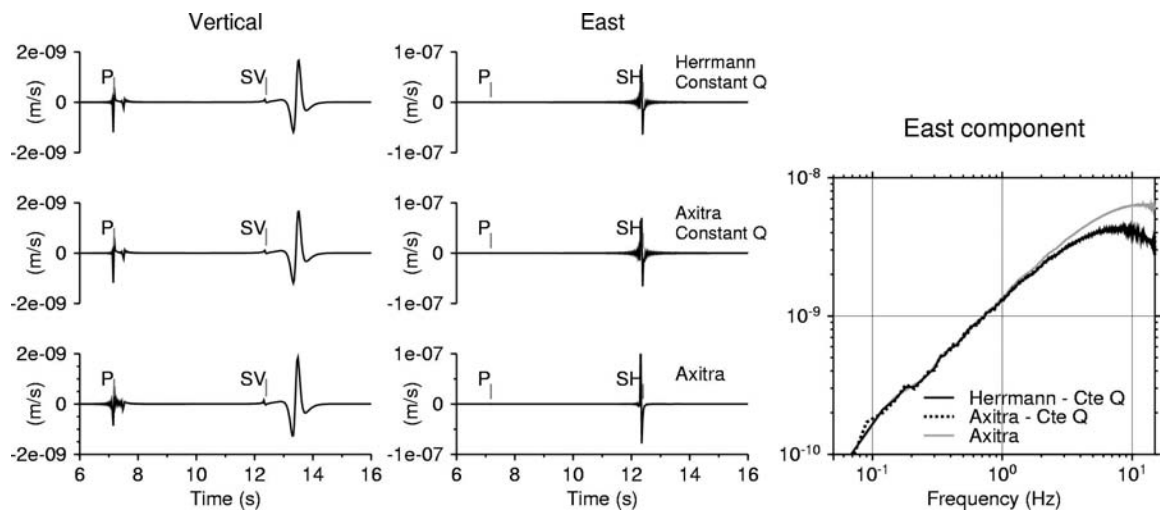


Figure 1.9 : Comparaison des fonctions de Green en vitesse calculées dans un demi- espace homogène ($V_p = 6,33$ km/s ; $V_s = 3,67$ km/s ; $\rho = 2,84$ gr/cm³ ; $Q_p = 600$ et $Q_s = 300$) en utilisant les codes HSPEC96, AXITRA et une version modifiée d'AXITRA incluant un modèle d'atténuation à Q constant.

Une autre comparaison a été réalisée pour un milieu stratifié à quatre couches (Tableau 1.1) pour une même configuration source-station (Figure 1.10). Cet exemple confirme les observations faites pour le cas d'un demi-espace infini homogène et isotrope, toutefois dans cet exemple, les différences induites par le traitement de l'atténuation sont plus marquées.

Tableau 1.1 : Modèle de vitesse à quatre couches utilisé pour la comparaison des calculs des fonctions de Green.

Profondeur (km)	V_p (km/s)	V_s (km/s)	ρ (gr/cm ³)	Q_p	Q_s
0	4,80	2,77	2,25	400	200
1,5	6,33	3,67	2,84	600	300
20	6,95	4,01	3,12	600	300
30	8,00	4,62	3,32	1000	500

Ces comparaisons nous ont permis (1) de valider les évolutions du code AXITRA en confrontant les résultats avec ceux du code HSPEC96 pour le modèle d'atténuation de Kjartansson (1979), et (2) de mettre également en évidence que les temps de calcul sont plus courts de l'ordre de 80 % avec le code AXITRA qu'avec le code HSPEC96 (sous réserve que les configurations de compilation mises en œuvre soient optimales pour les deux codes sources). Il faut toutefois retenir que ce modèle conduit à filtrer un peu plus les hautes fréquences que le modèle d'atténuation implémenté dans la version originale d'AXITRA.

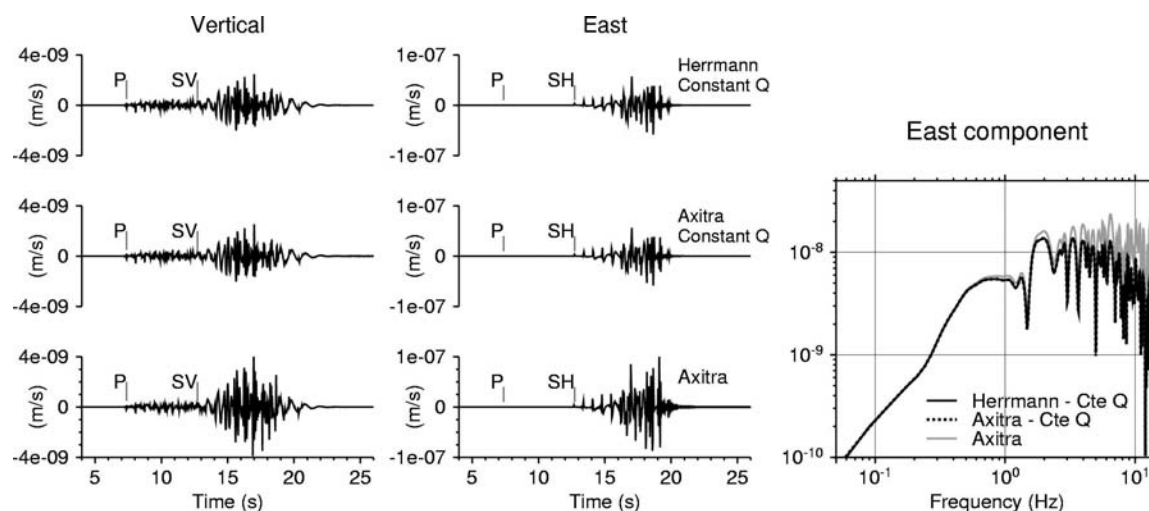


Figure 1.10 : Même légende que la Figure 1.9 pour un modèle de vitesse tabulaire (Tableau 1.1).

1.3.3 Calcul de la distribution du glissement

La qualité de la modélisation des accélérogrammes synthétiques avec ce modèle réside en partie dans la génération stochastique du glissement sur le plan de faille dont les caractéristiques spectrales à haute fréquence doivent suivre une pente en k^{-2} . Il existe plusieurs méthodes pour générer une dislocation stochastique en k^{-2} (e.g. Andrews, 1981 ; Herrero, 1994 ; Berge, 1997 ; Hisada, 2000 ; Galovic, 2002 ; Mai et Beroza, 2002). La

méthode retenue est détaillée ici. La distribution de glissement de type k^{-2} est générée en s'appuyant sur l'expression utilisée par Berge (1997) pour le spectre de glissement:

$$\Delta\tilde{u}(k) = C \frac{1}{1 + \left(\frac{k}{k_c}\right)^2} e^{i\phi} \quad (1.16)$$

où $k_c = 2\pi/W$ (W , largeur de la faille), ϕ est la phase et C est une constante liée au moment sismique. Afin de générer une distribution de glissement centrée sur la faille, les phases des contributions basses-fréquences ($k \leq k_c$) ont été définies de sorte que à ce que les maxima se situent dans une zone centrée sur la faille. En revanche, les phases des contributions hautes fréquences ($k > k_c$) sont stochastiques. Il est à noter qu'à ce stade, il n'y a pas de contrainte de positivité, la distribution de glissement peut donc prendre localement des valeurs négatives. La distribution spatiale du glissement est obtenue par une FFT 2D inverse du spectre de glissement. Une apodisation est ensuite appliquée à la distribution pour que le glissement s'amortisse aux bords de la faille. Finalement, toutes les valeurs négatives du glissement sont mises à zéro, et la distribution est normalisée par le moment sismique. Pour réduire la surface affectée par ces mises à zéro, plusieurs spectres de glissement ont été sommés dans l'espace des nombres d'ondes. La Figure 1.11 (à gauche) présente quatre réalisations typiques de dislocation en k^{-2} obtenues selon cette méthodologie. Ces résultats montrent que le glissement sur le plan de faille modélisé présente une forte variabilité spatiale ce qui est satisfaisant au niveau de la modélisation d'accélérogrammes synthétiques puisqu'il permet d'introduire une certaine variabilité sur les signaux modélisés.

La Figure 1.11 (à droite) présente les spectres de Fourier de quatre distributions de glissement. On observe que les caractéristiques spectrales sont bien celles attendues, c'est à dire, proportionnelles à k^{-2} pour les grands nombres d'ondes. En comparant ces spectres avec l'expression analytique de référence, un léger écart est observé (traits pointillés). Nous avons pu vérifier numériquement que l'apodisation ainsi que la remise à zéro des valeurs négatives du glissement réduisent les amplitudes spectrales pour les grands nombres d'ondes, ce qui confirme les observations de Gallovic (2002). De plus, la sommation d'un grand nombre de spectres conduit également à réduire les amplitudes spectrales du glissement pour les grands nombres d'ondes (Eq. (1.16)). La réduction est d'autant plus importante que l'on augmente le nombre de spectres sommés. En effet, la sommation d'amplitudes spectrales de N glissements se fait de manière cohérente pour les petits nombres d'ondes et incohérente pour les grands nombres d'ondes. Les amplitudes spectrales obtenues *in fine* sont donc proportionnelles à N et \sqrt{N} , respectivement. Par conséquent, en normalisant par le moment sismique (ou N), les amplitudes spectrales du glissement sont réduites par un facteur de $\sim 1/\sqrt{N}$ pour les grands nombres d'ondes. Ceci

est une difficulté, en particulier lorsque l'on souhaite modéliser des accélérogrammes synthétiques large-bande, parce que cette réduction des amplitudes spectrales du glissement se traduit par une réduction du contenu haute fréquence des accélérogrammes modélisés. Un compromis doit être trouvé entre la sommation d'un petit nombre de spectres de glissement (< 5) et la remise à zéro

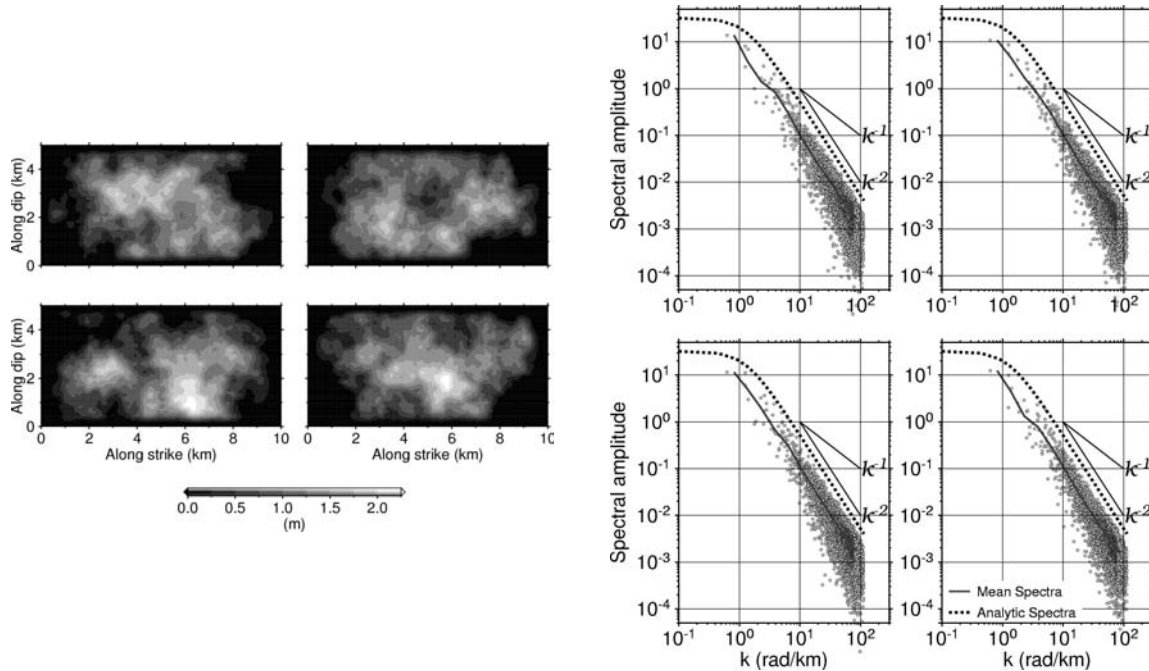


Figure 1.11 : (A gauche) Quatre réalisations typiques de glissement obtenues avec la méthode proposée, pour un séisme de magnitude $M_w = 6$ en utilisant 15 sommations de glissement. (A droite) Spectres de glissement caractérisés par une décroissance en k^{-2} pour les grands nombres d'ondes. Le spectre analytique cible (pointillés) a été calculé en utilisant $k_c = 2\pi/W$.

1.3.4 Implémentation de la loi d'échelle sur les temps de montée

La discrétisation spatio-temporelle (Δx et Δt) est définie en fonction de la fréquence maximale (f_{\max}) et des dimensions de la faille ($L \times W$). Toutefois, la relation entre le temps de montée ($\tau(k)$) et la largeur de la bande cassante (L_0) impose une contrainte supplémentaire sur le choix de Δx et de Δt . En effet, choisir une discrétisation spatiale trop fine conduit à définir des temps de montée pour les nombres d'ondes les plus élevés qui sont plus courts que le pas en temps (Figure 1.12), ce qui peut conduire à un recouvrement spectral. Rappelons ici que la vitesse de glissement résulte d'une sommation dans l'espace des nombres d'ondes de boîtes élémentaires de largeur $\tau(k)$. Par conséquent, le choix du schéma d'implémentation numérique est susceptible de modifier la vitesse de glissement modélisée, ainsi que les accélérogrammes synthétiques et leurs spectres.

Plusieurs schémas d'implémentation numérique de $\tau(k)$ ont été proposés et leurs impacts sur les vitesses de glissement, les accélérogrammes et les spectres ont été testés pour des stations en configuration directive, anti-directive et non-directive. Les approches suivantes ont été testées (voir Figure 1.13):

- Sommation dans l'espace des nombres d'ondes jusqu'à la valeur k^* définie par $\tau(k^*) = \Delta t$;
- Redéfinir le temps de montée pour les nombres d'ondes élevés comme suit $\tau(k) = \Delta t$ si $k \geq k^*$.

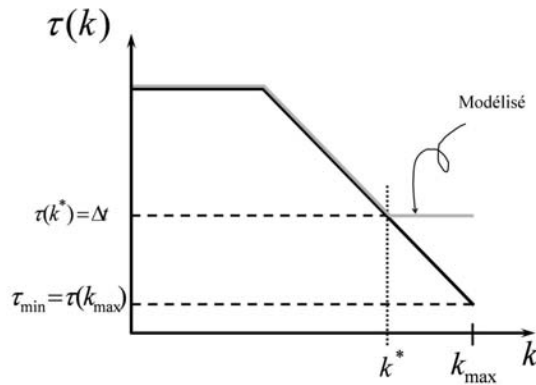


Figure 1.12 : Modélisation du temps de montée. Nous définissons k^* tel que $\tau(k^*) = \Delta t$.

En l'absence d'atténuation intrinsèque du milieu de propagation, le spectre d'accélération cible devrait être plat à haute fréquence. La Figure 1.13 montre les accélérogrammes synthétiques modélisés dans une approximation de champ lointain pour trois stations placées à 100 km de distance de la faille dans des positions directive, non-directive et anti-directive.

Comme le montre la Figure 1.13, la première approche qui consiste à ne pas prendre en compte la contribution des nombres d'ondes plus grands que k^* conduit à filtrer à haute fréquence le spectre d'accélération de la station non-directive. On peut essayer de relier le nombre d'onde k^* à la fréquence caractéristique du filtre en fonction de l'azimut de la station. La valeur de k^* peut être estimée à partir de la définition de $\tau(k)$ et de la relation entre k et la fréquence. Pour une faille en rupture unidimensionnelle, cette relation est donnée par $k = 2\pi f / (V_r C_d)$. En reprenant la définition du temps de montée, on peut écrire que le nombre d'onde k^* pour lequel le temps de montée est égal à Δt est $k^* = 2\pi a / L_0 \tau_{\max} / \Delta t$. Par ailleurs, la fréquence f^* liée au nombre d'onde k^* est égale à $C_d a / \Delta t$. Le filtre sur le temps de montée s'applique aux fréquences supérieures à f^* , il est dépendant de l'azimut. Dans le modèle k^{-2} , $a = 0,5$, ce qui conduit à identifier que le terme $a / \Delta t$ correspond à la fréquence de Nyquist. On peut ainsi conclure que, pour la station non-directive, f^* est égale à la fréquence de Nyquist. Ne pas prendre en compte les contributions pour $k > k^*$ n'a donc pas d'impact pour la station non-directive. En revanche, pour une station anti-directive, la fréquence f^* du filtre est décalée vers les basses fréquences, ce qui se traduit par le filtrage des signaux modélisés. Dans l'exemple présenté

dans ce paragraphe, $f_{Nyq} = 12$ Hz et C_d pour la station anti-directive est égal à 0,55. La fréquence du filtre est donc égale à $f^* = 6,6$ Hz. La Figure 1.13 (à gauche) montre clairement que pour la station anti-directive, la chute spectrale commence entre 6 et 7 Hz, ce qui confirme l'analyse. Cette option n'est donc pas satisfaisante et n'est pas retenue.

La deuxième approche qui consiste à fixer le temps de montée à la valeur du pas d'échantillonnage pour $k > k^*$ (i.e. $\tau(k) = \Delta t$, si $k \geq k^*$) est plus satisfaisante (Figure 1.13, droite). En effet, les spectres d'accélération restent plats à haute fréquence, en particulier pour la station anti-directive. C'est cette modification du temps de montée qui sera utilisée dans toutes les modélisations présentées au cours de ce travail de thèse.

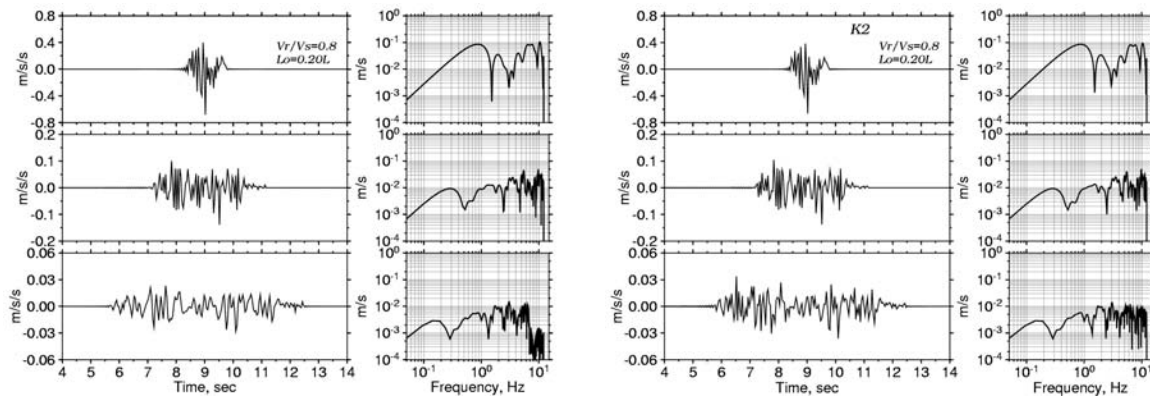


Figure 1.13 : Effet du choix d'implémentation de la loi d'échelle $\tau(k)$ sur les accélérogrammes et les spectres pour des stations directive, non-directive et anti-directive (de haut en bas). (A gauche) Somme des contributions pour $k < k^*$ avec $\tau(k^*) = \Delta t$. (A droite) Somme de toutes les contributions et $\tau(k) = \Delta t$ lorsque $k \geq k^*$

1.3.5 Génération de sismogrammes synthétiques et vérification des caractéristiques spectrales

D'autres tests ont été effectués pour valider le code numérique, notamment en déterminant certaines caractéristiques sur les signaux modélisés et en les comparant avec les valeurs prédites par la solution analytique en champ lointain du modèle original k^{-2} (Bernard et al., 1996):

1. Fréquences caractéristiques des spectres modélisés (f_c , f_0 , f_p , et f_a) ;
2. Coefficient de directivité apparent ;
3. Durée des accélérogrammes synthétiques.

Dans un premier temps, un scénario en rupture unilatérale vers l'Est a été considéré pour des stations en position directive, non-directive et anti-directive (Figure 1.14). Les stations sont situées à 100 km du point origine (O). Un séisme de magnitude de moment $M_w = 6,0$ est modélisé avec une géométrie de faille verticale ($L \times W = 10 \times 5$ km²) rompant la

surface. La fréquence maximale est fixée à 12 Hz ($\Delta x = \Delta y = 39$ m, $N_x = 256$, $N_y = 128$, temps de calcul par réalisation de l'ordre de quelques minutes). Le milieu de propagation est représenté comme un espace infini et homogène: $V_p = 6,34$ km/s, $V_s = 3,70$ km/s, $Q_p = Q_s = \infty$. Pour cet exercice, les fonctions de Green ont été réduites à de simples fonctions Dirac en ondes S décalées en temps. Le mécanisme au foyer ainsi que l'atténuation des ondes S ne sont pas pris en compte. Bien évidemment, les fonctions de Green pourraient être calculées en champ complet selon la méthode de sommation des nombres d'ondes discrets par exemple (Bouchon et Aki, 1977), mais ce n'est pas utile puisque l'on cherche dans un premier temps à définir les caractéristiques spectrales du rayonnement de la source en champ lointain.

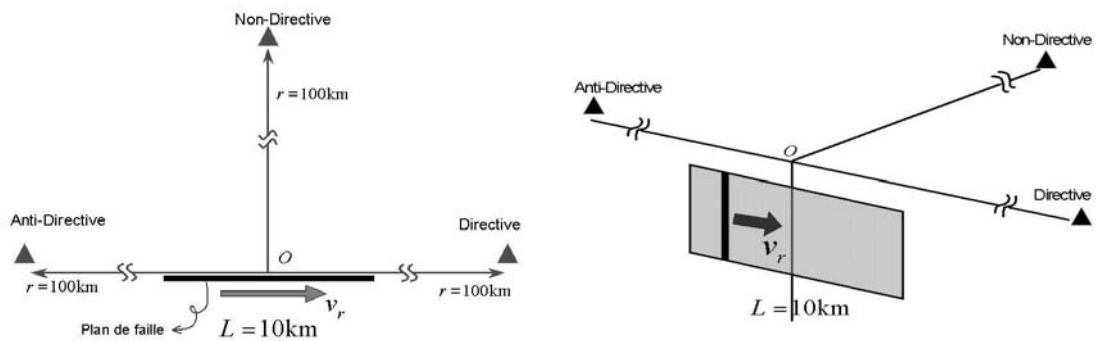


Figure 1.14 : Configuration géométrique de la source et des stations (vue en plan à gauche, vue en perspective à gauche). Un scénario de rupture unilatérale est analysé pour des stations placées à 100 km du point origine (O) dans des positions directive, non-directive, et anti-directive.

Les synthétiques ont été calculés en considérant trois largeurs de pulse ($L_0 = 0,05L$, $0,10L$ et $0,20L$) et trois vitesses de rupture ($V_r/V_s = 0,7$, $0,8$ et $0,9$). Du fait du caractère stochastique de la distribution de glissement, nous nous sommes intéressés à définir des spectres moyens d'accélération, calculés sur un ensemble de 40 réalisations aléatoires de glissement pour chaque couple des paramètres (L_0 , V_r).

La Figure 1.15 illustre la sensibilité des spectres moyens à la largeur du pulse (fréquences caractéristiques) et à la vitesse de rupture (effet de directivité). Les résultats obtenus sont comparables à ceux produits par Berge (1997). En augmentant la largeur du pulse, on note en particulier que la fréquence du pulse (f_p) est décalée vers les basses fréquences et que l'amplitude spectral en accélération de la station directive est réduite. En augmentant le rapport V_r/V_s , l'effet de directivité est plus prononcé. Un exemple plus détaillé avec les spectres individuels superposés au spectre moyen est présenté sur la Figure 1.16 pour un rapport V_r sur V_s de 0,8. Cette figure illustre la forte variabilité des spectres modélisés dû au caractère aléatoire du glissement. Les fluctuations de l'ensemble des spectres obtenus à

partir des différentes réalisations du glissement par rapport aux spectres moyens (l'écart-type) apparaissent au-delà de la fréquence apparente, f_a (Figure 1.16).

Afin de valider le schéma numérique, les spectres moyens sont comparés sur la Figure 1.17 à la solution analytique en champ lointain proposée par Bernard et al. (1996). Les spectres analytiques ont été calculées à partir de l'expression (1.16) en utilisant $L_c = 8,5$ km. Ce paramètre a été choisi afin que le spectre de glissement analytique ajuste au mieux les amplitudes spectrales du glissement généré numériquement. Dans cet exemple, le comportement spectral moyen des modélisations suit de manière satisfaisante les caractéristiques décrites par le modèle analytique. En effet, les spectres d'accélération suivent une asymptote en ω^2 à basse fréquence et présentent un niveau plateau proportionnel au coefficient de directivité C_d . De plus, les fréquences caractéristiques des spectres modélisés (les trous dans les spectres étudiés en détails par Berge, 1997), correspondent aux valeurs prédites. On note toutefois que les amplitudes spectrales autour de la fréquence coin f_c sont en moyenne un peu plus faibles que celles prédites par le spectre analytique. Ceci s'explique par le fait que les glissements qui ont été générés ont des amplitudes spectrales pour les premiers nombres d'ondes qui ne suivent pas exactement la forme analytique de référence.

Pour illustrer plus avant la variabilité du mouvement sismique et la sensibilité des résultats au choix de paramètres, les mouvements du sol (séries temporelles et les spectres) sont montrés sur la Figure 1.18 (en accélération) et la Figure 1.19 (en vitesse) pour quelques exemples. Les synthétiques ont été calculés pour 3 réalisations différentes de glissement en utilisant un rapport V_r/V_s de 0,8 et des largeurs de pulse de $L_0 = 0,05L$, $0,10L$, et $0,20L$. Ces résultats illustrent clairement l'effet de la directivité avec des signaux modélisés à la station anti-directive ($\theta = 180^\circ$) qui ont des durées plus longues et des amplitudes plus faibles par rapport aux signaux modélisés à la station directive ($\theta = 0^\circ$).

Ces tests nous ont donc permis en particulier d'améliorer le traitement du temps de montée pour les grands nombres d'ondes et de valider le code numérique en confrontant les spectres moyens avec les spectres analytiques. Une étape cruciale du modèle k^2 réside dans le calcul de la vitesse de glissement sur le plan de faille. Cette opération est délicate car elle nécessite de travailler dans le domaine de Fourier et dans l'espace des nombres d'onde. Dans le chapitre suivant, nous allons examiner les caractéristiques de la vitesse de glissement généré par un modèle k^2 .

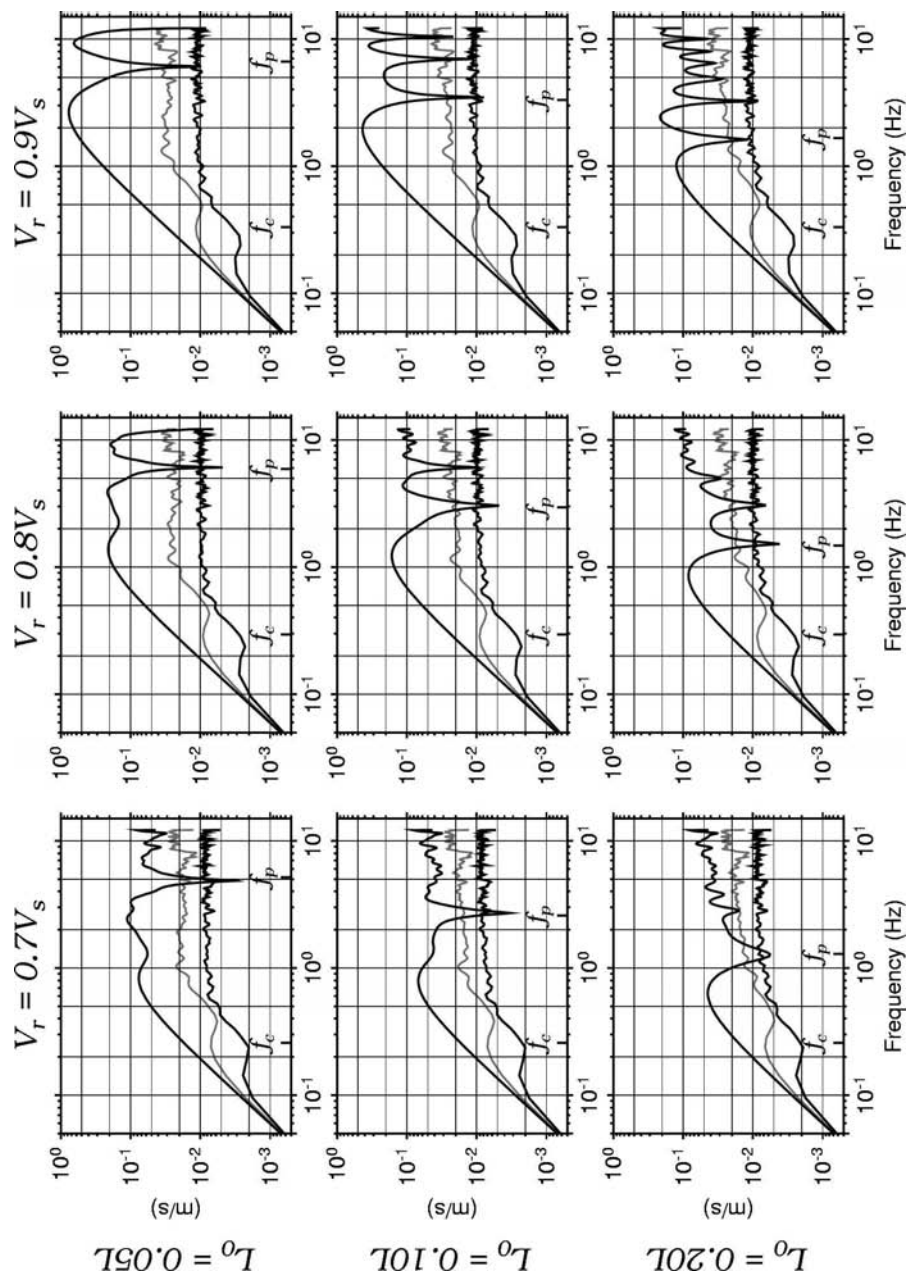


Figure 1.15 : Spectres moyens d'accélération (en ondes S) calculés sur un ensemble de 40 réalisations de glissement pour les stations directive (spectre de plus fortes amplitudes), non-directive (spectre intermédiaire) et anti-directive (spectre de plus faibles amplitudes) présentées sur la Figure 1.14. De haut en bas, la largeur de pulse, L_0 , est égale à 0,05L, 0,10L et 0,20L. De gauche à droite, la vitesse de rupture est égale à 0,7, 0,8 et 0,9 fois la vitesse des ondes S.

1.3 Modélisation d'accélérogrammes large-bande avec un modèle en k-2

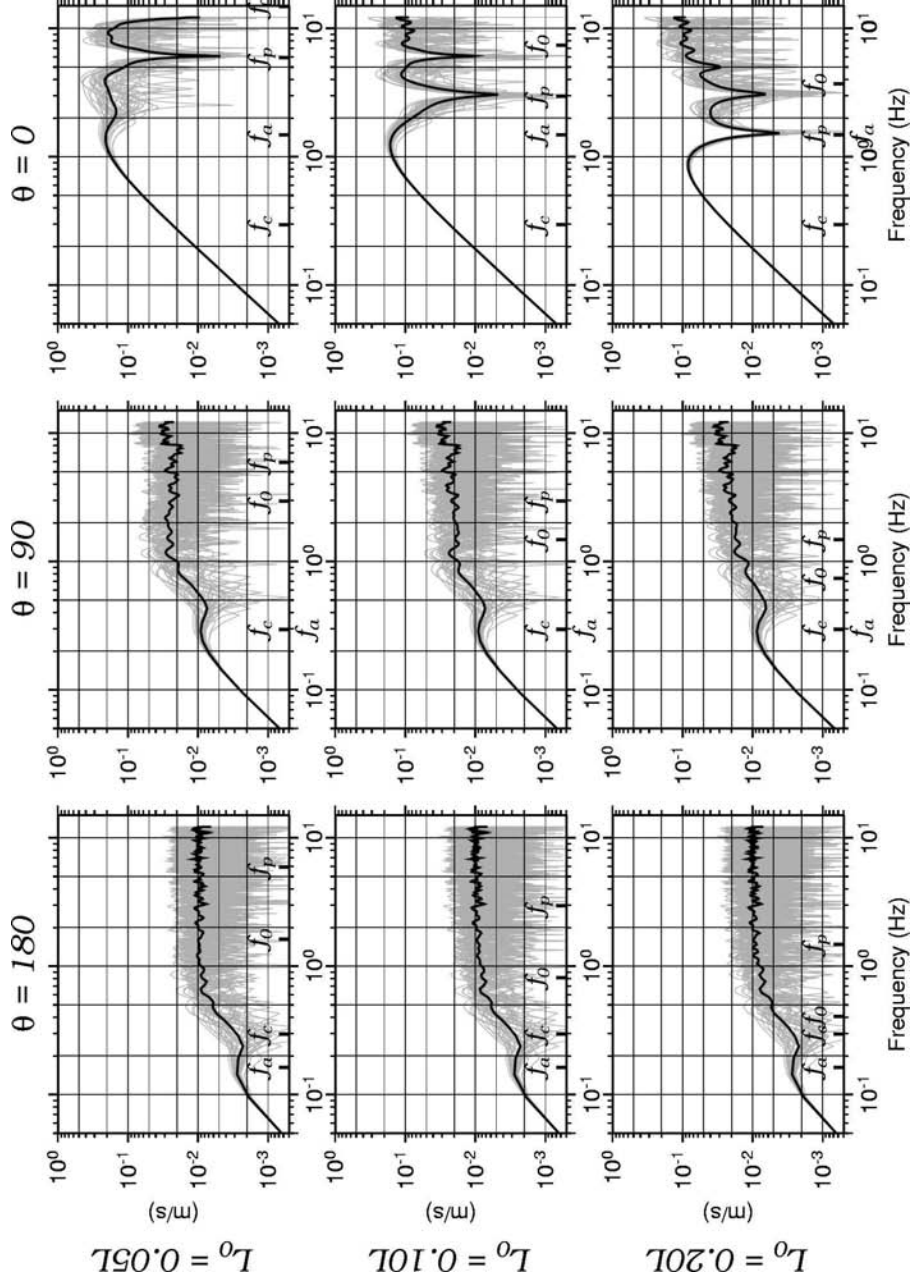


Figure 1.16 : Spectres d'accélération en ondes S (trait gris) calculés pour 40 réalisations de glissement et un rapport $V_r/V_s = 0,8$. Le spectre moyen est reporté en trait noir, et les fréquences caractéristiques (f_a, f_c, f_p, f_0) sont indiquées sur l'axe des abscisses. De gauche à droite : station anti-directive, non-directive et directive. De haut en bas : largeur de pulse, $L_0 = 0,05L$, $0,10L$, et $0,20L$.

1.3 Modélisation d'accélérogrammes large-bande avec un modèle en k-2

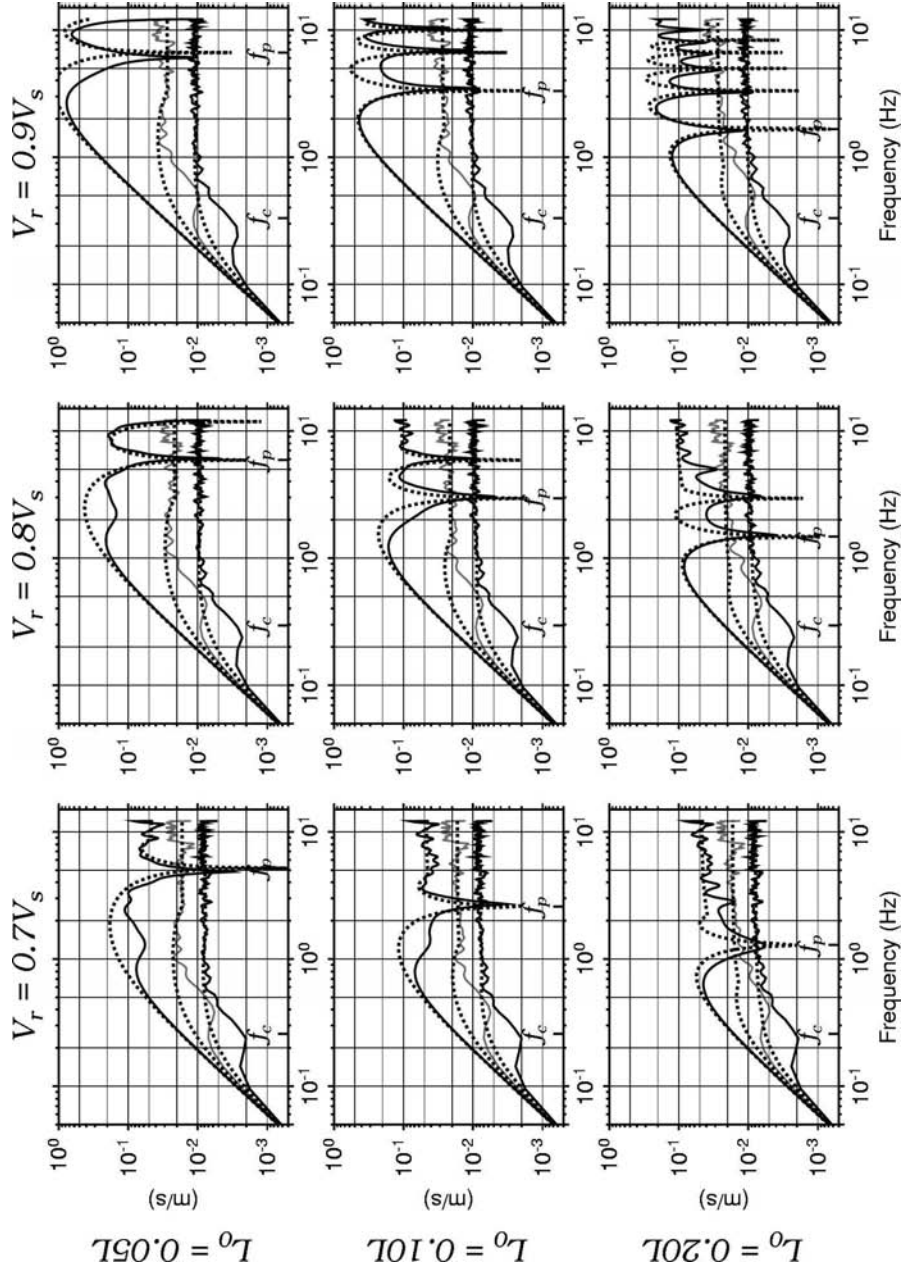


Figure 1.17 : Comparaison des spectres moyens d'accélération (trait continu noir) avec les spectres analytiques proposés par Bernard et al., 1996 ($L_c=8,5$ km - traits pointillés) pour différentes vitesses de rupture ($V_r/V_s = 0,7, 0,8$ et $0,9$) et largeurs de pulse ($L_0 = 0,05L, 0,10L$ et $0,20L$).

1.3 Modélisation d'accélérogrammes large-bande avec un modèle en k-2

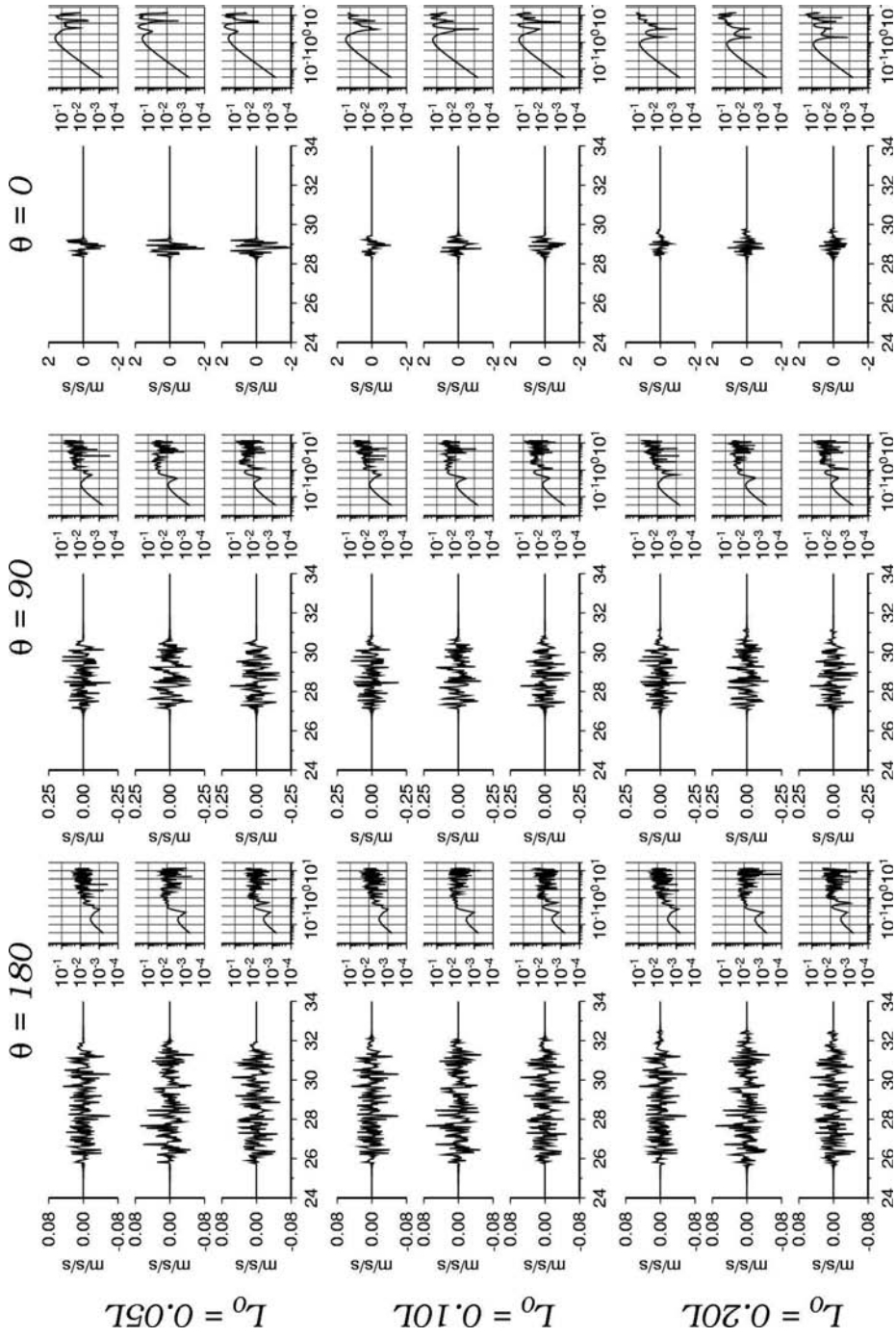


Figure 1.18 : Exemples d'accélérogrammes et de spectres modélisés avec le modèle k^2 pour trois réalisations de glissement en rupture unilatérale à vitesse constante ($V_r = 0,8V_s$) pour la géométrie présentée sur la Figure 1.14. De haut en bas : $L_0 = 0,05L$, $0,10L$, $0,20L$.

1.3 Modélisation d'accélérogrammes large-bande avec un modèle en k-2

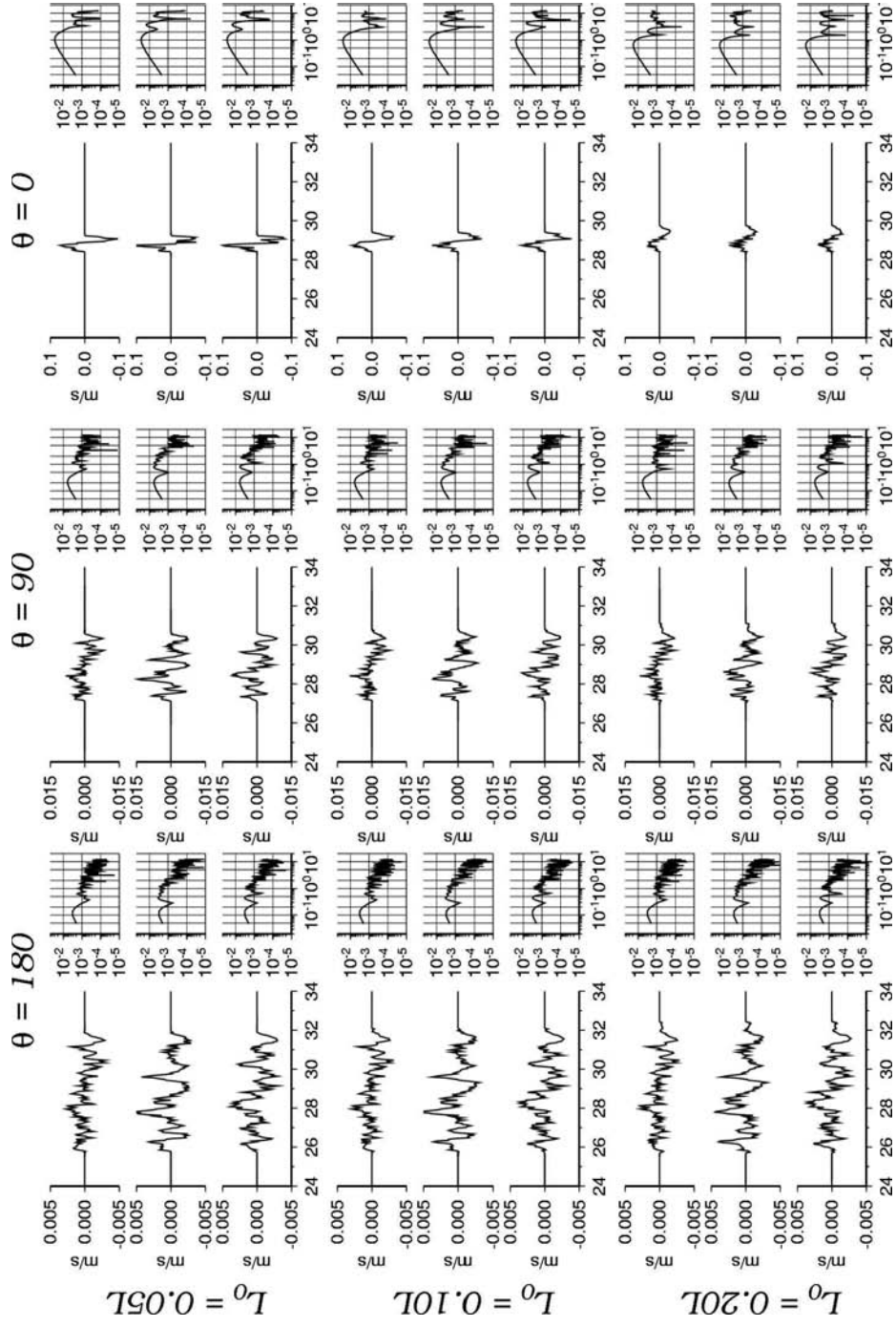


Figure 1.19 : Même légende que la Figure 1.18 pour des synthétiques en vitesse.

Chapitre 2 Analyse et amélioration de la vitesse de glissement générée par un modèle k^{-2}

Dans ce chapitre, nous examinons les vitesses de glissement générées par un modèle k^{-2} au regard des solutions obtenues par modélisation dynamique. Un des objectifs est d'améliorer la fonction vitesse de glissement modélisée, tout en préservant les qualités essentielles de ce modèle, à savoir un spectre rayonné en ω^2 avec des amplitudes hautes fréquences proportionnelles au coefficient de directivité. Une des méthodes proposées dans ce chapitre est une technique de recombinaison qui groupe les contributions de Fourier dans l'espace des nombres d'ondes spatiaux. Cette méthode a fait l'objet d'un article accepté avec révision mineure au journal GJI (Geophysical Journal International) qui est présenté dans la troisième partie de ce chapitre. Une autre approche basée sur le concept des modèles de sources composites est également introduite. Cette technique fera l'objet d'un développement complet dans le chapitre 3.

2.1 Introduction

Les caractéristiques du rayonnement de la source sismique étant fortement contrôlées par la vitesse de glissement sur le plan de faille, il paraît important d'essayer de générer des vitesses de glissement physiquement réalistes afin de mieux prédire les mouvements forts. La plupart des approches cinématiques s'appuient sur des fonctions 'vitesse de glissement' simples telles que : boîte, triangulaire, type Brune (e.g. Herrero et Bernard, 1994 ; Irikura et Kamae, 1994 ; Zeng et al., 1994 ; Beresnev et Atkinson, 1997). Cet aspect de la modélisation cinématique est une simplification par rapport aux modélisations dynamiques pour lesquelles la vitesse de glissement résulte du champ de contrainte appliqué et des lois

de frottement (e.g. Andrews, 1976, 1985 ; Cochard et Madariaga, 1994, 1996 ; Inoue et Miyatake, 1998 ; Nakamura et Miyatake, 2000 ; Nielsen et Madariaga, 2003 ; Guatteri et al., 2004). Afin d'apporter des contraintes sur la vitesse de glissement dans les modélisations cinématiques, une stratégie consiste à s'appuyer sur des résultats issus de modélisations dynamiques. Ils existent d'ailleurs des fonctions 'vitesse de glissement' proposée dans la littérature qui sont « physiquement compatibles » avec la dynamique de la rupture, avec la restriction que ces solutions ne sont valables que pour des fréquences typiquement inférieures à 2 Hz. Une approche pourrait consister à substituer ces fonctions à celles modélisées avec le modèle k^{-2} . Toutefois, les caractéristiques spectrales du rayonnement sont contrôlées par les variations (1) de la distribution du glissement, (2) de la vitesse de rupture et (3) de la vitesse de glissement (voir Andrews, 1981 ; Joyner, 1991 ; Tsai, 1997). Aussi, modifier la fonction vitesse de glissement sans modifier les autres paramètres peut perturber les caractéristiques du rayonnement. Comme nous l'avons déjà discuté, un des intérêts du modèle k^{-2} (Bernard et al., 1996) réside dans le fait qu'il permet de modéliser le mouvement du sol en déplacement, vitesse et accélération pour une large bande de fréquences, avec une forme spectrale en ω^2 et des amplitudes spectrales proportionnelles au coefficient de directivité, C_d . Dans ce chapitre, un des objectifs est d'améliorer la fonction vitesse de glissement modélisée avec un modèle k^{-2} au regard des solutions obtenues par modélisation dynamique, tout en préservant les qualités essentielles de ce modèle.

2.1.1 Solutions issues des modèles dynamiques

Une des premières solutions analytiques de la vitesse de glissement a été proposée par Kostrov (1964) pour un modèle dynamique de « *crack* » circulaire, auto-similaire. Cette solution (Figure 2.1a) se caractérise par une singularité au temps de rupture suivie d'une décroissance en $1/\sqrt{t}$. Pour illustration, la forme de la vitesse de glissement a été tronquée à la valeur du temps de montée. Une autre solution analytique a été proposée par Nielsen et Madariaga (2003) pour un « crack » (mode de fracture anti-plan) en incorporant une loi de frottement de type Coulomb. La solution proposée consiste en un pulse auto-similaire se propageant à vitesse constante (Figure 2.1b). Comme la solution de Kostrov (1964), cette solution est singulière au temps de rupture mais à la différence de la solution de Kostrov (1964), elle se caractérise par une phase de cicatrisation.

Les caractéristiques des solutions dépendent fortement de la loi de frottement ainsi que des conditions initiales utilisées pour résoudre le problème de la dynamique de la rupture (e.g. Inoue et Miyatake, 1998 ; Nakamura et Miyatake 2000 ; Guatteri et al., 2003). Plusieurs expressions analytiques de la vitesse de glissement ont été proposées dans la littérature pour améliorer les modèles cinématiques et la prédiction des mouvements forts (Nakamura et Miyatake, 2000; Guatteri et al., 2004 ; Tinti et al., 2005). Par exemple, Nakamura et

Miyatake (2000) ont proposé, à partir de modélisations dynamiques 2D et 3D en utilisant la loi de frottement de type « *slip-weakening* », une formulation analytique de la fonction vitesse de glissement applicable à distance proche de la faille (Figure 2.1c). La paramétrisation de la solution proposée dépend de la chute de contrainte, de la vitesse de rupture, de la distance critique (D_c), du mode de fracture et de la rigidité. Cette solution est moins singulière au temps de rupture que les deux solutions précédentes. Une fois la valeur maximale de la vitesse (V_{max}) atteinte, la vitesse de glissement décroît proportionnellement à $1/\sqrt{t}$ entre t_b et t_r (avec t_r temps de montée) et à $1/t$ entre t_r et t_s , où t_s est la phase de cicatrisation. Guatteri et al. (2004) proposent une autre expression analytique plus facile à mettre en œuvre et définie avec moins de paramètres (Figure 2.1d). Tinti et al. (2005) ont proposé une fonction vitesse de glissement cohérente avec la rupture dynamique qui est basée sur la fonction de Yoffe (1951).

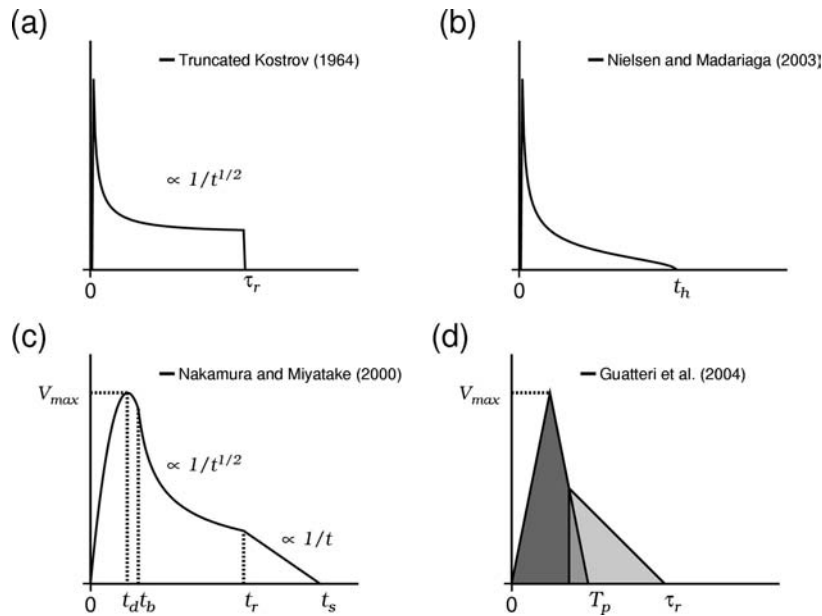


Figure 2.1 : Illustration des fonctions de vitesse de glissement issues de l'analyse de la rupture dynamique. (a) Solution de Kostrov (1964) tronquée à τ_r . (b) Vitesse de glissement pour un modèle de « crack » se caractérisant par un temps de cicatrisation t_h (Nielsen et Madariaga, 2003). Fonctions analytiques proposées (c) par Nakamura et Miyatake (2000) et (d) par Guatteri et al. (2004) à partir de modélisations dynamiques .

2.1.2 Analyse de la vitesse de glissement générée par un modèle k^{-2}

Dans le modèle k^{-2} (Bernard et al., 1996), l'expression de la vitesse de glissement au point $\vec{\xi}$ de la faille est exprimée ainsi:

$$\Delta \dot{u}(\vec{\xi}, t) = \iint \Delta \tilde{u}(k_x, k_y) F(\tau(k_x, k_y), t) e^{ik \cdot \vec{\xi}} dk_x dk_y \quad (2.1)$$

où $\Delta\tilde{u}(k_x, k_y)$ est la transformée de Fourier du glissement, $F(\tau(k_x, k_y), t)$ est la fonction source considérée, et τ le temps de montée. La vitesse de glissement est calculée numériquement en ajoutant les contributions de chaque nombre d'onde. Chaque contribution est mise en place au travers d'une fonction source élémentaire $F(\tau(k), t)$. La fonction source que nous utilisons est une boîte dont le temps de montée dépend de k (voir section 1.3.4). La Figure 2.2 présente sur un exemple, les vitesses de glissement modélisées avec le modèle k^{-2} . En examinant cette figure, il est possible d'identifier des fonctions ayant des formes très variables, certaines présentent des phases impulsives suivies d'une décélération qui sont semblables au premier ordre aux résultats des modèles dynamiques (voir Figure 2.1). D'autres fonctions se caractérisent par des phases peu impulsives suivies d'une accélération ou d'autres encore sont proches d'une fonction boîte, mais elles sont différentes des solutions obtenues par modélisation dynamique.

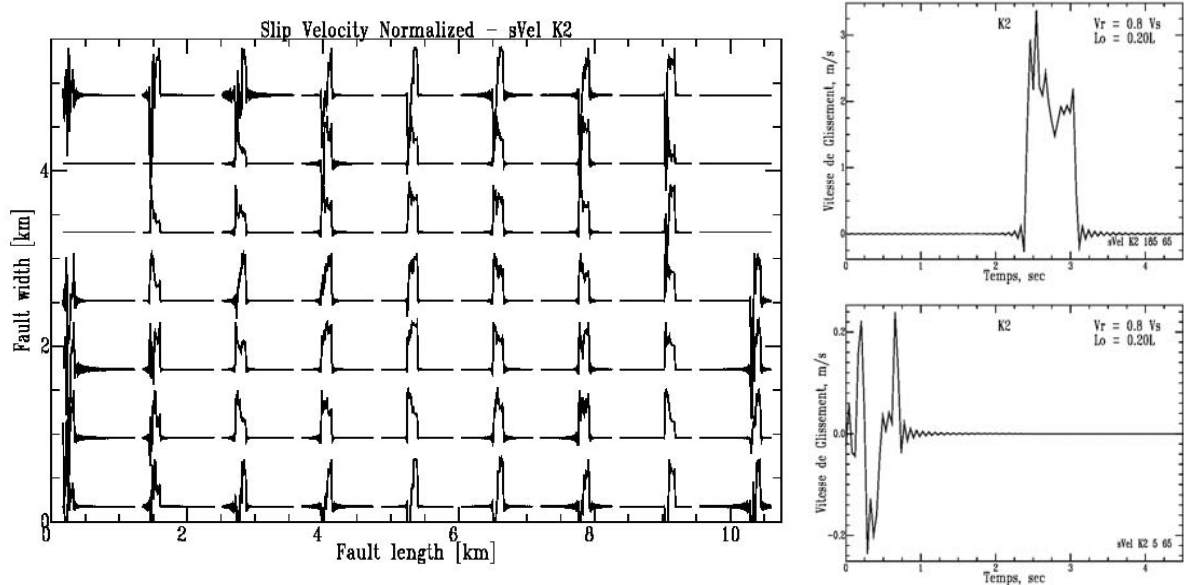


Figure 2.2 : Variation spatiale de la vitesse de glissement calculée sur le plan de faille à partir d'un modèle k^{-2} avec un temps de montée en k^{-1} . Il n'est pas possible d'identifier un comportement unique. A droite en haut, vitesse de glissement en un point du plan de faille qui présente un saut positif puis une décroissance. A droite en bas, vitesse de glissement en un point du plan de faille provenant d'une zone à faible glissement qui présente un pulse négatif.

Compte tenu de la grande variabilité de la fonction 'vitesse de glissement', il est intéressant de définir dans un premier temps le comportement moyen de cette fonction. L'expression (2.1) peut être évaluée en injectant $\tau(k)$ et $\Delta u(k)$:

$$\tau(k) = \begin{cases} \tau_{\max} & k < k_0 \\ \tau_{\max} \frac{k_0}{k} & k \geq k_0 \end{cases}, \quad \Delta\tilde{u}(k) = \begin{cases} \Delta u_0 & k < k_c \\ \Delta u_0 \frac{k_c^2}{k^2} e^{i\phi_s} & k \geq k_c \end{cases} \quad (2.2)$$

2.1 Introduction

où $\tau_{\max} = L_0/V_r$ est le temps de montée maximal, $k_0 = 2\pi a / L_0$, $k_c = 2\pi / W$, et ϕ_s la phase stochastique pour les grands nombres d'ondes. En calculant la valeur moyenne de la vitesse de glissement, le résultat obtenu est le suivant :

$$\langle \Delta \dot{u}(\bar{\xi}, t) \rangle = 2\pi \frac{\Delta u_0}{\tau_{\max}} k_c^2 \frac{J_1(k_c r)}{k_c r} H(\tau_{\max} - t) H(t) \quad (2.3)$$

où $H(t)$ est la fonction de Heaviside et $J_1(\cdot)$ est la fonction de Bessel. Les détails du calcul sont reproduits dans l'annexe de l'article soumis à GJI (section 2.3). Cette expression analytique montre que le comportement moyen prédit par le modèle k^{-2} correspond à une fonction boîte de largeur τ_{\max} . Cette expression analytique peut être confrontée à une évaluation purement numérique (Figure 2.3) qui confirme ce résultat. Par contre, si l'on s'intéresse à la forme moyenne de la vitesse de glissement plutôt qu'à sa valeur moyenne, chaque vitesse de glissement locale doit alors être normalisée avant de faire la sommation. Le résultat obtenu numériquement est présenté sur la Figure 2.4. La forme moyenne de la fonction vitesse de glissement se caractérise par un démarrage non impulsif, ce qui n'est pas satisfaisant par rapport aux comportements prédits par modélisation dynamique. Dans la section suivante (section 2.2), nous allons tester différentes solutions afin d'améliorer la modélisation au regard des solutions produites par modélisation dynamique.

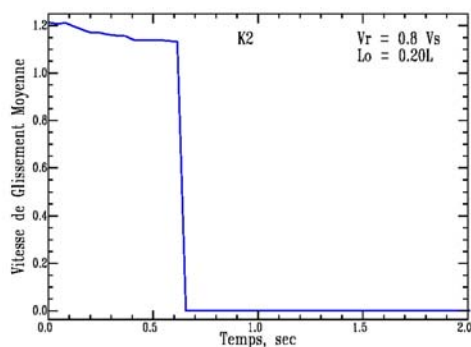


Figure 2.3 : Vitesse de glissement moyenne calculée sur l'ensemble du plan de faille pour un modèle k^{-2} .

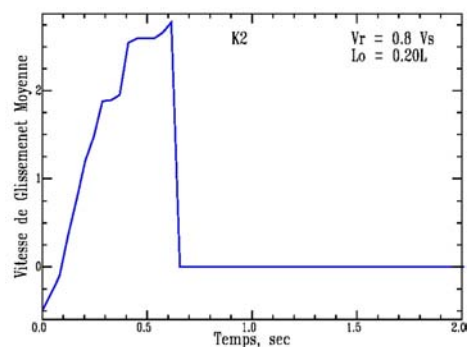


Figure 2.4 : Forme moyenne de la fonction vitesse de glissement calculée sur l'ensemble du plan de faille pour un modèle k^{-2} .

Par ailleurs, comme le montre également la Figure 2.2, il existe des zones, en particulier aux bords de la faille, où les fonctions modélisées ont des valeurs négatives ce qui n'est pas physique. En effet, une valeur négative correspond à un glissement instantané dans le sens opposé du déplacement relatif des lèvres de la faille. La Figure 2.5 illustre le cas d'une distribution de glissement ayant un pourcentage de glissement non nul de 91% par rapport à la surface totale. Pour tous les points du plan de faille, la vitesse de glissement et le glissement négatif cumulé ont été calculés. Une valeur seuil du glissement négatif de 0,01 m a été fixée arbitrairement (équivalent à 1 % du glissement moyen) pour définir les

2.2 Amélioration de la modélisation de la vitesse de glissement

zones ayant un comportement physiquement non acceptable pour la modélisation. La Figure 2.6 montre la répartition des zones présentant une composante de glissement négatif considéré comme étant non négligeable pour la modélisation. Dans cet exemple, les zones associées à un glissement négatif représentent environ 28 % de la surface de la faille associée à un glissement non nul. En comparant ces deux figures, on remarque qu'au premier ordre, les zones à faible glissement (situées principalement aux bords de la faille) sont associées à des comportements de mise en place de la dislocation non physique. Ce problème (existence de valeurs négatives) pourrait être en pratique facilement résolu (par exemple par une remise à zéro et une renormalisation à la valeur du glissement local), toutefois, il paraît important de comprendre l'origine de ces difficultés, ce qui sera l'objet de la section 2.2.

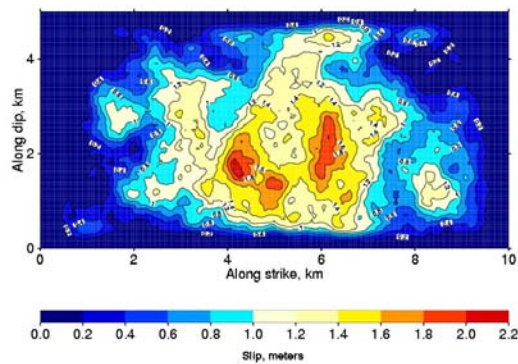


Figure 2.5: Distribution du glissement sur le plan de faille. Les contours sont tracés tous les 20 cm. Les zones à plus faible glissement sont tracées en bleu sombre.

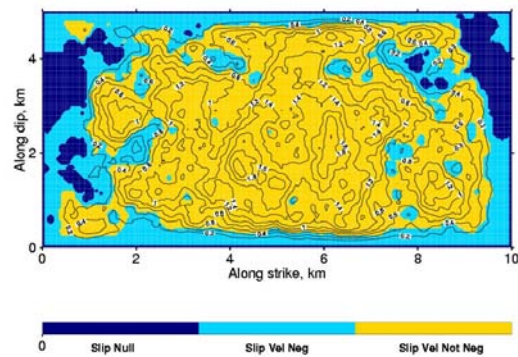


Figure 2.6: Distribution des zones où le glissement est nul (bleu nuit), où la vitesse de glissement est en partie négative (bleu ciel) et où la vitesse de glissement est positive (jaune).

2.2 Amélioration de la modélisation de la vitesse de glissement

L'analyse de la vitesse de glissement sur le plan de faille a donc permis de mettre en évidence des zones où le déplacement relatif des lèvres de la faille comporte une composante de glissement négatif. Ces zones peuvent être aisément identifiées et traitées au cours de la modélisation numérique. Deux stratégies vont être examinées :

- ✓ En chaque point du plan de faille, remise à zéro de toutes les valeurs négatives de la fonction vitesse de glissement (« water level ») avec normalisation de sorte à ce que l'intégrale de cette fonction soit égale au glissement cible;
- ✓ En chaque point du plan de faille où le glissement négatif cumulé est plus grand que 0,01 m, la fonction vitesse de glissement obtenue pour une loi d'échelle en k^{-1} est remplacée par une fonction boîte de largeur τ_{\max} .

Afin d'améliorer la modélisation au regard des solutions produites par modélisation dynamique tout en préservant les propriétés du rayonnement (spectre en ω^2 et C_d), des approches basées sur la modification de la base de fonctions élémentaires décrivant la dislocation ont également été testées:

- ✓ Ajouter une composante continue à chaque exponentielle complexe de la transformée de Fourier 2D;
- ✓ Une solution dérivée de la précédente, mais qui consiste à ajouter une correction minimale en regroupant les contributions par bandes de k . Cette méthode est seulement introduite dans cette section, mais sera détaillée dans la section 2.3 (article soumis au GJI).
- ✓ Implémenter un schéma numérique de décomposition du glissement en sous-événements positifs, par exemple en utilisant la fonction de glissement d'un modèle de crack ;
- ✓ Exploiter le modèle de sources composites, qui résulte d'une distribution fractale de la taille des sous-événements sur le plan de faille (Zeng et al., 1994), ce qui revient à générer directement la distribution de glissement avec une sommation de dislocations.

Dans les sections suivantes, chacune de ces approches va être discutée en détails

2.2.1 Application d'un « water level » sur la fonction vitesse de glissement

La première approche est la plus simple à implémenter d'un point de vue numérique. En chaque point du plan de faille, les valeurs négatives de la fonction vitesse de glissement sont mises à zéro (« *water level* »). Pour ne pas modifier le contenu basse-fréquence du rayonnement, la fonction est ensuite re-normalisée à la valeur locale de la dislocation.

La Figure 2.7 présente les résultats obtenus en appliquant cette procédure. Effectivement, il n'est plus observé de phase de démarrage avec glissement négatif. Les solutions préservent le caractère stochastique et la variabilité spatiale et temporelle. Des formes avec des phases d'accélération sont encore modélisées. La forme moyenne de la fonction vitesse de glissement a un comportement proche d'une boîte qui ne présente pas de phase d'accélération comme celle obtenue précédemment (Figure 2.4), ce qui malgré tout n'est pas satisfaisant en comparaison des résultats issus de modélisation dynamique.

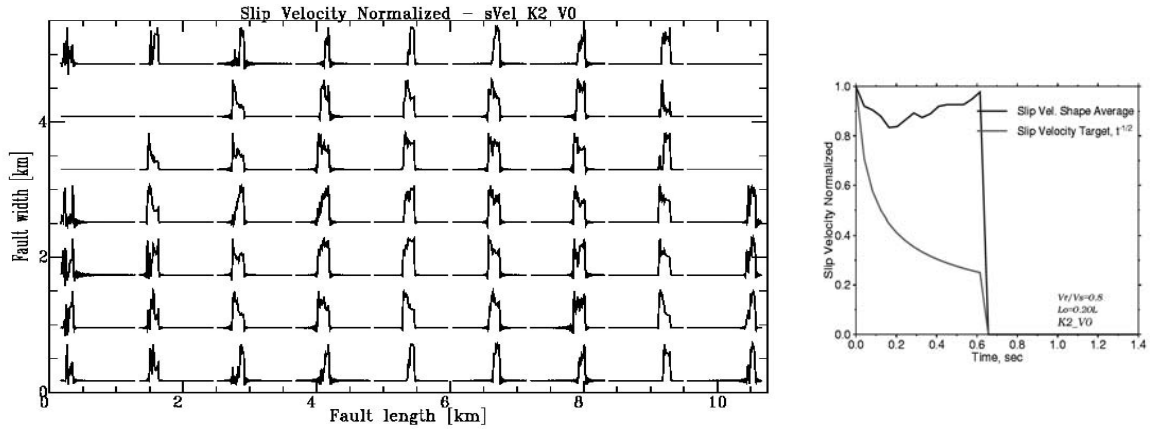


Figure 2.7 : (A gauche) Distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle k^{-2} avec un temps de montée en k^{-1} et une mise à zéro des valeurs négatives et re-normalisation. (A droite) Forme moyenne de la fonction vitesse de glissement (en noir) comparée à celle obtenue du modèle dynamique, type-Kostrov (en gris).

2.2.2 Rayonnement avec un temps de montée constant

Une autre approche explorée pour améliorer le calcul de la fonction vitesse de glissement avec le modèle en k^{-2} consiste (1) à identifier les zones où cette fonction prend des valeurs inacceptables, et (2) à remplacer cette fonction vitesse par une fonction boîte de largeur τ_{max} . Dans ces zones, tout va se passer comme si le rayonnement se faisait à basse fréquence. Le critère donné pour identifier les zones (points) où la fonction vitesse de glissement prend des valeurs inacceptables consiste à définir une valeur seuil de glissement négatif cumulé, arbitrairement fixée à 0,01 m (1 % de glissement moyen).

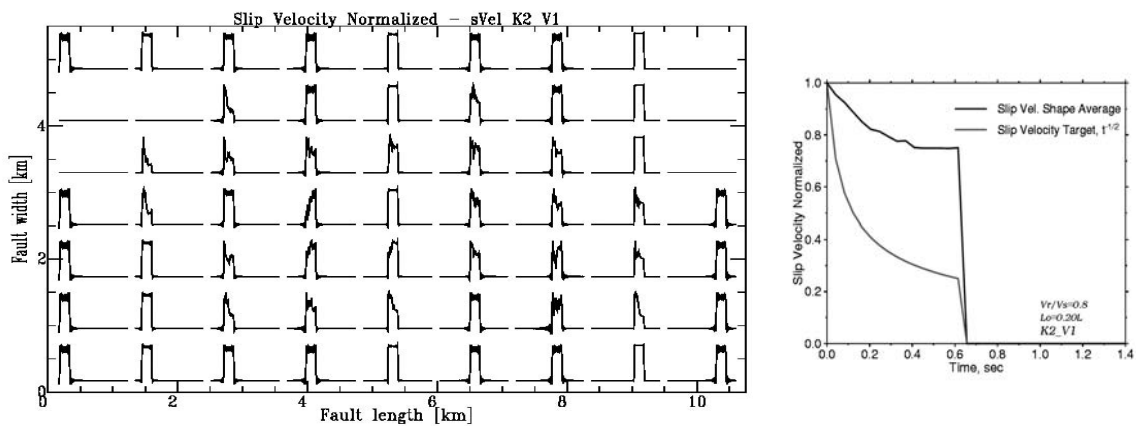


Figure 2.8 : (A gauche) Distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle k^{-2} avec un temps de montée en k^{-1} . Dans les zones où le glissement négatif cumulé est plus grand que 0,01 m, la loi d'échelle sur le temps de montée n'est pas appliquée mais il est fixé à τ_{max} . (A droite) Forme moyenne de la fonction vitesse de glissement (en noir) comparée à celle obtenue du modèle dynamique, type-Kostrov (en gris).

Les résultats obtenus au moyen de cette technique sont présentés sur la Figure 2.8. En regardant l'ensemble des solutions obtenues sur le plan de faille les problèmes de vitesse de glissement négative sont corrigés. De plus, la forme moyenne de la vitesse de glissement a cette fois-ci un comportement impulsif au début suivi d'une décélération. Néanmoins, cette approche ne permet pas de contrôler la forme de la décroissance de la vitesse de glissement sur l'ensemble des points de la faille, et des comportements avec une phase d'accélération sont toujours observables.

2.2.3 Reconstitution de la vitesse de glissement en ajoutant une composante continue pour chaque nombre d'onde

Les problèmes rencontrés dans le calcul des fonctions « vitesse de glissement » sont intimement liés à l'analyse de la dislocation dans l'espace des nombres d'ondes et à la recombinaison des différentes contributions de la transformée de Fourier 2-D pour des temps de montée en k^{-1} . Cette transformée décompose la dislocation sur la base des exponentielles complexes. La contribution basse-fréquence ($k < k_c$) est positive et se met en place avec un temps caractéristique τ_{\max} . La contribution haute-fréquence peut être positive ou négative et se met en place avec un temps caractéristique plus court que τ_{\max} . Bien que la contribution haute-fréquence soit nécessairement plus petite que la contribution basse-fréquence, elle se met en place plus rapidement ce qui peut générer des vitesses de glissement négatives.

Dans le but de réduire la contribution des amplitudes négatives et de contrôler la forme de la décroissance de la vitesse de glissement, une composante continue a été ajoutée aux exponentielles complexes pour chaque nombre d'onde. Du fait de la modification du glissement qui en résulte, la vitesse de glissement est re-normalisée pour que son intégrale soit égale à la valeur originale du glissement.

Les résultats obtenus avec cette approche sont présentés sur la Figure 2.9. Les solutions se caractérisent toutes par une phase de démarrage impulsive suivie d'une décélération ce qui est au premier ordre très semblable aux résultats obtenus par modélisation dynamique (e.g. Kostrov, 1964 ; Andrews, 1976 ; Nakamura et Miyatake, 2000 ; Nielsen et Madariaga, 2003).

Cependant, la variabilité spatiale et temporelle est moins claire sur l'ensemble des résultats, donc afin de mieux comprendre ceci, l'approche est examinée plus en détails. La Figure 2.10 montre une comparaison de la vitesse de glissement initialement obtenue avec $\tau(k)$ proportionnel à k^{-1} et celle obtenue par addition d'une composante continue pour chaque k . Cette analyse montre clairement que le résultat est totalement contrôlé par la correction. Les fluctuations sont de faibles amplitudes par rapport aux amplitudes de la correction ajoutée. De ce fait, la forme de la vitesse de glissement reste quasi-identique sur

2.2 Amélioration de la modélisation de la vitesse de glissement

l'ensemble plan de faille. En revanche, l'amplitude de la vitesse de glissement varie sur le plan de faille, de sorte à ce que son intégrale soit égale à la valeur locale du glissement. Par conséquent, le rayonnement en champ lointain correspond à celui que l'on obtiendrait pour une dislocation en k^{-2} avec une mise en place instantanée, convoluée avec la fonction source temporelle associée à la correction (la même sur l'ensemble du plan de faille). On peut donc anticiper que les amplitudes spectrales rayonnées par un tel modèle seront proportionnelles à un coefficient compris entre C_d de C_d^2 et non pas en C_d . Pour limiter la contribution de la correction, une recombinaison du glissement par bande de k a été proposée.

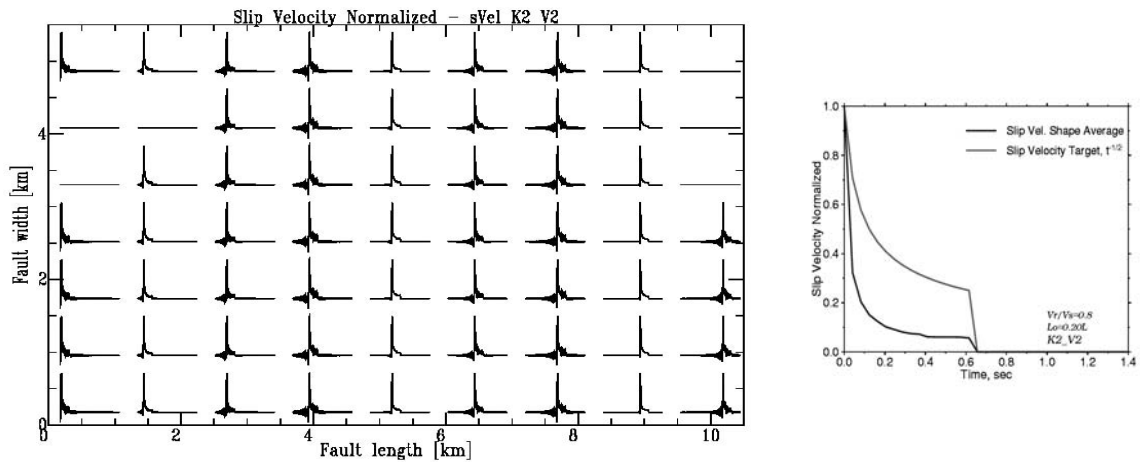


Figure 2.9 : (A gauche) Distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle en k^{-2} avec une composante continue ajoutée à chaque nombre d'onde. (A droite) Forme moyenne de la vitesse de glissement (en noir) comparée à celle obtenue du modèle dynamique, type-Kostrov (en gris).

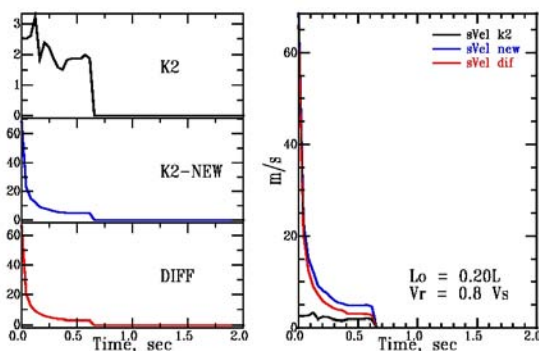


Figure 2.10 : Comparaison des vitesses de glissement calculées pour le modèle k^{-2} original (noir), pour le modèle k^{-2} avec une composante continue ajoutée avant normalisation à la valeur locale du glissement (bleu). La correction ajoutée est également montrée (rouge).

2.2.4 Reconstitution de la vitesse de glissement par bande de k avec ajout d'une composante continue

L'idée consiste à décomposer le glissement $\Delta u(x, y)$ par bande de k en utilisant la décomposition faite par la transformée de Fourier. Le domaine des nombres d'onde radiaux a été subdivisé en $m+1$ sous-intervalles de k (ou bandes) définis selon $I_n =]2^n dk,$

$2^{n+1} dk]$ avec $dk = \sqrt{(dk_x^2 + dk_y^2)}$, où k_x et k_y sont les nombres d'onde selon la direction x et y . La composante déterministe du glissement ($I_0 = [0, dk]$) est traitée séparément. Le glissement associé à chaque bande, $\Delta u_n(x, y)$, est calculé pour chaque intervalle selon l'expression suivante :

$$\Delta u_n(x, y) = \sum_{k \in I_n} \Delta u_k, \quad (2.4)$$

$$I_n = [0, dk], [dk, 2dk], [2dk, 4dk], \dots, [2^n dk, 2^{n+1} dk], \dots, [2^m dk, k_{\max}]$$

La Figure 2.11 montre un exemple typique de décomposition du glissement en 8 bandes de k en suivant les intervalles définies dans l'Eq. (2.4).

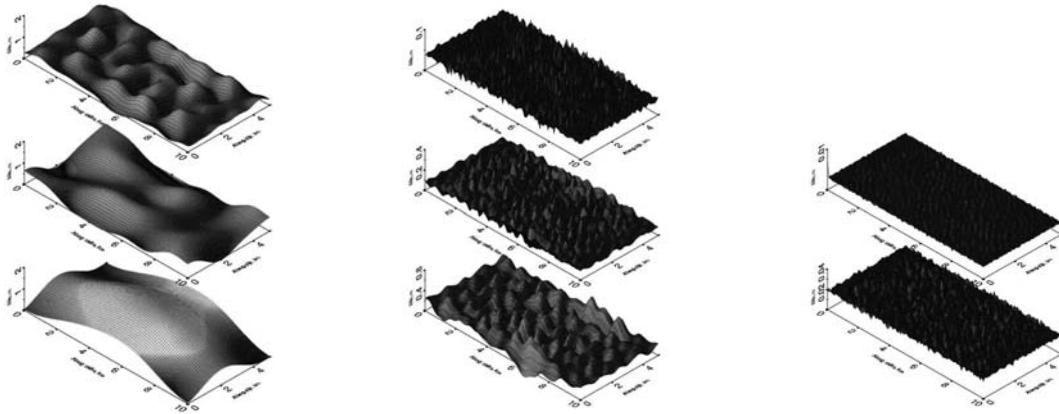


Figure 2.11 : Exemple de décomposition du glissement en 8 bandes de k .

Une composante continue est ajoutée à chaque bande de k correspondant à la valeur de l'écart-type du glissement calculé dans l'intervalle de k . Puisque la sommation des différentes contributions est incohérente pour les grands nombres d'onde, la correction à apporter est de faible amplitude par rapport à la correction ajoutée lorsque l'on ajoute une correction à chaque nombre d'onde (section 2.2.3). La vitesse de glissement est ensuite calculée selon la méthode originale, c'est à dire qu'elle résulte de la sommation des fonctions « boîte » avec un temps de montée qui varie en k^{-1} . En pratique, pour chaque bande de k , les valeurs minimum, maximum et moyenne du temps de montée ont été calculées, puis, le temps de montée est déterminé de façon stochastique entre la valeur maximale et minimale. Cette procédure évite d'introduire des fréquences caractéristiques parasites dans les spectres modélisés.

Les vitesses de glissement obtenues avec cette approche sont présentées sur la Figure 2.12. Ces résultats montrent que le comportement général de la vitesse de glissement est très semblable aux résultats de la modélisation dynamique, une phase impulsive suivie d'une décroissance au cours du temps. Les solutions ainsi obtenues préservent une certaine variabilité spatiale et temporelle, sans pour autant que la correction ajoutée soit dominante.

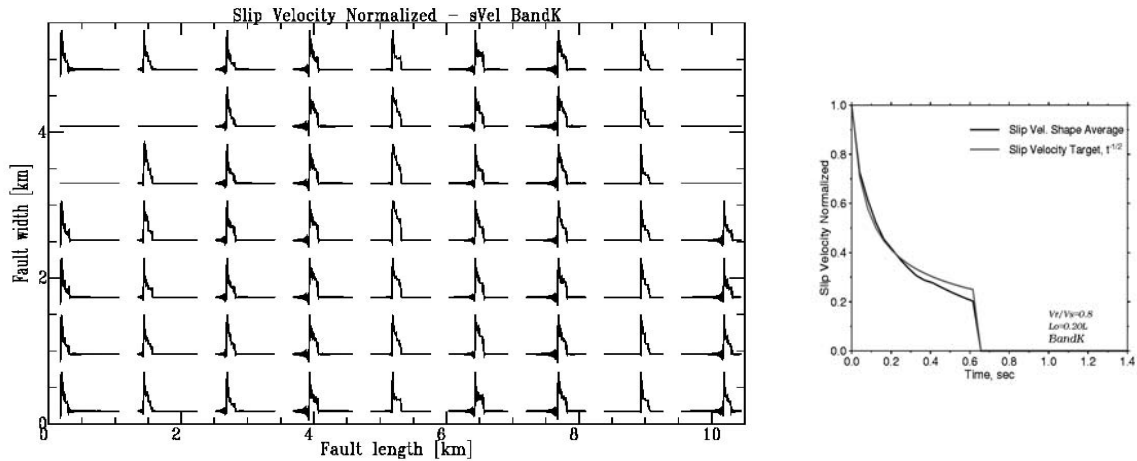


Figure 2.12 : (A gauche) Distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle k^{-2} avec une recombinaison du glissement par bande de k . (A droite) Forme moyenne de la vitesse de glissement modélisée (trait noir) comparée à celle obtenue du modèle dynamique, type-Kostrov (trait gris).

La Figure 2.13 montre une comparaison entre la vitesse de glissement original k^{-2} et celle obtenue par recombinaison en bande de k avant de faire la normalisation. On constate qu'avec cette approche, la correction introduite est moins importante que la correction introduite dans les calculs montrés dans la section précédente (voir Figure 2.10). Néanmoins, les amplitudes de la correction ajoutée sont encore du même ordre de grandeur que les amplitudes de la vitesse de glissement original. Toutefois, comme nous le montrerons à la section 2.2.8, les spectres d'accélération modélisés dans cette approche présentent une forme en ω^{-2} et varient en C_d .

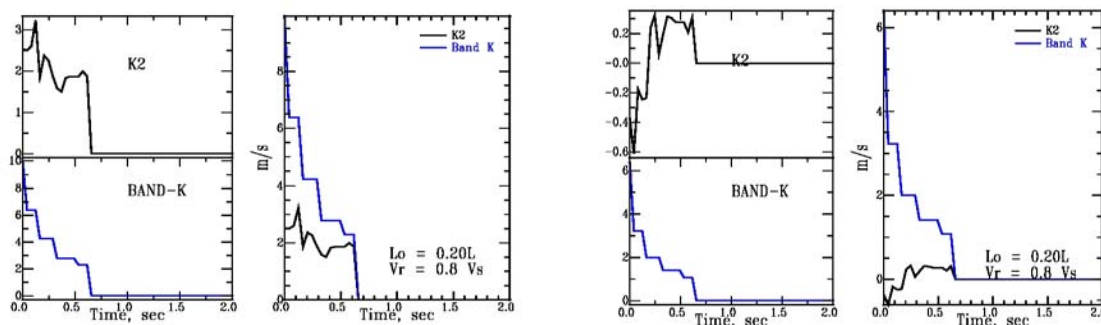


Figure 2.13 : Comparaison en deux points du plan de faille de la vitesse de glissement calculée en ajoutant une composante continue par bande de k (bleu) avec celle calculée pour le modèle k^{-2} original (noir).

A la suite de cette approche, nous nous sommes aperçus que le fait d'introduire un temps de montée aléatoire borné entre une valeur maximale et une valeur minimale, génère des hautes fréquences additionnelles qui ne sont pas liés directement à la distribution de glissement. Cependant, ce schéma de décomposition et recombinaison montre qu'il est possible contrôler la forme de la vitesse de glissement. Afin (1) de mieux contrôler la

correction ajoutée par bande de k et (2) de prendre en compte un temps de montée $\tau(k)$ continu, cette approche a été améliorée. Elle fait l'objet d'un article accepté avec révision mineure au journal GJI (Geophysical Journal International) qui sera présenté et détaillé dans la section 2.3.

2.2.5 Décomposition du glissement en fonctions « crack » élémentaires

On a vu précédemment que la modélisation de la vitesse de glissement est intimement liée à l'analyse de la dislocation dans l'espace des nombres d'ondes en utilisant une transformée de Fourier 2D. L'approche d'une décomposition du glissement et recombinaison par bandes de k est lié au concept de sommations de contributions positives (Ruiz et al., 2007). En s'appuyant sur ce concept, nous proposons d'analyser un schéma numérique de décomposition du glissement en sous-événements positifs (modèle de cracks) afin de contourner les difficultés rencontrées.

La forme du glissement d'un « crack » circulaire est celle définie par l'expression suivante (Eshelby, 1957) :

$$\Delta u(r) = \begin{cases} K\sqrt{R^2 - r^2} & r \leq R \\ 0 & r > R \end{cases} \quad (2.5)$$

où R est le rayon du crack, r est la distance au centre du crack et K est une constante qui dépend de la chute de contrainte et de la rigidité. Le schéma numérique consiste à extraire itérativement le rayon et l'amplitude pour chacun des cracks. L'extraction itérative commence par le rayon plus grand ($R = W/2$) jusqu'au rayon minimal, $R = \Delta x/2$, et à chaque itération l'amplitude est calculée. La Figure 2.14 montre un exemple de cette décomposition, la variation du moment sismique cumulée et de la chute de contrainte des sous-événements.

Ensuite, chaque sous-événement est associé à un temps de montée qui suit une loi de comportement en k^{-1} comme dans le modèle original. Ceci se traduit par un τ dépendant de la taille du crack. Par analogie avec le modèle k^{-2} , on définit pour chaque sous-événement une longueur caractéristique $\lambda = 2R$ ($k = 2\pi/\lambda$). Ainsi, le temps de montée est défini selon l'expression :

$$\tau(R) = \begin{cases} \tau_{\max} & R \geq \frac{L_0}{2a} \\ \tau_{\max} \frac{2aR}{L_0} & R < \frac{L_0}{2a} \end{cases} \quad (2.6)$$

où L_0 est la largeur de pulse, et $\tau_{\max} = L_0/V_r$ et a sont des paramètres définis dans Bernard et al. (1996).

2.2 Amélioration de la modélisation de la vitesse de glissement

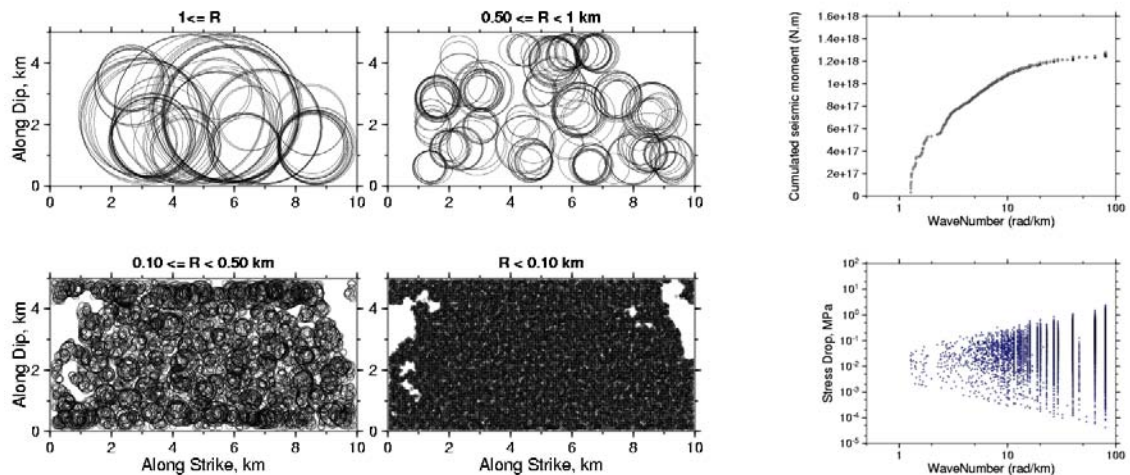


Figure 2.14 : A gauche, décomposition numérique du glissement en sous-événements positifs (modèle de crack). A droite, variations du moment sismique cumulé et de la chute de contrainte par rapport aux nombres d'onde (k est défini selon $k = 2\pi/R$).

La modélisation de la vitesse de glissement en un point donné de la faille résulte de la sommation des contributions de plusieurs sous-événements en utilisant comme fonction source temporelle une « boîte » et un temps de montée dépendant de l'échelle. Avec cette approche, la vitesse de glissement modélisée est toujours positive et a un comportement moyen assez proche des résultats obtenus par modélisation dynamique (Figure 2.15). Les solutions obtenues varient temporellement et spatialement. Au niveau du rayonnement, les calculs numériques montrent qu'au premier ordre la forme du spectre d'accélération est en ω^2 et que les amplitudes sont proportionnelles à C_d .

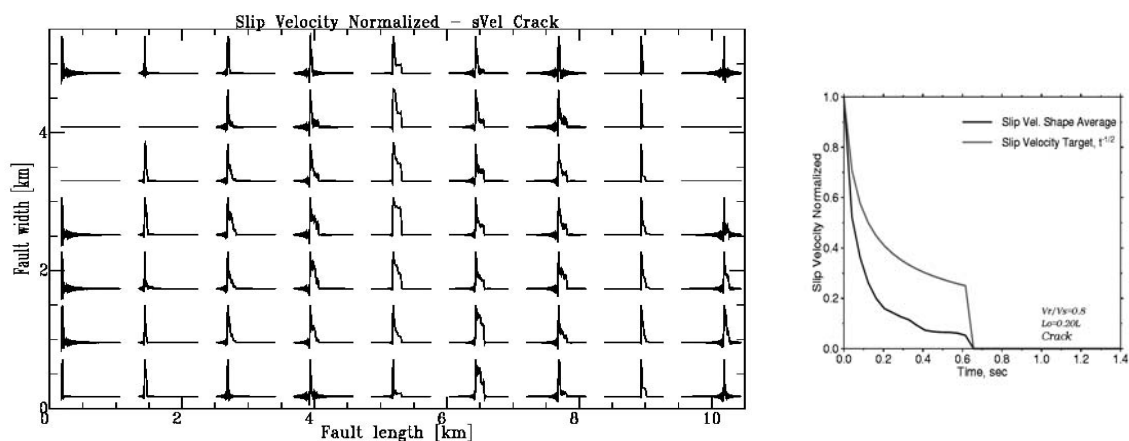


Figure 2.15 : à gauche, distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle k^2 en utilisant une décomposition en cracks élémentaires. A droite, forme moyenne de la vitesse de glissement (trait noir) comparée à celle obtenue du modèle dynamique, type-Kostrov (trait gris).

Un aspect intéressant de cette décomposition tient au fait que les valeurs et les fluctuations de la chute de contrainte en fonction du rayon R ne sont pas constantes comme dans les modèles de sources composites (par exemple Zeng et al., 1994). Cette fluctuation est plus importante pour les plus petits sous-événements. Afin d'avoir une idée du type de distribution de la taille, le nombre de sous-événements a été calculé par intervalle du rayon. En examinant la tendance du nombre de cracks en fonction de R , il est à noter que les sous-événements ainsi identifiés se caractérisent par une distribution fractale de dimension environ 1,5 (Figure 2.16) et non pas 2 comme cela a été proposé dans d'autres études (e.g. Zeng et al., 1994).

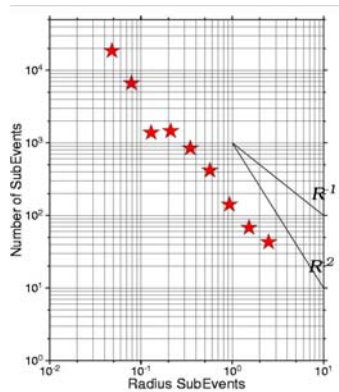


Figure 2.16 : Distribution du nombre de sous-événements en fonction de la dimension du rayon.

2.2.6 Génération du glissement par la méthode de source composite à distribution fractale de la taille des sous-événements

Cette approche est sera détaillée dans le chapitre 3 mais elle est introduite ici brièvement pour comparaison. L'alternative à l'approche présentée dans la section précédente consiste à exploiter le modèle des sources composites (Boatwright, 1982 ; Andrews, 1981 ; Frankel, 1991 ; Zeng et al., 1994) avec une sommation de sous-événements de type « crack ». La génération des sources qui composent le séisme cible suit une distribution fractale de la taille (voir Eq. (1.9)). En choisissant correctement la dimension fractale (D) la distribution du glissement présente des caractéristiques en k^{-2} .

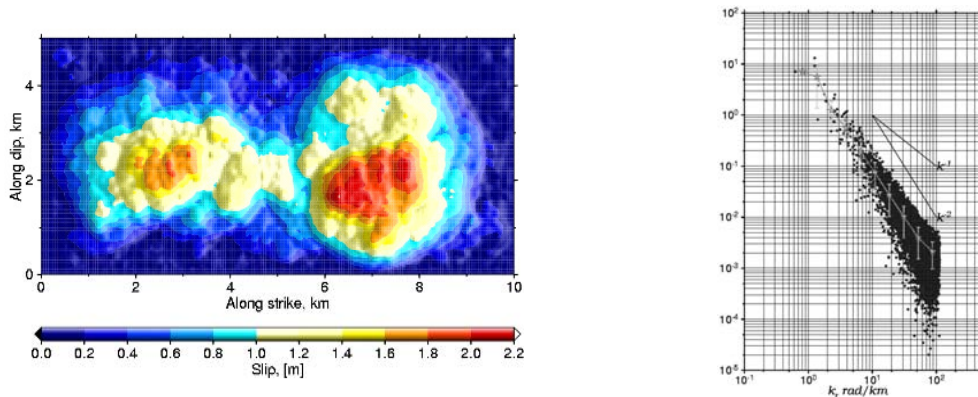


Figure 2.17 : (A gauche) Glissement en k^{-2} généré à partir d'une distribution fractale de la taille de sous-événements et (à droite) le spectre de glissement.

La Figure 2.17 montre le glissement k^{-2} généré à partir de la distribution fractale (sans apodisation) pour un paramètre fractal égal à 2. La distribution des sous-événements sur le plan de faille est aléatoire et uniforme. On distingue deux aspérités qui sont liées aux rayons les plus grands. L'histogramme de cette distribution est montré sur la Figure 2.18 qui correspond bien à une distribution fractale avec $D = 2$.

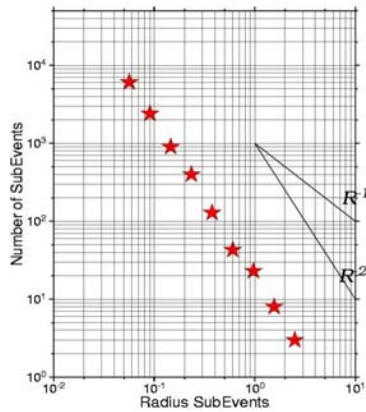


Figure 2.18 : Distribution fractale de la taille des sous-événements.

La Figure 2.19 montre la distribution des sous-événements sur le plan de faille qui sont générés selon la méthode proposée par Zeng et al. (1994). Sur la même figure, la variation du moment sismique cumulé et la variation de la chute de contrainte par rapport aux nombres d'onde sont présentées. On note que la contribution au moment sismique des grands nombres d'onde est la moins importante, néanmoins, ce sont eux qui vont contribuer au rayonnement haute-fréquence. La chute de contrainte calculée à partir de la distribution générée est constante pour tous les sous-événements ce qu'est en accord avec l'hypothèse de ce modèle.

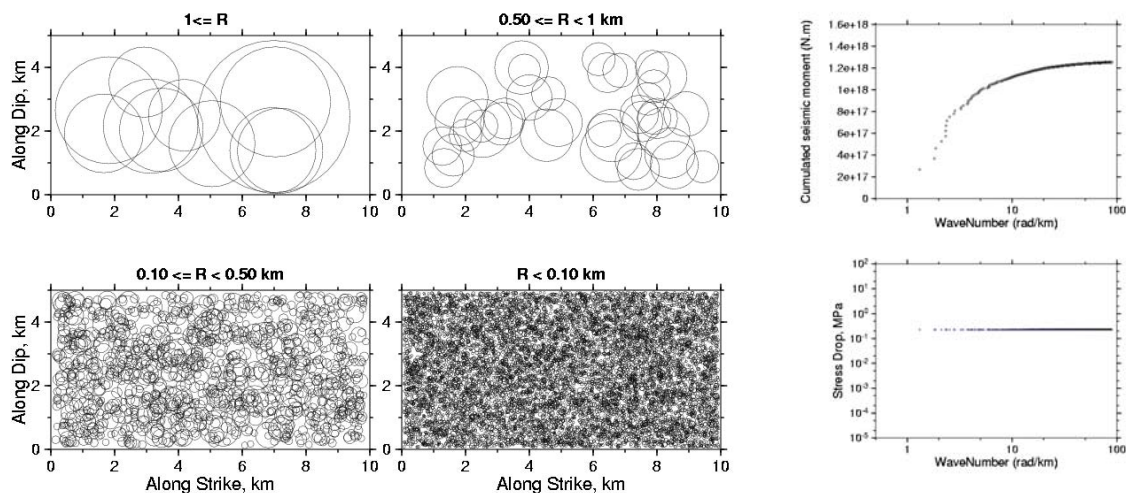


Figure 2.19 : A gauche, distribution des sous-événements d'un glissement généré avec l'approche de source composite à distribution fractale. A droite, variations du moment sismique cumulé et de la chute de contrainte par rapport aux nombres d'onde (défini selon $k = 2\pi/R$).

La modélisation de la vitesse de glissement résulte de la sommation des contributions de plusieurs sous-événements en utilisant comme fonction source temporelle une « boîte » et un temps de montée dépendant de la taille de la taille des sous-événements (voir Eq. (2.6)). Chaque sous-événement rayonne au passage du front de rupture. La Figure 2.20 montre les solutions obtenues sur le plan de faille. On constate une forte variabilité en espace et en temps avec une forme assez bien définie au centre de la faille et un comportement plus impulsif au bord. La forme moyenne de la vitesse de glissement est comparable au premier ordre aux résultats obtenus par modélisation dynamique.

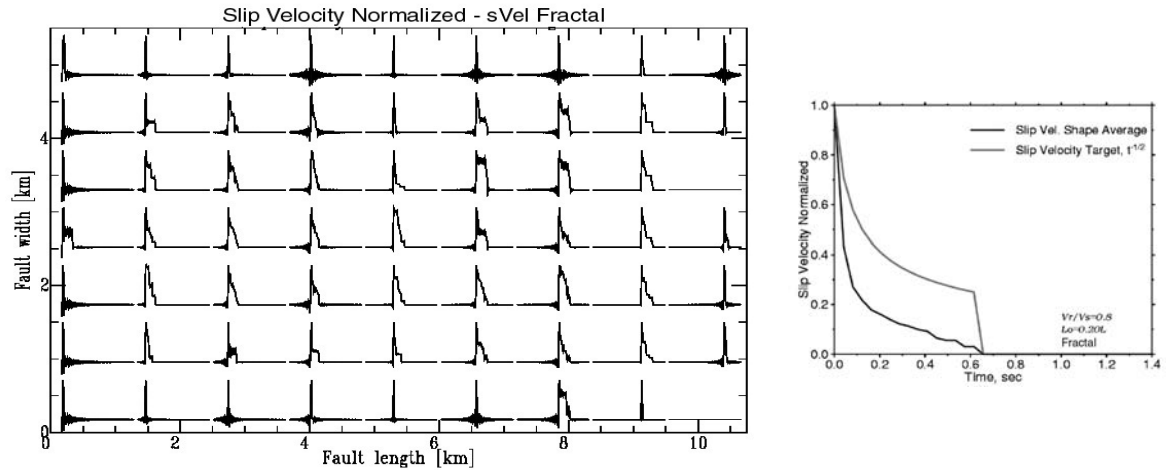


Figure 2.20 : Distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle composite (en k^{-2}) à distribution fractale de cracks élémentaires. À droite, forme moyenne de la vitesse de glissement (trait noir) comparée à celle obtenue du modèle dynamique, type-Kostrov (trait gris).

Les résultats préliminaires présentés dans ce paragraphe, nous ont permis de conclure que ce modèle de sources composites est très satisfaisant puisque :

- La vitesse de glissement modélisée est toujours positive ;
- La forme moyenne de la vitesse de glissement se caractérise par une phase impulsive au temps de rupture suivie d'une décélération, ce qui est en accord au premier ordre avec les résultats obtenus par modélisation dynamique (Figure 2.20) ;

De plus, comme nous le démontrerons dans le Chapitre suivant, les caractéristiques du rayonnement sont en ω^2 avec des amplitudes spectrales à haute-fréquence proportionnelles à C_d .

2.2.7 Variations spatio-temporelles des vitesses de glissement modélisées avec les approches proposées

Dans cette section, nous allons présenter les variations spatio-temporelles des vitesses de glissement modélisées à partir des différentes approches proposées précédemment:

- Kx et K2 : $\tau(k_x)$ et $\tau(k)$, respectivement (section 2.2.1) ;
- K2_V0 : $\tau(k)$ et mise à zéro des vitesses négatives (section 2.2.1) ;
- K2_V1 : $\tau(k)$ en utilisant une boîte si le glissement négatif cumulé est plus grand que 0,01 m (section 2.2.2).
- K2_V2 : $\tau(k)$ en ajoutant une constante (section 2.2.3).
- BandK : Recombinaison du glissement par bande de k (section 2.2.4).
- Crack : Décomposition du glissement en sous-événements de type « crack » (section 2.2.5).
- Fractal : Somme de sources composites à distribution fractale (section 2.2.6).

La Figure 2.21 présente une vue 3D (2D Figure 2.22) de la vitesse de glissement instantanée ($t = 2,0$ s, soit $x = 6$ km). Conformément à l'esprit du modèle k^{-2} , les hautes-fréquences se concentrent au niveau du front de rupture pour l'ensemble des approches. Il est à noter qu'il y a plus de hautes fréquences pour un calcul en rupture unilatérale avec $\tau(k)$ que pour $\tau(k_x)$. Les approches K2_V0 (mise à zéro des vitesses négatives) et K2_V1 (introduction d'une boîte de largeur τ_{\max}) ne conduisent pas à des différences importantes en termes de hautes fréquences par rapport au calcul original sans correction (K2). L'option K2_V2 (ajout d'une composante continue pour chaque nombre d'onde) génère beaucoup de hautes fréquences avec une forte discontinuité au niveau de front de rupture. Rappelons que dans le cas présent, c'est la correction ajoutée qui contrôle entièrement la solution vitesse de glissement. Avec la méthode BandK (recombinaison du glissement par bande de k), bien que la correction ajoutée ne contrôle pas la vitesse résultante, le choix d'un temps de montée aléatoire entre les τ_{\min} et τ_{\max} de chaque bande introduit du bruit haute-fréquence. Avec l'approche Crack (décomposition du glissement sur des fonctions de type « crack »), le rayonnement haute-fréquence se concentre au niveau du front de rupture avec une largeur de pulse bien définie (même si son extension latérale est plus limitée). Toutefois, le contenu semble être plus haute-fréquence en comparaison de la solution initiale (K2). Finalement, dans le cas de l'option dite Fractal (distribution fractale de sous-événements), la distribution générée étant différente de celles générées avec les autres approches, on ne peut comparer directement les vitesses de glissement. Néanmoins, on constate que cette approche permet de bien modéliser un pulse se propageant (d'extension latérale plus limitée), caractérisé par un rayonnement haute-fréquence concentré au niveau du front de rupture. Il est également intéressant de remarquer, à l'arrière du front de rupture, la grande variabilité spatiale des amplitudes obtenues à partir des différences approches, excepté pour K2, K2_V0 et K2_V1.

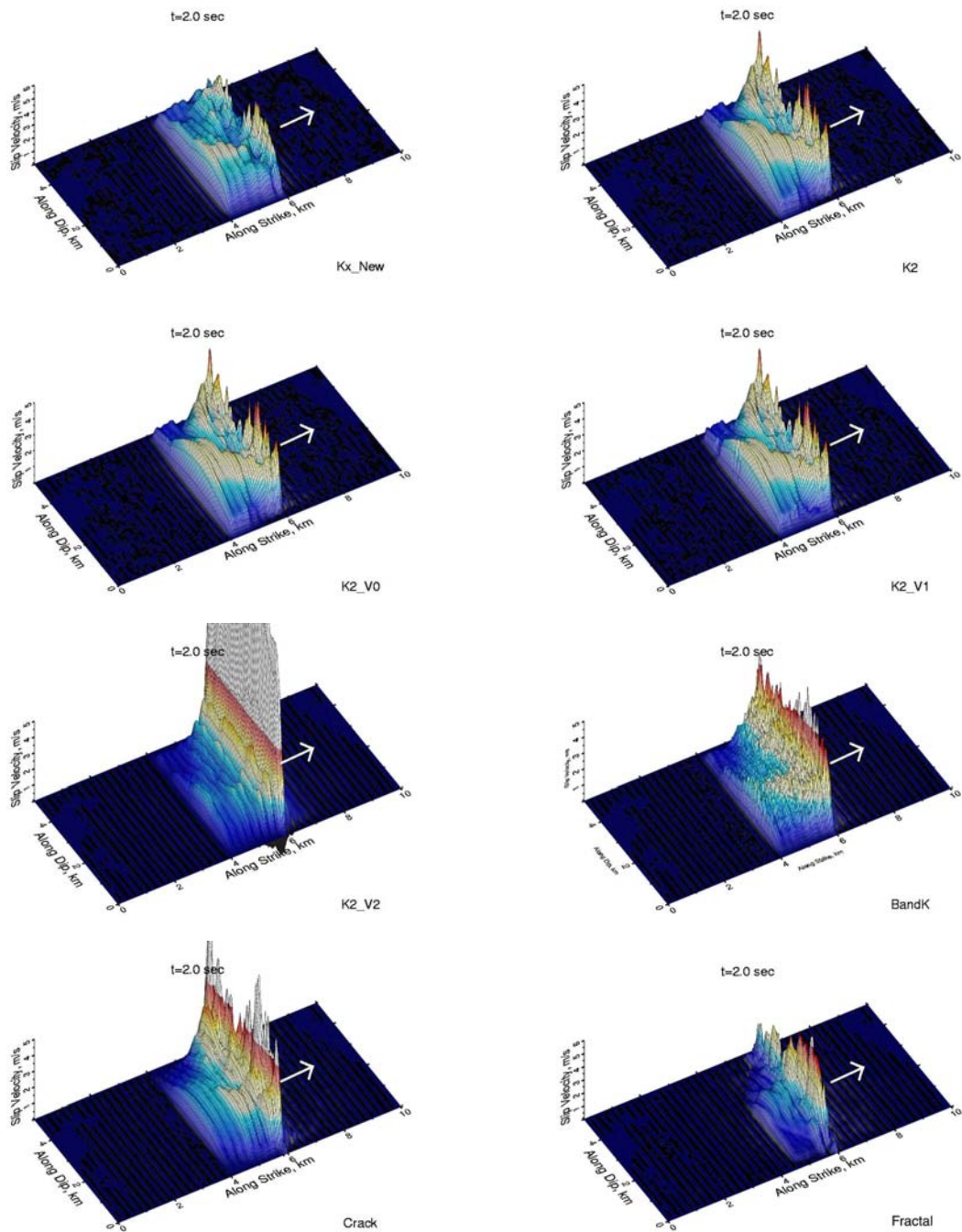


Figure 2.21 : Variations spatio-temporelles des vitesses de glissement (instantané à $t = 2$ s) calculées pour les différentes approches proposées en considérant le cas d'une rupture uni-directionnelle avec $V_r/V_s = 0,8$ et $L_0=0,20L$. Kx, K2 : $\tau(k_x)$ ou $\tau(k)$, respectivement (section 2.2.1). K2_V0 : $\tau(k_r)$ et mise à zéro des vitesses négatives (section 2.2.1). K2_V1 : $\tau(k)$ en utilisant une boîte si glissement négatif cumulé en valeur absolue est plus grand que 0,01 m (section 2.2.2). K2_V2 : $\tau(k)$ en ajoutant une constante (section 2.2.3). BandK : Recombinaison du glissement par bande de k (section 2.2.4). Crack : Décomposition du glissement en sous-événements de type « crack » (section 2.2.5). Fractal : Somme de sources composites à distribution fractale (section 2.2.6).

2.2 Amélioration de la modélisation de la vitesse de glissement

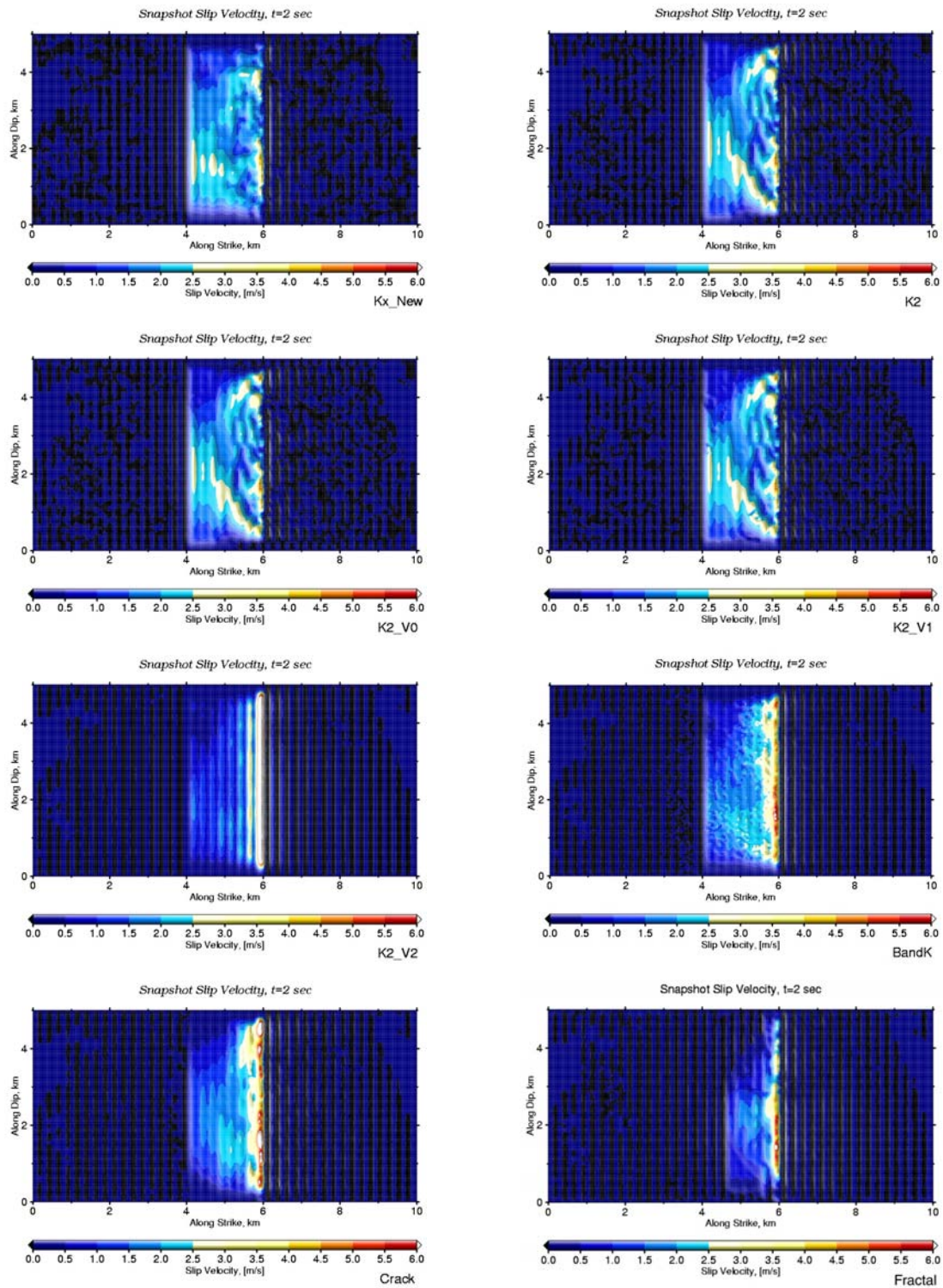


Figure 2.22 : Variations spatio-temporelles (2D) des vitesses de glissement (instantané à $t = 2$ s). Voir légende Figure 2.21.

2.2.8 Comparaison des séries temporelles et des spectres modélisés

Les figures suivantes présentent les séries temporelles modélisées et leurs spectres (en accélération sur la Figure 2.23, en vitesse sur la Figure 2.24, et en déplacement sur la Figure 2.25) à partir des différentes approches proposées (Figure 2.21) pour la configuration source-station définie précédemment (Figure 1.14).

L'accélération du sol (Figure 2.23)

Pour les approches Kx, K2, K2_V0 et K2_V1, on ne constate pas de différences importantes ni sur les séries temporelles ni sur les spectres en accélération, mais des différences mineures sur les amplitudes spectrales pour les fréquences intermédiaires et la fréquence liée au pulse L_0 . L'approche K2_V2 génère beaucoup de hautes fréquences du fait de l'introduction de la correction k par k , en particulier pour la station directive. L'option BandK permet de réduire ce bruit numérique haute-fréquence. Avec cette option, il est intéressant de remarquer que le trou spectral lié au pulse propageant est moins prononcé que dans le cas K2 ou Kx. Avec les approches Crack et Fractal, l'effet du pulse est moins marqué mais on peut néanmoins identifier un trou (associé au pulse) dans les spectres d'accélération pour la station directive. De plus, on observe sur les séries temporelles obtenues avec notre approche dite Fractal qu'il apparaît deux pulses haute-fréquences au début et à la fin du signal. A la différence d'un modèle en $k-2$, la distribution du glissement n'est pas apodisée aux bords de la faille. Le scénario de rupture utilisé dans cette application étant unilatérale avec un front de rupture type Haskell (1964), l'isochrone à $t = 0$ intègre les contributions provenant de petites sources qui rayonnent avec des temps de montée très courts. Il existe donc une singularité au démarrage de la rupture. Par analogie, il existe également une singularité lorsque le front de rupture atteint l'extrémité de la faille.

La vitesse du sol (Figure 2.24)

Pour les approches Kx, K2, K2_V0 et K2_V1, les différences sont mineures. L'absence de mécanisme au foyer dans nos modélisations implique que la phase de démarrage soit positive. Pour les cas Kx et K2, comme les vitesses de glissements négatives ne sont pas corrigées, on observe sur les signaux modélisés des phases de démarrage négatives (sur les stations anti-directive et non-directive). Par contre les approches K2_V0 et K2_V1 se sont bien comportées. Pour ce qui concerne l'approche K2_V2, il est à noter qu'en termes de vitesse, les amplitudes sont du même ordre que les approches Kx, K2, K2_V0 ce qui n'était pas le cas en accélération. En faisant la décomposition par bande de k (BandK), on observe du bruit numérique qui apparaît à haute fréquence, lié au fait qu'on a choisi un temps de montée stochastique qui varie entre la valeur minimale et maximale du temps de montée de la bande.

Dans le cas de la décomposition du glissement en fonctions type « cracks » (Crack), la phase de démarrage du signal augmente lentement. L'approche avec une description composite du glissement à distribution fractale (Fractal) génère une phase de nucléation plus impulsive pour les stations anti-directive et non-directive.

Le déplacement du sol

La Figure 2.25 montre les déplacements du sol modélisés avec les approches proposées (les identifiants des figures sont ceux définis en la section 2.2.7). En termes de déplacement, il n'y a pas de différence et on obtient une forme d'onde qui est la même pour la station directive, anti-directive ou non-directive, sauf pour le cas du glissement généré avec les sources composites à distribution fractale où on retrouve la forme du glissement (deux aspérités, Figure 2.17) sur la forme d'onde en déplacement (station anti-directive et non-directive).

2.2 Amélioration de la modélisation de la vitesse de glissement

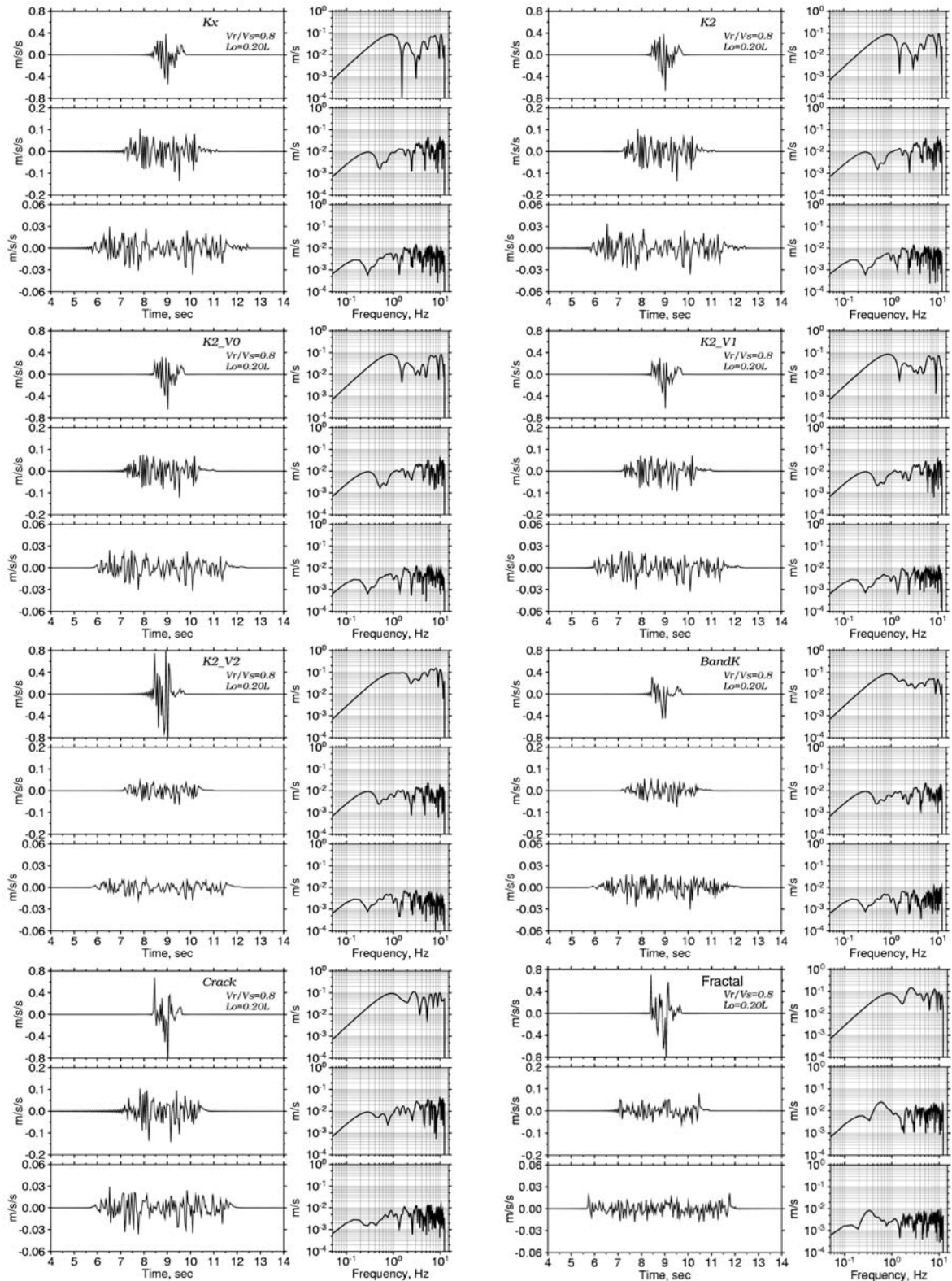


Figure 2.23 : Comparaison des accélérogrammes synthétiques obtenus avec les approches proposées avec $V_r/V_s = 0,8$ et $L_0 = 0,20L$ pour des stations directive, non-directive et anti-directive (Figure 1.14).

2.2 Amélioration de la modélisation de la vitesse de glissement

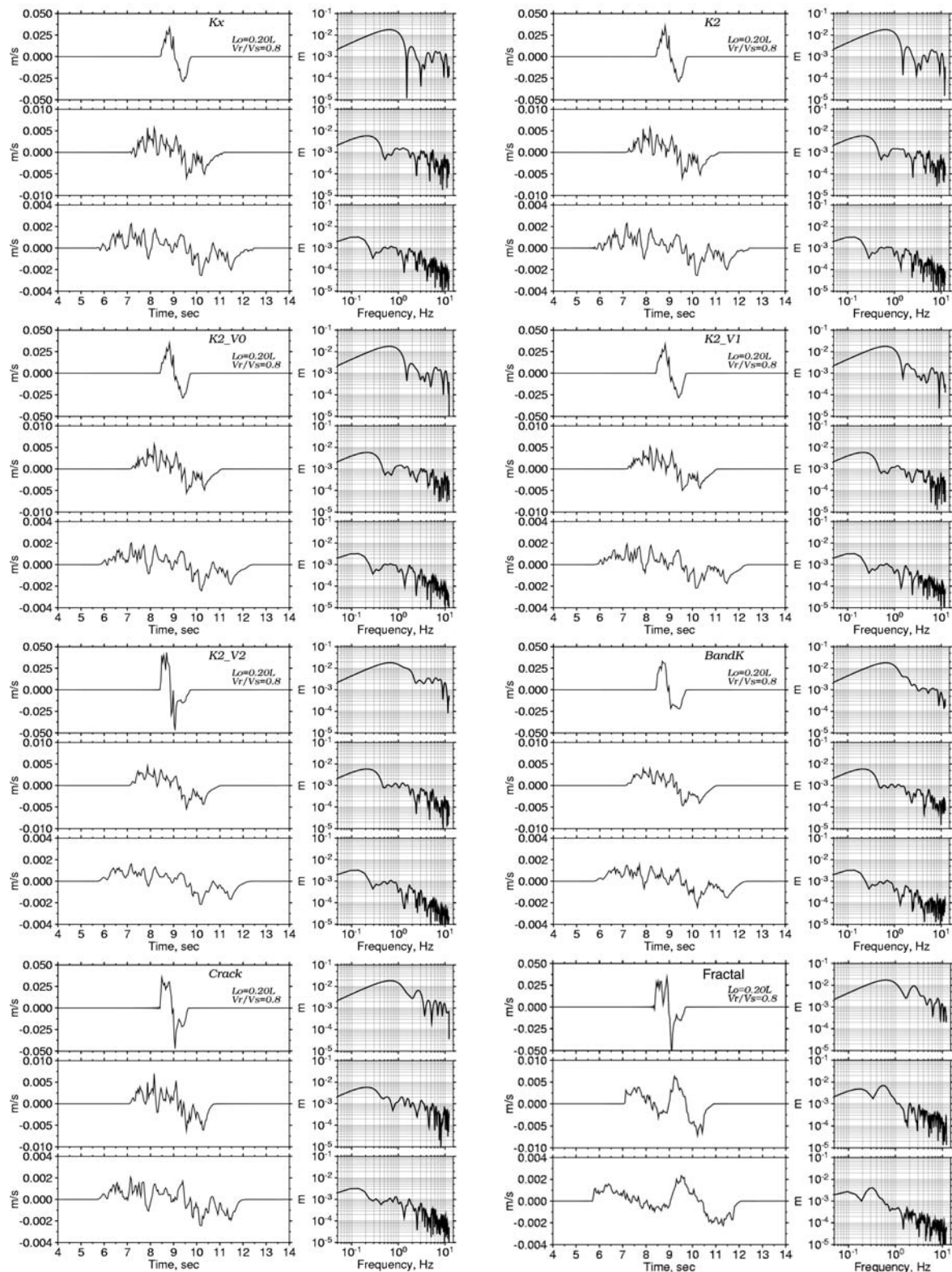


Figure 2.24 : Comparaison des vitesses du sol obtenues avec les approches proposées avec $V_r/V_s = 0,8$ et $L_0 = 0,20L$ pour des stations directive, non-directive et anti-directive (Figure 1.14).

2.2 Amélioration de la modélisation de la vitesse de glissement

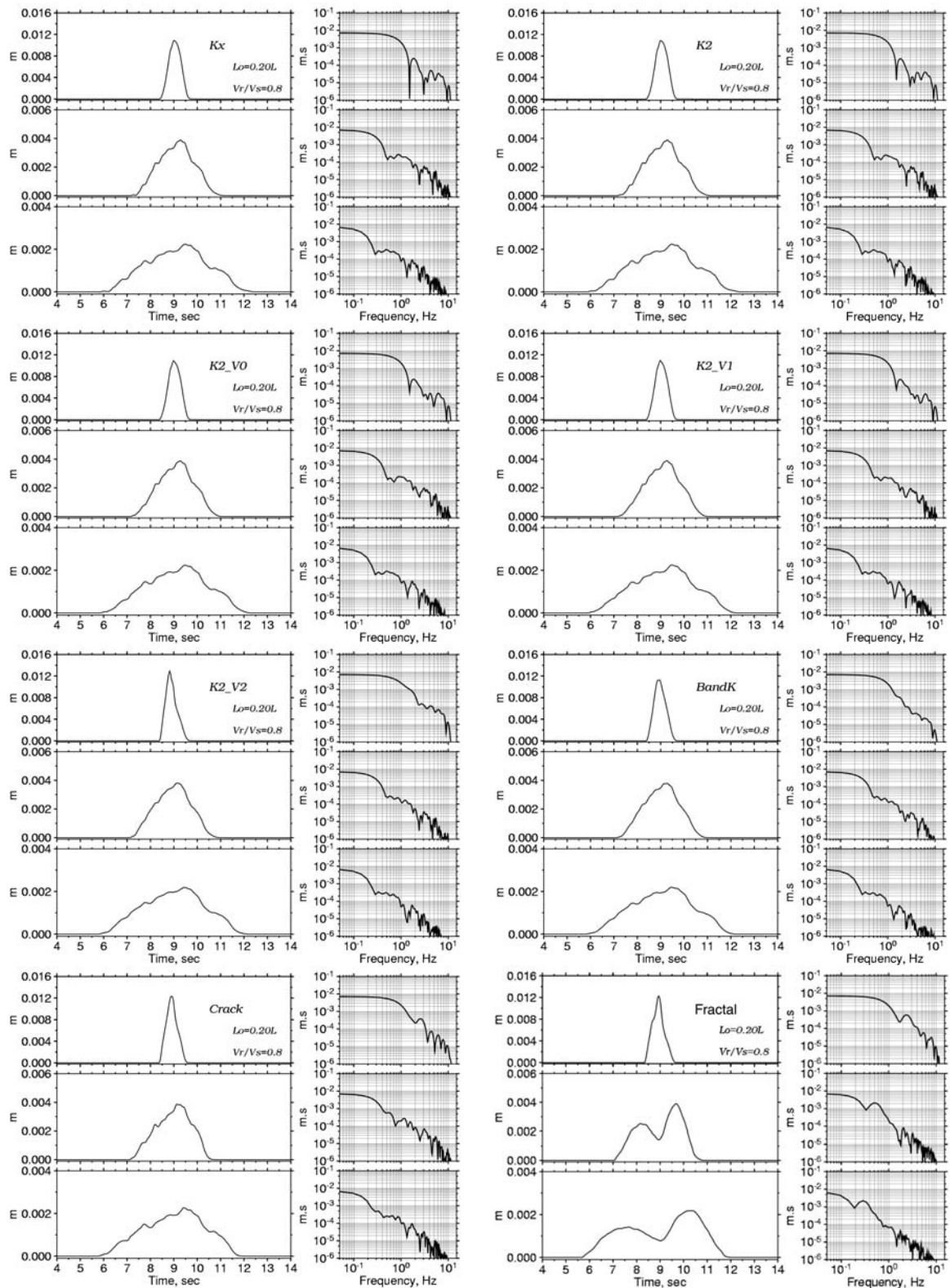


Figure 2.25 : Comparaison des déplacements du sol obtenus avec les approches proposées avec $V_r/V_s = 0,8$ et $L_0 = 0,20L$ pour des stations directive, non-directive et anti-directive (Figure 1.14).

2.3 Modèle de recomposition par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

Le présent paragraphe a pour objet de présenter une nouvelle approche développée au cours de cette thèse afin de mieux modéliser la vitesse de glissement sur le plan de faille. Ce travail fait l'objet d'une publication acceptée avec révision mineure dans le journal GJI (Geophysical Journal International). Un résumé est présenté ci-dessous.

Résumé

Afin d'améliorer la modélisation du mouvement fort, les caractéristiques de la fonction vitesse de glissement (SVF) générées par le modèle de source cinématique k^{-2} (Bernard et al., 1996) ont été étudiées et comparées aux solutions dynamiques proposées dans la littérature. Plusieurs simulations numériques ont été réalisées pour tester l'influence des paramètres du modèle sur la modélisation de la SVF. D'une façon générale, les formes de la SVF sont très complexes et présentent une forte variabilité dans l'espace et dans le temps. En revanche, nous avons montré que la forme moyenne de la SVF est une simple boîte de durée égale à la valeur maximale du temps de montée. Dans les zones à faible glissement, les SVF sont caractérisées par l'existence de valeurs négatives, tandis que dans les zones à fort glissement, la SVF est plus impulsive. Il apparaît que les SVF modélisées avec le modèle de source k^{-2} sont différentes d'une solution typique de Kostrov (1964). L'analyse critique du modèle de source cinématique en k^{-2} nous a permis (1) d'identifier la décomposition de Fourier du glissement comme étant la cause de ces difficultés, et (2) de proposer un nouveau schéma de recombinaison. Ce schéma consiste à ajouter une correction à l'amplitude spectrale du glissement afin que celui-ci puisse être décrit par une sommation de contributions positives à toutes les échelles. Les SVF modélisées avec ce nouveau schéma sont largement améliorées, tout en préservant les qualités essentielles de la modélisation en k^{-2} , i.e. la forme spectrale en ω^2 avec des amplitudes spectrales proportionnelles au coefficient de directivité. Les modélisations du mouvement fort à distance proche montrent que l'accélération maximale du sol modélisée est en bon accord avec les prédictions empiriques faites à partir de relations d'atténuation.

New approach in the kinematic k^{-2} source model for generating physical slip velocity functions

Ruiz J.^{1,2}, D. Baumont¹, P. Bernard² and C. Berge-Thierry¹

¹ *IRSN, Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, France*

² *IPGP, Institut de Physique du Globe de Paris, France.*

E-mail: javier.ruiz@irsn.fr

SUMMARY

In an attempt to improve the ground motion modeling, the characteristics of the slip velocity functions (SVF) generated using the kinematic k^{-2} source (Bernard et al., 1996) are investigated and compared to the dynamic solutions proposed in the literature. Several numerical simulations were performed to test the influence of the model parameters on the SVF modeling. Overall, the shapes of SVF are very complex and exhibit a large variability in time and space. However, we found out that the mean SVF is a simple boxcar with duration equal to the largest rise time value. In the areas of weak slip, the SVFs are characterized by the existence of negative values, whereas in large slip areas, the SVF is more impulsive. Overall, on the examples investigated, the SVFs modeled with this k^{-2} source model are different from a typical Kostrov's solution. The critical analysis of the kinematic k^{-2} source led us to identify the Fourier decomposition of the slip to be responsible for these difficulties, and to propose a new recombination scheme. It consists of adding a positive correction to the Fourier slip components. The slip is described as the sum of positive contributions at various scales. The SVFs modeled using this new scheme are greatly improved. Moreover, through several parametrical analyses performed to qualify this new approach, we show that the SVF are corrected while preserving the essential quality of the k^{-2} modeling, i.e. the ω^2 spectral shape, and C_d apparent directivity of the synthetic accelerograms. Strong ground motion modeling in the near-fault region was made and numerical ground motion parameters were compared to the empirical relationships. We show that predicted peak ground motion is consistent with near-source attenuation laws.

Key words: strong ground motion, synthetic seismograms, seismic spectra, source time functions.

1. Introduction

Predicting ground-motion parameters for earthquake scenarios is fundamental for seismic hazard assessment and earthquake design studies. This can be achieved through the development of empirical relationships relating a characteristic of the ground motion with few parameters such as magnitude and site-to-event distance (e.g. Sabetta and Pugliese, 1987; Ambraseys et al., 1996; Boore et al., 1997; Abrahamson and Silva, 1997). This strategy remains however difficult to apply in regions of moderate seismicity where strong

ground motion datasets are often sparse, especially at short epicentral distances and large magnitudes. In such a case, data recorded in other regions may be added to enlarge the dataset (e.g. Berge-Thierry et al., 2003). An alternative strategy to predict the ground motion consists to compute synthetic broadband accelerograms using a seismic source model and a wave propagation numerical scheme (e.g. Berge-Thierry et al. 1998; Mai and Beroza, 2003). However, natural accelerograms are complex, high-frequency signals which are strongly site-dependent. Indeed, even nearby stations can exhibit very different spectral and temporal characteristics (e.g. records of the Mw 6.0, Parkfield event at the stations close to the fault). These complexity and variability in the records are mainly attributed to the high-frequency contents of the source radiation, to the interaction of the wave-field with the complex crustal structure, and to the local site effect response. The challenge of the numerical approach is thus to attempt to model realistic ground motion characteristics (temporal and spectral), irrespectively of the earthquake scenario and source-station configuration considered. This is especially difficult (1) when the target site is located in the vicinity of the extended fault (in such a case the ground motion is strongly controlled by the details of the rupture of the fault area close to the site), and (2) when the site is located in the direction of the rupture propagation (in such a case the ground motion is strongly controlled by the directivity effects).

Several models were proposed to describe the seismic source complexity (e.g. Andrews, 1980; Andrews, 1981; Papageorgiou and Aki, 1983; Boore, 1983; Bernard and Madariaga, 1984; Boatwright, 1988; Frankel, 1991; Herrero and Bernard, 1994; Irikura and Kamae, 1994; Zeng et al., 1994; Bernard et al., 1996; Beresnev and Atkinson, 1997). Most of these models use simple slip velocity functions (SVFs) such as boxcar, triangular, trapezoidal functions. The case of the k^{-2} source modeling proposed by Bernard et al. (1996) is of particular interest because the SVFs strongly vary laterally on the fault (in terms of shape and amplitude). In this model, the slip is decomposed on a Fourier k-spectrum, and each SVF is built by adding each k-contribution with an elementary source time function with a k-dependent rise time. The resulting SVFs are thus complex, allowing to generate synthetics that simultaneously satisfy a ω^2 spectral model (Aki, 1967), with spectral amplitudes scaled to the directivity coefficient at high frequencies. An alternative SVF description which may be more realistic can be provided by dynamic modeling (e.g. Kostrov, 1964; Archuleta and Hartzell, 1981; Nakamura and Miyatake, 2000; Nielsen and Madariaga, 2003; Guatteri et al., 2004 and Tinti et al., 2005) even if this approach is often limited to low frequencies (usually lower than 2 Hz). One may thus attempt to use such a “dynamically compatible” SVF instead of the k-dependent SVFs produced in the k^{-2} source model. However, the source parameters are not independent. Indeed, the spectral characteristics of the ground motion strongly depend on the assumptions made for the slip distribution, rupture and slip velocities (see Andrews, 1981; Joyner, 1991 or Tsai, 1997, for instance). Changing the SVFs without modifying the other source parameters may thus distort the spectral characteristics of the synthetic accelerograms generated by the k^{-2} model, and may not satisfy anymore the ω^2 spectral model.

The aim of this paper is two-fold: (1) to characterize the SVFs obtained using the stochastic kinematic k^{-2} source model and compare them with a typical dynamic SVF solutions, and (2) to improve the SVF modeling in order to better fit the dynamic SVF solutions proposed in the literature while preserving the spectral radiation of the k^{-2} kinematic model.

2. SVFs obtained from dynamic rupture modeling

2.3 Modèle de recomposition par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

In the early classic dynamic rupture models, Kostrov (1964) derived an analytical SVF solution for a self-similar, circular crack. His solution is singular at the crack tip, and its amplitude falls off as the inverse of the square root of time. This solution has no healing time and thus for convenience, we present a truncated version of the Kostrov's solution using a rise time value (Figure 1a). This singularity at the crack tip can be removed by adding a cohesive force (Ida, 1972). To solve this more complete dynamic rupture problem, one needs to assume a constitutive law relating the total dynamic traction to the friction law, such as the slip weakening (Andrews, 1976) or the rate- and state-dependent (Dieterich, 1992) laws. For instance, Nielsen and Madariaga (2003) derive a two-dimensional, anti-plane solution for fixed rupture and healing speeds that satisfies both the wave equation and crack boundary conditions assuming a simple Coulomb friction law in the absence of any rate or state dependence. They obtained an analytical solution for a fundamental fracture mode in the form of a self-similar, self-healing pulse. The analytical SVF obtained is similar to the Kostrov's (1964) solution but ends at a healing time (Figure 1b).

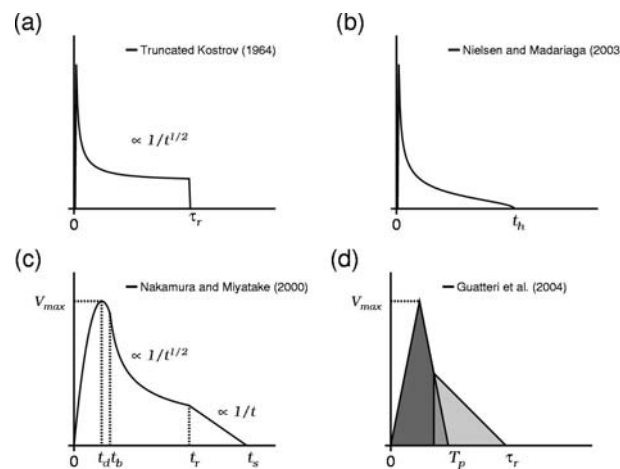


Figure 1: Schematic SVFs derived from dynamic rupture modeling (see text for details). Analytical solutions (a) for a crack proposed by Kostrov (1964) and modified by adding a rise time value and (b) for a self-healing crack proposed by Nielsen and Madariaga (2003). Schematic solutions proposed by (c) Nakamura and Miyatake (2000), and (d) Guatteri et al. (2004).

The constitutive law and the initial conditions on the fault plane are important since they control the solution. The shape and duration of the resulting SVFs can strongly vary on the fault plane depending on the parameters that were chosen (e.g. Inoue and Miyatake, 1998; Nakamura and Miyatake 2000; Guatteri et al., 2003). Despite the variability of the SVFs computed in dynamic models, a few attempts were made to define approximate expressions of SVF suitable for use in kinematic strong ground motion modeling (Nakamura and Miyatake, 2000; Tinti et al., 2005 and Guatteri et al., 2004). For instance, on the basis of 2-D, and 3-D crack simulations including a slip-weakening friction law, Nakamura and Miyatake (2000) proposed an expression of the SVF (Figure 1c) depending on several parameters mainly related to the stress drop, rupture velocity, critical distance, and rigidity values as well as on the dislocation mode. The SVF proposed by these authors is less singular than the analytical solutions previously described. After reaching a maximum slip velocity value, the SVF amplitude decreases as the inverse of the square root of time up to the rise time, then as the inverse of the time up to the healing time. Guatteri et al. (2004) proposed another expression, easier to parameterize (Figure 1d), and characterized mainly by the rise time, the pulse time and the maximum slip velocity value.

The latter solution is a schematic version of the Nakamura and Miyatake's (2000) proposition.

3. SVFs obtained from k^{-2} kinematic rupture modeling

In this section, the SVFs generated by the k^{-2} kinematic model are analyzed to define their main characteristics, and are compared with the dynamic modeling solutions.

3.1. The k^{-2} kinematic source model

As we previously noted, several kinematic source models were developed among which stochastic source models (e.g. Andrews, 1980; Papageorgiou and Aki, 1983; Irikura and Kamae 1994; Zeng et al., 1994; Herrero and Bernard, 1994; Bernard et al., 1996), and pseudo-dynamic models (e.g. Guatteri et al., 2003 and 2004) that attempt to describe the source complexity. Recent studies proposed different strategies to reproduce the spatial complexity of slip distributions (e.g. Somerville et al., 1999; Mai and Beroza, 2002; Lavallée and Archuleta, 2003). It has been shown (Andrews, 1980 and 1981) that assuming a slip having a k^{-2} spectral decay in the radial wavenumber domain (Figure 2), ensures that the radiated displacement spectrum has a standard ω -square spectral shape (Aki, 1967) in the far field approximation. It is worth noting that the spectral decay of slip distributions inverted for several events is to the first order in agreement with a k^{-2} spectral decay (Somerville et al., 1999; Mai and Beroza, 2002). Herrero and Bernard (1994) developed a broadband, kinematic rupture model based on a self-similar k^{-2} slip distribution. These authors made the working hypothesis of an instantaneous rise time, which resulted in modeling high frequency spectral amplitudes proportional to C_d^2 (C_d being the coefficient of directivity). To better model the high frequency content of the synthetics, Bernard et al. (1996) proposed to introduce a propagating pulse and a k -dependent rise time. The elementary source time function they chose is a boxcar with a k -dependent rise time, $\tau(k)$. This scale-dependent rise time distorts the ω -square spectrum at high-frequency, allowing the apparent directivity to be equal to C_d . A maximal rise time value is defined (τ_{\max}) equal to L_0/V_r , where L_0 is the width of the slip pulse. This pulse is assumed to propagate at a constant rupture velocity V_r . Bernard et al. (1996) and Berge (1997) showed that the characteristics of the radiated spectra depend in particular of the values chosen for V_r/V_s and L_0/L . The k^{-2} kinematic source model proposed by Bernard et al. (1996) is attractive because it allows generating realistic broadband accelerograms using heterogeneous slip and rupture process (Berge-Thierry et al., 1999; Berge-Thierry et al., 2001; Gallović and Brokešová 2004). Furthermore, the synthetics are valid for any distance and fault-station configuration.

3.2. Characteristics of SVFs generated by the k^{-2} model

Following Bernard et al. (1996), we can write the SVF as a function of time (t) at a point on the fault (ξ):

$$\Delta u(\xi, t) = \iint \Delta \tilde{u}(k_x, k_y) F(\tau(k_x, k_y), t) e^{ik_x \xi} dk_x dk_y \quad (1)$$

In this equation, $\Delta \tilde{u}$ is the slip distribution, 2-D Fourier spectrum. The SVFs are computed numerically, by adding each slip Fourier contribution. The elementary source time function $F(\tau(k), t)$ we used is a boxcar whose duration is k -dependent. In this section, we analyze the SVFs generated by the k^{-2} kinematic model for a magnitude 6 event, slip distribution ($10 \times 5 \text{ km}^2$, Figure 2). The shear-wave velocity V_s was fixed to 3.7 km/s. Several

2.3 Modèle de recomposition par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

combinations of V_r/V_s (0.7, 0.8 and 0.9) and L_0/L (0.05 up to 0.4) were tested. The range of values explored corresponds to the ones already used in the parametrical analysis of previous studies (Bernard et al., 1996; Berge, 1997). For being concise, only two cases are reported here for two pulse widths (L_0/L) equal to 0.2 (leading to τ_{\max} equal to 0.68 s) and 0.4 ($\tau_{\max} = 1.35$ s), and a constant V_r to V_s ratio equal to 0.8. The parameter τ_{\max} corresponds to a long-wavelength rise time. It affects the wavelengths larger than the pulse width (Bernard et al., 1996). These values of are compatible with the range of rise-time provided by the kinematic rupture inversion for Mw ~ 6.0 events (e.g. Ide ,1999; Tselentis and Zahradnik, 2000; Miyakoshi et al., 2000; Horikawa, 2001; Baumont et al., 2004 for which rise times vary from 0.1 to 4 s). Figure 3a shows few SVFs that were computed with L_0/L ratio equal to 0.2 ($\tau_{\max} = 0.68$ s). The strongest slip velocity amplitudes are spatially correlated with areas of large slip, the weakest amplitudes being located at the edges of the fault plane where the slip dies away. In this example, the maximum peak-slip velocity peak reaches about 7.5 m/s, which is high, whereas the mean slip velocity is much lower, being equal to 1.2 m/s. This high value obtained for the SVF peak amplitude is related to the high stress drop value (~ 8.5 MPa) associated to this slip distribution. Moreover, it will be shown later on in this paper that the large peak-slip velocity values are restricted to very small areas, which are beyond the optimal resolution of any source kinematic inversion.

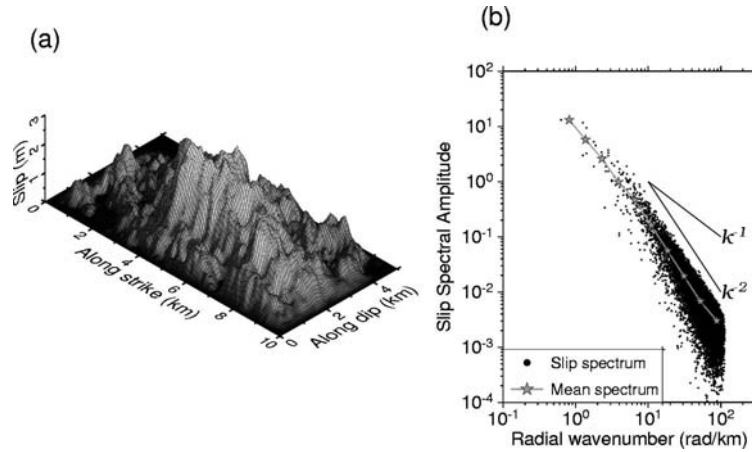


Figure 2: Example of a k^{-2} slip distribution for a magnitude 6, earthquake. (a) Spatial and (b) spectral representations in the radial wavenumber. The slip distribution is generated in the Fourier domain with spectral amplitudes proportional to k^{-2} and random phases for $k > k_c$ (k_c cutoff wave number).

To better examine the shape of the modeled SVFs, slip-unit SVFs were computed and are shown in Figure 3b. The modeled SVFs have very complex shapes with no clear tendency, exhibiting a large variability in time and space. Several shapes can nonetheless be identified among which one can notice Kostrov's, boxcar, and ramp-like shapes. In this particular case, negative slip velocity values are obtained locally, in particular at the edges of the fault where the whole solutions are oscillating around zero. For the various combinations of V_r/V_s and L_0/L we explored, the SVFs modeled with the k^{-2} source model are overall different from a typical Kostrov's solution.

To further characterize the SVFs obtained by k^{-2} modeling, we computed numerically the absolute mean SVF (Figure 3c) by averaging all the solutions computed on the fault plane. The mean solution obtained corresponds roughly to a boxcar function. One can attempt to determine an analytical mean slip velocity in an arbitrary point. Assuming a uniform random phase, one finds:

$$\langle \Delta \dot{u}(\xi, t) \rangle \propto H(t)H(\tau_{\max} - t) \quad (2)$$

2.3 Modèle de recomposition par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

where $H(\cdot)$ is the Heaviside function (see Appendix for details). This analytical expression confirms that the expected mean SVFs is a boxcar function with duration equal to τ_{\max} .

Figure 3d shows the mean shape estimated from the slip-unit SVFs obtained at each node of the fault. A slip threshold criterion was applied to limit the influence of the oscillating SVFs found in the weak slip areas. Various slip thresholds were considered. The solution obtained when most of the fault area is kept in the computation (areas where the slip is greater than 0.01 m) is characterized by a negative value at the beginning followed by an accelerating phase. This solution is obviously controlled by the oscillating SVFs obtained at the edges of the fault. When only areas with a significant amount of slip are included in the computation (slip $>$ 0.1 m), the mean shape of the SVFs corresponds to a boxcar.

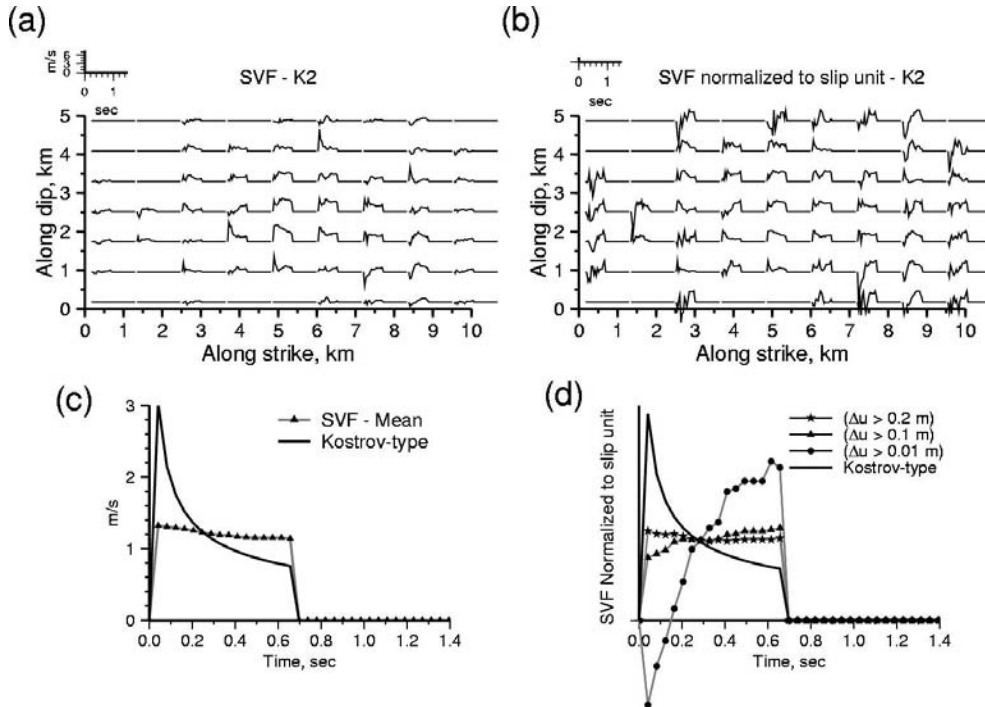


Figure 3: Characterization of the SVFs generated using a k^2 source model and assuming $\tau_{\max} = 0.68$ s. (a) Few SVFs computed on the fault plane are shown in absolute amplitudes. To limit the influence of potential numerical noise, SVFs were computed only in the areas where the slip is larger than a threshold value fixed to 0.01 m. (b) Same as (a) except that SVFs were normalized to slip-unit to highlight the variability of the solutions. (c) The mean SVF was estimated from the SVFs obtained at each node of the fault satisfying the threshold criteria. It is compared to the Kostrov-type solution normalized to the equivalent slip value. (d) The mean shape of the SVFs was obtained by averaging the slip-unit SVFs. To test the influence of the weak slip areas, various slip thresholds were considered (values indicated within the parenthesis). These solutions are also compared to a Kostrov-type solution normalized to slip-unit.

Figure 4 illustrates the effect of τ_{\max} on the proportion of the fault affected by negative slip velocities (for the slip distribution shown in Figure 2). To this aim, the cumulated negative slip, i.e. the amount of slip occurring in the direction opposite to the rake, is computed at each node of the fault by integrating the SVF in the time windows where it takes negative values. For $\tau_{\max} = 0.68$ s, the areas where the SVF has a cumulated negative slip not null remain limited in extension (Figure 4a), even if locally it can be observed large negative cumulated value. For $\tau_{\max} = 1.35$ s, a large proportion of the fault is characterized by the presence of a large cumulated negative slip (Figure 4b), that can locally reach -0.5 m. It can be shown that these areas are correlated with the areas of weak slip. At first glance,

2.3 Modèle de recombinaison par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

these negative slip velocity values could appear to be linked to numerical noise problems but it will be shown in the following section that those inadequate modeling are intimately linked to k^{-2} modeling.

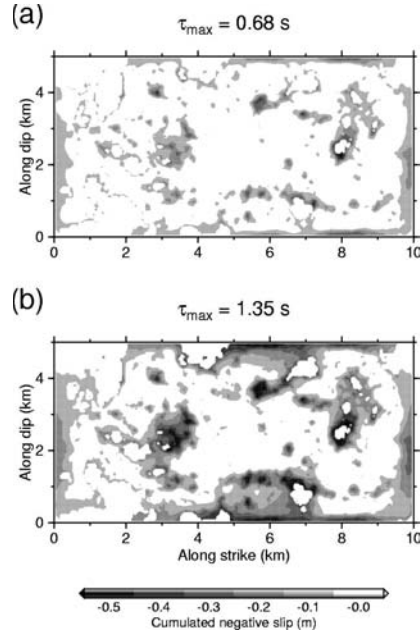


Figure 4: Spatial analysis of the SVF behavior. Cumulated negative slip computed for each grid node on the fault plane for two rise time values (a) $\tau_{max} = 0.68$ s and (b) $\tau_{max} = 1.35$ s. White zones corresponds to strictly positive SVF or slip null.

These observations can be generalized to the various combinations of parameters tested. For τ_{max} values smaller than 0.68 s (corresponding to a narrower slip pulse and/or a larger V_r/V_s value), the proportion of the fault area associated to negative slip velocity values is reduced. For τ_{max} values larger than 0.68 s, the proportion of the fault area associated to negative slip velocity values increases and the individual SVF shapes are becoming very complex, even if the mean SVF remains close to a boxcar function. In conclusion, whatever the parametric combination tested, the SVF shapes obtained by k^{-2} modeling are not comparable to the solutions derived by dynamic rupture modeling (decaying proportionally to $t^{-1/2}$ when the slip velocity has reached its maximal value).

4. New recombination scheme for the k^{-2} model

4.1. Analysis of the k^{-2} procedure

To understand the origin of the negative SVF values, one should examine in details the procedure followed in the k^{-2} modeling. For simplicity, we grouped the slip 2-D Fourier contributions by successive bands of k (Figure 5). One can observe that whereas at long wavelength, the slip contribution is strictly positive, at shorter wavelength, the slip contributions can be either positive or negative. Let us recall that each slip contribution to the SVF is set up with a k -dependent rise time that is inversely proportional to k (i.e. proportional to the wavelength). Consequently, the negative or positive slip contributions at short wavelength are concentrated over a short rise time at the beginning of the SVFs, resulting in slip velocity amplitudes that can exceed the contributions at long wavelength that are distributed over a larger rise time. The SVFs can thus take punctually significant negative values. Moreover, as shown by Figure 5, all slip contributions at intermediate to short wavelength oscillate around zero, with a mean value equal to zero. Thus, these slip contributions to the SVF are null when averaged on the fault plane. In other words, only

the long wavelength has none zero mean value; equal to the mean slip, which is set up with a constant rise time (τ_{\max}). Hence, the expected mean SVF is a boxcar function of duration equal to the rise time of the long wavelength, in agreement with what we found numerically (Figures 3c).

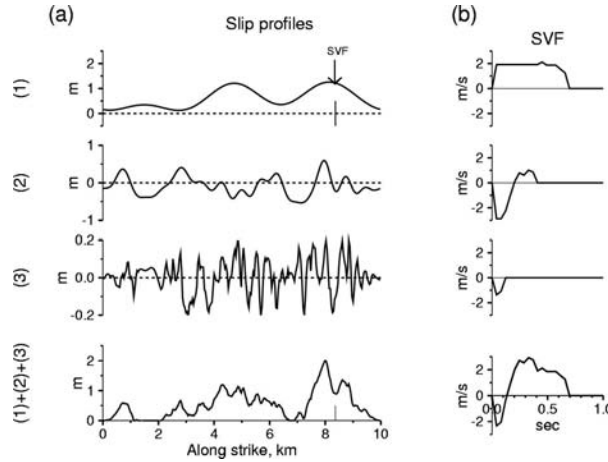


Figure 5: Decomposition of the slip contributions to the SVF modeled with the standard k^{-2} model. Contributions are summed up by band of k to obtain (a) the final slip and (b) the SVF at a given location on the fault plane indicated by the arrow (along-strike = 8.4 km, along-dip = 0.96 km) assuming $\tau_{\max} = 0.68$ s. The bands are defined as follows: (1) $[0-2dk]$, (2) $[3dk-4dk]$, and (3) $[5dk-k_{\max}]$ being the dk value equal to $dk = 2\pi/L = 0.62$ rad/km.

4.2. An alternative to the k^{-2} procedure

In order to generate SVFs comparable to the dynamic modeling solutions, we have shown that the short-wavelength slip contributions should be corrected to be mostly positive. This can be achieved by adding a zero order correction to each spectral contribution to the SVF, which can be written as followed:

$$\Delta \dot{u}_{\text{new}}(\xi, t) = C_n \cdot \left\{ \int \Delta \tilde{u}(k) F(\tau(k), t) e^{ik \cdot \xi} dk + \int \Delta u_c(k) F(\tau(k), t) dk \right\} \quad (3)$$

where $\Delta u_c(k)$ is the slip correction amplitude set up using the k -dependent rise time scaling law. To preserve the seismic moment, the new SVF is renormalized using the initial slip value through a coefficient of renormalization C_n . The slip correction term has to be adjusted as a function of the slip distribution.

Let us first assume that $\Delta u_c(k)$ is proportional to the slip spectral amplitude, and thus proportional to k^{-2} (Figure 6a):

$$\Delta u_c(k) = p \cdot \Delta \tilde{u}(k) \quad (4)$$

Using the slip distribution used previously and $\tau_{\max} = 0.68$ s, we computed the slip velocity correction function (SVCF) associated to the slip correction term. As shown by Figure 6b, the SVCF is characterized by a singularity of large amplitude followed by a fast decay, which makes difficult the adjustment of the p value.

An alternative strategy is based on a more physical approach. The idea is to describe the slip distribution as a summation of positive slip distributions, at different scales, following an approach similar to that of the summation of fractal sets of source sizes (Anderson 1997). We therefore define a slip correction by band of k , where the bands of k are defined as $B_0=[0, dk]$, $B_1]=[dk, 2dk]$, $B_2]=[2dk, 4dk]$, ..., $B_n]=[2^n dk, 2^{n+1} dk]$, ..., $B_m]=[2^m dk, k_{\max}]$. For a given band of k , we defined the slip correction, $\Delta u_{c, B_n}$, proportional to the standard deviation of slip, $\sigma_{\text{RMS}}(\Delta u_{B_n}(\xi))$, where $\Delta u_{B_n}(\xi)$ is the slip contribution for the band B_n :

2.3 Modèle de recomposition par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

$$\Delta u_{c,B_n} = p \cdot \sigma_{RMS}(\Delta u_{B_n}(\xi)) \quad (5)$$

Thus, depending on p, only some fraction of the band-passed slip has a negative value. It can be demonstrated that the RMS of the slip corresponding to the band B_n is proportional to k^{-1} at intermediate to short wavelengths (see appendix for details), which is illustrated on Figure 6a. In order to smooth the correction term effect, the slip correction amplitude is distributed over the band of k (Eq 5), and set up with a k-dependent rise time. Since B_n includes 2^{2n} discrete k-value, the individual correction can be written:

$$\Delta u_c(k) = \Delta u_{c,B_n} / 2^{2n} \quad (6)$$

This correction is constant over the band, but is discontinuous between two adjacent bands. Since the correction amplitude varies on average with a k^{-3} trend (see appendix for details), we prefer to distribute the correction in a more continuous way by defining it as followed:

$$\Delta u_c(k) = p \cdot C \cdot \sigma_{RMS}(\Delta u_{B_n}(\xi)) \cdot k^{-3} \quad (7)$$

where C is equal to Σk^{-3} in B_n . This alternative expression for the slip correction is plotted in Figure 6a. The resulting SVCF shown in Figure 6b is characterized by a decay which is less abrupt than when obtained using a correction term proportional to k^{-2} . To even further minimize the correction, a specific procedure was defined for B_0 . Indeed, for this band, it is not necessary to add its RMS value to obtain only positive slip contribution, so that we choose to fix the correction to the smallest requested amplitude.

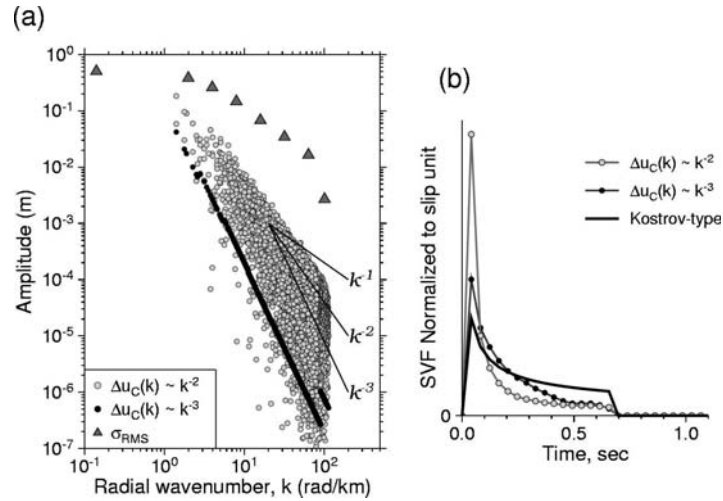


Figure 6: (a) Spectral and (b) temporal characteristics of the slip velocity correction function (SVCF). Several corrections were tested: (1) the amplitude corrections were scaled on slip distribution (light gray circles), i.e. proportional to k^{-2} , (2) the amplitude corrections were scaled on the standard deviation of slip defined for each band of k (triangles). To smooth the SVCF, the later correction was distributed over the band following a k^{-3} trend (black circles). (b) The SVCFs are compared to the truncated SVF Kostrov-type solution.

In summary, we have seen that the SVCF is constant over the fault plane and is scaled in amplitude by the p factor. Its shape is controlled by the relationship between $\Delta u_c(k)$ and the k^{-1} rise time scaling law. Figure 7 shows our favorite k^{-3} SVCF calculated for several p and rise time values. For $\tau_{max} = 0.68$, SVCF peak amplitudes are equal to about 11.2, 8.4, 5.6 and 2.8 m/s for p = 2.0, 1.5, 1.0, and 0.5, respectively. SVCF peak amplitudes remain almost unchanged for $\tau_{max} = 1.35$ s. Compared to the 7.5 m/s peak amplitude of the SVF generated using the standard k^{-2} procedure (see Figure 3), the SVCF peak amplitudes become larger than the uncorrected SVF peak amplitude for p greater than 1.5. Peak

2.3 Modèle de recombinaison par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

amplitudes of the SVCF can be reduced by about 20 % by fixing the correction of B_0 to zero, which will be the case in the following tests.

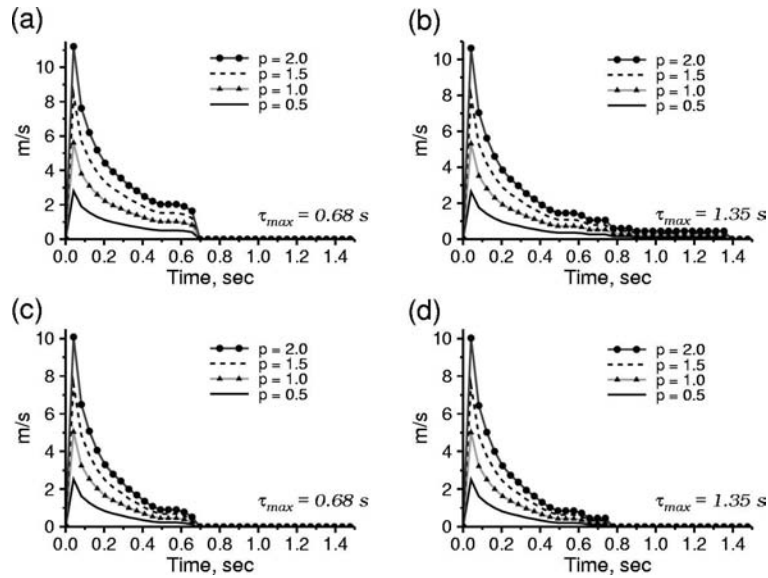


Figure 7: SVCFs computed with the new recombination scheme using several p scaling factor ($p = 0.5, 1, 1.5$ and 2) and assuming $\Delta u_c(k)$ is proportional to k^{-3} . Two maximum rise time values were considered (a) $\tau_{max} = 0.68$ s and (b) $\tau_{max} = 1.35$ s. (b) and (d) Same legend as (a) and (b) except that the contribution of the first band to the SVCF was ignored.

4.3. Characteristics of corrected SVFs

In this section, we propose to analyze the characteristics of the corrected SVFs obtained with the new k^{-2} recombination scheme described above. It is important to note that in this new approach, whereas the final slip distribution remains unchanged (Figure 8), the slip is decomposed in a different way among the various bands of k with respect to the standard k^{-2} modeling (Figure 5). In particular, short and intermediate wavelengths are all described as mostly positive heterogeneities, which will be added onto the long wavelengths. These contributions are set up with a rise time proportional to the wavelength. The short wavelength contributions to the SVF will sum up constructively at the slipping phase, which will lead to the development of a singularity of the SVF.

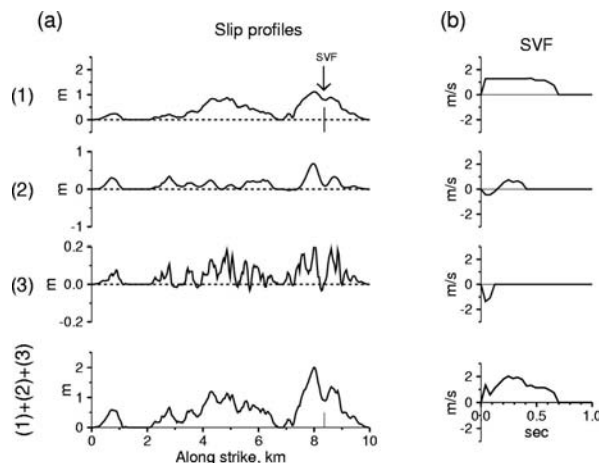


Figure 8: Same legend as Figure 5 for the new recombination scheme. Whereas the final slip remains unchanged, the SVF obtained is very different from the one obtained using the standard k^{-2} model.

2.3 Modèle de recomposition par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

Assuming various p scaling factor ($p = 0.5, 1.0, 1.5,$ and 2.0) and $\tau_{\max} = 0.68$ s, we modeled a few SVFs on the fault plane. Figure 9 shows the solutions obtained for p equal to 1, which should be compared to those shown in Figure 3. On this example, we can notice that the corrected SVFs are almost strictly positive. The correction amplitude is in proportion more important in weak slip areas than in large slip areas for which the k^{-2} contribution remains important. The peak-velocity varies strongly throughout the fault plane. The maximum peak amplitude of the corrected SVFs reaches about 8.0 m/s, which represents an increase of 6% relative to the 7.5 m/s value obtained with the standard k^{-2} model. These high values are located on areas related to the maximum slip. The shape of the corrected SVF varies in space and time, but less strongly than for the standard k^{-2} modeling. Moreover, as illustrated by Figure 9c, for p greater than 0.5, both the mean SVF and the mean shape are comparable to the truncated Kostrov's (1964) solution (normalized to the same slip value). Let us recall that at this stage each wavenumber contribution to the final SVF is synchronous with the rupture time arrival and no attempt to remove the singularity was made. The choice of the p value depends of the τ_{\max} value. For instance, the minimal p value should be fixed to 1 for τ_{\max} equal to 1.35 s.

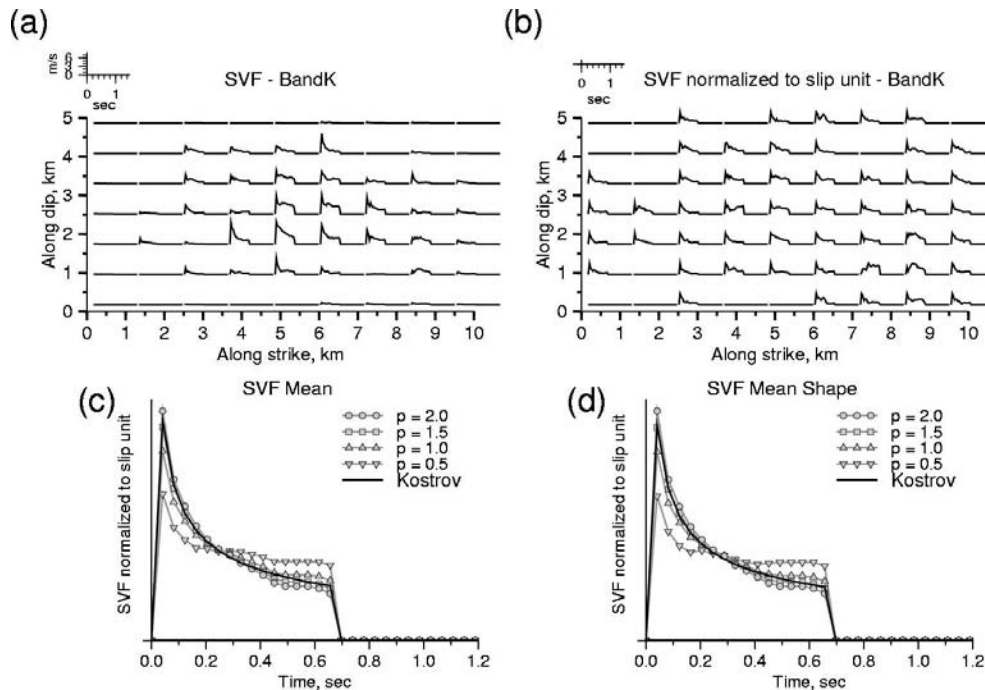


Figure 9: Characterization of SVFs modeled using the new recombination scheme. The slip threshold was fixed to 0.01m (see Figure 3), and τ_{\max} to 0.68 s. (a) Few SVFs computed on the fault plane assuming a p scaling factor equal to 1 are shown in absolute amplitudes in m/s, (b) Same as (a) except that SVFs were normalized to slip unit to highlight the variability of the solutions. (c) The mean SVF is compared to the Kostrov-type solution for various p scaling factors. All the functions were normalized to slip-unit. (d) Same as (c) for the mean shape SVF.

5. Effects on far-field accelerograms of the correction scaling factor

In this section, we aim to qualify the effects of the SVF correction on the temporal and spectral characteristics of accelerograms modeled at large distance. Naturally, the final choice of the p factor value will be guided by the need of correcting the SVFs and at the same time preserving the quality of the k^{-2} modeling. The scenarios we chose to model correspond to a strike-slip event rupturing a vertical fault plane. The rupture front

propagates unilaterally. The modeling was performed for three sites located at 100 km from the origin, in directive, non-directive and anti-directive azimuths (being $\theta = 0^\circ$, 90° and 180° in relation to the strike and rupture direction). This simplified source-station geometry was retained to compare the results with the well known analytical spectral solution. Moreover, let us recall that this source-station configuration is the most critical in strong motion simulation, particularly in the forward rupture direction. The Green Functions were calculated using the analytical solution for the far-field approximation (Aki and Richards, 1980), modeling only S-waves in an infinite homogeneous space. For simplicity, the focal mechanism, and the intrinsic attenuation were not included. Synthetic seismograms are obtained by convolving the SVFs with the Green functions obtained at each fault point.

5.1. Analysis of the S, far-field mean spectra

Mean acceleration spectra are computed for a magnitude 6, moderate size event ($L \times W = 10 \times 5 \text{ km}^2$) considering 40 stochastic slip realizations, and the results are compared to the analytical solution for the k^{-2} modeling derived by Bernard et al. (1996). However, an adjustment must be made to the proposed analytical solution. Indeed, Figure 10 shows the mean slip spectrum computed on all slip realizations. The mean slip spectrum clearly follows a k^{-2} slope at high frequency, but one can notice that it does not follow our target spectral shape for which the analytical solution has been developed. As discussed by Gallovic (2002), this difference is due to the slip generation procedure which includes edge tapering and zero watering, two treatments that distort the slip spectral shape. Further work will be needed to improve this aspect. Nonetheless, one may consider that the mean slip spectrum has an apparent k_c lower than the theoretical one ($\lambda_c = 8.5$ not 5 km). The analytical spectra will thus be drawn using the apparent k_c value we inferred.

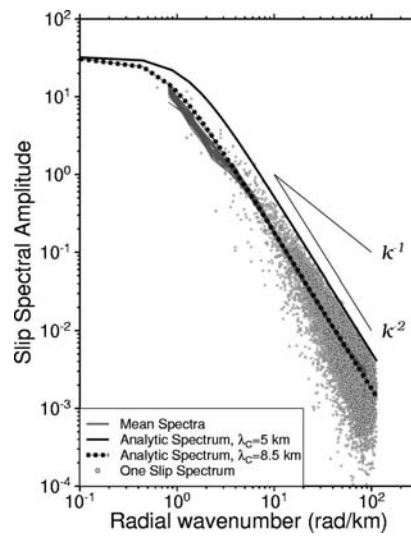


Figure 10: Spectral characteristics of the k^{-2} slip distributions. A set of 40 stochastic k^{-2} slip distributions was generated in the Fourier domain following a spectral target, $\Delta u(k) \sim (1 + (k/k_c)^2)^{-1}$ and $k_c = 2\pi/\lambda_c$, with a cutoff wavelength λ_c equal to 5 km. A water level was applied on each slip distribution as well as a tapering window to smoothen the edge of the slip. The mean slip amplitude spectrum (gray thin lines) is estimated from its discrete Fourier spectrum (gray circles). The mean spectra does not follow the spectral target estimated with $\lambda_c = 5$ km, but rather well follows the one calculated with $\lambda_c = 8.5$ km.

The fault plane was subdivided onto a 256×128 regular grid (mesh size $40 \times 40 \text{ m}^2$). Synthetic seismograms are modeled up to 12 Hz assuming various pulse widths ($L_0 =$

2.3 Modèle de recomposition par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

0.05L, 0.1L, 0.2L, 0.4L), rupture velocities ($V_r = 0.7V_s, 0.8V_s, 0.9V_s$), and p scaling factors ($p = 0.0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$). Figure 11 shows the results obtained at the 3 stations for $V_r = 0.8V_s$ and $\tau_{\max} = 0.68$ s. For these parameters, the analytical solution has an apparent corner frequency equal to $f_a = C_d V_r / L = 1.5, 0.3,$ and 0.17 Hz for the directive, non-directive, and anti-directive stations, respectively, and a pulse frequency equal to $f_p = V_r / L_0 = 1.5$ Hz.

Figure 11a shows the mean spectra of accelerograms computed at the three stations using the standard k^{-2} modeling. The results are overall similar to the analytical solution. However, we observe that the spectral amplitudes are smaller than the predictions within the frequency range 2 - 7 Hz for the directive station, 0.3 - 1 Hz for the non-directive one, and 0.2 - 0.7 Hz for the anti-directive one. These frequency ranges all correspond to the slip contributions for k within 0.8 to 3 rad.km^{-1} , where statistically the slip spectral amplitudes appear to be slightly weaker than the target slip amplitude (Figure 3b).

The mean spectra of accelerograms computed with the new recombination scheme using various p scaling factor are shown in Figure 11 b, c, and d ($p = 0.5, 1.0,$ and $1.5,$ respectively). We observe that adding a correction to the SVF modeling acts as a filter on the spectra at high frequency. What happens is that in our corrected model, the slip velocity pulse has two components: a spatially variable term, linked to the standard k^{-2} model, and a homogeneous term related to the slip correction. The latter does not contribute to the high frequency spectrum anymore, as it does not fluctuate when the slip velocity pulse propagates along the fault. It does however contribute to the low frequency level. Thus this filtering effect is increasing with p, as seen on the Figure 11b, c, and d.

In this example, the mean spectral amplitudes obtained for p equal to 0.5 and 1.0 are slightly filtered in particular for the directive and non-directive stations. Moreover, it should be noted that the deficient part of the spectra has been filled up by the corrective term added to the SVFs. The modeled mean spectra follow a ω^2 spectral model with a high-frequency plateau proportional to C_d . It should also be pointed out that the spectral hole related to the pulse frequency, which is present on the analytical solution for the directive station, has been removed. This results from the fact that the radiation is dominated on average by the mean SVF, which is for the band of k methodology a Kostrov's (1964)-like SVF (Figure 9c), whereas in the analytical solution corresponding to the k^{-2} standard modeling, it is a boxcar function (Figure 3b). For $p = 1.5$ (Figure 11d), the mean spectrum for the anti-directive station is not flat anymore. The correction effects are becoming too large to preserve the characteristics of the k^{-2} modeling.

Two alternative strategies were also tested. Several studies were conducted to attempt to propose SVF compatible with dynamic modeling that could be used to model the ground motion. Figure 11e shows the mean spectra of synthetics generated using k^{-2} slip distributions with a constant Kostrov's (1964) SVF truncated to a constant rise time, τ_{\max} , that is to say a k-independent SVF. Whereas the mean acceleration spectrum for the directive station still follows a ω^2 spectral model within the range of frequency chosen, the results obtained for the other two stations are strongly filtered. It is clear that directly injecting SVF compatible with dynamic modeling is not sufficient to preserve the spectral characteristics of the synthetic accelerograms (flat acceleration spectrum at high-frequency). The spatial- and temporal- variability on SVFs must be introduced in modeling to simulate ground motions following a ω^2 spectral model. On the other hand, one can try to apply directly a post-processing on the negative values of SVF by applying a water level and renormalizing to the local slip the SVF. Figure 11f shows that the distortions introduced on the spectra are minor for all stations.

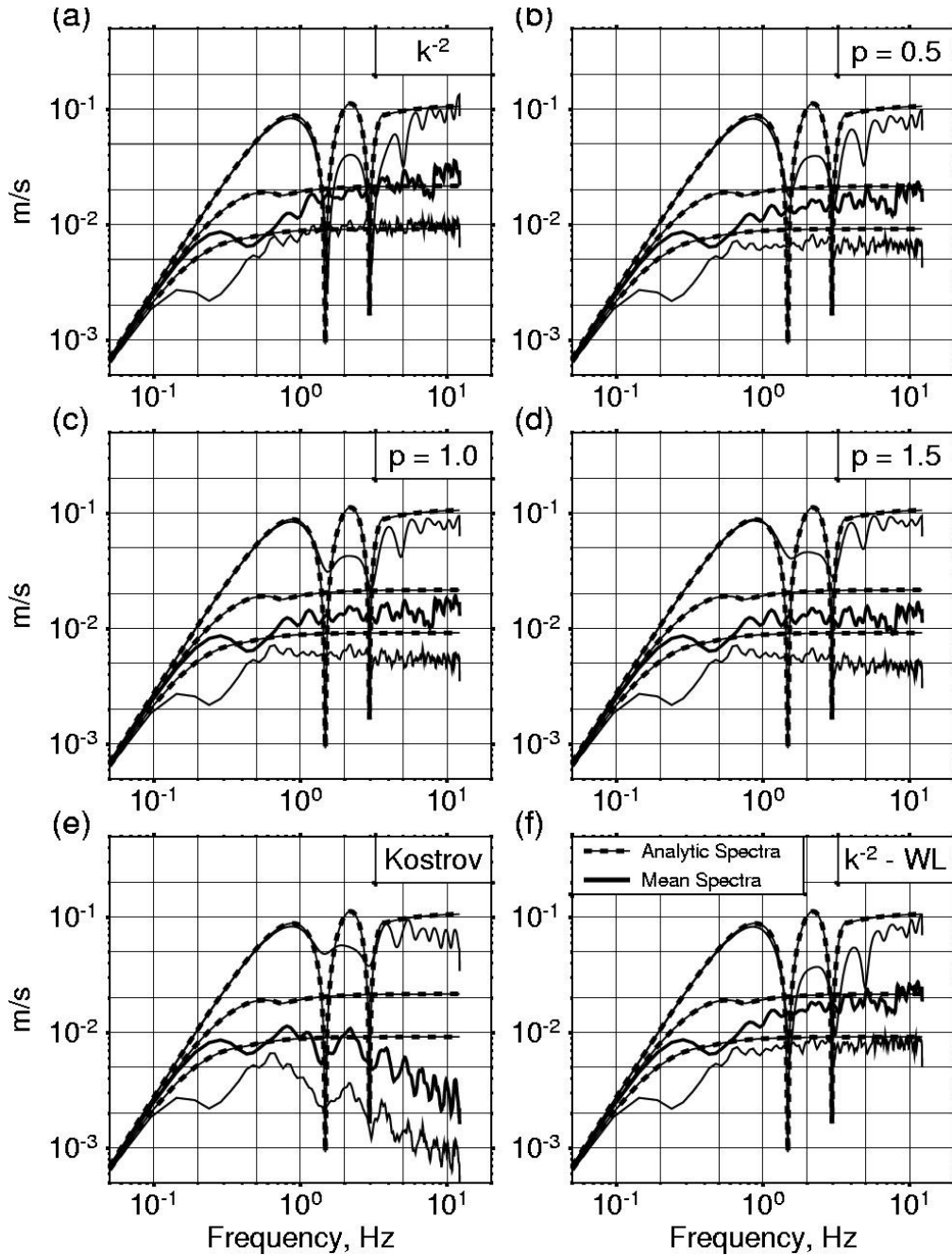


Figure 11: Mean S-wave acceleration spectra computed for the 3 stations using $\tau_{max} = 0.68$ s (thin lines). The largest amplitudes spectra are obtained at the directive station, the weakest ones correspond to results at the anti-directive station, and the intermediate ones to the non-directive station. Several methodologies were tested: (a) standard k^{-2} model, (b to d) new recombination scheme for various p scaling factor (0.5, 1.0, and 1.5, respectively), (e) k^{-2} model set up with a k -independent Kostrov-type SVF truncated to τ_{max} and (f) k^{-2} model in which a water level was applied on the SVFs. All the solutions are compared to the analytical solution developed for the standard k^{-2} model (dashed line).

5.2. Analysis of the S, far-field accelerograms

Far-field accelerograms were computed up to 25 Hz for a magnitude 6.5 event ($L \times W = 15 \times 7.5$ km²). The fault plane was subdivided onto a 512×256 regular grid mesh of about 30

2.3 Modèle de recomposition par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

x 30 m². For convenience, synthetics were shifted by 20 s from origin time. Synthetics are computed for the directive, anti-directive and non-directive stations.

Figure 12 shows the acceleration, velocity and displacement time series as well as their spectra computed with the standard k^{-2} model and the new recombination scheme. In this example, we assumed a maximum rise time τ_{\max} equal to 1 s, which correspond to a pulse width of 3 km for a rupture velocity equal to 3 km/s. The p scaling factor was fixed to 1. Let us first examine the synthetics computed with the standard k^{-2} model (Figure 12 a, c, and e). The synthetic accelerograms are complex, exhibiting a rich-frequency content. The duration and amplitude of the signal are obviously controlled by the location of the stations with respect to the fault. At first glance, the accelerograms obtained are overall of good quality in term of low numerical noise, ω^2 spectral shapes, and C_d apparent directivity. It should be pointed out that, similarly to the results we obtained for the characterization of the far-field mean spectra, the spectral amplitudes follow rather well the analytical spectral solution at all stations, except at intermediate-frequencies at the directive station. The PGA reaches 3.4, 0.61 and 0.17 m.s⁻² for the directive, non-directive and anti-directive station, respectively. The PGA obtained at the directive station is large compared to the predictions made by empirical PGA attenuation relationships (e.g. mean PGA $\pm \sigma = 0.15\text{-}0.58$ m.s⁻² after Berge-Thierry et al., 2003), whereas the PGA values obtained at the other two stations are in good agreement with the empirical predictions. Figure 12 c, e shows the time series in velocity and displacement (computed with the standard k^{-2} model), which naturally have a lower frequency content. One can notice, especially for the anti-directive station, that the starting values of the signal are negative. This is unsatisfactory because we did not include the focal mechanism, and thus the expected displacement time series are exclusively positive. This negative start is due to the characteristics of the SVF estimated in the areas of weak slip, for which we recall here that SVFs exhibit negative values.

Figure 12 b, d, and f show the synthetics obtained with the new recombination scheme. The spectral amplitudes of the synthetics satisfy the ω^2 spectral shape, and remain very close to the analytical solution developed by Bernard et al. (1996) for the k^{-2} model, even if they were slightly filtered at high frequency. Overall, it can be observed that the amplitudes of the accelerograms have been reduced. In particular, the PGA is about 30 to 40 % smaller (2.3, 0.36 and 0.10 m.s⁻²) than the one obtained with the standard k^{-2} approach. The synthetics computed in displacement and in velocity are overall very similar, except that the beginning and ending signals are better modeled with the recombination scheme. We also note that the spectral holes at f_p have disappeared in the new scheme.

Figure 13 shows the results of a simulation made with a larger rise time ($\tau_{\max} = 2$ s), which corresponds to a 6 km pulse width for a 3 km/s rupture velocity. The p scaling factor value was not changed ($p = 1$). As the accelerations are controlled by the high-frequency content of the source, i.e., the small-scale heterogeneities in our model, the amplitudes of the accelerograms are weakly affected by the change of τ_{\max} for both the standard and new k^{-2} modeling. The most striking difference can be noticed on the time series in displacement (Figure 13 e and f). Indeed, the signal modeled using the new recombination scheme is much more impulsive for the directive station than the one obtained with the standard methodology. The peak ground displacement (PGD) is increased by 50% for the directive station whereas it remains almost the same for the other two stations. The peak ground velocities (PGV) estimated on the time series generated with the new approach are larger for the directive station (15%), but smaller for the other stations by about 28%.

2.3 Modèle de recombinaison par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

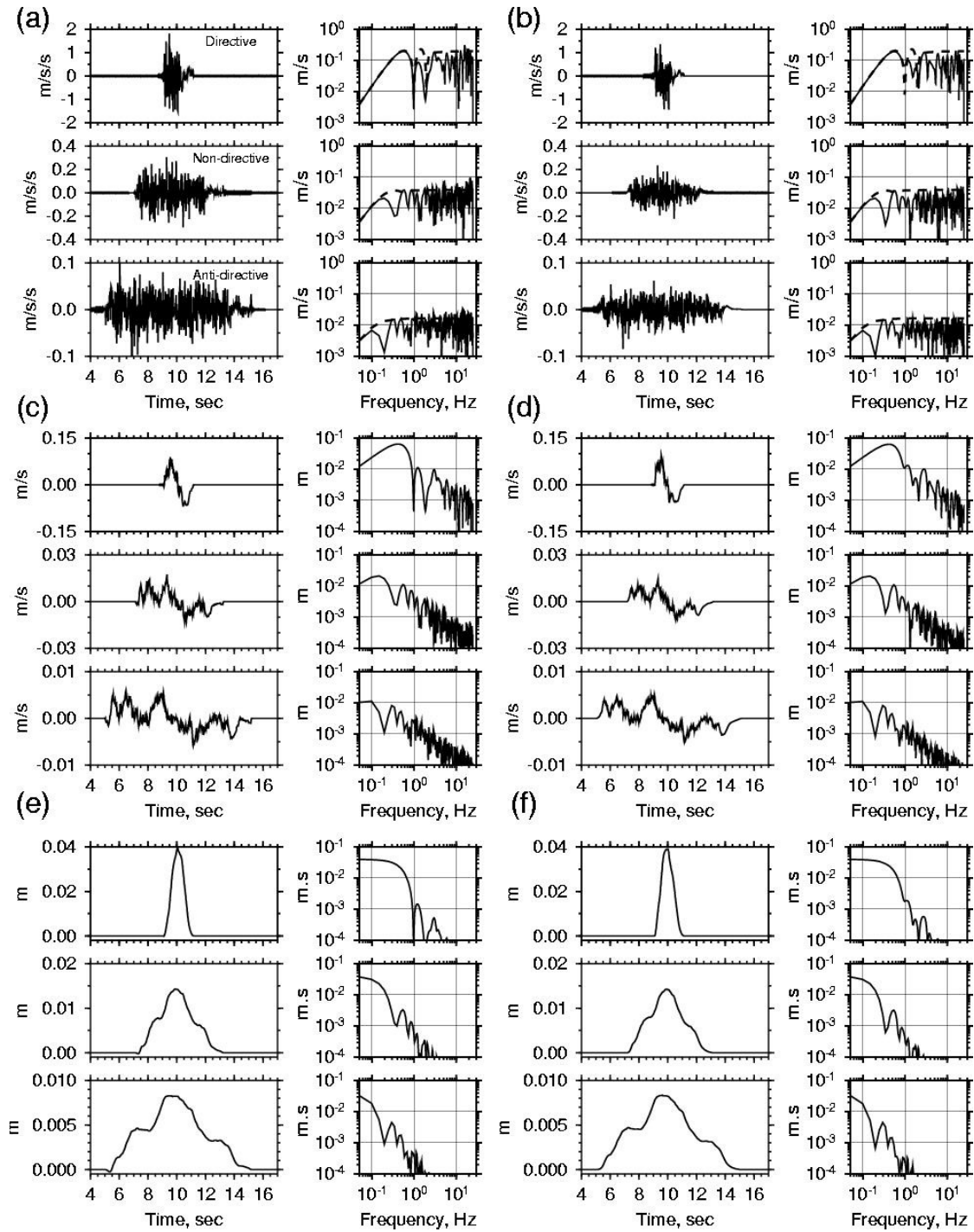


Figure 12: Far-field S wave, synthetics modeled assuming τ_{max} is equal to 1 s. Both time series and spectral amplitudes are shown. (a) Acceleration, (c) velocity and (e) displacement ground motion modeled using the standard k^2 model. (b) Acceleration, (d) velocity and (f) displacement ground motion obtained with the new recombination scheme assuming a p scaling factor equal to 1. The corresponding directive, non- and anti-directive stations are labeled in time series box.

2.3 Modèle de recomposition par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

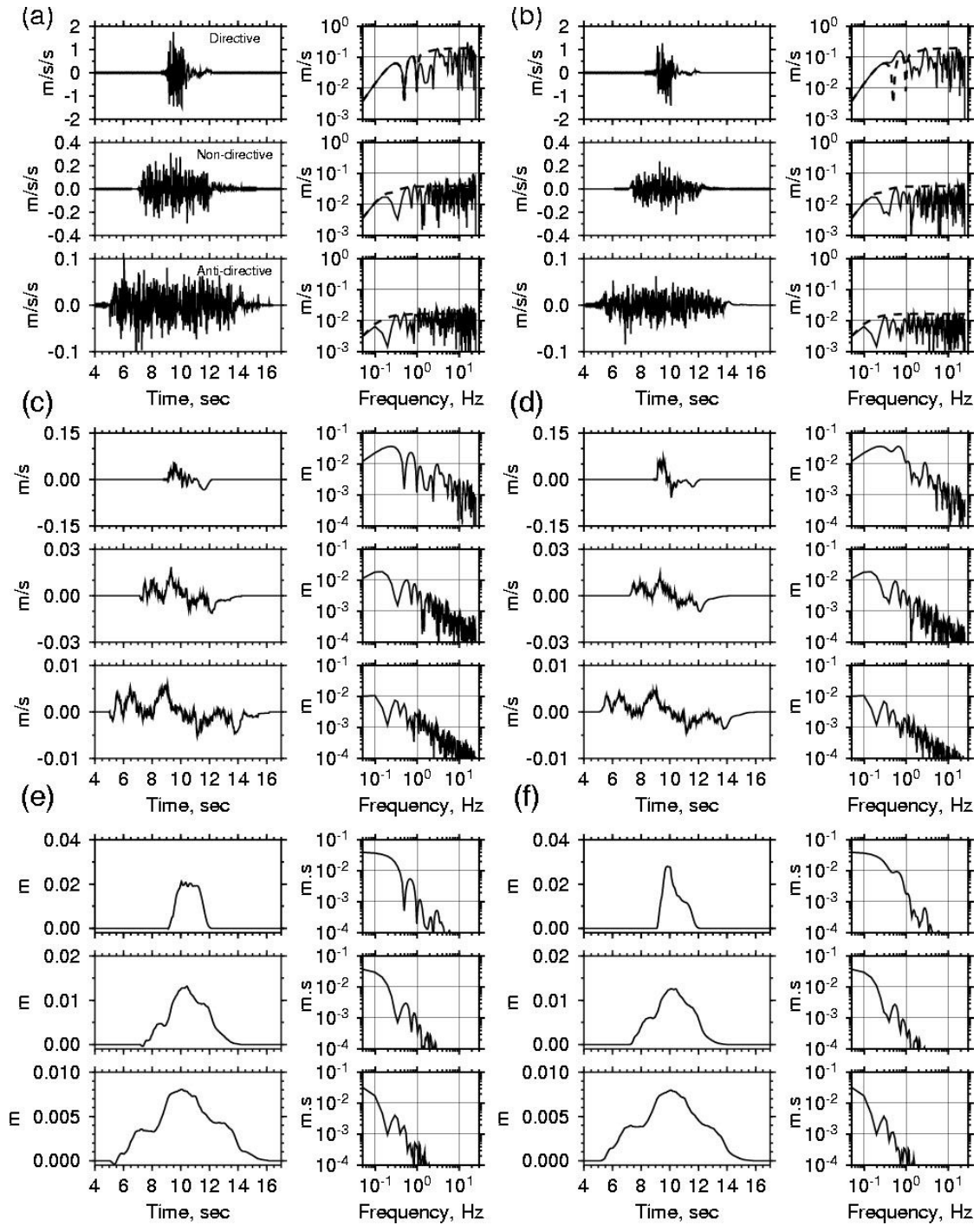


Figure 13: Same legend as Figure 15 for τ_{max} equal to 2 s.

The differences observed between the synthetics generated using the two approaches are larger for the displacement, than for the velocity or the acceleration. This can be explained by the fact that the far-field accelerograms are controlled by the second derivative of the SVF, whereas the displacement waveforms are controlled by the SVF itself. Consequently, even if the SVF modeled with these two methods are significantly different, the second derivative of the SVF remains similar and is mostly controlled by the k^{-2} modeling, and not by the added correction. This suggests that the dynamically compatible SVF proposed by the dynamic modeling studies are not sufficient to improve the acceleration modeling, and that additional constraints should also be added on the SVF derivatives. Further work could

be done considering for instance the results proposed by Ohnaka and Yamashita (1989) who provided theoretical relationships that characterize the maximum slip velocity value, V_{\max} , and also the maximum slip acceleration for a shear crack as a function of the peak shear stress, the crack velocity, and the shear modulus. On the other hand, the large spatial variability of V_{\max} that is required to satisfy to the ω^2 spectral model using the k^{-2} kinematic modeling may be linked to spatial fluctuations of dynamic parameters. Figure 14 shows the spatial distribution of V_{\max} on the fault plane obtained with the band of k approach. We observe a large variability reaching strongest amplitudes between 10 - 12 m/s concentrated in a few patches. The V_{\max} spectrum is shown in the same figure being in average the amplitudes proportional to k^{-1} and $\sim k^{-1.5}$ at low- and high-wavenumber.

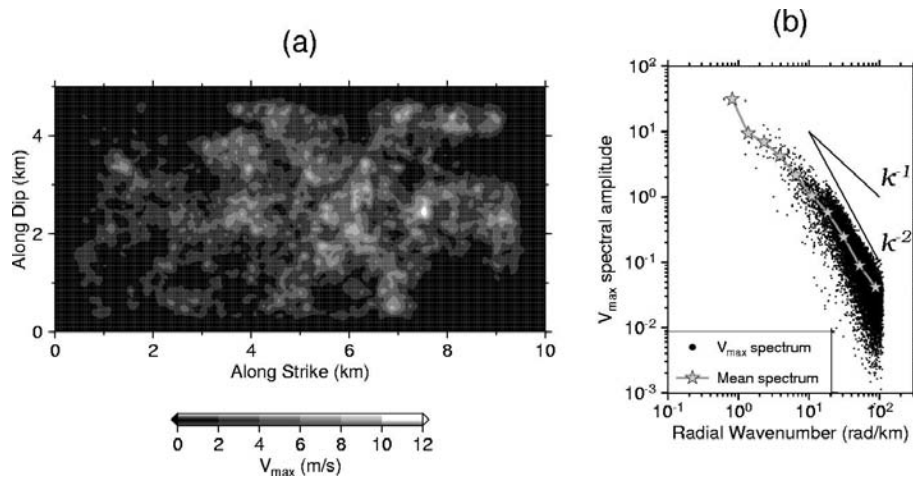


Figure 14: Peak-slip velocity, V_{\max} , computed on the fault plane with the band of k approach. (a) Spatial distribution and (b) spectral amplitudes along the radial wave number.

6. Effects on near-fault region of strong motion simulations of the new SVF modeled

In the previous section, we analysed the behavior of the source model in the far-field approximation. In this section, we aim to characterize the ground motion variability produced by our kinematic model in the vicinity of the fault, a region where the strong ground motion predictions are very sensitive to the spatial fluctuations of the SVFs and to the near- and intermediate field terms. Through this modeling, we also attempt to validate our approach by comparing our estimates of PGA and PGV values with the ones predicted by empirical attenuation relationships. Synthetic accelerograms were computed for a M_w 6.0, earthquake on a vertical strike-slip fault ($10 \times 5 \text{ km}^2$) buried at 2.5 km (top of the fault). The stations are distributed radially in the near-fault region at distances ranging from 0 up to 40 km (Figure 15). The geological medium was modeled as a homogeneous half-space. Implicitly, we assume that at such short distances to the fault, the strong ground motion is mainly controlled by the direct body waves. The complete wave field Green's functions were computed up to 12 Hz using the code AXITRA (Coutant, 1990) based on the Discrete Wave Number method (Bouchon and Aki, 1977). Synthetic accelerograms were computed assuming a constant rupture velocity ($V_r/V_s = 0.8$). Several combinations of random slip distributions (5) and hypocentral location along-strike (at -5, -2.5 and 0 km) were used. The hypocentral depth was fixed at 5 km.

2.3 Modèle de recomposition par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

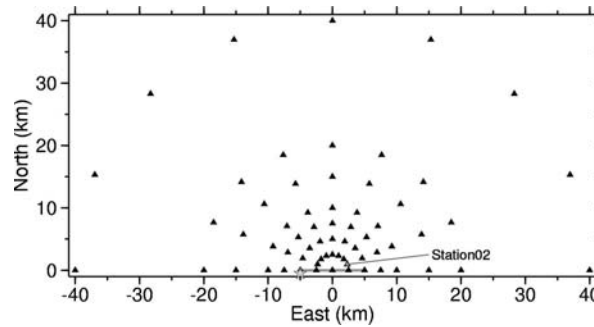


Figure 15: Source-station geometry used for modeling an M_w 6.0 earthquake. The fault plane corresponds to a vertical strike-slip buried at 2.5 km of depth.

In Figure 16, the ground velocity predicted at station 02 (Figure 15) using the k^{-2} approach is compared with the one obtained using the band of k methodology. This example illustrates the importance of the SVF modeling. Indeed, the modeled S-wave in the new methodology is more impulsive, due to the singularity at the rupture front of the SVFs. In terms of velocity spectrum, notice the disappearance of the spectral hole around 1 Hz, which was associated to the slip pulse.

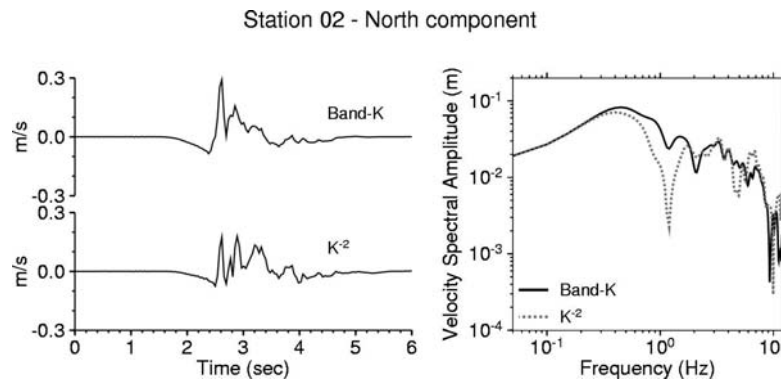


Figure 16: Comparison of ground-velocity time series and the spectrum (north component) simulated at the station 02 ($R = 1$ km). Waveforms were modeled with the band of k (top) and standard k^{-2} (bottom) methodologies for a unilateral rupture scenario.

Figure 17 shows the horizontal PGA and PGV values estimated for all simulations as a function of the closest distance to the surface projection of the fault. Averaged curves (\pm the standard deviation) were estimated from the numerical data set. These results are compared to the values predicted by the empirical attenuation relationship defined by Sabetta and Pugliese (1987) from strong motion accelerograms recorded in Italy for shallow earthquakes. Our choice was motivated by the fact that these authors provided the attenuation coefficients for both PGA and PGV, which still remains uncommon. The mean PGA estimates are overall in good agreement with the empirical predictions (Figure 17a). Nonetheless, our PGA estimates exhibit a large variability at all distances, larger than the empirical one in term of standard deviation. Concerning the PGV (Figure 17b), our predictions are very similar on average to the empirical predictions, but are also associated to a larger standard deviation than the one of the empirical relationship. This large variability obtained both for the PGA and PGV is mainly related to the directivity effect. Indeed, many stations are located in the direction or the opposite direction of the rupture propagation, which may lead to over-estimate the variability. Moreover, for a vertical strike slip fault configuration, the effects of the radiation pattern and of the directivity are maximal for directive stations. Finally, the use of a half-space medium may also increase the variability estimate, given the fact that very coherent interferences are promoted in such a simple model.

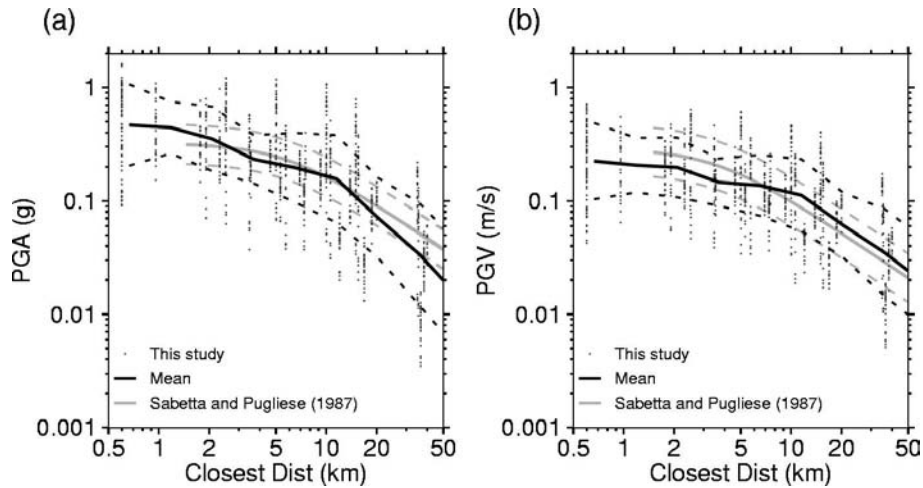


Figure 17: Comparison of simulated (circles) and empirical attenuation relationships (gray lines) for horizontal peak ground (a) acceleration, PGA and (b) velocity, PGV for a M_w 6.0 earthquake. In both cases dashed lines represent \pm the standard deviation. The predicted numerical values were computed using 5 random slip distributions and the band of k methodology for three rupture scenarios. Empirical attenuation relationships correspond to one derived by Sabetta and Pugliese (1987).

7. Conclusions

In this paper, we have been investigating the stochastic kinematic k^{-2} source model proposed by Bernard et al. (1996), and in particular the SVF modeling which control the source radiation. The analysis we made revealed that the modeled SVFs are characterized on the fault plane by a large variability in space-time that can be related to the selected source model (heterogeneous slip and the scale dependent rise time). We have shown that the mean SVF solution is very different from the solutions proposed by dynamic modeling. Moreover, in the areas of weak slip, the SVFs are not realistic as they exhibit negative slip velocity values. When using a large rise time τ_{max} , the proportion of fault area affected by unsatisfactory SVF modeling increases. The detailed analysis of the procedure followed to build the SVF led us to identify the Fourier decomposition as being responsible of the difficulties encountered. Indeed, in such an approach, the slip is decomposed into positive and negative contributions relatively to a low frequency distribution. Each contribution being set up with a scale dependent rise time, the resulting SVF can be locally negative, and very different from the typical impulsive dynamic solutions.

To counteract this difficulty, we proposed a new recombination scheme that leads to split the distribution into frequency-dependent positive contributions. Basically, it consists of defining a corrective term for each Fourier contribution. This term is scaled by trial and error to improve the SVF modeling while preserving the quality of the k^{-2} modeling. The SVFs newly obtained are much more comparable to the truncated Kostrov's (1964) solution than the previous solutions. Several parametrical analyses have been made to characterize the effects of this correction on the far-field mean spectral shape, as well as on time series. We have shown that adding a correction scaled to the RMS ($p = 1$) allows preserving the ω^2 spectral shape, and the C_d apparent directivity of the synthetic accelerograms, while the SVF are to the first order comparable to the dynamic SVF solutions proposed in the literature. Moreover, the holes in the acceleration spectrum

predicted by the theoretical k^{-2} model are smoothed in the new procedure which is more satisfactory.

Strong ground motions simulated in the near-fault region using the new band of k methodology yields to PGA and PGV predictions in good agreement with empirical prediction for mean value. The variability is however larger than the empirically predicted one mainly due to a combined effect of directivity and focal mechanism for a vertical strike-slip event.

The new recombination scheme, by decomposing the final slip into positive slip contributions, is more adapted to model the SVFs than a 2-D Fourier Transform analysis. Our proposed decomposition can be seen as an attempt to link the standard k-square approach with composite source methods. Moreover, this study is only the first step for adding physical constraints in the kinematic modeling. Indeed, other parameters must be taken in account, such as a variable rupture velocity, or a smooth radiation pattern at high frequency. At this stage, the SVFs modeled with this kinematic approach are still singular at the rupture front arrival, whereas this singularity has been removed in dynamic rupture models by considering friction laws. Consequently, additional hypothesis on the kinematic rupture process must be done to handle this problem. Finally, further work must be done to compare our ground motion predictions with real records for large magnitude earthquakes for which the near-source effects become dominant.

Acknowledgments

We are very grateful to the reviewers for their constructive comments, which help us to improve the manuscript.

References

- Abrahamson, N. A. and W. J. Silva (1997). Empirical response spectral attenuation relations for shallow crustal earthquakes, *Seism. Res. Lett.*, 68, 94-128.
- Aki, K. (1967). Scaling law of seismic spectrum, *J. Geophys. Res.*, 72, 1217-1231.
- Aki, K. and P.G. Richards (1980). *Quantitative Seismology: Theory and Methods*, Freeman, New York.
- Ambraseys, N. N., K. A. Simpson, J. J. Bommer (1996). Prediction of horizontal response spectra in Europe, *Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, 25, 371-400.
- Anderson, J. G. (1997). Seismic energy and stress drop parameters for a composite source model, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 87, 85-96.
- Andrews, D. J. (1976). Rupture velocity of plane strain shear cracks, *J. Geophys. Res.*, 81, 5679-5687.
- Andrews, D. J. (1980). A stochastic fault model, I. Static case, *J. Geophys. Res.*, 85, 3867-3877.
- Andrews, D. J. (1981). A stochastic fault model II, Time-dependent case, *J. Geophys. Res.*, 86, 10821-10834.
- Archuleta, R. J. and S. H. Hartzell (1981). Effects of fault finiteness on near-source ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 71, 939-957.
- Baumont, D., O. Scotti, F. Courboulex and N. Melis (2004). Complex kinematic rupture of the Mw 5.9, 1999 Athens earthquake as revealed by the joint inversion of regional seismological and SAR data. *Geophys. J. Int.*, 158, 1078–1087 doi: 10.1111/j.1365-246X.2004.02374.x.

- Beresnev, I. and G. M. Atkinson (1997). Modeling Finite-Fault Radiation from ω -2 Spectrum, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 87, 67-84.
- Berge, C. (1997). Modélisation haute-fréquence des sources sismiques : application au risque sismique, Ph. D thesis, University of Paris VI.
- Berge-Thierry C., F. Cotton, O. Scotti, D. A. Griot-Pommerand, Y. Fukushima (2003). New empirical response spectral attenuation laws for moderate European earthquakes, *J. Earth. Eng.*, 7, 193-222.
- Berge-Thierry C., P. Bernard and A. Herrero (2001). Simulating strong ground motion with the “k-2” kinematic source model : An application to seismic hazard in the Erzincan Basin, Turkey, *Journal of Seismology* 5, 85-101.
- Berge-Thierry, C., J. C. Gariel and P. Bernard (1998). A very broad-band stochastic source model used for near source strong motion prediction, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 1063-1066.
- Berge-Thierry, C., P. Lussou, B. Hernandez, F. Cotton and J.C. Gariel (1999). Computation of the strong motions during the 1995 Hyogoken-Nambu earthquake, combining the k-square spectral source model and the discrete wavenumber technique, *The effects of Surface Geology on Seismic Motion, Proceeding of the Second International Symposium on the Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, Yokohama, Japan.
- Bernard, P. and R. Madariaga (1984). A new asymptotic method for the modeling of near-field accelerograms, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 74, 539-559.
- Bernard, P., A. Herrero and C. Berge (1996). Modeling directivity of heterogeneous earthquake ruptures, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 86, 1149-1160.
- Boatwright, J. (1988). The seismic radiation from composite models of faulting, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 78, 489-508.
- Boore, D. M. (1983). Stochastic simulation of high frequency ground motion based on seismological models of the radiated spectra, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 73, 1865-1894.
- Boore, D. M., W. B. Joyner and T. E. Fumal (1997). Equations for estimating horizontal response spectra and peak acceleration from western north American earthquakes: a summary of recent work, *Seism. Res. Lett.*, 68, 128-153.
- Bouchon, M and K. Aki (1977). Discrete wavenumber representation of seismic-sources wave fields, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 67, 259-277.
- Coutant, O. (1990). Programme de Simulation Numérique AXITRA, Rapport LGIT, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
- Dieterich, J. H. (1992). Earthquake nucleation on faults with rate- and state-dependent strength, *Tectonophysics*, 211, 115-134.
- Frankel, A. (1991). High-frequency spectral falloff of earthquakes, fractal dimension of complex rupture, b value, and the scaling of strength on fault, *J. Geophys. Res.*, 96, 6291-6302.
- Gallovic, F. (2002). High frequency strong motion synthesis for k-2 rupture models, Master Thesis, Dpto. of Geophys. Charles University, Prague.
- Gallović, F. and Brokešová Y. (2004). On strong ground motion synthesis with k-2 slip distributions. *J. Seism.* 8, 211-224.
- Guatteri, M., P. M. Mai and G. C. Beroza (2004). A pseudo-dynamic approximation to dynamic rupture models for strong ground motion prediction, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 94, 2051-2063.
- Guatteri, M., P. M. Mai, G. C. Beroza and J. Boatwright (2003). Strong Ground Motion Prediction from Stochastic-Dynamic Source Models, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 93, 301-313.

2.3 Modèle de recomposition par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

- Herrero, A. and P. Bernard (1994). A kinematic self-similar rupture process for earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 84, 1216-1228.
- Horikawa, H. (2001). Earthquake doublet in Kagoshima, Japan: Rupture of asperities in a stress shadow, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 91, 112–127.
- Ida, Y. (1972). Cohesive force across the tip of longitudinal-shear crack and Griffith's specific surface energy, *J. Geophys. Res.*, 77, 3796-3805.
- Ide, S. (1999). Source process of the 1997 Yamaguchi, Japan, earthquake analyzed in different frequency bands, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 1973-1976.
- Inoue, T. and T. Miyatake (1998). 3D Simulation of Near-Field Strong Ground Motion Based on Dynamic Modeling, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 88, 1445-1456.
- Irikura, K. and K. Kamae (1994). Estimation of strong motion in broad band frequency band based on a seismic source scaling model and an empirical Green's functions technique, *Erice, Annali de Geophysicae*, Vol. XXXVII, 1721-1743.
- Joyner, W. B. (1991). Short Notes: Directivity for nonuniform ruptures, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 81, 1391-1395.
- Kostrov, B.V. (1964). Self-similar problems of propagation of shear cracks, *J. Appl. Math. Mech.*, 28, 1077-1087.
- Lavallée, D. and R. J. Archuleta (2003). Stochastic modeling of spatial complexities for the 1979 Imperial Valley, California, earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 1245, doi:10.1029/2002GL015839.
- Mai, P. M. and G. C. Beroza (2002). A spatial random field model to characterize complexity in earthquake slip, *J. Geophys. Res.*, 107, 2308, doi:10.1029/2001JB000588.
- Mai, P. M. and G. C. Beroza (2003). A hybrid method for calculating near-source, broadband seismograms: application to strong motion prediction, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 137, 183-199.
- Miyakoshi, K., T. Kagawa, H. Sekiguchi, T. Iwata, and K. Irikura (2000). Source characterization of inland earthquakes in Japan using source inversion results, *Proc. 12th World Conf. Earthq. Eng.*, Auckland, New-Zealand, 8 pp (CDROM).
- Nakamura, H. and T. Miyatake (2000). An approximate expression of slip velocity time function for simulation of near-field strong motion, *Zisin*, 53, 1-9.
- Nielsen, S. and R. Madariaga (2003). On the Self-Healing Fracture Mode, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 93, 2375-2388.
- Ohnaka, M. and T. Yamashita (1989). A cohesive zone model for dynamic shear faulting based on experimentally inferred constitutive relation and strong-motion source parameters, *J. Geophys. Res.*, 94, 4089-4104.
- Papageorgiou, A. S. and K. Aki (1983). A specific barrier model or the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong motion, Part. I: description of model, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 74, 693-722.
- Sabetta, F. and A. Pugliese (1987). Attenuation of peak horizontal acceleration and velocity from Italian strong-ground records, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 77, 1491-1513.
- Somerville, P. G., K. Irikura, R. Graves, S. Sawada, D. J. Wald, N. Abrahamson, Y. Iwasaki, T. Kagawa, N. Smith and A. Kowada (1999). Characterizing crustal earthquakes slip models for the prediction of strong ground motion, *Seism. Res. Lett.*, 70, 59-80.
- Tinti, E., E. Fukuyama, A. Piatanesi and M. Cocco (2005). A kinematic source-time function compatible with earthquake dynamics, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 95, 1211-1223.
- Tsai, C.-C. P. (1997). Slip, stress drop and ground motion of earthquakes: a view from the perspective of fractional Brownian motion, *Pure Appl. Geophys.*, 14, 689-706.

- Tselentis, G.-A., and J. Zahradnik (2000). The Athens earthquake of 7 September 1999, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **90**, 1143– 1160.
- Zeng, Y., J. G. Anderson and G. Yu (1994). A composite source model for computing realistic synthetics strong ground motions, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 725-728.

Appendix

Mean SVF

The SVF modeled with the standard k^{-2} model can be expressed as follows:

$$\Delta u(\xi, t) = \iint \Delta \tilde{u}(k) F(\tau(k), t) e^{ik \cdot \xi} dk ,$$

where \mathbf{k} is the wavenumber, and ξ is point in the fault plane. In order to calculate the mean SVF, we assume that the origin of coordinates is located at the center of a rectangular fault plane. Let us express the slip spectrum as $\Delta \tilde{u}(k) = |\Delta u(k)| e^{i\phi}$. The slip spectrum amplitude is constant, Δu_0 (mean slip), for $k < k_c$ and equal to $\Delta u_0 k_c^2/k^2$ for $k > k_c$, where k_c is the corner radial wavenumber of the slip spectrum. The phase, ϕ , was taken to be uniformly random for $k > k_c$, and null for $k < k_c$. The k -dependent rise time $\tau(k)$ is equal to τ_{\max} for $k < k_0$ and $\tau_{\max} k_0/k$ for $k > k_0$.

By taking the mean of the SVF at a given point ξ , by considering several realizations of stochastic slip, a straightforward calculus in polar coordinates yields a mean SVF consisting in a deterministic ($k < k_c$) and a stochastic ($k > k_c$) contributions:

$$\langle \Delta u(\xi, t) \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^{k_c} \Delta u(k) e^{ik \cdot \xi \cos(\theta)} F(\tau(k), t) k dk d\theta + \int_0^{2\pi} \int_{k_c}^{k_{\max}} \Delta u(k) \langle e^{ik \cdot \xi \cos(\theta) + i\phi} \rangle F(\tau(k), t) k dk d\theta$$

where k_{\max} is the maximum radial wavenumber. Assuming that the phase is uniformly random in the second term, the expected value of $\langle e^{ik \cdot \xi \cos(\theta) + i\phi} \rangle$ is equal to zero. We can write the expected SVF in a simplified way as:

$$\langle \Delta u(\xi, t) \rangle = \Delta u_0 F(\tau_{\max}, t) \int_0^{2\pi} \int_0^{k_c} e^{ik \cdot \xi \cos(\theta)} k dk d\theta ,$$

integrating by θ first, using the property $\int e^{ik \cdot \xi \cos(\theta)} d\theta = 2\pi J_0(k\xi)$ and finally integrating by k , one finds the following deterministic solution for the mean SVF

$$\langle \Delta u(\xi, t) \rangle = 2\pi \frac{\Delta u_0}{\tau_{\max}} k_c^2 \frac{J_1(k_c \xi)}{k_c \xi} H(\tau_{\max} - t) H(t)$$

where $J_0(\cdot)$, $J_1(\cdot)$ are Bessel functions and $H(\cdot)$ is the Heaviside time function.

Asymptotic behavior of σ_{RMS} by band of k

The square of the standard deviation of slip grouped by band of k is computed as

$$\sigma_{RMS}^2(\Delta u_{Bn}(\xi)) = \iint (\Delta u - \Delta \bar{u})^2 dx dy = \iint \Delta u^2 dx dy ,$$

2.3 Modèle de recomposition par bande de k générant des SVF compatibles avec les solutions des modèles dynamiques

where $\Delta\bar{u}$ is the mean slip estimated by band. This latter expression is obtained assuming that the mean slip by band is equal to zero. By using the Parseval's relationships we can compute the standard deviation in the wavenumber domain

$$\sigma_{RMS}^2(k) = \iint \Delta u^2 dx dy = \iint \Delta \tilde{u}^2(k_x, k_y) dk_x dk_y .$$

To calculate this expression, by construction of intervals of k (radial wavenumber), we evaluate this expression in the $B_n = [k_n, k_{n+1}[$ domain. We are looking for an asymptotic behavior of σ_{RMS} , then we recall that the slip amplitude $\Delta\tilde{u}(k) \propto k^{-2}$, and by definition, $k_{n+1} = 2 k_n$. Then a straightforward calculus yields

$$\sigma_{RMS}^2(k) \propto \int_{k_n}^{k_{n+1}} \frac{1}{k^4} k dk \propto \frac{1}{k_n^2} ,$$

by taking the square root, we obtain the standard deviation by band of k that is proportional to k_n^{-1}

$$\sigma_{RMS} \propto \frac{1}{k_n} .$$

The amplitude correction value, $\Delta u_c(k)$, can be estimated on average at first order as

$$\langle \Delta u_c(k) \rangle = \Delta u_{c,B_n} / 2^{2n} ,$$

where $\Delta u_{c,B_n}$ is the slip correction of the band and 2^{2n} is the number of discrete wavenumber by band of k. The first wavenumber of each band is defined as $k_n = 2^n dk$, where all intervals are defined with a constant dk , then we can suppose that $k_n \propto 2^n$. We shown that slip correction by band of k is proportional to k_n^{-1} , then amplitude correction for each k is asymptotically proportional to

$$\langle \Delta u_c(k) \rangle \propto 1/k_n / 2^{2n} \propto 1/k_n / k_n^2 \propto 1/k_n^3 .$$

Chapitre 3 Modèle de sources composites à distribution fractale

Le modèle cinématique de sources composites que nous développons dans ce chapitre s'est inspiré des modèles développés au cours de cette thèse dont l'objectif était de mieux modéliser la vitesse de glissement sur le plan de faille. En effet, dans le chapitre précédent, nous avons montré qu'afin de modéliser des vitesses de glissement comparables à celles obtenues par modélisation dynamique, il était nécessaire de faire évoluer le modèle k^{-2} au travers d'une décomposition du glissement en sources positives (glissement par bandes de k). Une autre stratégie consiste à générer directement un glissement final à partir d'une sommation de sous-événements (glissement composite). Un des attraits de cette approche tient au fait que l'on peut générer un glissement en k^{-2} mais avec une souplesse de mise en place accrue par rapport au modèle classique k^{-2} . En choisissant des modalités de mise en place proches de celles du modèle k^{-2} , nous cherchons à savoir si les caractéristiques essentielles du rayonnement, à savoir un spectre d'accélération en ω^2 dont l'amplitude spectrale est proportionnelle au coefficient de directivité, sont préservées avec les modèles de sources composites. De plus, l'avantage de ce type de modèle de sources composites réside également dans le fait que chaque sous-événement a sa propre histoire spatio-temporelle. Aussi, les modalités de mise en place des sous-événements peuvent être modifiées au travers d'une loi d'échelle afin de mieux contrôler la directivité à toutes les échelles.

3.1 Introduction

Les modèles de sources composites sont basés sur l'idée qu'un séisme (cible) peut être décrit par une sommation de plusieurs petits séismes (sous événements), chaque sous

événement étant défini par sa dimension caractéristique (la largeur L ou le rayon R équivalent), son moment sismique et sa chute de contrainte. Il existe de nombreux modèles de sources composites parmi lesquels on peut citer :

- Le modèle à barrière (Das et Aki, 1977 ; Papageorgiou et Aki, 1983) ;
- Les modèles de sources composites à distribution fractale (e.g. Andrews, 1981 ; Boatwright, 1982, 1988; Frankel, 1991; Zeng et al., 1994) ;
- Les modèles de sommations de Fonctions de Green Empiriques (e.g. Hartzell, 1978 ; Irikura et Kamae, 1994 ; Frankel, 1995).

Une des hypothèses communes à ce type de modèle est que la loi d'échelle du moment sismique est respectée par le séisme cible et par les sous-événements. Ce qui en revanche les différencie, c'est le choix de la distribution de la taille des sous-événements. En effet, il existe une famille de modèles qui s'appuient sur une distribution uniforme de la taille des sous-événements (c'est-à-dire des sources à rayon constant), comme par exemple le modèle à barrière (Papageorgiou et Aki, 1983), ou l'approche proposée par Beresnev et Atkinson (1997), ou encore des modèles combinés avec la technique de sommations des fonctions de Green empiriques (Hartzell, 1978 ; Irikura et Kamae, 1994 ; Frankel, 1995). Au contraire, il existe une famille de modèles qui reposent sur l'hypothèse que les sous-événements sont de taille variable et sont décrits par une loi de distribution, comme l'a proposé initialement Boatwright (1982) en s'appuyant sur les concepts d'auto-similarité entre les petites et les grandes sources présentés par Hanks (1979) et Andrews (1980). Boatwright (1988) développe un modèle statistique de la radiation haute fréquence d'un ensemble de sources auto-similaires, en faisant l'hypothèse que chaque source rayonne comme un « crack » (Madariaga, 1977). Frankel (1991) développe et généralise la description d'un modèle de sources composites en supposant que le nombre de sous-événements dont le rayon est plus grand que R suit la relation :

$$N(R) \propto R^{-D} \quad (3.1)$$

où D est la dimension fractale de la distribution. Ce modèle repose sur un certain nombre d'hypothèses : (1) la chute de contrainte statique et le moment sismique suivent des distributions en R^η et $R^{3+\eta}$, respectivement, (2) la surface de rupture du séisme cible est égale la surface des sous-événements. Dans l'hypothèse où l'énergie à haute-fréquence se somme de façon incohérente, il a déterminé l'exposant $\gamma = 3 + \eta - D/2$, liée à la décroissance de le spectre de en déplacement rayonné ω^γ . Sous l'hypothèse que la chute de contrainte est indépendante de la taille des sources ($\eta = 0$), Frankel (1991) montre que pour générer un rayonnement sismique en ω^{-2} , il est nécessaire de choisir une dimension fractale égale à 2. Cependant, ce type de modèle ne permet pas d'ajuster simultanément les basses et hautes fréquences du spectre cible, car pour cela il faudrait que la surface de tous les sous-événements soit plus grande que la surface du séisme cible, ce qui contredirait une

hypothèse de base du modèle. Cette contradiction apparente avait déjà été pointée par Frankel (1991) et a été discutée plus en détails par Tumarkin et al. (1994).

Par la suite, de nombreuses méthodologies basées sur une description d'une source sismique composite à distribution fractale ont été proposées afin de modéliser et de prédire le contenu haute-fréquence rayonné par la source sismique. Parmi tous ces travaux, on peut en particulier citer l'approche proposée par Zeng et al. (1994) qui reposent sur les hypothèses que (1) la chute de contrainte est indépendante de la dimension de la source et (2) que le moment sismique de la distribution s'ajuste à celui du séisme cible (en effet, dans ce modèle, les sous-événements se superposent à la différence du modèle de Frankel, 1991). Une fois la géométrie du plan de faille définie, les sous-événements sont distribués aléatoirement et de manière uniforme sur le plan de faille. La localisation de l'hypocentre est choisie a priori et la vitesse de rupture est supposée constante. Lorsque le front de rupture atteint le centre d'un sous-événement, celui rompt. La fonction source temporelle associée à chaque sous-événement est une fonction de type Brune (1970), caractérisée par une fréquence coin liée à la taille du sous-événement. Le séismogramme final est obtenu en additionnant les contributions de chacune des sources convoluée à la fonction de Green numérique associée. Différentes applications ont été faites en utilisant ce modèle, on peut citer Yu et al. (1995), Zeng et al. (1997). Ce modèle a également été appliqué à l'imagerie de la source sismique (Zeng et Anderson, 1996). Afin de réduire les écarts entre les accélérogrammes observés pour le séisme de Northridge et les synthétiques modélisés, Zeng et al. (1995) ont proposé de faire évoluer leur modèle en incorporant une direction de glissement variable sur le plan de faille. La caractérisation de l'énergie sismique rayonnée par un modèle de sources composites à distribution fractale a été proposée par Anderson (1997).

La technique des fonctions de Green Empiriques a également été utilisée avec une description fractale de la taille des sous-événements. Cette méthodologie a été proposée initialement par Irikura et Kamae (1994) afin de modéliser un spectre d'accélération en ω^2 . Cependant, à la différence des hypothèses du modèle de Zeng et al. (1994), les sous-événements ne sont pas superposés et couvrent exactement la surface cible (comme dans le modèle de Frankel, 1991). Des applications diverses de cette technique ont été proposées dans la littérature, en utilisant soit des fonctions de Green empiriques (e.g. Miyake et al., 2003) ou soit des fonctions de Green hybrides (e.g. Kamae et al., 1998 ; Pitarka et al., 1998 ; Hartzell et al., 1999).

Par ailleurs, afin de mieux contrôler les effets de la directivité de la rupture à haute fréquence, il est à noter les travaux de Gallovič et Brokešová (2007) combinant une approche intégrale et une description composite de la source sismique.

3.2 Description et propriétés d'une dislocation composite à distribution fractale

L'approche développée dans ce chapitre repose donc sur une description composite de sources à distribution fractale. Ce type de description présente l'avantage de traiter chaque sous-événement de manière indépendante. Ainsi, la position, la forme de la dislocation, la mise en place à petite échelle peuvent être contrôlées. L'objet de cette section est de décrire et de caractériser le modèle de glissement que nous avons retenu.

3.2.1 Génération de la distribution de la taille des sous-événements

Dans ce paragraphe, nous présentons les principales hypothèses sur lesquelles repose la méthodologie proposée par Zeng et al. (1994) pour générer la distribution fractale de la taille des sous-événements et la méthode numérique permettant de générer de telles distributions.

Le séisme cible est modélisé par un ensemble de sous-événements dont la distribution de la taille est auto-similaire tout comme dans le modèle de Frankel (1991). Le nombre de sous-événements est défini par la relation suivante :

$$\frac{dN}{d\ln(R)} = pR^{-D} \quad (3.2)$$

où R est le rayon du sous-événement, N est le nombre de sous-événements, p est une constante de proportionnalité et D est la dimension fractale de la distribution. En intégrant cette expression, on définit le nombre de sous-événements dont le rayon est plus grand que R :

$$N(R) = \frac{p}{D} (R^{-D} - R_{\max}^{-D}) \quad (3.3)$$

où R_{\max} est le rayon du sous-événement le plus grand qui peut remplir la surface rompue par le séisme principal. Cette loi puissance qui relie la taille et le nombre de sous-événements permet de générer la distribution de glissement. L'expression entre le moment sismique M_0 , la chute de contrainte $\Delta\sigma$, et le rayon R , pour un événement circulaire est donnée par (Brune, 1970) :

$$M_0(R) = \frac{16}{7} \Delta\sigma R^3 \quad (3.4)$$

Le moment sismique total de la distribution est donc donné par intégration du moment sismique de toute la distribution :

$$M_0^E = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} M_0(R) n(R) dR \quad (3.5)$$

En s'appuyant sur cette dernière expression et en supposant que la chute de contrainte est constante pour l'ensemble des sous-événements, on peut déterminer la constante p :

$$\begin{aligned}
 p &= \frac{7M_0^E}{16\Delta\sigma} \frac{3-D}{(R_{\max}^{3-D} - R_{\min}^{3-D})} & D \neq 3 \\
 p &= \frac{7M_0^E}{16\Delta\sigma} \frac{1}{\ln(R_{\max}/R_{\min})} & D = 3
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

où R_{\min} est le rayon du plus petit sous-événement à prendre en compte. La distribution fractale est générée à partir de N nombres réels, N_i , qui sont distribués aléatoirement de 0 à N . La taille associée au sous-événement est :

$$R_i = \left(\frac{DN_i}{p} + R_{\max}^{-D} \right)^{\frac{-1}{D}} \tag{3.7}$$

Le moment sismique total de cette réalisation est :

$$M_0^R = \sum_{i=1}^N M_0^i \tag{3.8}$$

Le moment sismique peut être ajusté à la valeur cible M_0^E au travers d'un ajustement du paramètre $\Delta\sigma$ (un ajustement qui reste inférieur à 10%). Le modèle de sources composites à distribution fractale proposé par Zeng et al. (1994) diffère de celui de Frankel (1991) en cela que :

- Les sous-événements peuvent être superposés ;
- La surface totale de tous les sous-événements est plus grande que la surface du séisme cible.

3.2.2 Caractéristiques spectrales du glissement composite

Afin de générer la distribution de glissement à partir de la distribution de taille, il est nécessaire de faire une hypothèse sur la forme de la distribution du glissement de chaque sous-événement. Nous avons fait le choix de définir chaque source comme un « crack » (Anderson, 1997) dont la fonction de glissement est définie par (Eshelby, 1957) :

$$\Delta u(r) = \frac{24}{7\pi} \frac{\Delta\sigma_d}{\mu} \sqrt{R^2 - r^2} \tag{3.9}$$

où μ est la rigidité, R est le rayon du crack, $\Delta\sigma_d$ est la chute de contrainte et r est la distance au centre du crack. Les sous-événements sont distribués aléatoirement sur le plan de faille

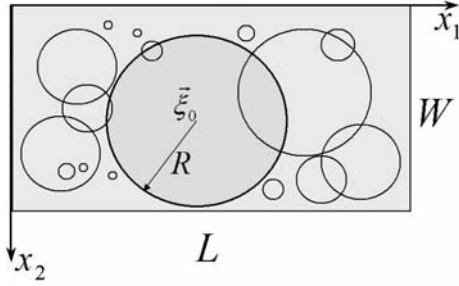


Figure 3.1 : Schéma d'une distribution de sous-événements sur le plan de faille.

Afin d'établir le comportement spectral asymptotique du modèle composite, considérons tout d'abord la transformée de Fourier spatiale à deux dimensions d'une source circulaire de type « crack » :

$$\Delta \tilde{u}(\vec{k}; R) = \frac{24}{7\pi} \frac{\Delta \sigma_d}{\mu} \iint \sqrt{R^2 - r^2} e^{i\vec{k} \cdot \vec{\xi}} d\vec{\xi} \quad (3.10)$$

En calculant algébriquement la transformée de Fourier, l'expression précédente peut être reformulée comme suit (pour plus de détails, voir annexe A) :

$$\Delta \tilde{u}(\vec{k}; R) = \frac{24}{7\pi} \frac{\Delta \sigma_d}{\mu} 2\pi \sqrt{2} \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) R^3 \frac{J_{\frac{3}{2}}(kR)}{(kR)^{\frac{3}{2}}} e^{i\vec{k} \cdot \vec{\xi}_0} \quad (3.11)$$

où $J_{3/2}(\cdot)$ est la fonction de Bessel, $\Gamma(\cdot)$ est la fonction Gamma, $k = |\vec{k}|$ est le nombre d'onde radial et $\vec{\xi}_0$ est la position du centre du crack (Figure 3.1). A basse fréquence, le comportement asymptotique de cette fonction est constant. Pour déterminer le comportement à haute fréquence, remarquons que la phase associée à la position d'un « crack » est aléatoire et uniforme sur le plan de faille. Par conséquent, l'amplitude du carré du spectre de glissement composite peut être exprimée comme suit :

$$|\Delta \tilde{u}^2(\vec{k})| = \int |\Delta \tilde{u}^2(\vec{k}; R)| dN \quad (3.12)$$

où $\Delta \tilde{u}(\vec{k}; R)$ est le spectre de glissement pour un crack de rayon R. Pour une distribution fractale de sous-événements, le nombre de sous-événements s'exprime en fonction de R :

$$dN = pR^{-D-1} dR \quad (3.13)$$

En s'inspirant du développement fait par Andrews (1980) pour la contrainte (ce qui est facilement extrapolable au glissement), on peut exprimer que l'amplitude du carré du spectre de glissement total est proportionnelle à k :

$$\begin{aligned} |\Delta \tilde{u}^2(\vec{k})| &\propto \int R^6 f^2(kR) R^{-D-1} dR \\ &\propto k^{-6+D} \int x^{5-D} f^2(x) dx \\ &\propto k^{-6+D} \end{aligned} \quad (3.14)$$

avec $f(x) = J_{3/2}(x)/x^{3/2}$. En prenant la racine de cette dernière expression (Eq. (3.14)), on obtient le comportement asymptotique de l'amplitude spectrale pour les grands nombres d'onde :

$$\left| \Delta \tilde{u}(\vec{k}) \right| \propto k^{-3+\frac{D}{2}} \quad (3.15)$$

Cette expression permet de définir l'amplitude spectrale de la chute de contrainte au travers de la relation $\Delta\sigma(k) \propto k^{-2+D/2}$. Afin de construire un glissement composite caractérisé par une décroissance en k^{-2} , il convient donc de choisir une dimension fractale égale à $D = 2$. Ces résultats sont cohérents avec les travaux d'Andrews (1980), de Frankel (1991) et de Zeng et al. (1994).

3.2.3 Analyse du glissement composite

En résumé, la génération du glissement composite s'effectue en deux étapes : (1) l'estimation de la distribution fractale des sous-événements $N(R)$ selon la méthode proposée par Zeng et al. (1994), et (2) la distribution aléatoire de ces sous-événements sur le plan de faille, en leur attribuant une fonction de glissement de type crack (Eshelby, 1957). La dimension fractale a été fixée à $D = 2$. La valeur maximale de R_i est définie étant comme une fraction de W (largeur de la faille) quant à la valeur minimale de R_i , elle a été fixée à $\Delta x/2$ afin de bien modéliser la bande complète de fréquences. Le nombre total de sources N est défini a priori, mais nous avons imposé une condition sur l'ajustement de la chute de contrainte $\Delta\sigma_d$ qui ne doit pas excéder 10% de la valeur choisie, ce qui peut nous conduire à réévaluer le nombre total de sources. Pour une dimension de faille et une magnitude définies, les paramètres R_{\max} , R_{\min} , $\Delta\sigma_d$ et N ne sont pas indépendants et les valeurs retenues peuvent influencer sur les caractéristiques de la distribution du glissement. L'objet des prochaines sections est de caractériser la sensibilité du modèle de glissement aux choix de paramètres en considérant le cas d'un séisme de magnitude 6 se produisant sur une faille de dimensions égales à $L \times W = 10 \times 5 \text{ km}^2$.

3.2.3.1 Effets de la variation de la chute de contrainte sur le glissement

La chute de contrainte $\Delta\sigma_d$ contrôle l'amplitude de la distribution du glissement associé à chaque sous-événement. Rappelons que cette chute de contrainte $\Delta\sigma_d$ (qui est constante pour tous les sous-événements) est à distinguer de la chute de contrainte $\Delta\sigma$ du glissement composite finale. Compte tenu des paramètres choisis ($M_w = 6.0$ et $L \times W = 10 \times 5 \text{ km}^2$), la chute de contrainte du séisme cible $\Delta\sigma$ est estimée à partir de relation proposée par Brune (1970) à 86 bars. Afin d'évaluer l'impact de la chute de contrainte $\Delta\sigma_d$ sur le glissement composite calculé *in fine*, nous allons analyser les caractéristiques spectrales de plusieurs distributions de glissement générées pour différentes valeurs de chute de

contrainte $\Delta\sigma_d$. Dans les travaux réalisés par Zeng et al. (1994), la chute de contrainte des sous-événements $\Delta\sigma_d$ est fixée à une valeur comparable à celle du séisme cible. Nous allons donc examiner ce cas particulier ($\Delta\sigma_d = 80$ bars), mais aussi deux autres cas pour lesquels la valeur de la chute de contrainte $\Delta\sigma_d$ est plus grande que $\Delta\sigma$ ($\Delta\sigma_d = 120$ et 160 bars). Pour faciliter l'analyse, les spectres de glissement obtenus pour ces trois valeurs $\Delta\sigma_d$ sont être comparés à un spectre de glissement analytique fixé arbitrairement à $(1+(kW/2\pi)^2)^{-1}$. Le nombre de sous-événements N a été fixé à 35000 de sorte à ce que nous puissions échantillonner l'intervalle de rayon R $[\Delta x/2, R_{\max}]$ avec $R_{\max} = 0,4W$.

Les résultats obtenus sont présentés dans le domaine spectral sur la Figure 3.2. On remarque que le comportement asymptotique haute-fréquence est proportionnel à k^{-2} pour les trois cas considérés. Puisque toutes les réalisations de glissement ont été obtenues pour la même valeur du moment sismique, l'amplitude spectrale à basses fréquences est la même. En revanche, on constate qu'à hautes fréquences, les amplitudes du spectre moyen sont un peu plus fortes pour des valeurs de chute de contrainte $\Delta\sigma_d$ plus grandes. Ceci se traduit par un accroissement de l'hétérogénéité spatiale de la distribution du glissement comme le montre la Figure 3.3. On note en effet que les fluctuations spatiales de courtes longueurs d'onde sont de plus fortes amplitudes.

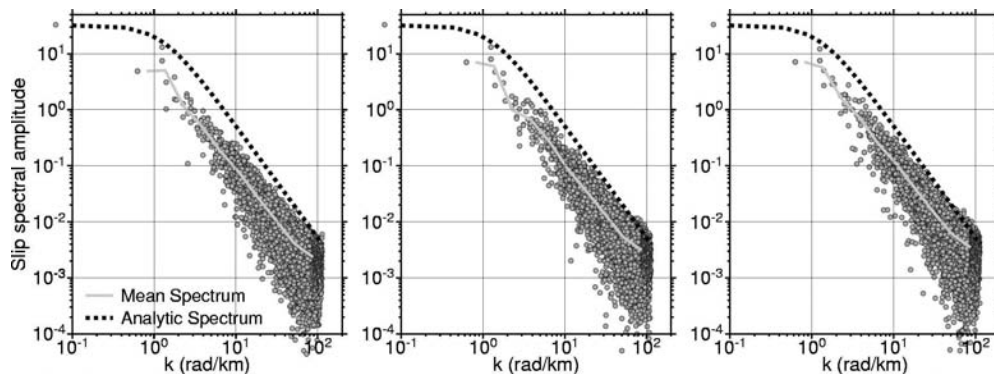


Figure 3.2 : Effet de la chute de contrainte des sous-événements $\Delta\sigma_d$ sur les spectres de glissement composite. De gauche à droite : les résultats obtenus pour $\Delta\sigma_d = 80, 120$ et 160 bars sont comparés avec la forme spectrale analytique pour $k_c = 2\pi/W$.

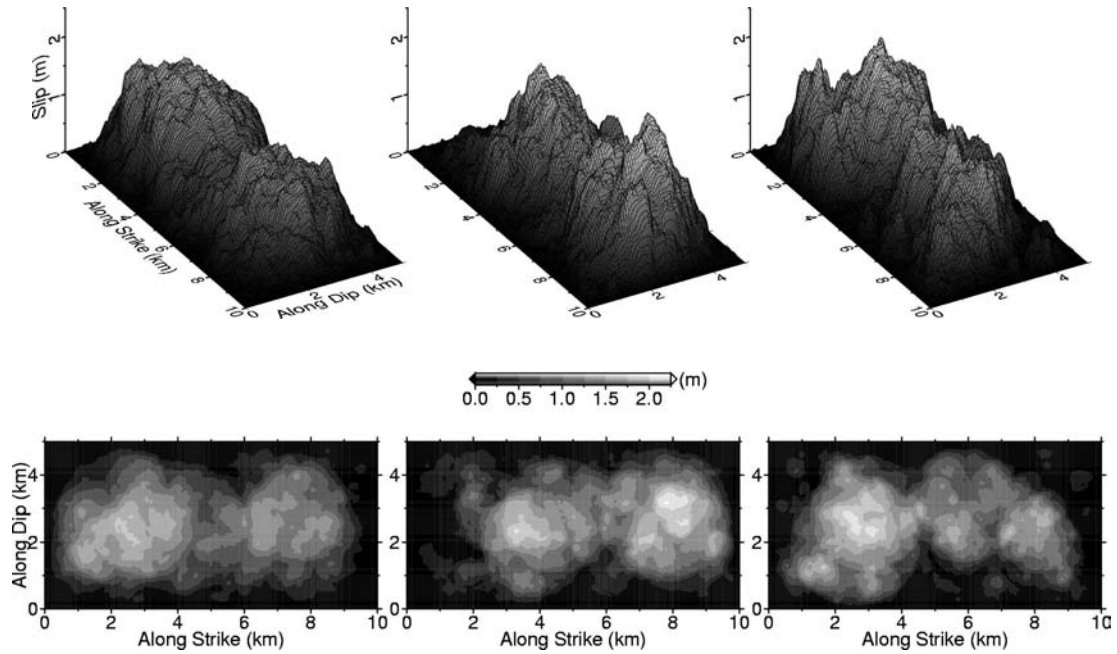


Figure 3.3 : Vues 3D et 2D du glissement composite généré pour 3 valeurs de chute de contrainte $\Delta\sigma_d$. De gauche à droite, $\Delta\sigma_d = 80, 120$ et 160 bars.

Pour avoir une vision plus complète de la manière dont sont distribués les sous-événements, nous avons regroupé les sous-événements par intervalles de rayon (Figure 3.4). Il apparaît clairement que l'effet d'augmenter la valeur de $\Delta\sigma_d$ conduit à modifier la répartition du nombre de sources par intervalles de rayon, avec une réduction du nombre de grandes sources, et que devrait se traduire, en partie, par une augmentation du nombre de sources de petites dimensions, mais par une redistribution du moment sismique afin de ajuster le moment sismique cible (il faut noter que le nombre total des sous-événements pour cette réalisation est fixé être constante). Les histogrammes de la distribution des rayons ont été tracés pour les trois valeurs de la chute de contrainte sur la Figure 3.5 en considérant les mêmes intervalles de R. Les différences observées sont mineures, néanmoins on remarque qu'en augmentant $\Delta\sigma_d$, le nombre de sources par intervalle diminue, à l'exception de l'intervalle incluant les sources les plus petites dont le nombre augmente (le nombre total de sources restant constant).

Finalement, il apparaît que la chute de contrainte des sources $\Delta\sigma_d$ doit être fixée à une valeur au moins égale à la valeur de la chute de contrainte estimé pour le séisme cible. En l'augmentant, le glissement devient plus hétérogène en se rapprochant de la courbe analytique tracée comme référence.

3.2 Description et propriétés d'une dislocation composite à distribution fractale

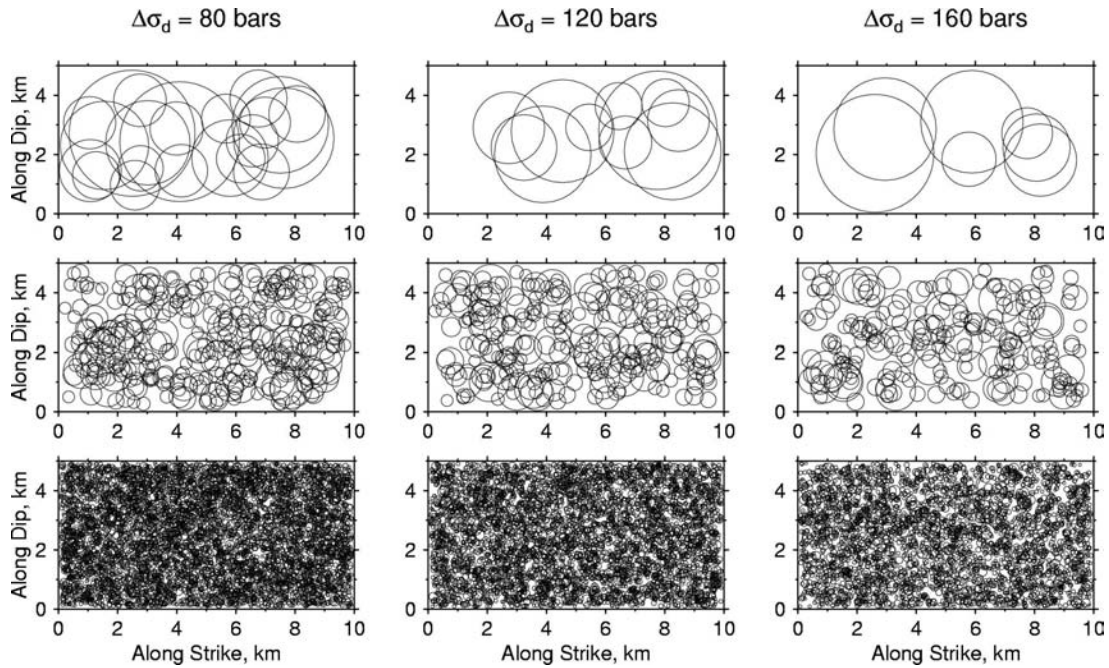


Figure 3.4 : Distribution des sous-événements sur le plan de faille pour des valeurs de chute de contrainte $\Delta\sigma_d = 80, 120$ et 160 bars. De haut en bas, les sous-événements ont été groupés par intervalles de rayon $[R_{max}, 0,75]$, $] 0,75, 0,2]$ et $] 0,2, 0,05]$.

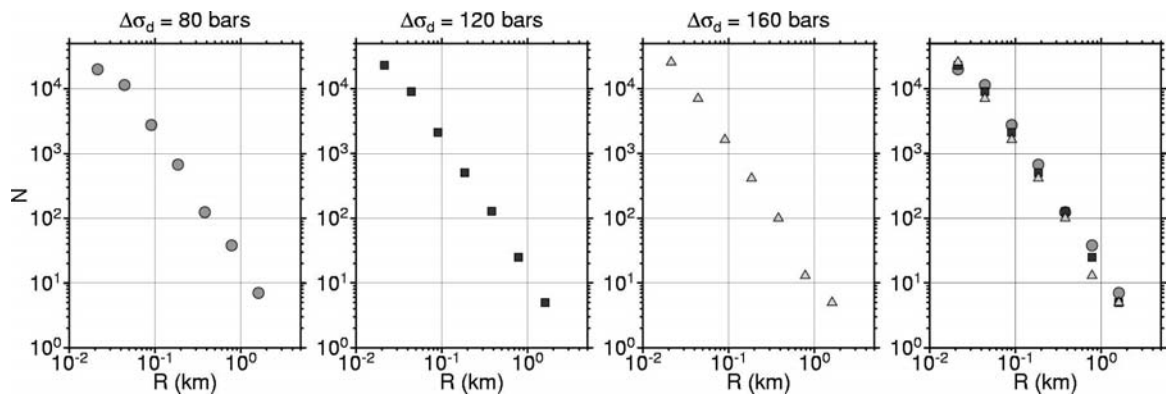


Figure 3.5 : Histogrammes de la distribution de sous-événements pour trois valeurs de la chute de contrainte $\Delta\sigma_d = 80, 120$ et 160 bars (cercle, carré, triangle, respectivement). Les histogrammes sont superposés le graphe de droite.

3.2.3.2 L'effet sur le glissement du nombre de sous-événements considérés

Dans cette section, nous examinons les effets sur le glissement du nombre de sous-événements considérés. La valeur de la chute de contrainte ($\Delta\sigma_d$) de sous-événements a été fixée à 120 bars car cette valeur permet d'obtenir un bon compromis entre hétérogénéité du glissement et une meilleure distribution du moment sismique parmi les plus grandes

sources. La Figure 3.6 illustre l'effet du nombre de sous-événements sur le comportement des amplitudes spectrales pour trois réalisations du glissement en utilisant $N = 30000$, 35000 et 40000 . On note que les amplitudes spectrales sont comparables pour les trois valeurs de N testées et ce sur l'ensemble de la gamme de nombre d'onde. Néanmoins, comme l'illustre la Figure 3.7, la position des sous-événements va fortement conditionner la forme du glissement. Par exemple dans le cas où N est égal à 40000 , le glissement maximal est dû à la superposition de plusieurs sources de taille intermédiaire.

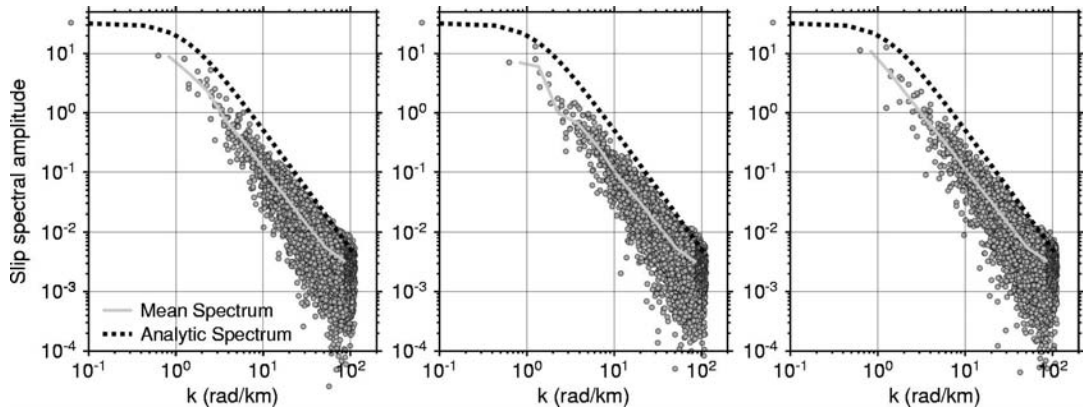


Figure 3.6 : Effet du nombre de sous-événements choisis (N) sur les spectres de glissements composites. De gauche à droite, $N = 30000$, 35000 et 40000 pour une chute de contrainte fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars.

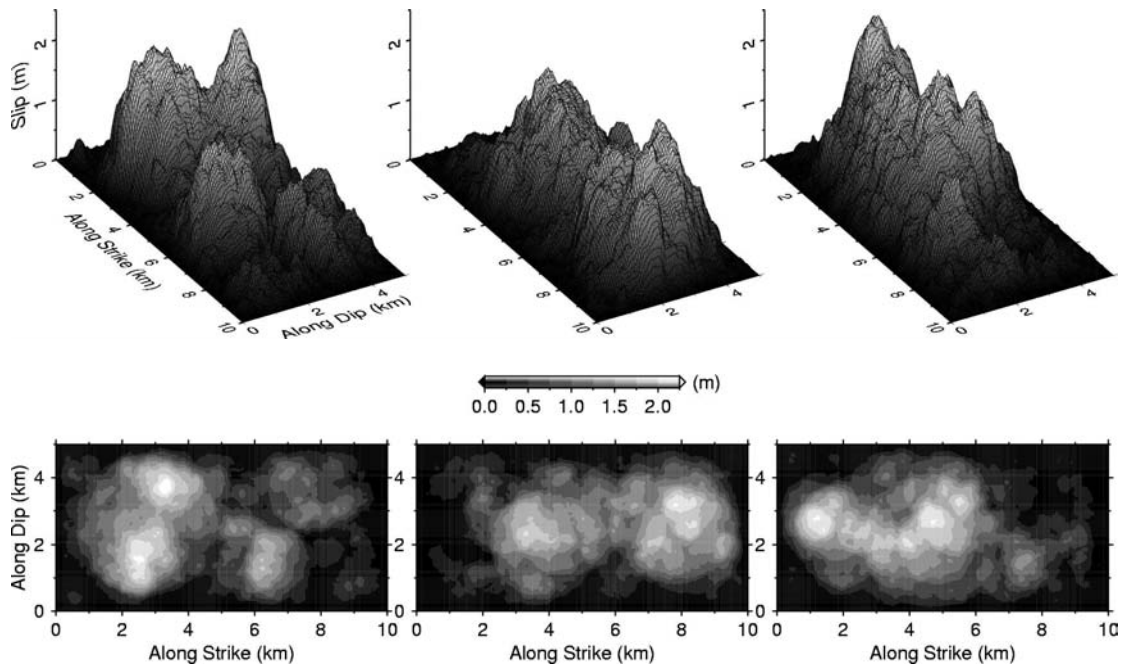


Figure 3.7 : Variation spatiale du glissement pour des valeurs de $N = 30000$, 35000 et 40000 avec une chute de contrainte fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars.

La Figure 3.8 montre les histogrammes de la distribution des sous-événements pour les trois valeurs de N choisies. On constate qu'en utilisant la méthode de Zeng et al. (1994) pour générer la distribution fractale $N(R)$, augmenter le nombre de sous-événements conduit (1) à générer globalement plus de sous-événements de petites tailles, (2) à perturber légèrement le nombre de sources de plus grande taille par rapport à la décroissance R^{-2} . Cependant, les différences observées restent faibles dû au fait que l'augmentation du nombre de sous-événements est de l'ordre de $\sim 15\%$.

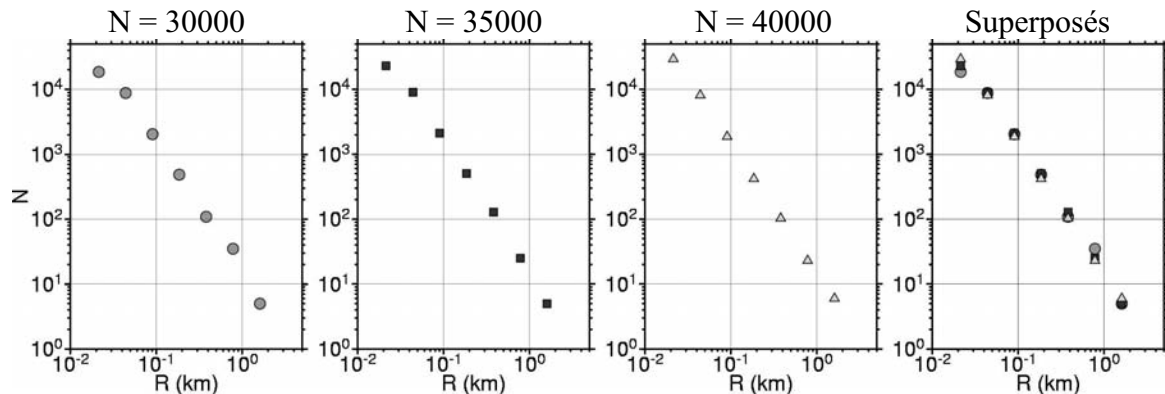


Figure 3.8 : Histogrammes de la distribution des sous-événements pour 3 valeurs de $N = 30000$, 35000 et 40000 (cercle, carré, triangle). La chute de contrainte est fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars.

3.2.3.3 L'effet sur le glissement de la valeur R_{max} effective de la distribution

La taille de la plus grande source est un des paramètres qui conditionne le degré d'hétérogénéité de la distribution de glissement. Cette valeur contrôle également le temps de montée maximal que l'on relie au pulse propageant. On définit donc un paramètre R_{max} qui correspond à la taille de source maximale que l'on s'autorise à considérer. La procédure de génération du glissement composite est effectuée jusqu'à l'obtention d'une distribution pour laquelle la plus grande source ait un rayon proche de la valeur de R_{max} définie initialement. A la lumière des résultats précédents, la chute de contrainte a été fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars et le nombre de sources à $N = 35000$, ce qui correspond à un bon compromis entre la modélisation de la loi fractale et la réalisation d'une distribution hétérogène. Les calculs précédents ont été effectués en fixant R_{max} à une valeur proche de $0,4W$. Nous allons examiner les cas où R_{max} est égal à $0,25W$, $0,30W$ et $0,35W$, respectivement. Plus R_{max} est grand, plus la part de moment sismique portée par les grandes sources est importante.

La Figure 3.9 montre les histogrammes pour les trois réalisations de glissement où l'on observe une redistribution du nombre de sources de grande taille ($R > 0,3$ km). En revanche, la distribution ne change pas pour les petites sources. La pente change

légèrement afin d'ajuster la distribution entre les plus grandes et les plus petites sources, mais la dimension fractale de la distribution reste globalement égale à $D = 2$.

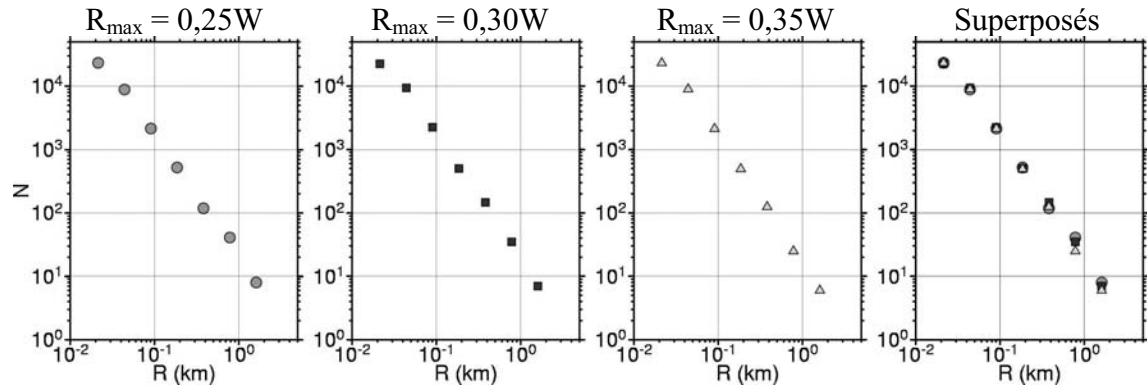


Figure 3.9 : Histogramme de la distribution des sous-événements pour 3 valeurs de $R_{max} = 0,25W$, $0,30W$ et $0,35W$. La chute de contrainte est fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars.

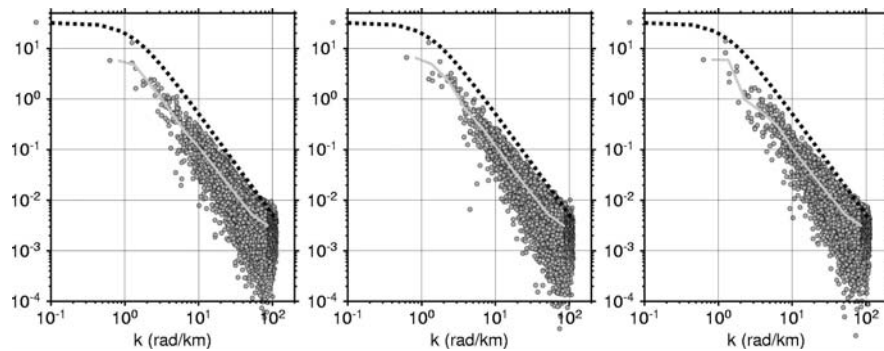


Figure 3.10 : Effet de la valeur du rayon maximal effectif de la distribution (R_{max}) sur les spectres de glissements composites. De gauche à droite, $R_{max} = 0,25 W$, $0,30W$ et $0,35 W$. La chute de contrainte fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars.

Les spectres de glissement sont montrés dans la Figure 3.10 où l'on observe que seules les amplitudes associées aux premiers nombres d'onde augmentent lorsque la valeur de R_{max} diminue, le reste du spectre étant quasi-inchangé. Ce changement, assez mineur dans le domaine spectral, est plus net dans le domaine spatial (Figure 3.11). Lorsque R_{max} diminue, le moment sismique est redistribué entre les grandes et les autres sources. Ainsi le glissement est mieux distribué sur l'ensemble du plan de faille et non plus concentré dans des zones dominées par les plus grandes sources. Il peut donc s'avérer nécessaire de relâcher la valeur R_{max} afin de mieux distribuer le glissement sur le plan de faille. Un choix de R_{max} entre $0,30W$ à $0,40W$ semble être adapté pour distribuer le moment sismique entre les plus grandes sources.

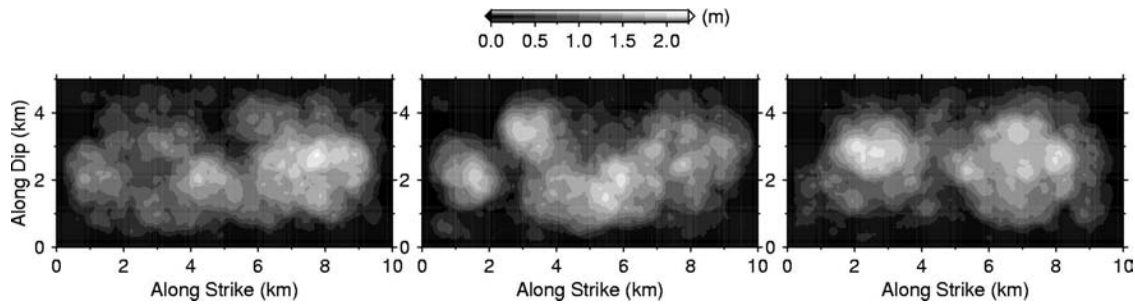


Figure 3.11 : Variation spatiale du glissement pour 3 valeurs de $R_{max} = 0,25W, 0,30W$ et $0,35W$. La chute de contrainte fixée à $\Delta\sigma_d = 120$ bars.

Finalement, en pratique la distribution de glissement est générée comme suit : (1) la chute de contrainte $\Delta\sigma_d$ est imposée être égale à la chute de contrainte du séisme cible ($\Delta\sigma$), (2) la valeur de R_{max} est choisie entre $0,30W$ à $0,40W$, ce qui conduit à ajuster le nombre N de sources pour générer la distribution qui satisfait R_{min} et R_{max} aux valeurs spécifiées. La valeur $\Delta\sigma_d$ peut ensuite être incrémentée pour générer un glissement plus hétérogène avec des amplitudes spectrales plus grandes pour les grands nombres d'onde par rapport au cas $\Delta\sigma = \Delta\sigma_d$.

3.2.4 Glissement composite pour une distribution fractale de sources ayant une chute de contrainte variable

Pour le modèle de sources composites, la valeur $\Delta\sigma_d$ est indépendante du $\Delta\sigma$ (séisme cible). Toutefois, la chute de contrainte du séisme cible ($\Delta\sigma$) est une vision macroscopique, estimée en considérant le glissement moyen et la surface rompue. Kanamori et Anderson (1975) suggèrent que la valeur moyenne de la chute de contrainte est de l'ordre de 60 bars, avec des différences entre les séismes inter-plate et intra-plate pour lesquels la chute de contrainte est de l'ordre de 30 et 100 bars, respectivement. Cependant, les fluctuations de la chute de contrainte sur le plan de faille peuvent être fortes comme le montre l'analyse des distributions de glissement obtenues par inversion (e.g. Bouchon, 1997). Par exemple d'après cet auteur, la chute de contrainte atteint localement pour le séisme de Morgan Hill (1984) des valeurs de 100 MPa, sur des zones de l'ordre de quelques kilomètres. Par ailleurs, Nadeau et Johnson (1998) ont analysé les caractéristiques de séismes répétés (repeating earthquakes) sur la faille de San Andreas en Californie dont les magnitudes sont comprises entre -0,7 à 1,4 et entre 3,5 à 4,9. Cette étude montre que la chute de contrainte augmente quand la magnitude diminue, avec valeurs de l'ordre de 30 MPa pour des magnitudes 4 et de l'ordre de 1000 MPa pour des séismes de magnitude 1.

Le but de ce petit paragraphe est donc d'illustrer l'influence que peut avoir une chute de contrainte variable sur le glissement. Pour cela, il convient de se donner une règle pour décrire la fluctuation de la chute de contrainte. L'unique hypothèse qui est faite est que, conformément l'étude que nous citons précédemment, la chute de contrainte $\Delta\sigma_d$

augmente statistiquement pour les petites sources. En pratique, la fluctuation reste arbitraire dans le sens où cette dernière n'est pas contrôlée par une loi physique. La méthode proposée dans ce paragraphe consiste à borner la chute de contrainte entre deux valeurs : (1) une valeur seuil minimale indépendante de R ($\Delta\sigma_d$) et une valeur maximale qui augmente quand R diminue jusqu'à une valeur de saturation prédéfinie. La chute de contrainte associée à chaque source est choisie aléatoirement entre ces deux valeurs limites de manière uniforme. L'exemple présenté sur la Figure 3.12 a été obtenu en considérant pour le cas d'une chute de contrainte constante une valeur de $\Delta\sigma_d$ égale à 12 MPa et pour le cas d'une chute de contrainte variable un seuil égal à 10 MPa et une valeur maximale de 30 MPa (la valeur moyenne de la chute de contrainte de la distribution étant égale à 18,5 MPa). Les valeurs de la chute de contrainte en fonction de R sont montrées sur la Figure 3.12. On observe effectivement que les fluctuations dans le cas d'une chute de contrainte variable sont bornées jusqu'à 30 MPa. En comparant le moment sismique cumulé en fonction de R pour les deux cas considérés, on constate qu'en introduisant une chute de contrainte variable, les sources de petites tailles et tailles intermédiaires ($R > 0,1$ km) contribuent beaucoup plus au moment sismique que dans le cas d'une chute de contrainte constante (Figure 3.12, en haut).

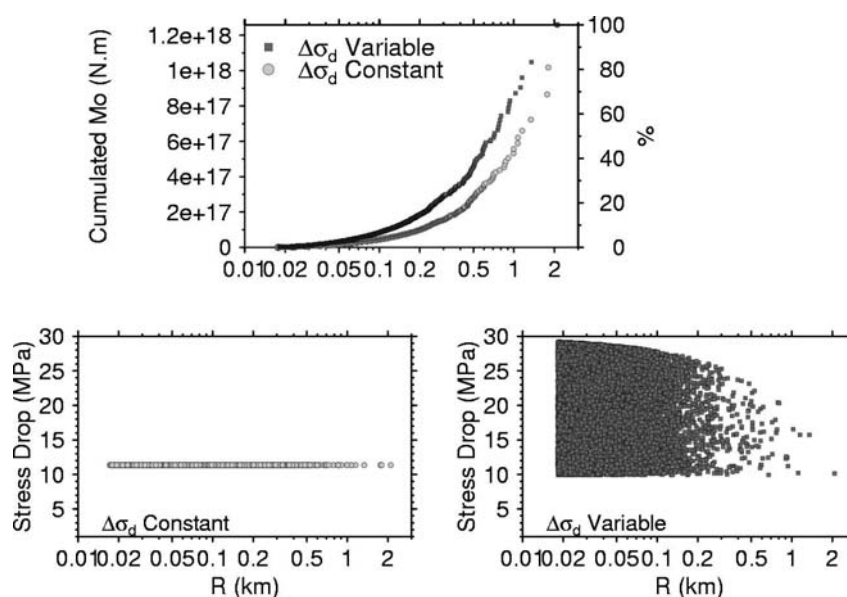


Figure 3.12 : Comparaison entre la prise en compte d'une chute de contrainte (colonne à gauche) constante et (droite) variable. (En haut) Distribution de moment sismique cumulé en fonction du rayon. (En bas) Distribution de la chute de contrainte en fonction de R .

Dans le domaine spatial, l'introduction d'une chute de contrainte variable se traduit par une augmentation de l'hétérogénéité du glissement comme le montre la Figure 3.13. Les amplitudes spectrales augmentent dans toute la bande de k , mais plus particulièrement à fréquences intermédiaires et à hautes fréquences. A titre de comparaison, nous avons ajouté les résultats d'un calcul avec une approche spectrale (introduite dans le Chapitre 3).

3.2 Description et propriétés d'une dislocation composite à distribution fractale

Rappelons que l'approche fractale se différencie de l'approche spectrale par sa plus grande souplesse (domaine spatiale versus domaine spectral) et par l'absence de valeurs de glissement négatives. Si l'on compare les glissements obtenus, on note que les amplitudes (spatiales et spectrales) sont plus fortes dans l'approche spectrale. Dans les deux cas, la variabilité spatiale est satisfaisante. Au premier ordre, la valeur moyenne des spectres (trait gris continue) suit la tendance de la forme spectrale analytique de référence (trait noir discontinue), même si on observe une légère déviation de la pente dans l'approche fractale à haute fréquence.

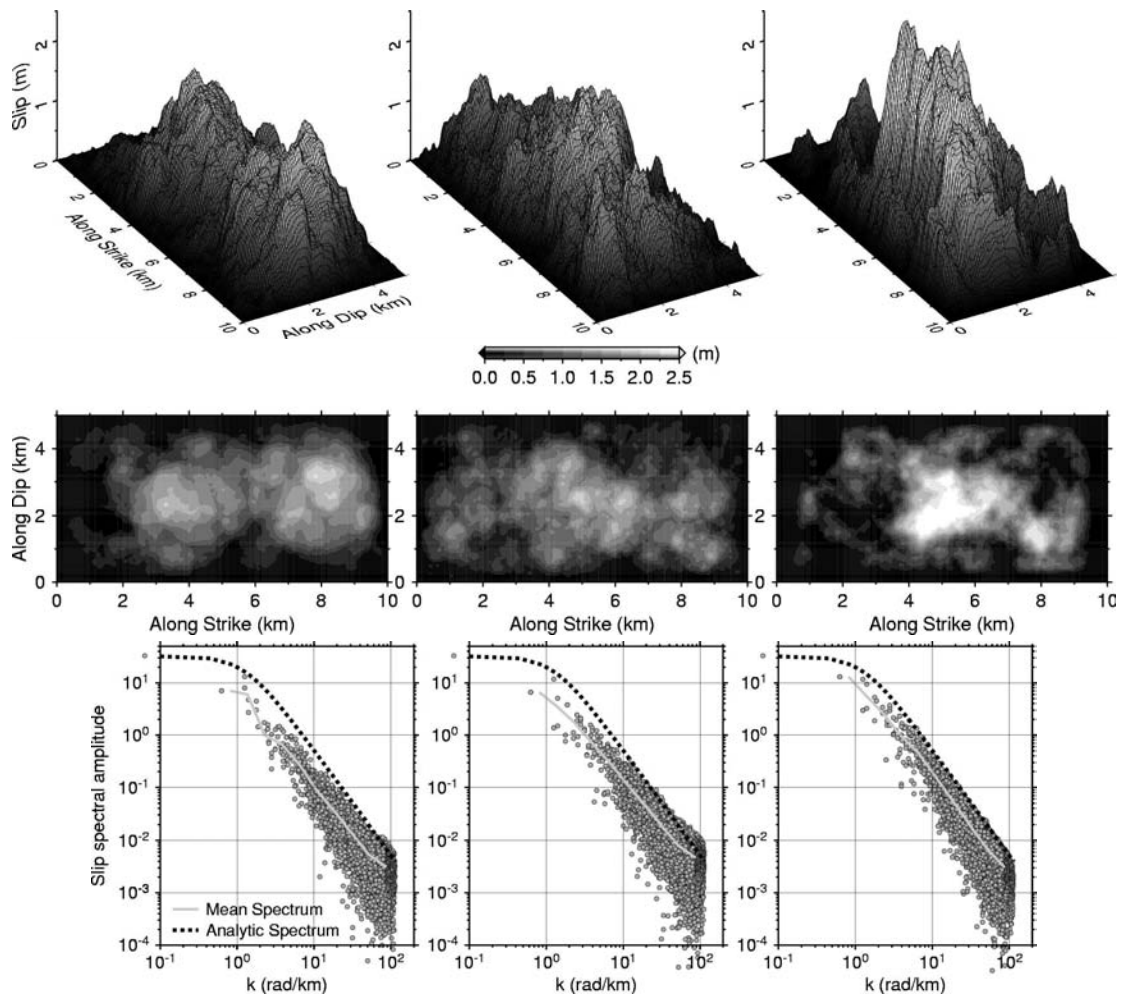


Figure 3.13 : Comparaison de la distribution de glissement (vue 3D, 2D) et leur spectres en considérant une approche fractale avec la valeur de la chute de contrainte (colonne gauche) constante, (au centre) variable, et (droite) avec l'approche spectrale.

Il apparaît donc qu'une hypothèse de chute de contrainte variable augmente l'hétérogénéité spatiale du glissement avec un raccordement plus satisfaisant des amplitudes spectrales du glissement à la forme analytique cible. En termes de perspective, il conviendrait néanmoins de définir de façon plus satisfaisante la variabilité de la chute de contrainte en fonction de

la taille des sources, par exemple en se basant sur une relation entre magnitude et chute de contrainte (e.g. Nadeau et Johnson, 1998).

3.3 Définition de la cinématique du modèle de sources composites

La différence principale entre le modèle k^{-2} de Bernard et al. (1996) et le modèle composite que nous développons - rappelons que nos modèles composites présentent une décroissance spectrale en k^{-2} - tient au fait que les calculs du rayonnement sont effectués dans les domaines spectral (k) et spatial (x, y), respectivement. Pour le reste, la cinématique de la mise en place de ce modèle composite de glissement repose sur les mêmes hypothèses que celles du modèle k^{-2} à savoir (1) la vitesse de rupture est supposée constante, et (2) la fonction source temporelle associée à chaque hétérogénéité est une boîte $F(t, R)$ de largeur $\tau(R)$. Ce que nous cherchons à démontrer dans les sections suivantes, c'est que notre modèle composite (1) génère un rayonnement dont les caractéristiques sont essentiellement les mêmes que celles du modèle k^{-2} (c'est-à-dire un spectre d'accélération en ω^2 , des amplitudes spectrales proportionnelles à haute fréquence au coefficient de directivité), mais de plus (2) que les vitesses de glissement modélisés sur le plan de faille sont compatibles avec les résultats issus de la modélisation dynamique pour une plus grande souplesse de mise en œuvre.

3.3.1 Caractéristiques spectrales du rayonnement haute-fréquence en champ lointain

Dans le but de définir les caractéristiques spectrales du rayonnement haute-fréquence en champ lointain de notre modèle cinématique, nous cherchons à déterminer une solution analytique haute-fréquence pour le rayonnement spectral. Pour cela, nous allons suivre le cheminement proposé par Bernard et al. (1996) pour le modèle k^{-2} .

Le spectre du déplacement du sol généré par une dislocation de type « crack » et mise en place en rupture unidirectionnelle (Figure 3.14) peut être exprimé comme suit :

$$\hat{u}(\omega; R) = \Delta\tilde{u}\left(k_x = \frac{\omega}{v_r C_d}, k_y = 0; R\right) F(\omega; R) \quad (3.16)$$

où $\Delta\tilde{u}(\vec{k}; R)$ est le spectre du glissement pour un « crack » de rayon R .

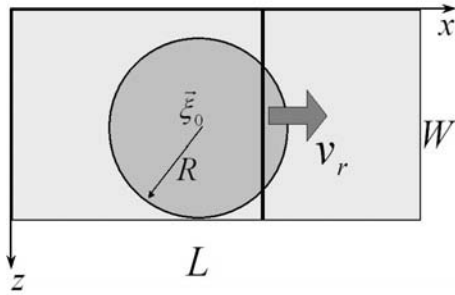


Figure 3.14 : Schéma illustrant la rupture unidirectionnelle d'un sous-événement de type « crack » localisé sur une faille planaire $L \times W$.

Pour déterminer le rayonnement haute-fréquence d'une source composite (constituée d'un ensemble de sous-événements de type « crack »), on suppose que l'énergie rayonnée par chaque sous-événement est incohérente (Boatwright, 1988 ; Frankel, 1991) :

$$|\hat{u}^2(\omega)| = \int |\hat{u}^2(\omega, R)| n(R) dR \quad (3.17)$$

En considérant que (1) les sous-événements sont distribués entre R_{\max} et R_{\min} et que (2) la fonction source dépend de la taille de l'hétérogénéité, on peut écrire :

$$|\hat{u}^2(\omega)| = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} |\Delta \tilde{u}^2(k_x = \frac{\omega}{v_r c_d}, k_y = 0; R)| F^2(\omega, R) |p R^{-D-1} dR \quad (3.18)$$

Par analogie avec le modèle k^{-2} , en définissant pour chaque sous-événement une longueur caractéristique $\lambda = 2R$ ($k = 2\pi/\lambda$), on peut définir le temps de montée selon l'expression :

$$\tau(R) = \begin{cases} \tau_{\max} & R \geq \frac{L_0}{2a} \\ \tau_{\max} \frac{2aR}{L_0} & R < \frac{L_0}{2a} \end{cases} \quad (3.19)$$

où L_0 est la largeur du pulse, et $\tau_{\max} = L_0/V_r$ et a ($a = 0,5$) sont des paramètres définis dans Bernard et al. (1996). Pour cette application, la valeur de a est fixée en faisant l'hypothèse que l'aspérité correspond exactement à la longueur d'onde d'un glissement décomposé dans l'espace de nombres d'ondes. Cependant, cette hypothèse sera relâchée dans la section 3.4.

La fonction boîte $F(\omega, R)$ de largeur $\tau(R)$ s'exprime dans le domaine des fréquences comme suit :

$$F(\omega, R) = \begin{cases} \frac{\sin(\frac{\omega \tau_{\max}}{2})}{\frac{\omega \tau_{\max}}{2}} & R \geq \frac{L_0}{2a} \\ \frac{\sin(\frac{\omega a R}{v_r})}{\frac{\omega a R}{v_r}} & R < \frac{L_0}{2a} \end{cases} \quad (3.20)$$

En prenant en compte l'expression du spectre de glissement :

$$\Delta \tilde{u}(k_x = \frac{\omega}{v_r C_d}, k_y = 0; R) = C e^{i\bar{k} \cdot \bar{z}_0} R^3 f(\frac{\omega R}{v_r C_d}) \quad (3.21)$$

avec $C = \frac{24}{7\pi} \frac{\Delta\sigma}{\mu} 2\pi\sqrt{2}\Gamma(\frac{3}{2})$ et $f(x) = J_{3/2}(x)/x^{3/2}$.

Le spectre au carré du rayonnement de la source composite est égal à :

$$\Delta \tilde{u}^2(k_x = \frac{\omega}{v_r C_d}, k_y = 0) = C^2 R^6 f^2(\frac{\omega R}{v_r C_d}) \quad (3.22)$$

En injectant cette expression dans l'intégrale Eq. (3.18) et en faisant l'hypothèse d'une chute de contrainte constante pour tous les sous-événements, le spectre de déplacement au carré peut s'exprimer ainsi:

$$\begin{aligned} |\hat{u}^2(\omega)| &= \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \left| C^2 R^6 f^2\left(\frac{\omega R}{v_r C_d}\right) F^2(\omega, R) \right| p R^{-D-1} dR = \\ &= p C^2 \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^{5-D} f^2\left(\frac{\omega R}{v_r C_d}\right) F^2(\omega, R) \end{aligned} \quad (3.23)$$

Finalement, avec un changement de variable, l'intégrale peut être séparée en deux et l'expression devient :

$$\begin{aligned} |\hat{u}^2(\omega)| &= p C^2 \left(\frac{v_r C_d}{\omega} \right)^{6-D} \left(\int_{\frac{\omega R_{\min}}{v_r C_d}}^{\frac{\omega R_0}{v_r C_d}} x^{5-D} f^2(x) \left| \frac{\sin(a C_d x)}{a C_d x} \right|^2 dx + \right. \\ &\quad \left. \int_{\frac{\omega R_0}{v_r C_d}}^{\frac{\omega R_{\max}}{v_r C_d}} x^{5-D} f^2(x) \left| \frac{\sin\left(\frac{\omega \tau_{\max}}{2}\right)}{\frac{\omega \tau_{\max}}{2}} \right|^2 dx \right) \end{aligned} \quad (3.24)$$

Pour analyser le comportement spectral de cette expression analytique Eq. (3.24), nous avons procédé à une évaluation numérique de l'intégrale. Les résultats sont présentés Figure 3.15 pour différentes valeurs du rapport V_r/V_s et de largeur de pulse. Du fait que cette solution analytique n'est valable qu'à haute fréquence, les solutions ont été tracées en trait continu là où elles sont considérées valides, ce domaine étant fonction de l'azimut. Frankel (1991) définit le domaine de validité de sa solution haute-fréquence en fonction de la fréquence coin de la plus petite source. Il est à noter que la fréquence caractéristique du pulse f_p , est moins constructive pour la station directive par rapport à la solution analytique du spectre d'une source ligne en rupture unidirectionnelle montrée dans Bernard et al. (1996).

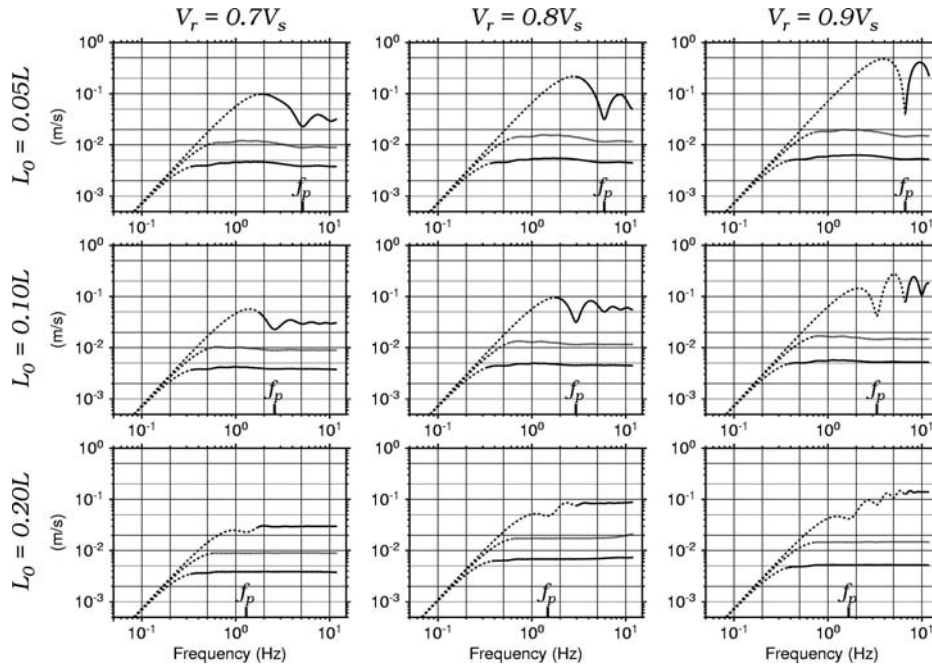


Figure 3.15 : Spectres d'accélération théoriques (somme incohérente) calculés pour les ondes S jusqu'à une fréquence maximale de 12 Hz. Trois configurations sont testées : directive (spectre de plus forte amplitude), non-directive (spectre intermédiaire) et anti-directive (spectre de plus faible amplitude) pour plusieurs largeurs de pulse L_0 (de haut en bas $0,05L$, $0,10L$ et $0,20L$) et rapports V_r/V_s (de gauche à droite $0,7$, $0,8$ et $0,9$).

En examinant les spectres théoriques montrés sur la Figure 3.15, on constate que les amplitudes du spectre d'accélération à hautes fréquences sont proportionnelles au paramètre C_d comme dans le modèle k^{-2} . Une manière simple de vérifier ceci est de comparer ces résultats à ceux obtenus par l'expression analytique de Bernard et al. (1996) en calculant le rapport des amplitudes spectrales à haute fréquence entre une station avec un azimut (θ) quelconque et la station non-directive ($\theta = 90^\circ$, station de référence). Le rapport spectral théorique à haute fréquence ($f > f_0$) obtenu avec l'expression analytique du modèle k^{-2} est :

$$\frac{\hat{a}(f, \theta)}{\hat{a}(f, \theta = 90)} = C_d \frac{\sin(a\pi C_d)}{\sin(a\pi)} \propto C_d \sin(a\pi C_d) \quad f > f_0 \quad (3.25)$$

où $\hat{a}(f, \theta)$ représente l'amplitude spectrale d'accélération. Les amplitudes du spectre d'accélération sont proportionnelles au coefficient de directivité C_d , modulé par le facteur $\sin(a\pi C_d)$. Cette expression se caractérise par des trous dans les rapports spectraux qui correspondent aux singularités propres au terme algébrique $\sin(a\pi C_d)$. Il faut toutefois préciser que cette expression n'est valide que pour un modèle simplifié de source ligne. Les rapports spectraux ont été calculés à partir des valeurs prédites par les courbes analytiques théoriques à haute fréquence ($\sim 11-12$ Hz), et sont présentés sur la Figure 3.16 pour différentes largeurs de pulse ($L_0 = 0,05L$, $0,10L$ et $0,20L$) et différentes vitesses de

rupture. Comme le montre la Figure 3.16, la solution analytique du spectre d'accélération que nous avons développée est proche de la solution développée pour le modèle k^{-2} , à ceci près qu'elle ne présente pas de singularité pour $V_r/V_s = 0.75$ comme la solution analytique du modèle k^{-2} . Le modèle fractal conduit à des amplitudes spectrales proportionnelles à C_d en directif, et proche de $C_d \cdot \sin(a \pi C_d)$ en anti-directif. Il existe donc de fortes similitudes entre le modèle fractal et le modèle k^{-2} .

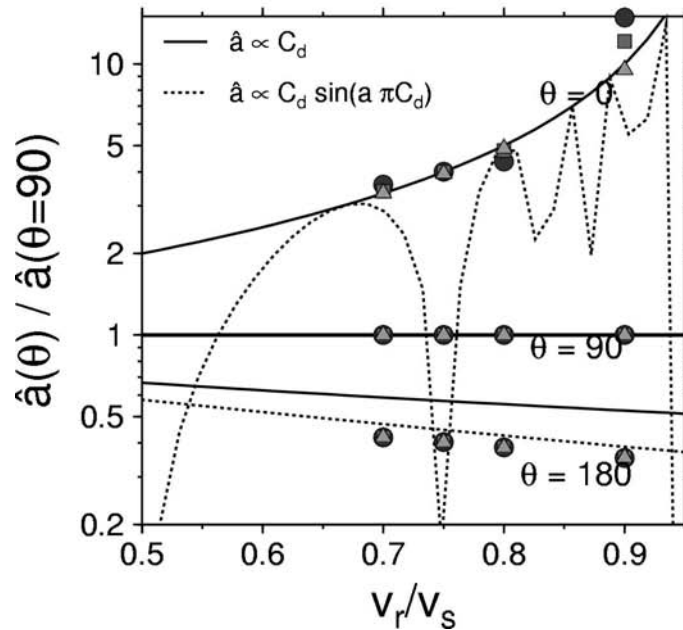


Figure 3.16 : Rapport spectral haute-fréquence des amplitudes théoriques d'accélération d'une station donnée avec la station non-directive en fonction de la vitesse de rupture. Les rapports ont été estimés pour différentes largeurs de pulse ($L_0 = 0,05L$, $0,10L$ et $0,20L$, cercle, carré et triangle, respectivement) pour trois azimuts ($\theta = 0^\circ$, 90° et 180°). Les courbes en trait continu et en pointillé correspondent aux termes C_d et $C_d \sin(a \pi C_d)$, respectivement.

3.3.2 Vitesse de glissement modélisée

La modélisation de la vitesse de glissement en un point donné de la faille résulte de la sommation des contributions de plusieurs sous-événements en utilisant un temps de montée dépendant de l'échelle (Eq. (3.19)) et comme fonction source temporelle une fonction « boîte » (Eq. (3.20)). La Figure 3.17a illustre la vitesse de glissement modélisée pour quelques points localisés sur le plan de faille en utilisant $L_0 = 0,05L$. On observe qu'avec cette approche, la vitesse de glissement modélisée est toujours positive et a un comportement moyen assez proche des résultats obtenus par modélisation dynamique (Figure 3.17b).

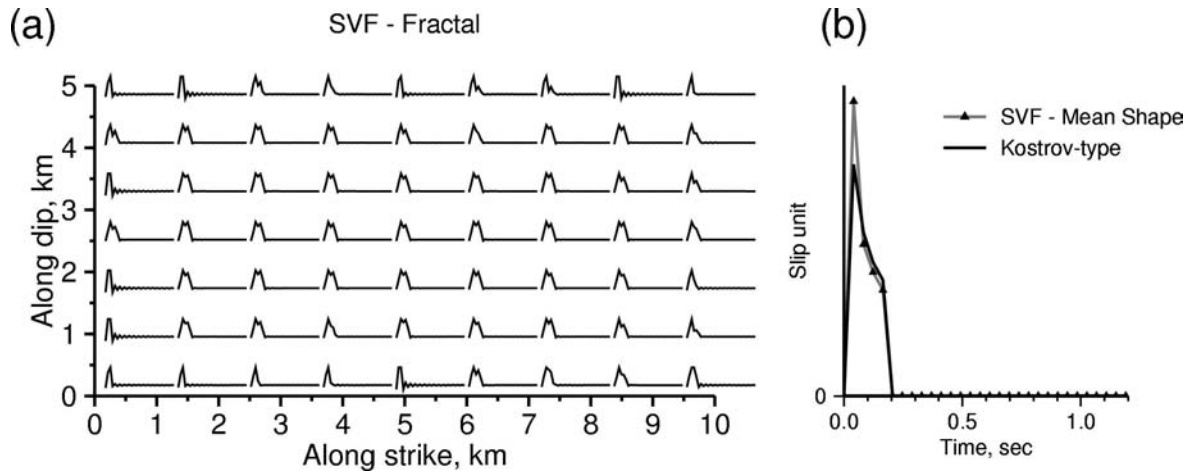


Figure 3.17 : (a) Distribution des vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle de sources composites à distribution fractale avec $L_0 = 0,05L$. (b) Forme moyenne de la vitesse de glissement (triangles) comparée à celle obtenue pour une solution de type-Kostrov tronquée à la valeur du temps de montée (trait continu).

Dans le cas où la largeur du pulse modélisé est plus large ($L_0 = 0,20L$), la variabilité spatiale et temporelle de la vitesse de glissement (Figure 3.18a) est plus forte comparativement aux résultats précédents (Figure 3.17a). Les formes de vitesse de glissement sont plus impulsives en bord de faille avec des temps de montée effectifs plus courts en comparaison des temps de montée au centre de la faille qui sont de l'ordre de τ_{\max} . Ces différences sont dues au fait que la contribution au glissement des sources les plus grandes (celles qui sont associées à τ_{\max}) est concentrée au centre de la faille. La contribution des sources les plus petites est elle distribuée de façon plus homogène sur l'ensemble du plan de faille. La forme moyenne de la vitesse de glissement calculée numériquement est comparable au premier ordre avec la solution de type Kostrov (Figure 3.18b), même si dans le détail, la solution est plus impulsive au début et décroît ensuite plus rapidement que la solution analytique de référence. Si on la compare avec celle de la Figure 3.17b, on peut conclure que la forme moyenne décroît plus rapidement que la solution de Kostrov lorsque la valeur de τ_{\max} augmente. La singularité résulte du mode de mise en place des contributions (rayonnement synchrone avec le front de rupture, concentration au niveau du front de rupture des sources les plus petites associées à un temps de montée très court). En permettant aux petites sources de rayonner après le passage du front de rupture (et non pas de façon synchrone), la phase impulsive de la fonction vitesse de glissement devrait être moins singulière.

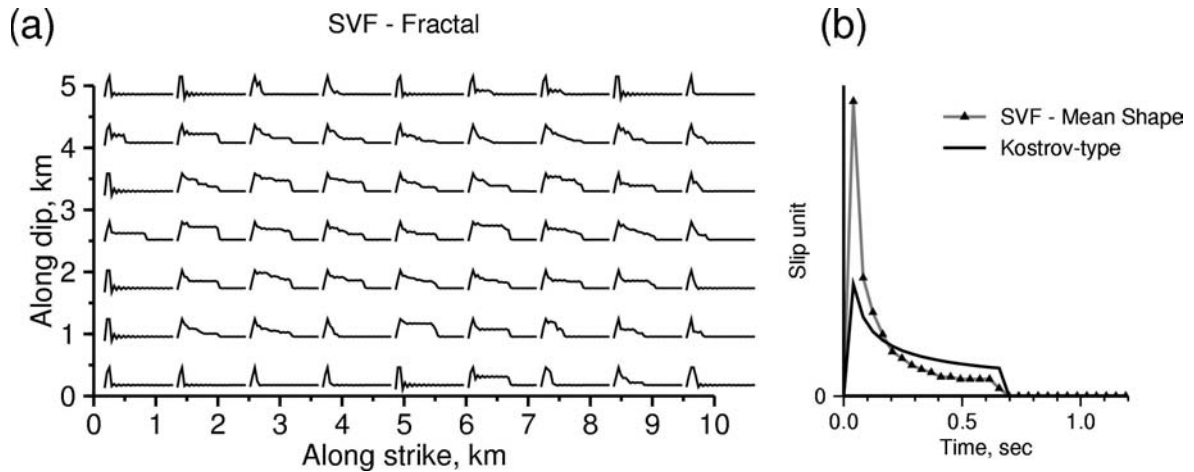


Figure 3.18 : Même légende que la Figure 3.17 pour $L_0 = 0,20L$.

Finalement, comme nous l'avons déjà remarqué dans le Chapitre 3, ces résultats nous permettent de conclure que ce modèle de sources composites est très satisfaisant puisque :

- La vitesse de glissement modélisée est toujours positive ;
- La forme moyenne de la vitesse de glissement suit une décroissance proche des résultats obtenus par modélisation dynamique ;

Les caractéristiques du rayonnement étant en ω^2 et proportionnelles à C_d à haute fréquence, on donc retrouve les mêmes propriétés de rayonnement que celles obtenues avec le modèle k^{-2} (Bernard et al., 1996).

3.3.3 Modélisation d'accélérogrammes synthétiques et caractéristiques spectrales

Afin de mieux évaluer cette approche cinématique basée sur un modèle de glissement composite, nous avons réalisé des simulations numériques d'accélérogrammes pour un séisme de magnitude 6,0 se produisant sur une faille $L \times W = 10 \times 5 \text{ km}^2$. Les fonctions de Green ont été calculées en ondes S jusqu'à 12 Hz pour un espace infini et homogène en approximation de champ lointain (Aki et Richards, 1980). Les accélérogrammes ont été calculés à des stations directive, non-directive et anti-directive pour des scénarii de rupture unilatérale incluant différentes distributions du glissement, et différentes combinaisons de V_r/V_s et de L_0 . Pour illustrer la variabilité de l'accélération du sol modélisée, nous présentons les synthétiques pour trois réalisations calculées avec un rapport V_r/V_s de 0,8 et des largeurs de pulse de L_0 égales à $0,05L$, $0,10L$ et $0,20L$ (Figure 3.19). Les signaux temporels sont très hautes fréquences. A largeur de pulse constante, les synthétiques sont stables en termes de durée du signal et d'amplitudes spectrales. On note toutefois la présence de deux pulses hautes fréquences au début et à la fin du signal. Ces pulses résultent du choix d'un mode de mise en place avec un front de rupture rectiligne et de ce que la distribution de sources est uniforme sur le plan de faille. De ce fait, la rupture est

marquée par une phase de démarrage et une phase d'arrêt impulsives. Pour réduire ces pulses, on doit faire l'hypothèse d'une rupture circulaire.

Pour effectuer une analyse un peu plus fine du comportement moyen du rayonnement en champ lointain, nous avons calculé les spectres moyens d'accélération à partir de 40 réalisations de glissement (Figure 3.20). Quelle que soit la configuration choisie, on observe sur cette figure qu'à hautes fréquences, les spectres d'accélération sont bien proportionnels au paramètre C_d et que le rayonnement satisfait le modèle en ω^2 . La comparaison entre les spectres d'accélération moyens et les solutions que nous avons proposées est satisfaisante à haute fréquence, dans le domaine de validité de l'hypothèse que l'énergie rayonnée par les différentes sources est incohérente. On remarque en particulier que la fréquence liée à la bande cassante ainsi que les amplitudes spectrales modélisées à hautes fréquences sont comparables à celles obtenues analytiquement.

La Figure 3.21 illustre la grande variabilité des spectres d'accélération modélisés de part et d'autre du spectre moyen ainsi que les fréquences caractéristiques prédites pour le modèle k^{-2} . On observe pour certaines réalisations la présence de trous spectraux aux fréquences caractéristiques. Toutefois, sur les spectres moyens, on ne peut identifier des trous spectraux associés aux fréquences caractéristiques hormis pour la fréquence f_p liée au pulse propageant, le trou spectral étant moins marqué que dans le cas du modèle k^{-2} (voir Chapitre 2).

3.3.4 Conclusions

En conclusion de cette première partie de ce chapitre, nous avons montré qu'en choisissant des modalités de mise en place proches de celles du modèle k^{-2} , les caractéristiques du rayonnement de ce modèle fractal sont très similaires de celles du modèle k^{-2} , à savoir un spectre d'accélération en ω^2 dont l'amplitude spectrale est proportionnelle au coefficient de directivité. Le net avantage du modèle fractal par rapport au modèle k^{-2} réside dans sa grande souplesse de mise en œuvre. Ceci va nous permettre dans la suite de ce chapitre de relâcher certaines hypothèses afin de mieux contrôler la directivité haute-fréquence, et dans le chapitre suivant d'introduire une vitesse de rupture variable.

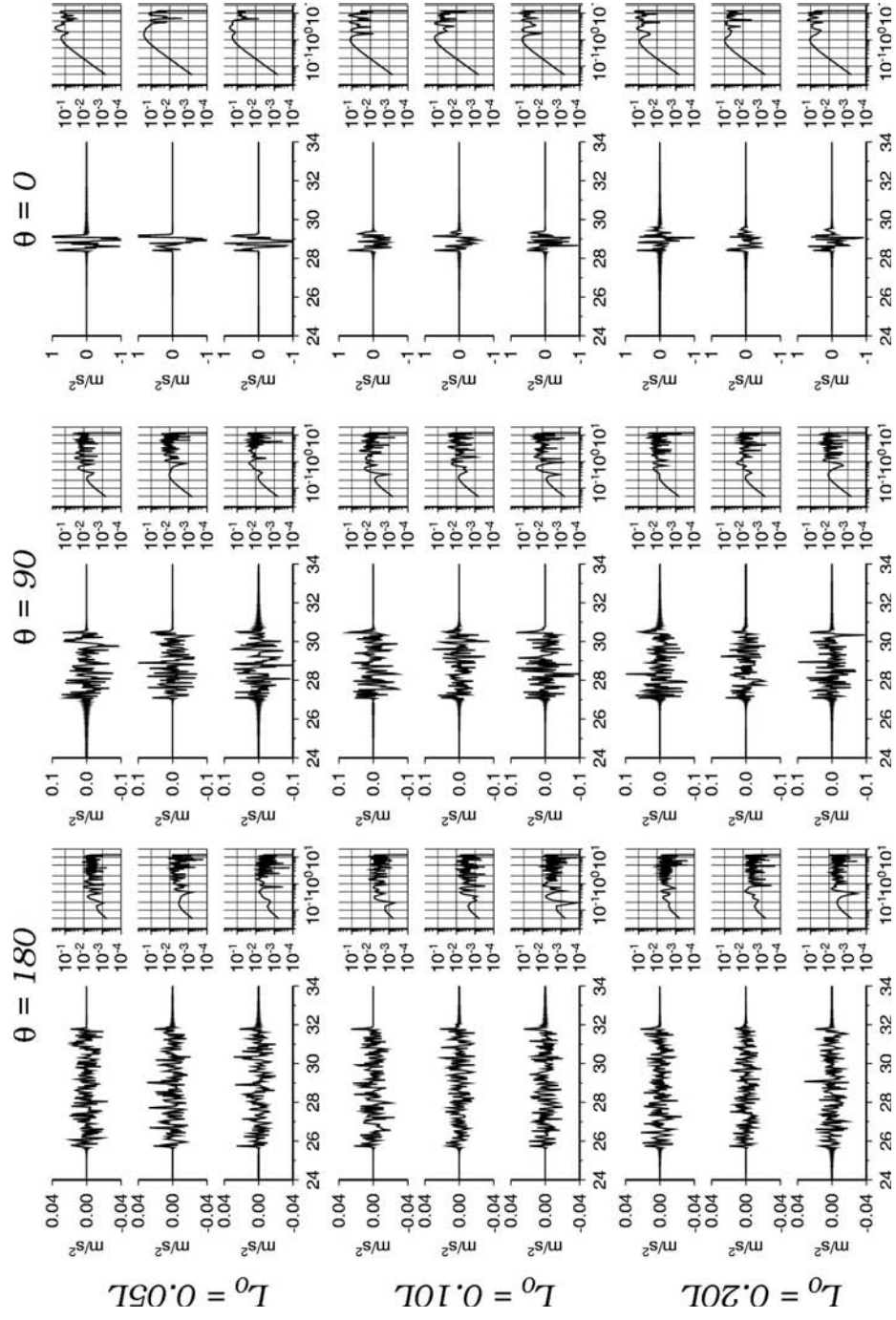


Figure 3.19 : Exemples de la variabilité des accélérogrammes modélisés pour un rapport V_r/V_s de 0,8. De gauche à droite, stations anti-directive ($\theta=180^\circ$), non-directive ($\theta = 90^\circ$) et directive ($\theta = 0^\circ$). De haut en bas, variation de largeur de pulse $L_0 = 0,05L, 0,10L$ et $0,20L$.

3.3 Définition de la cinématique du modèle de sources composites

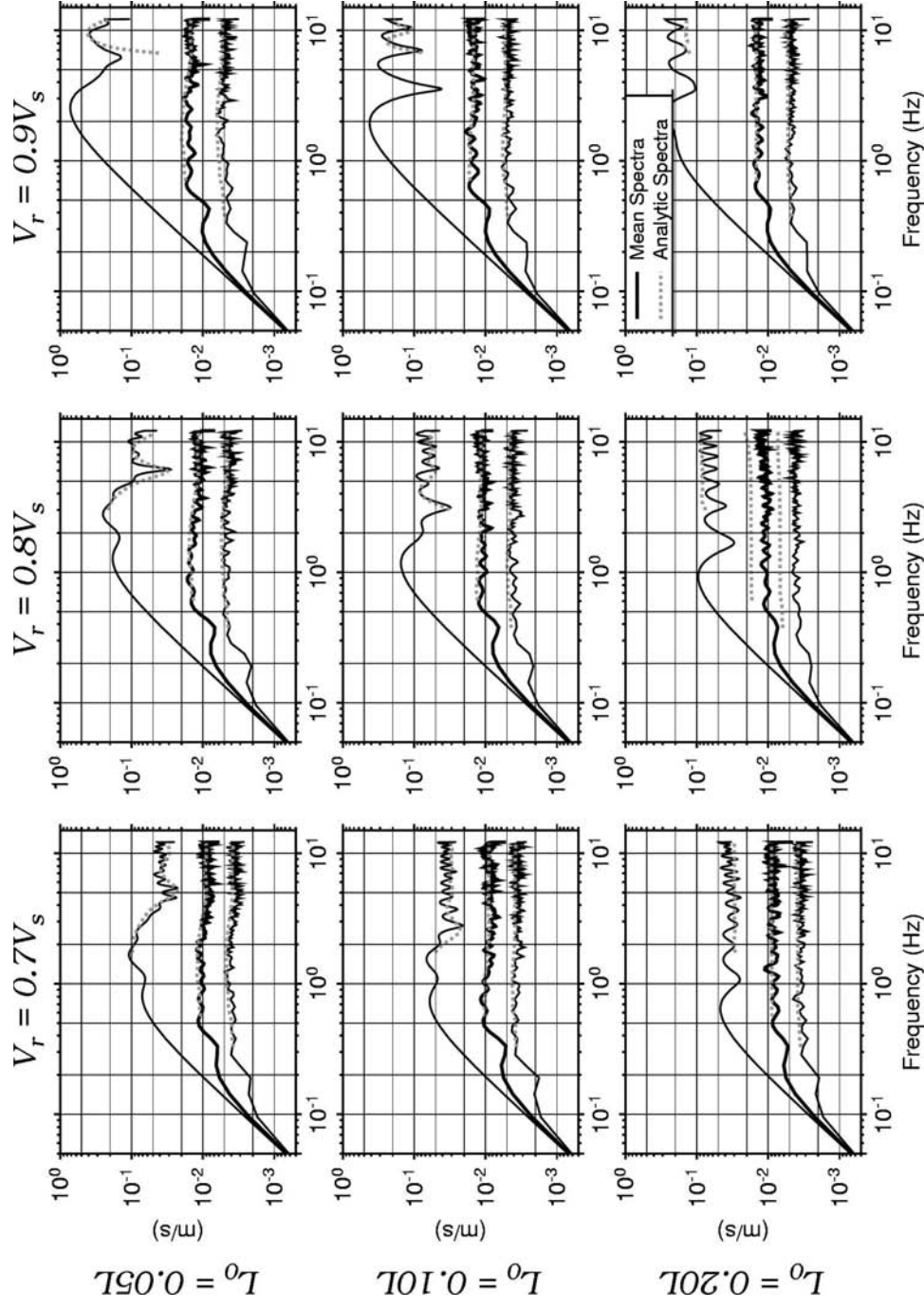


Figure 3.20 : Spectres moyens en accélération (en noir) calculés sur un ensemble de 40 réalisations pour les stations directive, non-directive et anti-directive sont comparés aux spectres théoriques obtenues à partir de l'expression asymptotique haute-fréquence (en gris).

3.3 Définition de la cinématique du modèle de sources composites

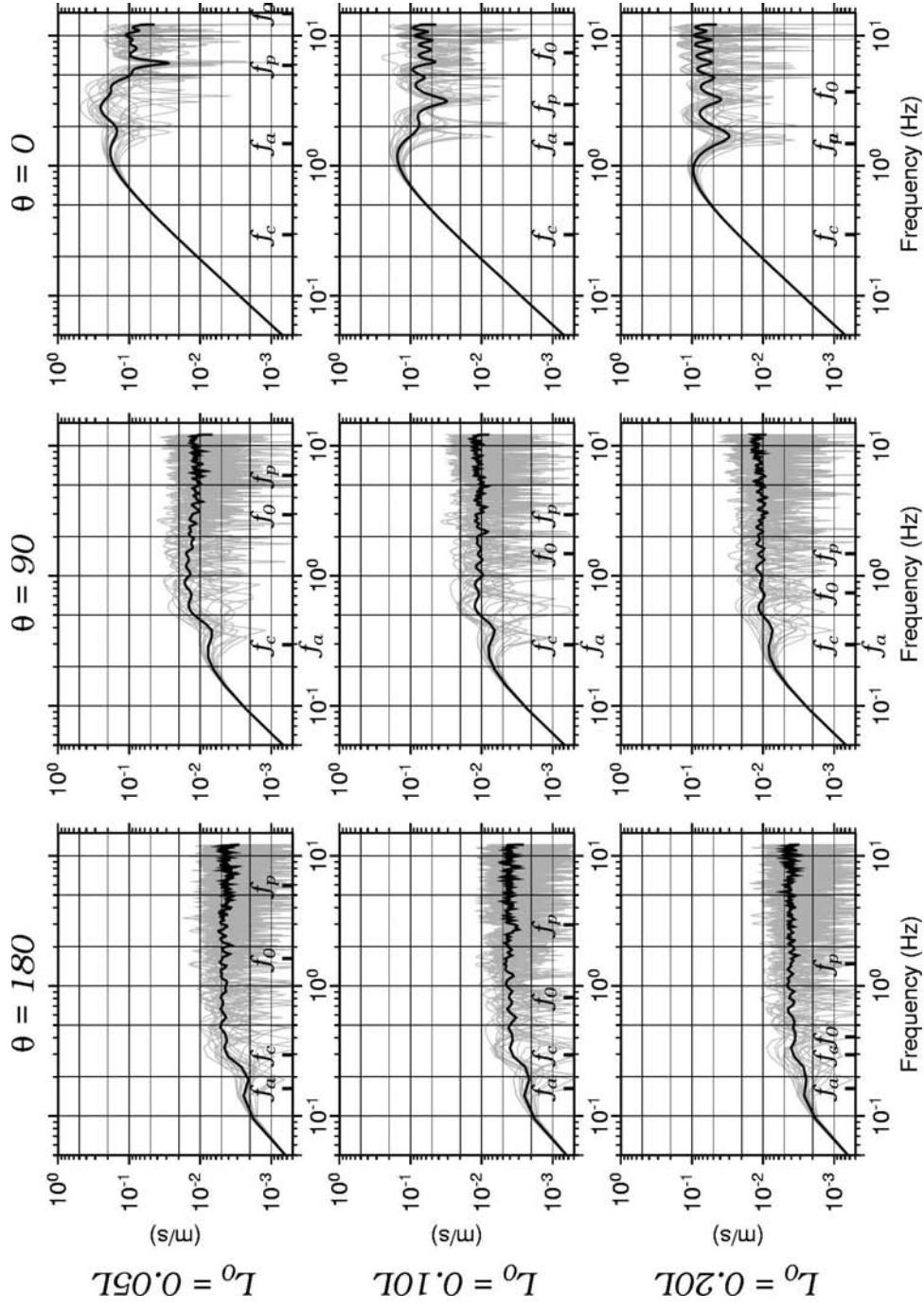


Figure 3.21 : Spectres d'accélération en ondes S calculés pour un ensemble de 40 réalisations (spectre moyen en noir) pour un rapport V_p/V_s de 0,8. De gauche à droite, station anti-directive, non-directive et directive avec leurs fréquences caractéristiques. De haut en bas, largeur de pulse, $L_0 = 0,05L$, $0,10L$, et $0,20L$.

3.4 Contrôle de la directivité en introduisant une zone de nucléation dépendante de l'échelle

3.4.1 Motivation

L'effet de la directivité a été introduit précédemment dans ce manuscrit de thèse (Chapitre 2), il conduit à augmenter les amplitudes du mouvement sismique lorsque la propagation du front de rupture se fait dans la direction du site d'observation. L'énergie sismique se concentre dans un intervalle de temps plus court, d'autant plus court que la vitesse de rupture s'approche de la vitesse des ondes S. A distances proches des failles, les effets de directivité ont été observés sur de nombreux enregistrements pour des séismes décrochants comme par exemple le séisme de Landers en 1992 (Wald et Heaton, 1994), le séisme de Chi-Chi en 1999 (e.g. Chi et al., 2001 ; Ma et al., 2001), mais également pour des séismes chevauchants, comme le séisme de San Fernando en 1971 (Heaton, 1982) ou de Northridge en 1994 (Wald et al., 1996).

Comme l'ont montré Somerville et al. (1997), à distance proche, les effets de la directivité de la rupture génèrent des variabilités importantes en termes d'amplitudes et de durée du mouvement sismique autour des failles. En particulier, ces résultats empiriques montrent que lorsque le front de rupture se propage vers la station, le mouvement du sol présente des amplitudes plus fortes pour des périodes supérieures à 0,6 s, des effets qui augmentent généralement avec la période. Ceci met aussi en évidence que l'effet de directivité diminue à courtes périodes, autrement dit les effets directifs à haute fréquence ont un plus faible impact sur le mouvement sismique. Les effets de la directivité de la rupture ont été largement étudiés. Ces effets sur le rayonnement sismique sont bien connus à basse fréquences et la plupart des modèles de sources peuvent modéliser assez bien ces effets. En revanche, le contrôle de la directivité à haute fréquence est un problème assez complexe. Au cours de cette thèse, deux modèles cinématiques ont été développés afin de mieux décrire la complexité du processus de rupture :

1. Le modèle cinématique en k^{-2} recombinaison par bande de k afin de modéliser une vitesse de glissement en accord avec les solutions de la dynamique de la rupture.
2. Un modèle de source cinématique basé sur une description de sources composites à distribution fractale (voir section 3.2).

L'intérêt de ces deux types d'approche est qu'elles permettent de mieux contrôler l'effet de la directivité, en particulier à haute fréquence. En effet, il a été démontré que les amplitudes spectrales prédites par ces deux modèles sont proportionnelles à haute fréquence au coefficient de directivité, C_d . Récemment, Gallovič et Burjánek (2006) ont montré que les simulations cinématiques du type k^{-2} génèrent plus de variabilité en termes

3.4 Contrôle de la directivité en introduisant une zone de nucléation dépendante de l'échelle

de PGA que celles prédites par un modèle proposé par Burjanek (2002) basé sur une description de sources composites à distribution fractale. Ces dernières prédictions étant plus en accord avec les dispersions observées. Ces auteurs ont conclu qu'un modèle cinématique du type k^{-2} produit des effets de directivité trop forts à haute fréquence.

Dans cette seconde partie de ce chapitre, notre but est d'améliorer le modèle de sources composites à distribution fractale développé au cours de cette thèse, afin de contrôler la directivité de la rupture à toutes les échelles et en particulier près des failles.

3.4.2 Description du modèle

Dans le modèle de sources composites détaillé dans la section précédente (section 3.3), la mise en place a été définie de sorte à ce que chaque source rayonne dès que la perturbation portée par le front de rupture atteint la source (Figure 3.14), et de manière synchrone avec le passage du front de rupture. La direction de la rupture est la même à toutes les échelles, l'effet de la directivité est donc indépendant de la taille des sous-événements. Toutefois, si on admet qu'il existe une certaine complexité spatiale et temporelle dans la mise en place de la dislocation, il n'y a pas de contrainte *a priori* pour que la direction de la rupture à l'échelle des petites sources soit identique à la direction de la rupture à grande échelle.

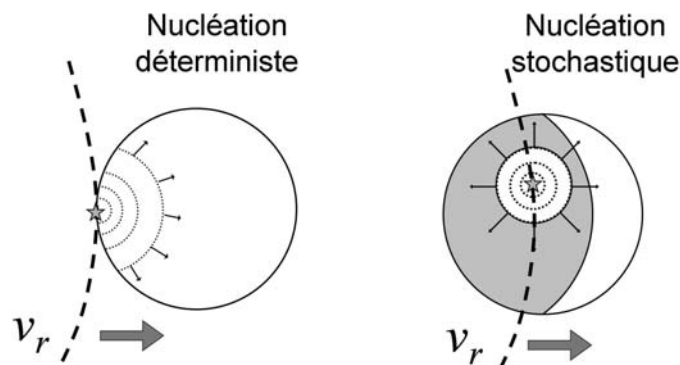


Figure 3.22 : Schéma de mise en place d'une source pour un cas dit déterministe et un cas dit stochastique. La source est activée lorsque le front de rupture perturbe le point de nucléation (étoile). Le point de nucléation est défini (1) comme étant le premier point atteint par le front de rupture dans le cas déterministe ($h = 0$) ou (2) aléatoirement dans une zone dont l'extension dépend de l'échelle dans le cas stochastique ($h > 0$).

L'idée consiste donc à relâcher l'hypothèse que chaque source est activée dès que le front de rupture perturbe la source, mais de considérer qu'une source peut supporter le passage d'une perturbation jusqu'à ce que cette dernière atteigne un point de nucléation situé à l'intérieur de la surface couverte par la source (Figure 3.22, à droite). Ceci présente une certaine similitude avec le modèle de Zeng et al. (1994) qui repose sur l'hypothèse que les sous-événements sont mis en place lorsque le front de rupture atteint le centre de chaque

3.4 Contrôle de la directivité en introduisant une zone de nucléation dépendante de l'échelle

source. Toutefois, dans le but de mieux contrôler l'effet de la directivité à toutes les échelles, l'idée consiste à ne pas définir précisément la localisation du point de nucléation, mais de le placer aléatoirement dans une zone dont l'extension dépend de la taille du sous-événement. Chaque source est ensuite mise en place avec sa propre cinématique en considérant un front de rupture circulaire se propageant à une vitesse constante V_r et avec un temps de montée dépendant de la dimension de la source. De cette façon, chaque source aura sa propre histoire spatio-temporelle de la rupture. Ainsi, pour une station placée en direction directive (azimut $\theta = 0^\circ$), seulement une fraction de la surface de chaque source va contribuer de manière directive et le reste contribuant de manière anti-directive.

Afin de faire évoluer le modèle de manière cohérente, le temps de montée qui a été introduit dans la section 3.3 est redéfini selon l'expression :

$$\tau(R) = \begin{cases} \frac{aR}{v_r} & R < R_p \\ \frac{aR_p}{v_r} & R > R_p \end{cases} \quad (3.26)$$

Le paramètre R_p définit le rayon de coupure au-delà duquel les sources sont associées à un temps de montée est égal à $\tau_{\max} = a R_p / V_r$. La largeur du pulse est égale à $L_p = a R_p$, où le paramètre a est redéfini à la valeur 2. La Figure 3.23 illustre la dépendance du temps de montée en fonction de R . Les tailles de sources varient entre $\Delta x/2$ et la valeur maximale effective de la distribution R_{\max} .

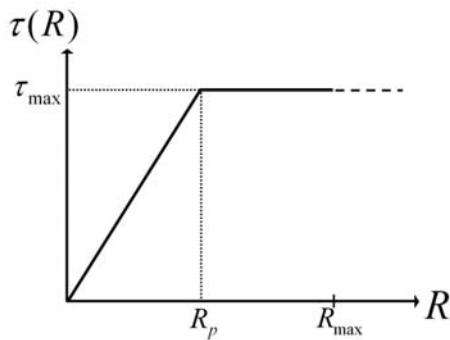


Figure 3.23 : Loi d'échelle introduite sur le temps de montée, $\tau(R)$.

Pour définir la zone de nucléation, nous nous sommes donné des règles de construction géométrique qui consiste à trouver la surface commune à une source de rayon R avec un cercle de rayon $2R$ dont le centre se situe à une distance $2R - d(R)$ du bord de la source (Figure 3.24). La distance d est elle-même une fonction de l'échelle décrite par la relation suivante :

$$d = \begin{cases} 2hR & R < R_c \\ 2hR_c & R > R_c \end{cases} \quad (3.27)$$

où R_c correspond à une dimension de source dite critique. Le paramètre qui contrôle l'extension de la zone « de nucléation » est h . Avec l'introduction de ces deux paramètres,

3.4 Contrôle de la directivité en introduisant une zone de nucléation dépendante de l'échelle

h et R_c , la surface de la zone de nucléation peut être contrôlée à toutes les échelles. Si h est égal à zéro, la zone de nucléation est réduite à un seul point au bord de la source circulaire. C'est le cas dit déterministe (Figure 3.22, à gauche) qui s'apparente au modèle de sources composites décrit dans la section 3.2 à ceci près que le front de rupture à l'échelle de la source n'est pas exactement synchrone de celui de la faille. Si h est différent de 0, deux cas de figures se présentent. Pour les sources plus petites que R_c , la distance d est proportionnelle au rayon R (Figure 3.25), préservant une proportion constante entre la zone où la nucléation peut se produire et la surface totale de la source (Figure 3.25). Pour les sources ayant un rayon plus grand que R_c , la distance d est constante (Figure 3.26), la proportion de la source où la nucléation peut se produire décroît quand R croît (Figure 3.26).

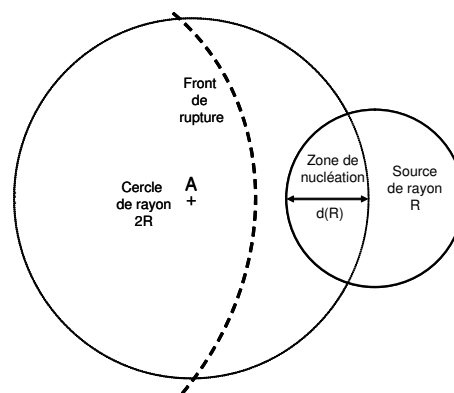


Figure 3.24 : Schéma illustrant le processus de construction géométrique d'une zone de nucléation en fonction de l'échelle.

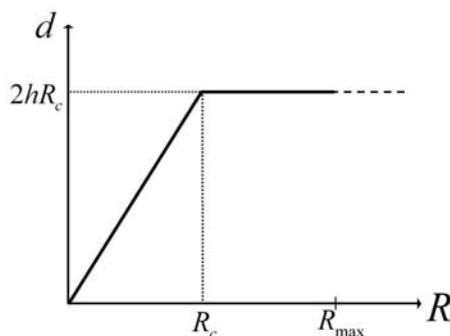


Figure 3.25 : Fonction $d(R)$ qui contrôle l'extension de la zone où la nucléation peut se produire pour chaque sous-événement.

Concrètement, la cinématique des sous-événements est ainsi décrite. Pour chaque source disjointe de l'hypocentre, nous définissons une zone de nucléation dans laquelle le point de nucléation est défini aléatoirement. Dans le cas où la source recouvre l'hypocentre, le point de nucléation est confondu avec l'hypocentre. La source est activée lorsque le front de rupture atteint le point de nucléation, un front de rupture circulaire se développe dans la source à la même vitesse que celle du front de rupture du séisme. En fonction de la valeur de h , la directivité sera plus ou moins homogène aux différentes échelles. Dans le cas où h

est égal à 0, les amplitudes des spectres en accélération sont proportionnelles au coefficient de directivité C_d . En introduisant une zone de nucléation dépendante de l'échelle, on peut anticiper que les amplitudes spectrales à la station directive devraient être réduites (par rapport au cas $h = 0$) et celles à la station anti-directive devraient augmenter.

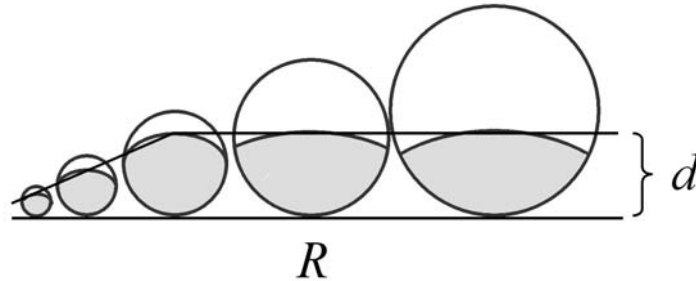


Figure 3.26 : Schéma illustrant la définition de la fonction $d(\cdot)$ en fonction du rayon R . La surface grise correspond à la zone dans laquelle le point de nucléation est défini pour chaque source avec une probabilité d'occurrence uniforme.

3.5 Analyse statistique des spectres d'accélération modélisés en champ lointain

Cette section a pour objet de présenter une analyse statistique et paramétrique de ce modèle en explorant une gamme de magnitudes de 5,5 à 7. Le champ d'onde sismique est modélisé de façon simplifiée comme un rayonnement en ondes S. Les fonctions de Green ont été calculées jusqu'à 10 Hz pour un espace infini et homogène en approximation de champ lointain (Aki et Richards, 1980). Afin de mieux caractériser le rayonnement de la source, le mécanisme au foyer n'est pas pris en compte. Les propriétés du milieu utilisées sont (1) une vitesse d'onde S, $V_s = 3,7$ km/s et (2) une densité, $\rho = 2,7$ gr/cm³. Comme nous l'avons déjà fait plusieurs fois, le mouvement du sol est calculé, analysé pour trois stations placées à 100 km de distance de l'origine, dans des directions directive ($\theta = 0^\circ$), non-directive ($\theta = 90^\circ$) et anti-directive ($\theta = 180^\circ$).

3.5.1 Géométrie des failles utilisées dans l'analyse

Les dimensions des failles sont définies en utilisant des expressions empiriques proposées dans la littérature qui sont dérivées à partir de l'analyse de l'imagerie de la source sismique (e.g. Wells et Coppersmith, 1994 ; Mai et Beroza, 2002). Ces expressions relient essentiellement la magnitude de moment (M_0), les dimensions de la faille (la longueur L et la largeur W), et le type de faille (décochant, chevauchement). Dans cette analyse, nous modélisons des failles décrochantes, superficielles pour des magnitudes $M_w = 5,5, 6,0, 6,5$

3.5 Analyse statistique des spectres d'accélération modélisés en champ lointain

et 7,0 (Tableau 3.1). A partir de la magnitude M_w , le moment sismique M_0 est estimé en utilisant la relation proposée par Kanamori et Anderson (1975). Les dimensions des failles (L et W) sont estimées en utilisant les expressions proposées par Mai et Beroza (2002). Le nombre de sous-failles selon le « strike », N_x , et selon le « dip », N_y sont calculés selon les critères de validité et de stabilité établi dans le Chapitre 2. Pour chaque combinaison, des estimations de la chute de contrainte ($\Delta\sigma$), et du glissement moyen ($\langle\Delta u\rangle$) ont été faites.

Tableau 3.1 : Dimensions et paramètres des failles utilisées dans la modélisation et l'analyse statistique.

Magnitude	M_0 (N.m)	L (km)	W (km)	N_x	N_y	$\Delta\sigma$ (MPa)	$\langle\Delta u\rangle$ (m)
5,5	$2,23 \times 10^{17}$	7	5	128	64	2,6	0,16
6,0	$1,25 \times 10^{18}$	12	6	256	128	5	0,45
6,5	$7,07 \times 10^{18}$	20	10	256	128	6	0,92
7,0	$3,98 \times 10^{19}$	42	15	512	256	6	1,65

La Figure 3.27 montre un exemple de distribution de glissement pour chaque valeur de magnitude en utilisant les paramètres du Tableau 3.1 dans une approche de source composites à distribution fractale. Les zones à fort glissement sont contrôlées par les sources les plus grandes et on peut vérifier que le glissement suit une décroissance en k^{-2} dans l'espace des nombres d'onde.

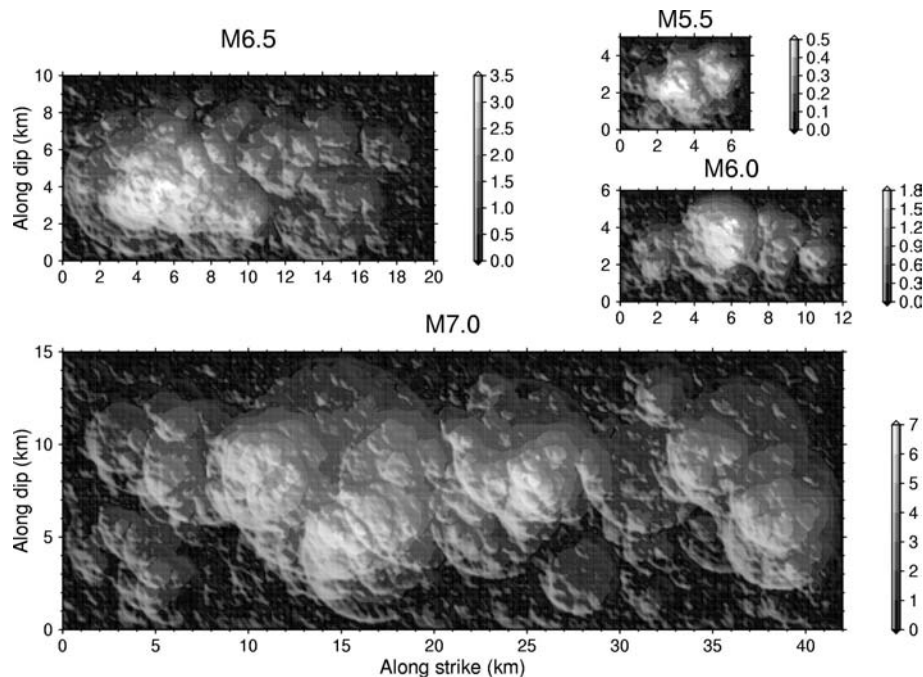


Figure 3.27 : Exemple de distributions du glissement modélisées pour des séismes de magnitude 5,5, 6, 6,5 et 7,0 avec une approche fractale. L'échelle d'amplitude du glissement (en mètres) est montrée sur la droite de chaque plan de faille.

3.5.2 Modélisation de la vitesse de glissement sur le plan de faille

Dans ce paragraphe, nous cherchons à illustrer comment l'introduction d'un point de nucléation variable modifie les caractéristiques de la vitesse de glissement sur le plan de faille. Les résultats qui vont être présentés ont été obtenus pour un séisme de magnitude $M_w = 6,0$ en considérant (1) que $R_p = R_c = 0,20W = 1,2$ km, (2) que la vitesse de rupture est égale à $V_r = 0,8V_s = 2,96$ km/s et (3) que le temps de montée maximal modélisé est égal à $\tau_{max} = 0,8$ s. Dans la section 3.3.2, les solutions étaient singulières à $t = t_r$ avec une forme moyenne de la vitesse de glissement assez proche de la forme du type Kostrov. Ceci s'explique par le fait qu'à ce stade du développement, la mise en place des sources était synchronisée avec le front de rupture macroscopique. Avec l'introduction d'une zone de nucléation dépendante de l'échelle, la mise en place est asynchrone avec le front de rupture macroscopique (même pour $h = 0$). Les vitesses de glissement obtenues dans le cas $h = 0$ sont présentées sur la Figure 3.28a pour quelques points sur le plan de faille. Les solutions sont complexes et présentent une forte variabilité temporelle et spatiale. Les vitesses de glissement les plus impulsives sont obtenues sur les bords de la faille. Ceci s'explique par le fait que dans ces zones, le glissement est statistiquement contrôlé par des sources de petites dimensions (Figure 3.27), associées à des temps de montée courts. Les solutions obtenues au centre de la faille sont moins singulières que celles obtenues à la section précédente (du fait du caractère asynchrone de la mise en place). Cette observation est plus nette quand on calcule la forme moyenne de la vitesse de glissement calculée sur le plan de faille (Figure 3.28b).

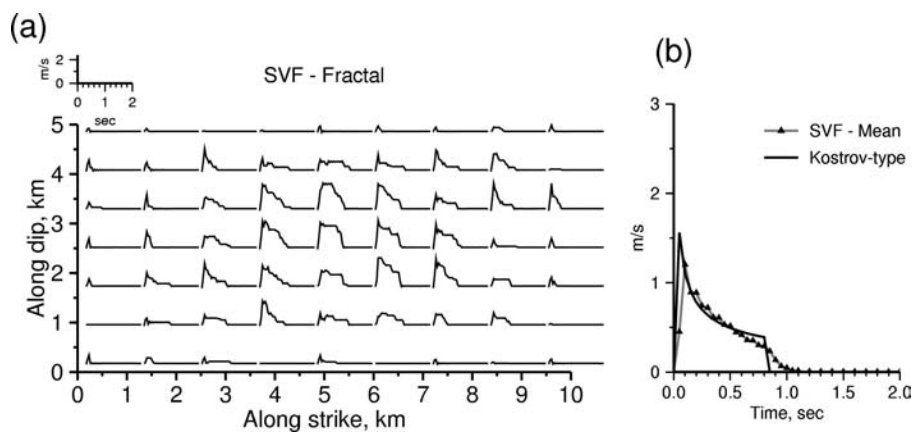


Figure 3.28 : (a) Vitesses de glissement calculées sur le plan de faille pour le modèle de sources composites à distribution fractal pour $h=0$. (b) Vitesse de glissement moyenne (triangles) comparée à une solution de type Kostrov (trait continu).

Dans le cas où le point de nucléation est déterminé aléatoirement selon une loi d'échelle, les solutions obtenues ($h = 0,5$ - Figure 3.29a) restent complexes exhibant une forte

variabilité spatiale et temporelle, mais sont moins singulières que le cas $h = 0$; De plus, les solutions sont caractérisées par un temps de montée légèrement plus grand que le temps τ_{\max} . Comme le montre la Figure 3.29b, la singularité de vitesse de glissement moyenne calculée sur le plan de faille est encore réduite par rapport au cas $h = 0$. De plus, la forme est assez proche des résultats obtenus par les modélisations dynamiques où des lois de frottement sont prises en compte, comme par exemple les solutions de Nakamura et Miyatake (2000).

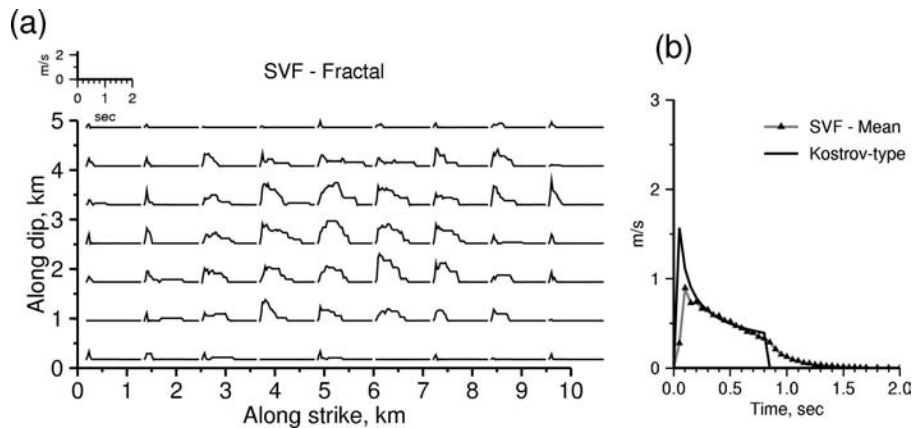


Figure 3.29 : Même légende que Figure 3.28 en introduisant une zone de nucléation et une mise en place stochastique avec $h = 0,5$.

3.5.3 Exploration de paramètres et analyse des résultats

Dans cette section, nous cherchons à caractériser les effets des différents paramètres du modèle sur le rayonnement sismique au travers d'une exploration des paramètres. L'analyse se focalise sur les formes et les amplitudes spectrales en accélération. Afin de réduire les temps de calcul, le mouvement sismique n'a été modélisé que pour trois magnitudes, $M_w = 5,5, 6,0$ et $6,5$ (voir Tableau 3.1). Pour chaque magnitude, les simulations ont été faites pour un scénario en rupture unilatérale en considérant trois stations placées à 100 km de distance de l'origine avec des azimuts ($\theta = 0^\circ, 90^\circ$ et 180°). Trois vitesses de rupture ont été considérées, définies par les rapports $V_r/V_s = 0,7, 0,8$ et $0,9$. L'effet sur le rayonnement est étudié en considérant trois valeurs de τ_{\max} , c'est-à-dire, en fixant $R_p = 0,05W, 0,20W$ et $0,40W$. Pour définir la zone de nucléation, à notre connaissance, il n'y pas de contrainte empirique ou physique pour définir le paramètre R_c . Donc, afin de simplifier l'analyse et de limiter le nombre de combinaisons à explorer, deux valeurs ont été définies pour le paramètre R_c : (1) $R_c = R_p$ et (2) $R_c = R_{\max}$ le rayon maximal de la distribution (pour cette analyse $R_{\max} = 0,40W$). Différentes valeurs de h , le paramètre qui contrôle la surface de la zone de nucléation des sous-événements, ont été définies depuis une rupture déterministe jusqu'à une rupture purement stochastique ($h = 0$,

0,25, 0,50, 0,75 et 1,0). Les accélérogrammes synthétiques ont été calculés (jusqu'à 10 Hz) pour chaque station et jeu de paramètres en utilisant un ensemble de 50 réalisations aléatoires du glissement en considérant le paramètre de chute de contrainte $\Delta\sigma_d$ constant.

Pour mieux définir les caractéristiques spectrales des accélérogrammes modélisés et ainsi quantifier l'effet de la directivité, un coefficient de directivité apparent, $C_{d,app}$, a été estimé à haute fréquence. Il est déterminé en faisant le rapport entre la valeur moyenne de l'amplitude spectrale de l'accélération calculée pour une station dans un azimut quelconque avec celui de la station non-directive. Ce coefficient peut être exprimé ainsi :

$$C_{d,app}(\theta) = \frac{\langle \tilde{a}(\theta) \rangle}{\langle \tilde{a}(90) \rangle} \quad (3.28)$$

Ce coefficient de directivité apparent est calculé pour la bande de fréquence 6 - 9,5 Hz. Cette estimation est une approximation au premier ordre de la variation de C_d en fonction des paramètres du modèle (R_p , R_c et h). Des difficultés ont été rencontrées pour l'estimer notamment à cause des trous spectraux présents sur les spectres moyens de la station directive.

Tous les spectres d'accélération moyens calculés sur l'ensemble des jeux de paramètres sont montrés dans l'Annexe B (Figure B.1 à Figure B.15). Toutefois, dans l'analyse qui suit, afin de simplifier la présentation des résultats, nous ne discutons que (1) de l'effet de R_p sur le rayonnement, (2) du cas $h = 0$, (3) de l'effet de $h \neq 0$ sur les spectres d'accélération moyens, et (4) de l'effet du paramètre R_c et son impact sur les spectres moyens.

L'effet du paramètre R_p (τ_{max})

Ce paramètre définit le temps de montée maximal ($\tau_{max} = a R_p / V_r$). Il est associé à la fréquence de transition liée au pulse propageant (fréquence du pulse, $f_p = 1/\tau_{max}$) en deçà de laquelle les amplitudes spectrales varient proportionnellement à C_d^2 et au-delà de laquelle elles varient en C_d (ceci est discuté dans la section 3.2). Si R_p diminue, la fréquence est décalée vers les hautes fréquences et les amplitudes spectrales d'accélération sont proportionnelles à C_d^2 . Au contraire, si R_p augmente, la fréquence diminue vers les basses fréquences ce qui a pour effet d'élargir la bande de fréquences pour laquelle les amplitudes sont proportionnelles à C_d .

Nucléation déterministe, le cas particulier $h = 0$

La première observation est que, dans le cas d'un point de nucléation déterministe ($h = 0$), les résultats obtenus pour différentes magnitudes sont en accord avec les résultats déjà

discutés dans la section 3.2. Les amplitudes des spectres d'accélération à haute fréquence sont proportionnelles au coefficient de directivité C_d et les formes spectrales suivent la forme spectrale en ω^2 . A la fréquence de transition liée au pulse ($f_p = 1 / \tau_{\max}$) et au paramètre R_p , des trous spectraux apparaissent sur les spectres moyens de la station directive. Ces résultats sont en accord également avec les propriétés spectrales du modèle k^{-2} . L'exploration de trois valeurs de magnitude a permis de vérifier que les propriétés spectrales sont indépendantes de la magnitude. Ceci est une confirmation de ce qui avait été démontré au travers de l'expression analytique haute fréquence développée dans la section 3.3 (voir Eq. (3.24)).

Nucléation stochastique, l'effet de la variation du paramètre h ($h > 0$)

L'extension de la zone de nucléation est contrôlée par h . Pour un même jeu des paramètres (R_p , R_c), en augmentant h les amplitudes spectrales à haute fréquence ne sont plus proportionnelles au coefficient de directivité C_d mais à une fraction de ce coefficient. Les écarts entre les amplitudes spectrales se réduisent entre stations directive, anti-directive et non-directive. Ce rapprochement des niveaux spectraux dépend évidemment des paramètres utilisés. Cet effet est illustré sur la Figure 3.30 pour une magnitude $M_w = 6,0$, dans l'hypothèse où $R_c = R_p = 0,20W$ et $V_r/V_s = 0,8$ et $0,9$. Les spectres moyens d'accélération qui sont tracés correspondent aux valeurs de h égales à 0 , $0,5$ et 1 :

1. Le premier cas ($h = 0$) correspond à la valeur de la mise en place dite déterministe et pour lequel les amplitudes spectrales sont proportionnelles à C_d (Figure 3.30a) Les formes des spectres moyens suivent la forme du modèle ω^2 .
2. La valeur $h = 0,5$ correspond à une valeur intermédiaire pour laquelle les niveaux spectraux des stations directive et anti-directive se rapprochent (dans ce cas précis approximativement à partir de la fréquence $f = 0,5$ Hz). Les formes des spectres moyens suivent encore la forme spectrale en ω^2 (Figure 3.30a).
3. La valeur $h = 1$ est un cas extrême pour lequel la surface de nucléation couvre toute la surface des sources pour toutes les tailles $R < R_c$ (Figure 3.30b). La désorganisation de la localisation du point de nucléation est donc maximale. En moyenne sur l'ensemble des sources, la moitié de la source rayonne de manière directive et l'autre de manière anti-directive. A haute fréquence, l'amplitude spectrale est plus grande pour la station anti-directive que pour la non-directive. Le rapprochement spectral est maximal, toutefois la forme spectrale ne suit pas le modèle en ω^2 . En particulier, pour la station non-directive la pente à haute fréquence suivie par le spectre moyen augmente légèrement lorsque V_r/V_s augmente.

En résumé, le rapprochement spectral observé à haute fréquence devient plus important lorsque h augmente, mais la forme spectrale en ω^2 est perturbée pour $h = 1$.

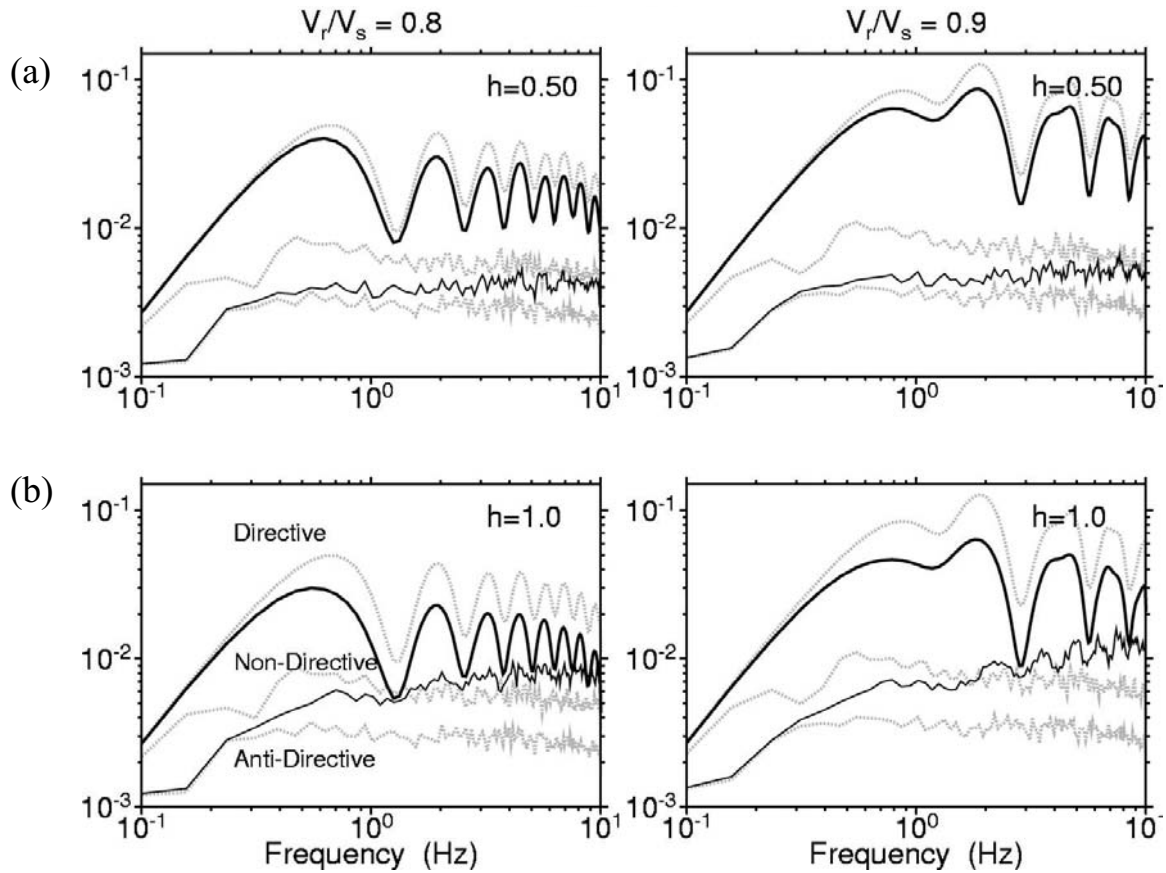


Figure 3.30 : Exemple de l'effet de la variation de h sur les amplitudes spectrales en accélération. Le cas de référence $h=0$ (en pointillés gris) est comparé avec les cas (a) $h = 0,5$ et (b) $h = 1,0$ (en trait plein noir). Pour la station non-directive, la valeur de h n'ayant pas d'effet notable seul le cas de référence a été montré. Pour le cas d'un séisme de magnitude $M_w = 6,0$ avec des paramètres $R_p = R_c = 0,20W$ et deux rapports de V_r/V_s égales à $0,8$ et $0,9$.

La Figure 3.31 montre la variation du coefficient de directivité apparent en fonction de h . La valeur $h = 0$ donne approximativement la valeur théorique du C_d , c'est-à-dire pour la station directive $C_d(\theta=0^\circ) = 3,33 - 5$ et 10 , la station anti-directive $C_d(\theta=180^\circ) = 0,59 - 0,55$ et $0,52$ pour les rapports $V_r/V_s = 0,7 - 0,8$ et $0,9$ respectivement.

En faisant une estimation du rapport entre $C_{d,app}$ pour une valeur donnée de h et la valeur de référence $h = 0$, la fraction du C_d peut être estimée au premier ordre. Par exemple, on peut estimer pour le rapport de V_r/V_s égal à $0,8$ que la réduction du coefficient de directivité apparent pour $h = 0,5$ par rapport au cas $h = 0$ est de 60% pour la station directive (augmentation de 140% pour la station anti-directive).

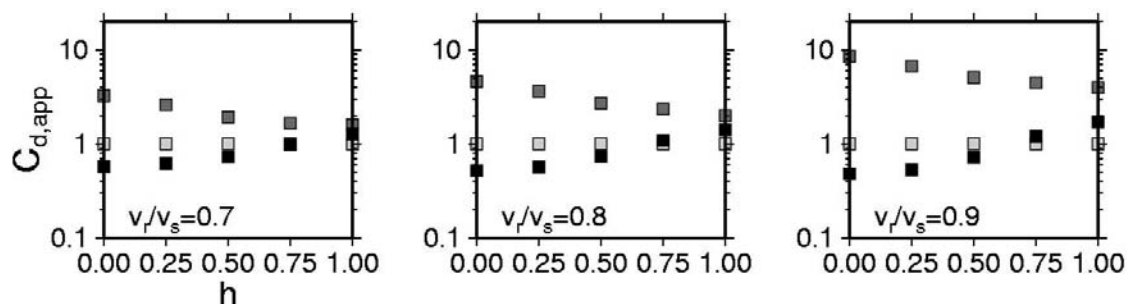


Figure 3.31 : Courbes en montrant la variation du coefficient de directivité apparent, $C_{d,app}$, en fonction de h . Ces courbes ont été calculées pour une magnitude $M_w = 6,0$, avec $R_p = R_c = 0,20W$ et trois rapports V_r/V_s .

La décroissance ou la croissance du $C_{d,app}$ pour les stations directive et anti-directive, respectivement varie au premier ordre de manière similaire, c'est-à-dire monotone en fonction de h . Le taux de décroissance/croissance en fonction de h est légèrement supérieur lorsque le rapport V_r/V_s augmente (toutefois, en examinant l'ensemble des résultats pour les trois magnitudes et les paramètres explorés, ceci n'est plus vraie lorsque la valeur de R_p devient trop petite ($R_p < 0,10W$) et la valeur de R_c plus grande que R_p et/ou égale à R_{max}).

L'effet du paramètre R_c sur les spectres moyens d'accélération

Le paramètre R_c est le rayon critique qui sépare un domaine à petite échelle où la zone de nucléation est proportionnelle à la surface de la source, et un domaine pour les plus grandes sources dans lequel la proportion occupée par la zone de nucléation diminue par rapport à la surface de la source. La Figure 3.32 montre les spectres moyens d'accélération ($M_w = 6,0$, $R_p = 0,20W$, $V_r/V_s = 0,8$) pour deux valeurs de $R_c = 0,20W$ et $0,40W$ en considérant trois valeurs de $h = 0, 0,5$ et 1 . Une augmentation de la valeur de R_c se traduit par un rapprochement des amplitudes spectrales des stations directive et anti-directive à basse fréquence et aux fréquences intermédiaires, qui s'explique par le fait que la taille de la zone de nucléation des plus grandes sources est augmentée. En revanche, augmenter la valeur de R_c n'entraîne pas de perturbation des amplitudes spectrales à très haute fréquence, car la taille de la zone de nucléation des sources les plus petites (qui contrôle ces hautes fréquences) n'est pas modifiée.

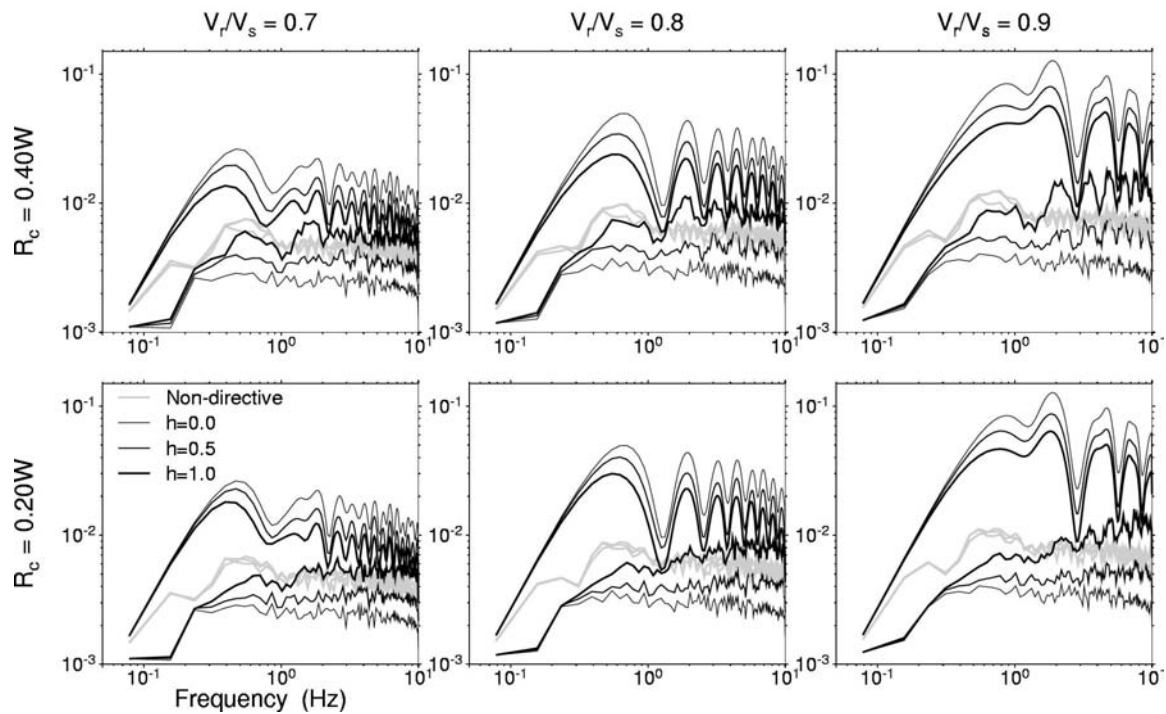


Figure 3.32 : Exemple de l'effet de la variation du paramètre R_c sur les spectres moyens d'accélération calculés pour une magnitude $M_w = 6,0$, avec $R_p = 0,20W$ et $h = 0, 0,5$ et 1 . Les paramètres sont $R_c = 0,20W$ (en bas) et $0,40W$ (en haut). Les spectres moyens ont été calculés pour trois vitesses de rupture (de gauche à droite, $V_r/V_s = 0,7$, $0,8$ et $0,9$).

A la lumière de ces résultats, si R_c est plus petit que R_p , la fréquence à partir de laquelle commence le rapprochement des amplitudes spectrales est décalée vers les hautes fréquences. Le cas extrême correspond au cas où $R_c \leq R_{\min}$. Dans ce cas, la zone de nucléation devient presque nulle et par conséquent, la mise en place est déterministe avec des amplitudes spectrales proportionnelles à C_d . Ceci a pour effet de réduire la bande de fréquence pour laquelle le coefficient de directivité apparent $C_{d,app}$ est inférieur à C_d .

Synthèse

La Figure 3.33 montre un schéma simplifié des effets sur les spectres d'accélération de l'introduction d'un point de nucléation stochastique (dans le cas d'un rayonnement en ondes S, en approximation de champ lointain, et pour une faille en rupture unidirectionnelle). Les spectres d'accélération en trait gras correspondent aux stations directive, non- et anti-directive dans le cas où les amplitudes sont proportionnelles au coefficient de directivité C_d (c'est-à-dire lorsque la dislocation de chaque « crack » est synchrone avec le front de rupture). En introduisant une zone de nucléation dépendante de l'échelle, les amplitudes spectrales de la station directive diminuent et celles de la station anti-directive augmentent. Ce rapprochement spectral à haute-fréquence est dépendant des valeurs des paramètres du modèle (Figure 3.33, à gauche).

Un cas extrême est schématisé sur la Figure 3.33 (à droite), pour lequel les amplitudes à haute fréquence des stations directive et anti-directive ($\theta = 0 = 180$) sont plus grandes que celles de la station non-directive. Ce cas extrême correspond au cas où le point de nucléation peut être distribué sur toute la surface du sous-événement ($h = 1$). Ainsi lors du passage du front de rupture, en moyenne, la moitié de l'aspérité rayonne de manière directive et l'autre de manière anti-directive. Pour tous ces cas, le coefficient de directivité apparent $C_{d,app}$ est toujours plus petit que C_d .

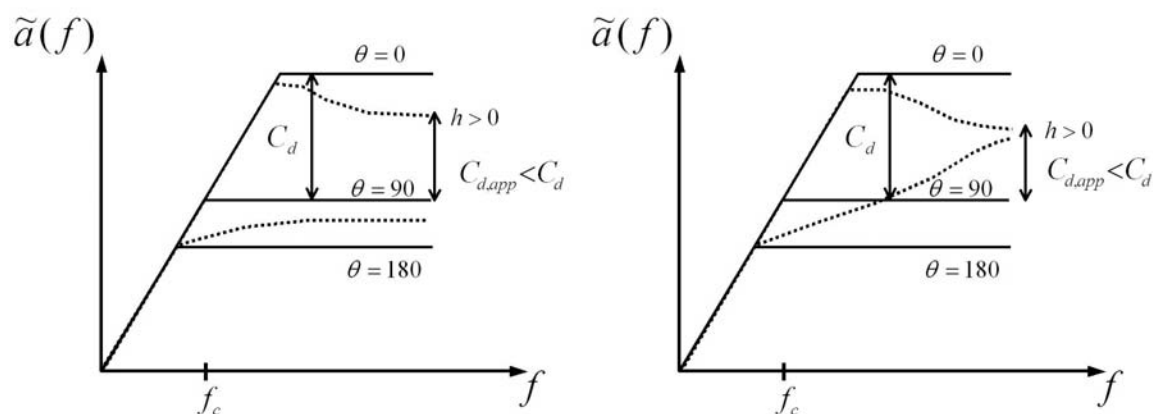


Figure 3.33 : Schéma simplifié en montrant les effets sur les spectres d'accélération (pointillés) liés à l'introduction d'une zone de nucléation dépendant de l'échelle, (à gauche) dans un cas normal et (à droite) dans un cas extrême. Dans le cas d'une mise en place synchronisée avec le front de rupture, les amplitudes sont proportionnelles au coefficient de directivité C_d (trait plein noir). En introduisant un point de nucléation stochastique, les amplitudes spectrales sont proportionnelles à une fraction de C_d (traits en pointillés). Le rapprochement spectral dépend de la fréquence et des paramètres qui définissent la zone de nucléation de chaque source.

Au-delà des réserves exprimées dans le paragraphe précédent, on peut définir un ensemble de paramètres constituant un bon compromis pour contrôler l'effet de la directivité à haute fréquence, tout en préservant la forme spectrale en ω^2 . Les résultats obtenus pour trois magnitudes ($M_w = 5,5, 6,0$ et $6,5$) sont présentés sur la Figure 3.34 pour trois valeurs de V_r sur V_s ($V_r/V_s = 0,7, 0,8$ et $0,9$) en fixant $R_p = R_c = 0,20W$ et $h = 0, 0,5$ et 1 . On peut vérifier qu'avec la magnitude, la fréquence coin diminue et les niveaux spectraux augmentent. On note de plus que, quelque soit la magnitude choisie, le paramètre h contrôle fortement le rapprochement des niveaux spectraux. Globalement, le modèle que nous avons développé permet de modéliser des accélérogrammes dont les amplitudes spectrales satisfont au modèle en ω^2 et sont proportionnelles à haute fréquence à une fraction coefficient de directivité. La réduction du coefficient de directivité apparent est contrôlée par le paramètre h , qui définit la proportion de la surface de source où la nucléation peut se produire.

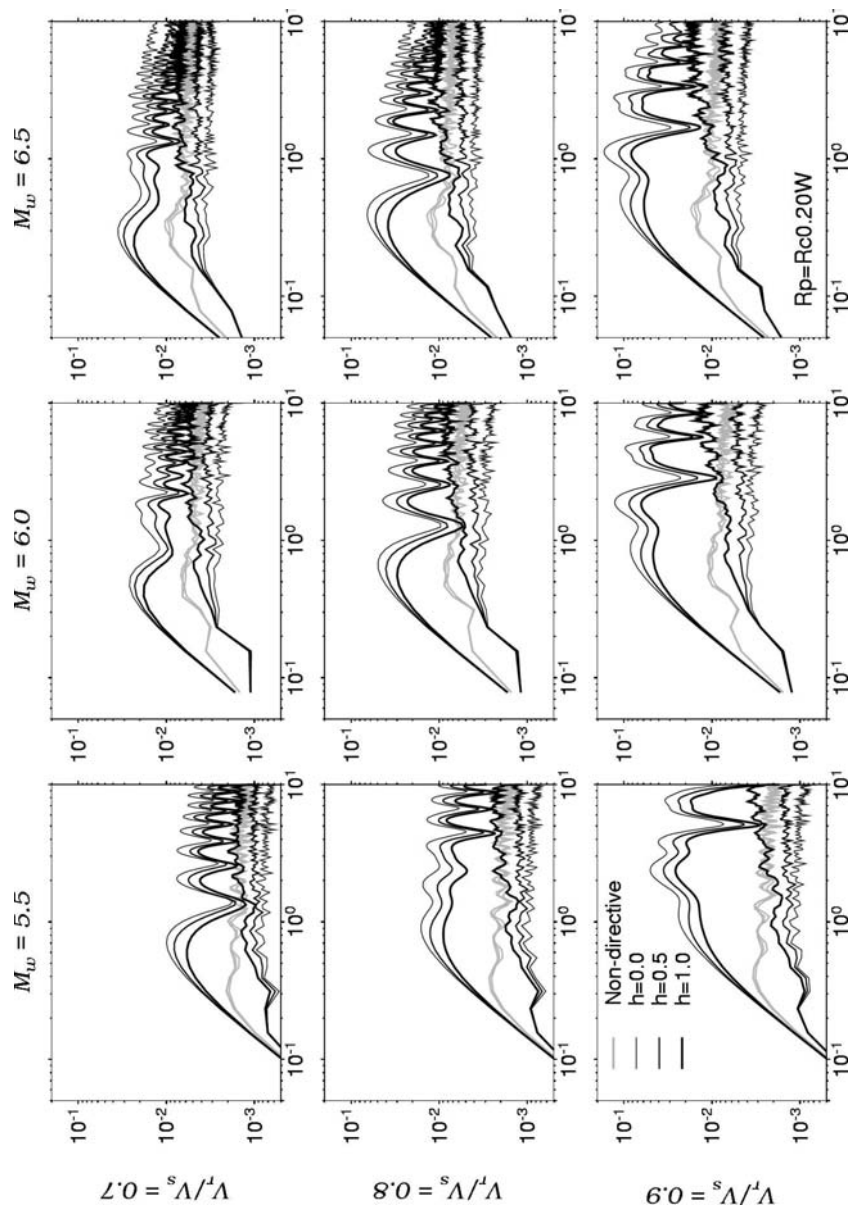


Figure 3.34 : Spectres moyens d'accélération calculés pour trois magnitudes M_w (de gauche à droite, $M_w = 5,5, 6,0$ et $6,5$) et trois valeurs de V_r sur V_s (de haut en bas, $V_r/V_s = 0,7, 0,8$ et $0,9$). Ces calculs ont été faits avec $R_p = R_c = 0,20W$, pour $h = 0, 0,5$ et 1 . Les amplitudes spectrales de la station non-directive étant peu affectées par la valeur de h , elles ont été tracées en gris clair, sans distinction de la valeur de h utilisée. Pour les stations directive et anti-directive, les amplitudes spectrales ont été tracées avec un niveau de gris fonction de la valeur de h utilisée (voir légende en bas à gauche).

3.6 Modélisation d'accélérogrammes en champ complet et à distance proche de la source

Dans cette section, nous allons examiner les caractéristiques d'un ensemble d'accélérogrammes modélisés à distance proche, et les comparer à des valeurs prédites par des relations d'atténuation afin de tenter dans une certaine mesure de valider ce modèle de sources composites.

3.6.1 Géométrie de la faille et distribution des stations

Les accélérogrammes ont été modélisés pour un séisme décrochant de magnitude $M_w = 6,0$ se produisant sur une faille de dimensions $L \times W = 12 \times 6 \text{ km}^2$ dont la partie supérieure est placée à 1,5 km de profondeur. Le modèle de vitesse se compose de trois couches surmontant un demi-espace (Tableau 3.2).

Tableau 3.2 : Paramètres du milieu géologique tabulaire utilisés pour l'analyse de modélisation du mouvement fort à distance proche de la source. Vitesses des ondes P et S, densité, ρ , coefficients d'atténuation intrinsèque.

Profondeur (km)	V_p (km/s)	V_s (km/s)	ρ (gr/cm ³)	Q_p	Q_s
0	4,80	2,77	2,25	400	200
1,5	6,33	3,67	2,84	600	300
20	6,95	4,01	3,12	600	300
30	8,00	4,62	3,32	1000	500

Les fonctions de Green ont été calculées en champ complet avec la méthode des nombres d'ondes discrets (Bouchon et Aki, 1977) en utilisant le code AXITRA (Coutant, 1990). Le modèle d'atténuation intrinsèque implémenté est celui dit à valeur de Q constante (Kjartansson, 1979). La fréquence maximale modélisée est fixée à 15 Hz. Les stations ont été distribuées en étoile jusqu'à des distances de 100 km, avec une densité plus importante à des distances proches de la source ($R \leq 15 \text{ km}$). Trois lignes des stations ont été ajoutées parallèlement à la faille afin d'étudier plus en détails les effets des paramètres du modèle cinématique sur les modélisations à distances proches.

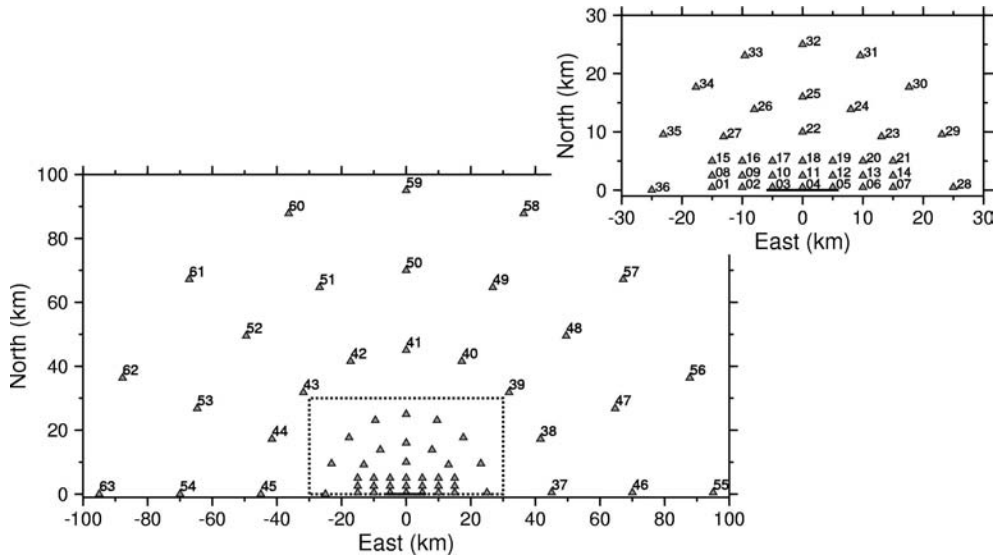


Figure 3.35 : Distribution des stations. L'encart en haut à droite présente un zoom de la distribution à distance proche de la faille.

3.6.2 Analyse paramétrique du modèle fractale

Trois scénarii de rupture ont été considérés : un cas unilatérale, un cas bilatérale, et un cas intermédiaire (correspondant à un hypocentre placé à $x = -6, -3$ et 0 km - voir Figure 3.35). La profondeur de l'hypocentre a été fixée à $4,5$ km. Le front de rupture se propage circulairement à partir de l'hypocentre avec une vitesse de rupture constante. Afin de mieux définir le comportement statistique de nos modélisations, 5 distributions hétérogènes de glissement ont été considérées (Figure 3.36). Chaque réalisation a été calculée pour une chute de contrainte constante égale à $\Delta\sigma_d = 12$ MPa. Pour mieux distribuer le moment sismique porté par les grandes sources, le rayon maximal a été limité à la valeur $R_{\max} = 0,35 W$. Les distributions ont été choisies parmi un ensemble de 40 réalisations aléatoires afin que les aspérités associées aux plus grandes sources soient bien distribuées sur le plan de faille et non pas toutes superposées dans la même zone du plan de faille.

Les modélisations du mouvement sismique ont été faites en utilisant différentes combinaisons de paramètres:

- V_r/V_s égal à $0,7, 0,8$ ou $0,9$.
- R_p égal à $0,15W$ ou $0,35W$. Pour fixer les idées, en supposant $V_r = 0,8V_s = 2,94$ km/s, le temps de montée maximal τ_{\max} est égal à $0,61$ s et $1,43$ s, respectivement.
- R_c égal à la valeur de R_p .

- Pour ce qui concerne le paramètre h , deux cas extrêmes ont été considérés $h = 0$ (cas déterministe) et $h = 0,75$ (effet maximal de rapprochement spectral à haute fréquence sans perturber la forme spectrale en ω^2).

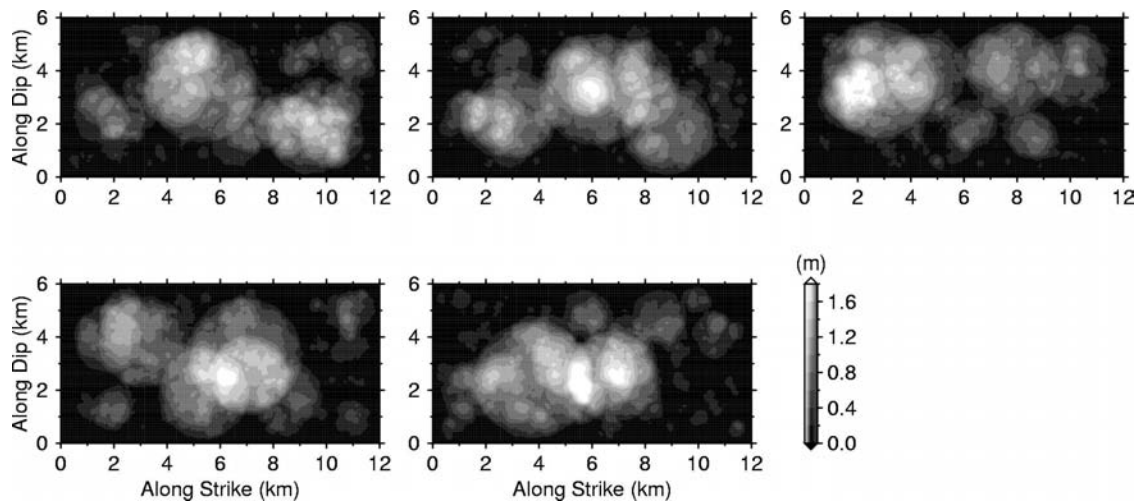


Figure 3.36 : Cinq réalisations de glissement utilisées dans l'analyse à distance proche de la source pour un séisme de magnitude $M_w = 6,0$. Le glissement a été calculé avec l'approche fractale.

3.6.2.1 Analyse de résultats d'un séisme de magnitude $M_w = 6,0$

Dans cette section, nous examinons les formes d'onde et la variabilité du PGA et du PGV à distance proche, et nous comparons les valeurs de ces indicateurs avec celles prédites par une relation d'atténuation.

Comparaison des formes d'onde à distance proche

Pour examiner l'effet de h sur les modélisations à distance proche, les accélérogrammes synthétiques calculés pour deux types de mise en place ($h = 0$ et $h = 0,75$) sont comparés aux stations les plus proches de la faille (ST01 à ST21). Les paramètres utilisés sont $R_p = R_c = 0,15W$ pour une vitesse de rupture égale à $V_r = 0,8V_s$.

Les résultats obtenus pour scénario en rupture unilatérale sont présentés Figure 3.37. En accord avec nos précédentes observations, on constate que les amplitudes aux stations en position directive (par exemple ST04 à ST07) sont plus faibles dans le cas d'une nucléation stochastique ($h = 0,75$) que dans le cas déterministe ($h = 0$). A l'inverse, les amplitudes aux stations en position anti-directive (par exemple ST01 à ST03) sont plus fortes pour $h = 0,75$ que pour $h = 0$.

3.6 Modélisation d'accélérogrammes en champ complet et à distance proche de la source

Pour une rupture bilatérale (Figure 3.38), l'énergie rayonnée par la source est répartie de façon plus homogène autour de la faille par rapport au cas de rupture unilatérale. On note également qu'en utilisant une nucléation stochastique, les amplitudes maximales de l'accélération sont réduites aux stations dans des azimuts directs par rapport à la direction de la rupture (ST01, ST02, ST06 et ST07 par exemple). Ceci est particulièrement clair pour les stations les plus proches de la faille, mais s'estompe avec la distance à la faille (ST08 à ST21). On observe également une différence en termes de durée des signaux modélisés, plus précisément, la durée des amplitudes les plus fortes est légèrement plus longue pour $h = 0,75$ que $h = 0$.

North component - $R_p = 0.15W$ $R_c = 0.15W$ $V_r = 0.8Vs$

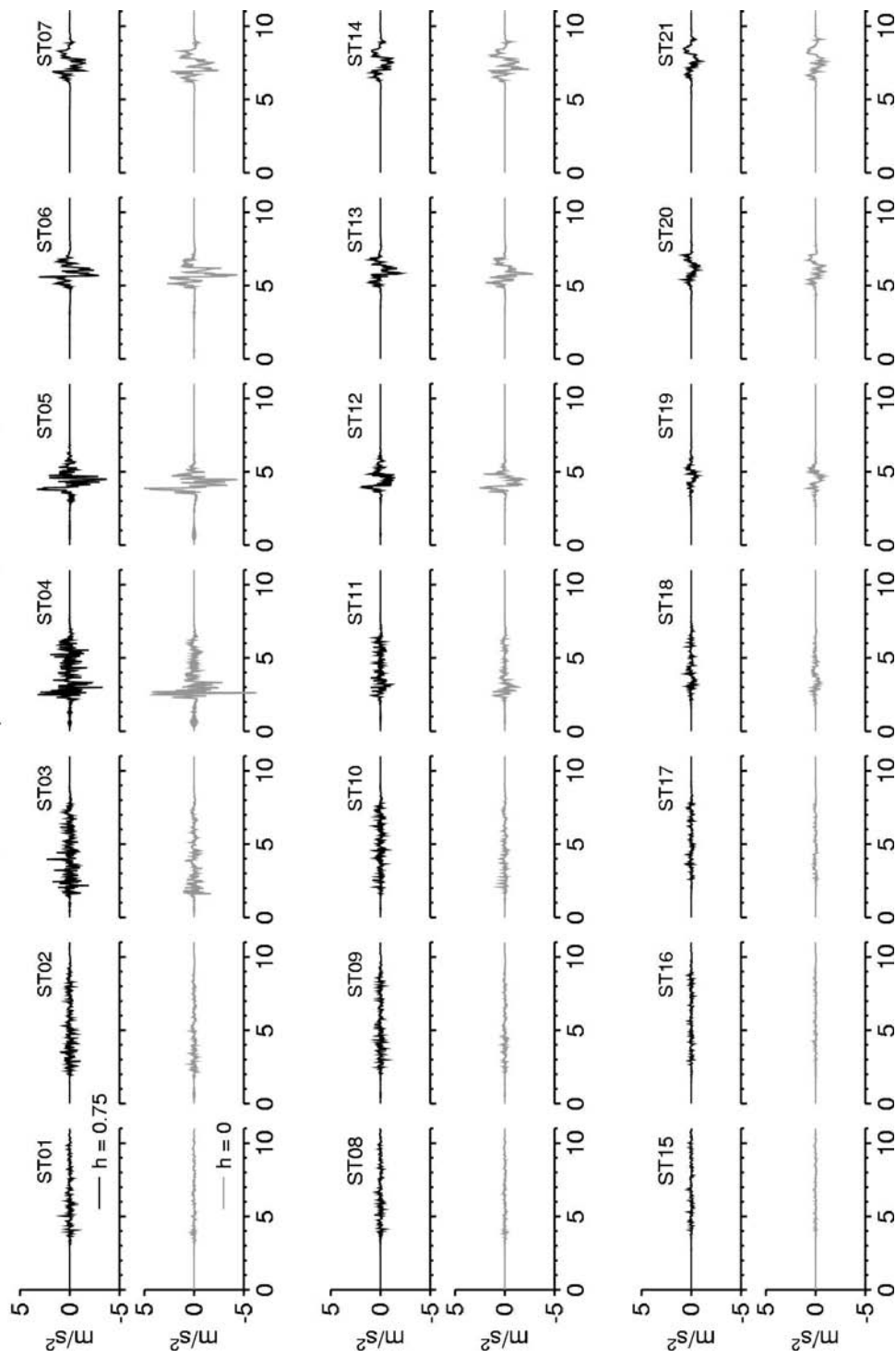


Figure 3.37 : Comparaison des accélérogrammes synthétiques calculées à distance proche (composante nord) pour le cas d'une nucléation déterministe ($h = 0$ - trait gris) et stochastique ($h = 0,75$ - trait noir) en utilisant $V_r = 0,8 V_s$ et $R_p = R_c = 0,15W$ pour un scénario en rupture unilatérale.

3.6 Modélisation d'accélérogrammes en champ complet et à distance proche de la source

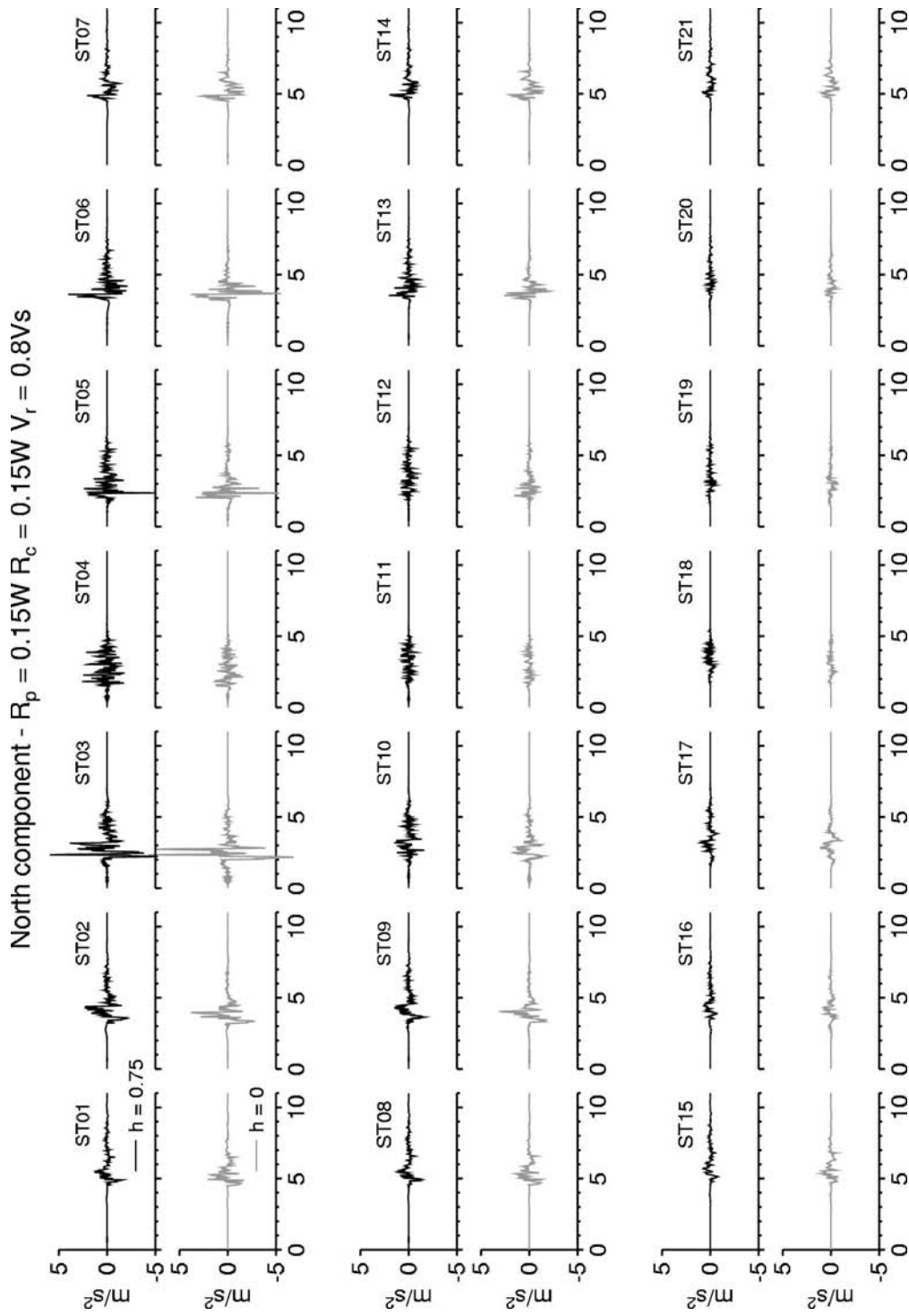


Figure 3.38 : Même légende que la Figure 3.37 pour un scénario en rupture bilatérale.

Exemple de la distribution du PGA et PGV à distance proche de la source

Afin d'avoir une vision un peu plus précise de la manière dont varient les indicateurs du mouvement sismique en fonction des paramètres du modèle composite stochastique, sur les Figure 3.39 et Figure 3.40 sont présentées des cartes du PGA et du PGV, respectivement. Ces cartes ont été construites en calculant à chaque station la valeur moyenne de l'indicateur sur les cinq réalisations de glissement dans le but d'extraire une tendance des effets des paramètres du modèle sur le mouvement sismique. Tous les paramètres ont défini comme dans le paragraphe précédent.

Pour le scénario en rupture unilatérale (Figure 3.39, en haut), l'effet de la directivité est clairement observé dans le cas déterministe, avec des courbes d'iso-PGA allongées vers l'Est (la direction de la propagation de la rupture). En introduisant une zone de nucléation dans laquelle le point de nucléation est distribué aléatoirement, les amplitudes du PGA sont réduites dans les azimuts directifs et amplifiées dans les directions opposées (azimut anti-directive). Par exemple, la courbe d'iso-PGA 0,1g est moins allongée dans la direction Est, quant à la courbe d'iso-PGA 0,02g, elle couvre une zone plus large dans la direction anti-directive. Il faut noter également que les amplitudes dans la direction perpendiculaire à la faille (stations non-directives) ne changent pas : elles ne sont pas affectées par l'introduction d'une zone de nucléation stochastique, sauf pour les stations très proches de la faille ($R_{\text{faille}} < 5 \text{ km}$), pour lesquelles le PGA observé est réduit. Pour le scénario en rupture bilatérale (Figure 3.39, en bas), la distribution des PGA est au premier ordre symétrique par rapport à l'épicentre. En comparant les résultats obtenus pour les deux modes de mises en place, on observe que les courbes d'iso-PGA conservent au premier ordre leur symétrie mais sont moins allongées dans la direction de la faille, mais plus allongées dans la direction perpendiculaire lorsque une zone de nucléation est introduite. La distribution du PGA est un peu plus isotrope.

Lorsque l'on examine les distributions du PGV dans le cas d'une rupture unilatérale (Figure 3.40, en haut), on observe également très clairement l'effet de la directivité de la rupture qui se caractérise par une dissymétrie de la distribution avec des amplitudes plus fortes dans la direction de la rupture (vers l'Est). Tout comme dans le cas du PGA, la prise en compte d'une zone de nucléation stochastique entraîne une réduction de la directivité apparente (réduction/augmentation dans les directions directive/anti-directive) par rapport au cas dit déterministe. Toutefois ceci est à nuancer, on constate que les courbes iso-PGV pour des valeurs plus petites que 0,15-0,2 m/s sont peu affectées, alors que pour des PGV plus grands (c'est-à-dire dans des zones proches de la faille) les amplitudes sont très significativement réduites. Les résultats obtenus dans le cas d'une rupture bilatérale (Figure 3.40, en bas) confirment ceux obtenus dans le cas d'une rupture unilatérale.

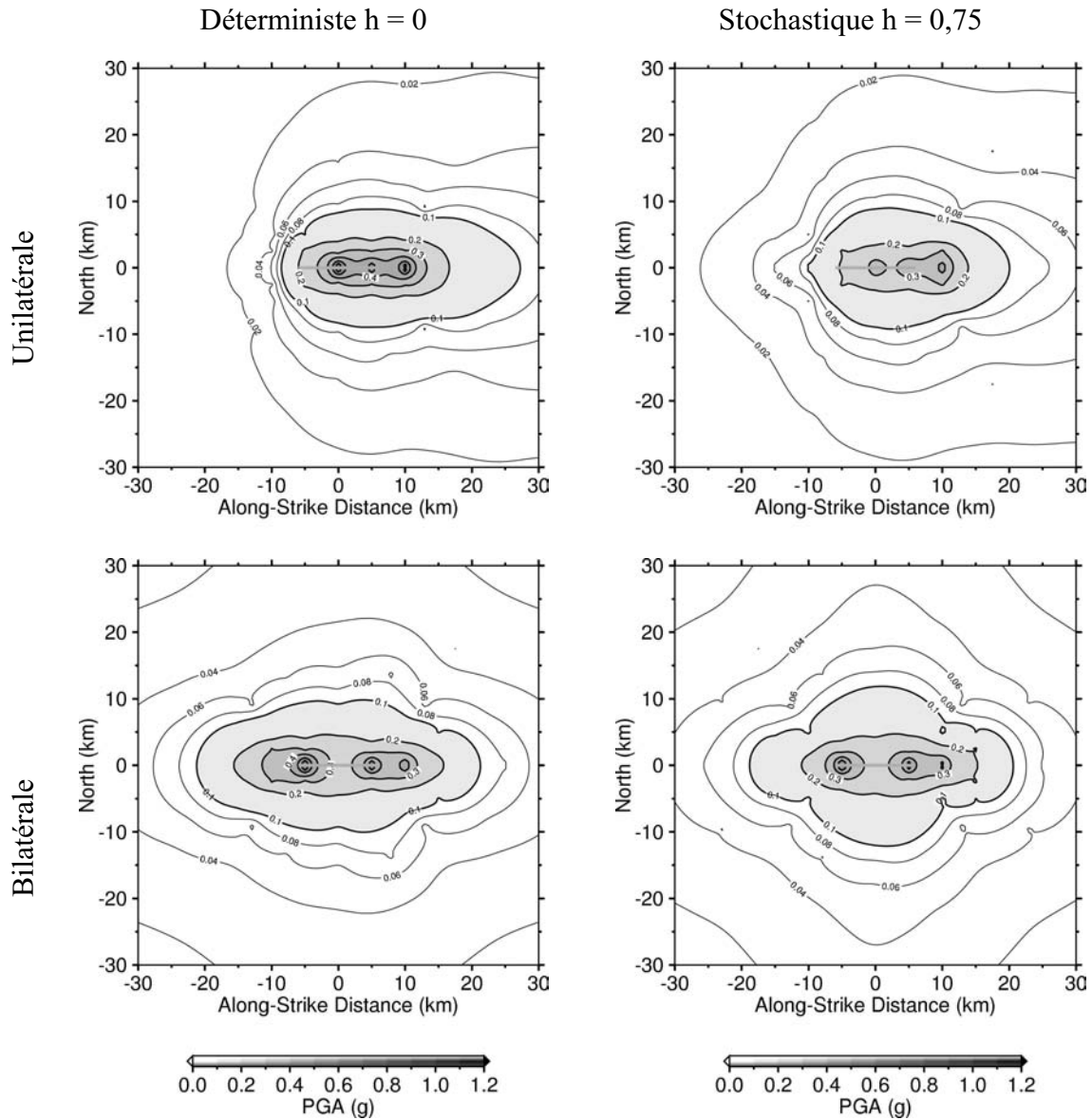


Figure 3.39 : Exemple de la distribution du PGA prédit à distance proche de la source pour une rupture unilatérale (en haut) et une rupture bilatérale (en bas). De plus, deux modes de mise en place ont été considérés, déterministe avec $h = 0$ (à gauche) et stochastique $h = 0,75$ (à droite). Les paramètres utilisés dans cette simulation sont $R_p = R_c = 0,15W$ avec $V_r/V_s = 0,8$.

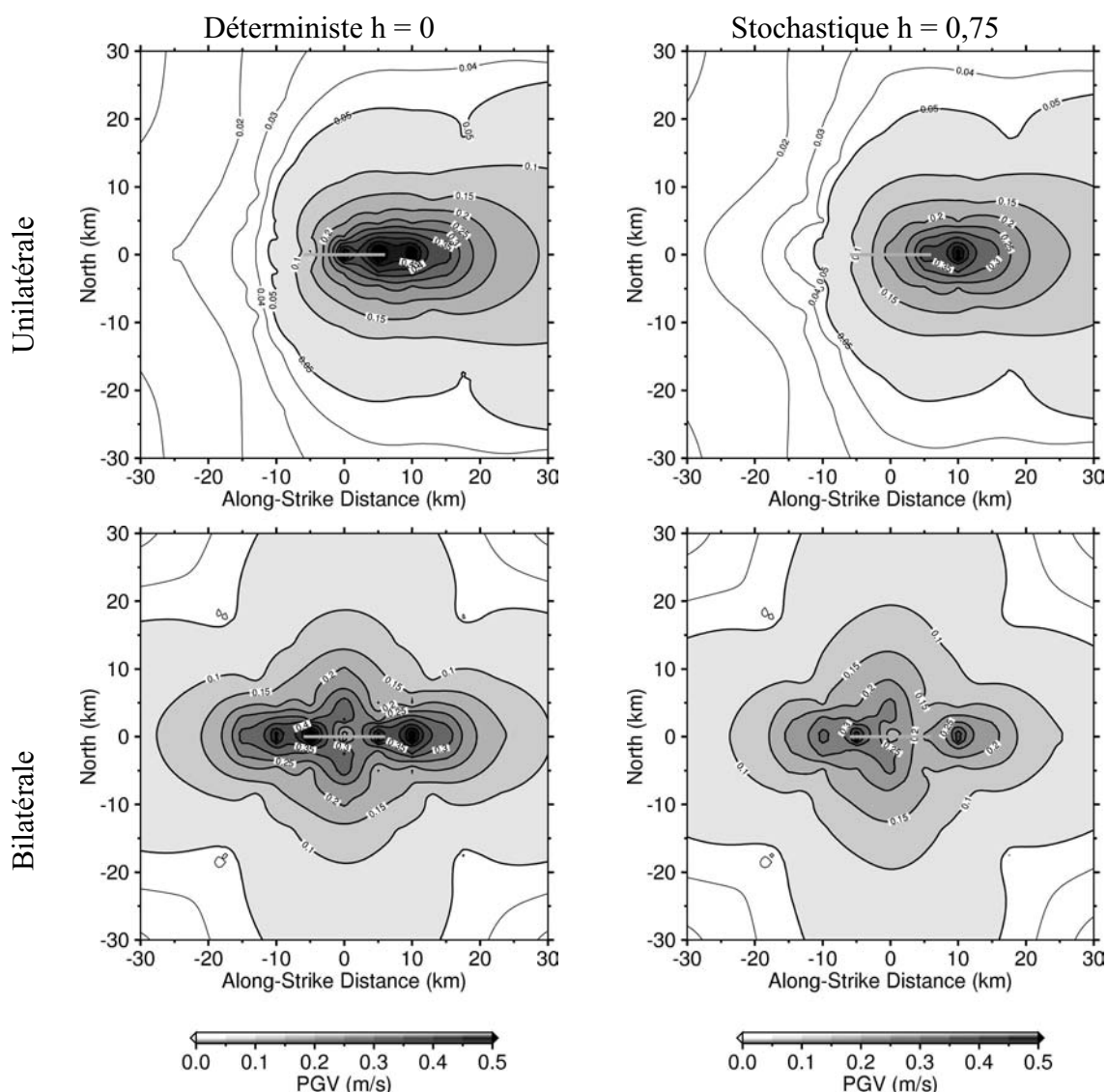


Figure 3.40 : Exemple de la distribution du PGV prédit à distance proche de la source dans le cas une rupture unilatérale (en haut) et bilatérale (en bas) pour le cas d'une mise en place déterministe avec $h = 0$ (à gauche) et stochastique $h = 0,75$ (à droite). $R_p = R_c = 0,15W$, $V_r/V_s = 0,8$.

Comparaison de courbes de la prédiction du PGA synthétique v/s Empirique

Dans cette sous-section, nous cherchons à confronter nos prédictions de PGA et de PGV en fonction de la distance à la faille aux prédictions issues de relations d'atténuation empiriques. Ils existent un très grand nombre de relations empiriques (voir Douglas, 2003), et l'objectif ici n'est pas faire une synthèse exhaustive l'ensemble de ces relations, mais d'en retenir un petit nombre pour illustrer leurs différences en termes de caractéristiques. Les relations d'atténuation empiriques que nous avons retenues sont :

- Les relations d'atténuation de Kanno et al. (2006) pour le PGA et PGV qui ont été calibrées en utilisant la base de données japonaise et en y ajoutant les enregistrements pour quelques séismes qui ont eu lieu en Californie et en Turquie. Ces séismes sont des événements qui se sont produits dans la croûte dans un régime tectonique compressif assimilé à celui du Japon. Les relations d'atténuation que nous avons sélectionnées ont été dérivées pour des séismes superficiels (profondeur < 30 km). La distance la plus proche à la faille la plus faible qui ait été documenté dans la base de données est égale à $R_{\text{faille}} \sim 1$ km.
- Les relations d'atténuation empiriques proposées par Sabetta et Pugliese (1987) établies à partir des 95 enregistrements de mouvements forts enregistrés en Italie sur un ensemble de 17 séismes. La distance à la faille pour laquelle les expressions ont été dérivées est supérieure à 1,5 km.
- La relation d'atténuation pour le PGA proposé par Boore et al. (1997). La base de données utilisée inclut des enregistrements de séismes qui se sont produits au nord-ouest de la Californie (USA). La relation est valide pour des distances à la faille plus grandes que $R_{\text{faille}} > 0,5$ km

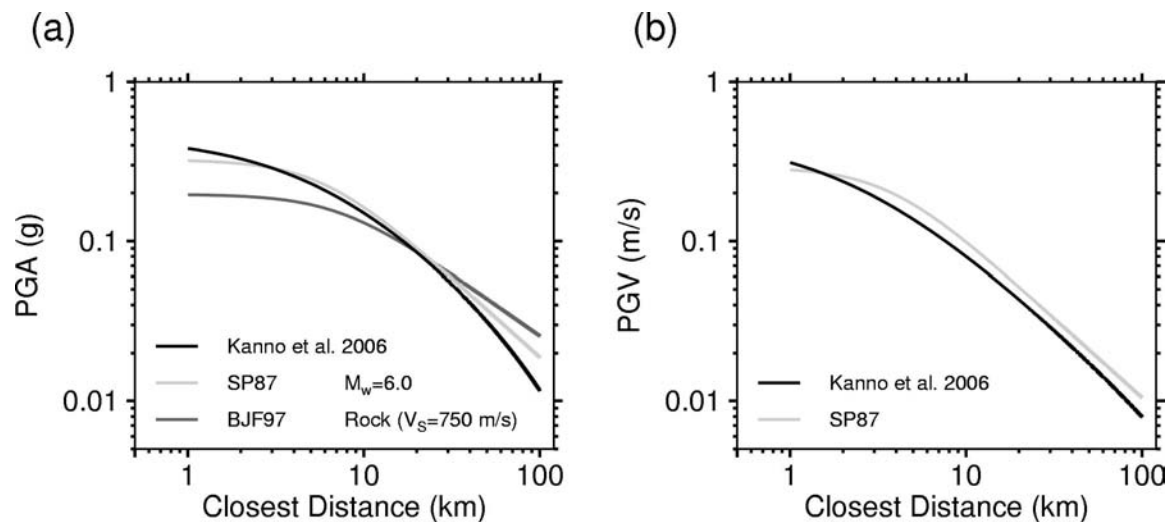


Figure 3.41 : Comparaison des prédictions au rocher (a) pour le PGA et (b) pour le PGV pour un séisme de magnitude $M_w = 6,0$ en fonction de la distance la plus proche à la source. Les relations d'atténuation empiriques utilisées sont : Kanno et al. (2006) ; SP87, Sabetta et Pugliese (1987) et BJB97, Boore et al. (1997).

La Figure 3.41 montre une comparaison des prédictions en PGA et PGV pour ces trois relations d'atténuation empiriques établies pour différents contextes tectoniques sur différentes bases de données pour le cas d'un séisme de magnitude $M_w = 6,0$. Les prédictions ont été faites pour des distances à la faille $R_{\text{faille}} > 1$ km en supposant que le sol est de type rocher. Dans le cas précis des relations de Boore et al. (1997) et de Kanno et al.

(2006), les prédictions ont été faites en supposant que la vitesse moyenne dans les 30 premiers mètres est égale à $V_s = 750$ m/s. Pour ce cas particulier d'un séisme de $M_w=6.0$, les niveaux moyens en PGA et en PGV prédits par les relations de Kanno et al. (2006) et de Sabetta et Pugliese (1987) sont proches. Les différences portent essentiellement sur la décroissance du PGA avec la distance qui est un peu plus forte pour la relation de Kanno et al. (2006). A l'opposé, la relation de Boore et al. (1997) est celle qui prédit l'atténuation la plus faible avec la distance, et les niveaux les plus faibles à courtes distances.

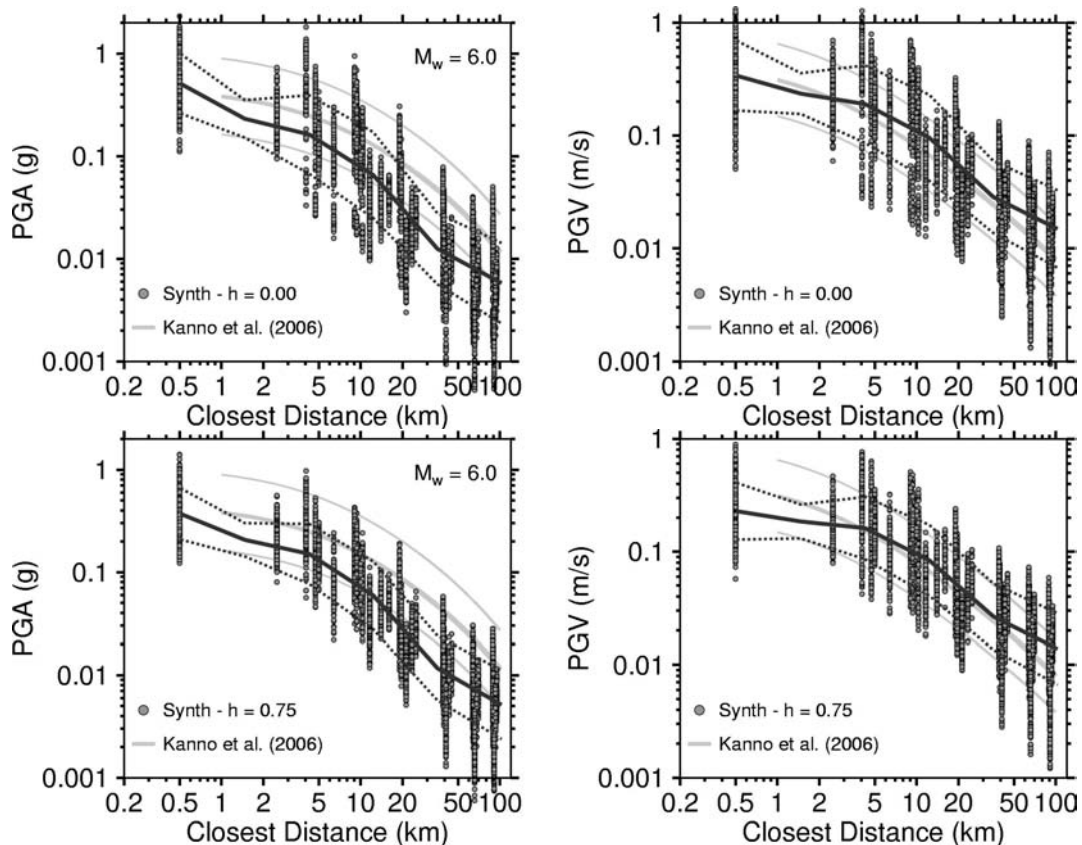


Figure 3.42 : Variabilité de la distribution du PGA et du PGV en fonction de la distance et de l'ensemble des paramètres explorés en séparant les cas d'une nucléation déterministe $h = 0$ (en haut) et stochastique $h = 0,75$ (en bas). Les courbes synthétiques moyennes (+/- l'écart type) sont comparées aux relations d'atténuation empiriques de Kanno et al. (2006).

Afin de pouvoir analyser et comparer les prédictions du PGA et du PGV synthétiques face aux relations d'atténuation empiriques, toutes les simulations ont été regroupées en fonction du mode de mise en place retenu (déterministe ou stochastique). Les valeurs de PGA et de PGV (estimées sur synthétiques calculés pour l'ensemble des combinaisons de paramètres et les différentes distributions de glissement) ont été tracées en fonction de la distance à la faille (Figure 3.42). La courbe moyenne et son écart-type ont été calculés à partir des valeurs ponctuelles, pour chaque indicateur et chaque mode de mise en place.

Ces résultats sont comparés aux valeurs prédites au rocher par les relations de Kanno et al. (2006). Indépendamment du mode de mise en place, on observe que les relations synthétiques pour le PGA présentent une décroissance comparable à celle de la relation de Kanno et al. (2006), mais avec des amplitudes plus faibles (au-delà de 1 km). Pour ce qui concerne le PGV, les niveaux prédits par modélisation cinématique sont du même ordre de grandeur que les prédictions empiriques quelque soit le mode de mise en place. On remarque néanmoins, que dans le cas où le mode de mise en place est stochastique les amplitudes du PGV sont plus un peu plus faibles que dans le cas où la mise en place est déterministe, avec en particulier des valeurs inférieures aux prédictions empiriques à très courte distance ($R_{\text{faille}} < 4$ km). La différence la plus notable entre les cas $h = 0$ et $h = 0,75$ porte sur la dispersion des prédictions.

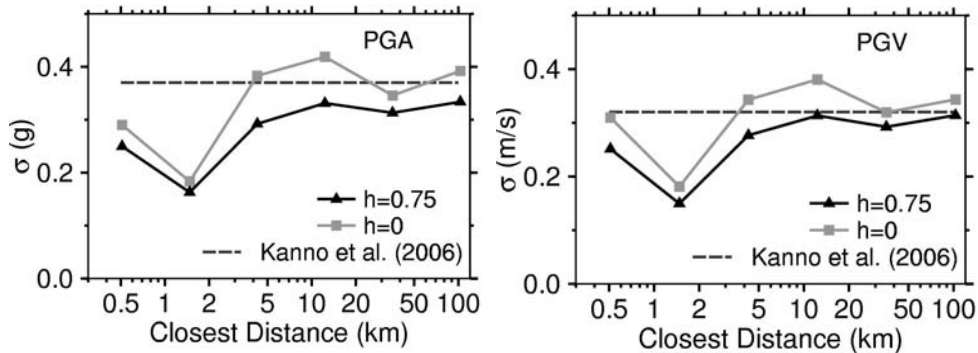


Figure 3.43 : Comparaison de la variation des écarts types synthétiques en fonction de la distance pour le PGA (à gauche) et PGV (à droite) calculées sur l'ensemble des réalisations en séparant les cas d'une nucléation déterministe et stochastique.

Afin d'examiner cet aspect plus en détails, sur la Figure 3.43 sont reportés les écarts-types du PGA et du PGV en fonction de la distance à la faille pour ces deux cas. Comme le montre cette figure, les écarts-types des prédictions synthétiques au PGA et au PGV ont, dans le cas déterministe ($h = 0$) et pour des distances supérieures à 5 km, des valeurs proches de l'écart-type associé à la relation d'atténuation empirique de Kanno et al. (2006). Dans le cas où $h = 0,75$, les écarts-types des prédictions synthétiques sont réduits par rapport à la relation d'atténuation empirique de l'ordre de 0,1 pour le PGA et un peu moins pour le PGV. Pour des distances à la faille inférieures à 5 km, les écarts-types des prédictions synthétiques sont plus faibles que ceux des relations empiriques au PGA et au PGV pour les deux conditions de mise en place. Que se passe-t-il à courte distance de la faille ? Souvent les bases de données sismologiques ne répertorient que peu d'enregistrements près des failles, néanmoins les enregistrements se caractérisent par une « saturation » des valeurs des indicateurs du mouvement sismique. Même si ce n'est qu'un exemple synthétique d'un séisme de magnitude modérée, il est à noter qu'en incorporant une nucléation stochastique, nos résultats se caractérisent par une valeur plus faible de

l'écart-type à courte distance par rapport à celle obtenue à plus grande distance. Afin de regarder plus près la variabilité du mouvement sismique à courte distance, la Figure 3.44 montre la comparaison de la distribution des valeurs du PGA et PGV modélisés (avec $h = 0$ et $0,75$) aux stations placées à $0,5$ km de distance de la faille. Que ce soit pour le PGA ou pour le PGV, on constate que la distribution des valeurs prédites est sensible à la valeur du paramètre h , la dispersion étant moindre pour $h = 0,75$.

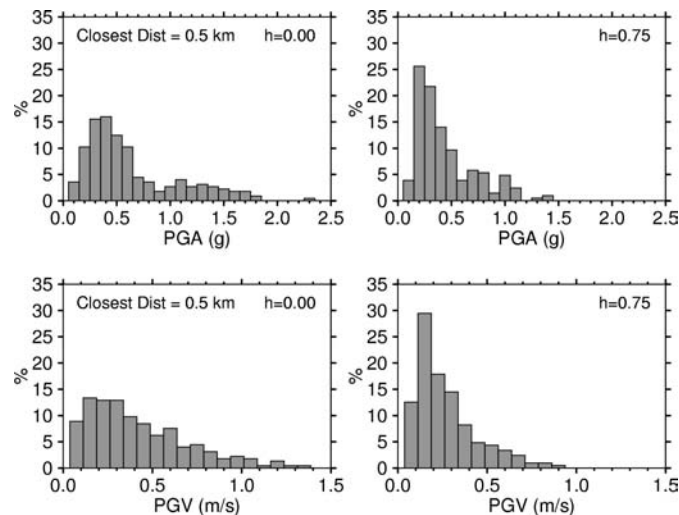


Figure 3.44 : Comparaison des histogrammes de la prédiction du PGA et PGV à courte distance de la faille ($R = 0.5$ km) calculées sur l'ensemble des réalisations en séparant les cas d'une nucléation déterministe (à gauche) et stochastique (à droite).

Finalement, l'ensemble des résultats obtenus par modélisation sont présentés dans l'Annexe B pour chaque paramètre / scénario exploré. Nous pressentons également les résultats des simulations effectuées après le rendu du manuscrit aux rapporteurs dans l'annexe B.3. L'approche utilisée est celle proposée par Cotton et al. (2006) en incorporant les effets d'une colonne de sol générique (Boore et Joyner, 1997).

3.6.3 Discussion des résultats et des limites du modèle

La validation d'un modèle cinématique qui sert à faire de la prédiction du mouvement fort du sol à large-bande est toujours une tâche délicate. De nombreuses stratégies ont été utilisées par différents modélisateurs pour valider en quelque sorte un modèle de source comme par exemple (1) en comparant les modélisations avec les enregistrements pour un séisme bien enregistré par un réseau sismologique (e.g. Irikura et Kamae, 1994 ; Hartzell et al., 1999 ; Liu et al., 2006), (2) en confrontant les prédictions synthétiques versus empiriques sur des indicateurs du mouvement sismique tels que le spectre de réponse (e.g. Guatteri et al., 2004 ; Aochi et Douglas, 2006), ou (3) en combinant les deux (e.g. Pitarka et al., 2000 ; Hartzell et al., 2005). Cependant, la comparaison des résultats

entre les différentes approches n'est pas directe. En effet, il y a souvent des hypothèses simplificatrices derrière chaque modèle portant sur la bande de fréquences de validité de chaque simulation, la configuration source-station, le type de faille (décrochante, chevauchement) et la description même du modèle de source (cinématique/dynamique).

Dans cette section, une modélisation d'un événement typique de magnitude modérée $M_w = 6,0$ a été faite. Les simulations ont été faites en calculant les indicateurs du mouvement sismique pour plusieurs scénarii de rupture en explorant les paramètres du modèle. La validation a été faite en comparant les indicateurs du mouvement sismique (PGA et PGV) synthétiques et les valeurs prédites au travers d'une relation d'atténuation empirique (Kanno et al., 2006). Les comparaisons des synthétiques avec les prédictions empiriques montrent que les écarts types simulés sont du même ordre de grandeur voire un plus faible que l'écart-type de la relation empirique. Bien évidemment, ce type de validation ne peut pas échapper aux hypothèses simplificatrices d'une simulation numérique. Les calculs des synthétiques (accélération, vitesse et déplacement) ne sont valables que jusqu'à la fréquence maximale des calculs de fonctions de Green, (15 Hz pour cette application). La fonction de Green synthétique est calculée dans un milieu à couches et les effets de site ne sont pas pris en compte. Les relations d'atténuation quant à elles sont estimées sur une gamme de fréquences plus large, allant jusqu'à ~ 100 Hz (fréquence d'échantillonnage de K-NET). Ce type de prédictions par nature inclut toute la complexité d'un enregistrement, la complexité de la source sismique, de la propagation du champ d'onde dans un milieu géologique réel et des effets d'amplification de ce champ d'onde par les couches les plus superficielles. Il faut rappeler que la modélisation numérique est toujours une approximation de la réalité que il y a des différences entre les amplitudes (courbes) moyennes du PGA empiriques versus les obtenue par modélisation numérique qui peuvent être expliquées et liées sans doute à plusieurs facteurs qui ne sont pas pris en compte (pour l'instant) dans ce modèle. Par exemple, la propagation des ondes dans le milieu est simplifiée en calculant des fonctions de Green numériques dans un milieu géologique tabulaire et les effets des sites sont encore négligés dans ces modélisations.

3.7 Conclusions

Le modèle de source cinématique basé sur une description de sources composites à distribution fractale qui a été développé et présenté dans ce chapitre présente de grandes similitudes avec le modèle cinématique en k^{-2} (Bernard et al., 1996) dans le cas d'une mise en place synchrone avec le front de rupture. En relâchant la mise en place synchrone et en définissant une zone de nucléation dépendante de la taille des sous-événements, la directivité à haute fréquence est contrôlée et réduite en fonction des paramètres du modèle,

tout en préservant une forme spectrale en ω^2 . Ces résultats ont été confirmés en champ lointain pour une gamme de magnitudes allant de 5,5 à 6,5.

La validation de ce modèle a été faite en faisant une exploration des paramètres du modèle et générant plusieurs scénarii de rupture pour un séisme décrochant de magnitude $M_w = 6,0$. Les résultats des modélisations faites au cours de ce chapitre montrent que l'effet de la directivité est contrôlé par les paramètres du modèle qui définissent la zone de nucléation. En introduisant une zone de nucléation dépendant de la taille des sous-événements, nous permet réduire l'écart type et la dispersion de la distribution des indicateurs de mouvement sismique synthétiques (PGA ou PGV), ce qui est plus en accord avec les valeurs prédites par les relations d'atténuation empiriques de Kanno et al. (2006).

Afin de tester un peu plus ce modèle, il pourrait être également envisageable d'analyser ce modèle de source pour des scénarii de rupture en chevauchement. Dans ce cas, on estime que les résultats seront fortement dépendants de la direction de la rupture et de l'angle de entre le plan de faille et la surface.

Chapitre 4 Modélisation d'une vitesse de rupture variable avec une approche pseudo-dynamique

Au cours de cette thèse, un travail important a été dédié à une meilleure prise en compte des différents paramètres qui définissent l'histoire spatio-temporelle de la cinématique de la rupture. L'hypothèse de base des approches développées dans cette thèse est que le rayonnement haute-fréquence est porté par la zone définie par le pulse et que les hétérogénéités du glissement se traduisent par des variations spatio-temporelles de la vitesse de glissement. Dans les chapitres précédents, différentes méthodes ont été développées afin de modéliser des vitesses de glissement sur le plan de faille dont les caractéristiques sont en accord avec les solutions proposées par les modèles dynamiques. Un autre axe de recherche qui a été abordé consiste à introduire une vitesse de rupture variable pour améliorer la modélisation du front de rupture. En effet, la plupart des modèles cinématiques sont associés à une vitesse de rupture constante, ce qui n'est pas réaliste. En collaboration avec Stefan Nielsen de l'INGV Naples, nous avons cherché à introduire dans nos modélisations un front de rupture variable compatible avec un glissement hétérogène en considérant les expressions analytiques issues des modèles de rupture dynamique (Nielsen et Madariaga, 2003 ; Rice et al., 2005). La prise en compte d'une vitesse de rupture variable permet également de mieux modéliser la propagation du front de rupture lorsque celui-ci traverse des couches géologiques de natures différentes, ce qui est particulièrement important lorsque la faille rompt des couches superficielles.

Dans ce chapitre, nous allons présenter l'approche que nous avons développée pour introduire une vitesse de rupture variable dans les modèles cinématiques de la rupture sismique. Le modèle qui est proposé s'appuie sur les hypothèses des modèles dits

« pseudo-dynamiques » proposés dans la littérature qui seront tout d'abord brièvement présentés. Ensuite, nous présenterons les expressions analytiques issues de la dynamique de la rupture qui relient des paramètres de source et la vitesse de rupture. Finalement, quelques résultats de modélisation synthétique seront présentés.

4.1 Introduction

Comme cela a été introduit dans le premier chapitre, la compréhension de l'origine des hautes fréquences observées dans les données accélérométriques est essentielle pour la prédiction du mouvement fort du sol. Les premiers travaux consacrés à ce sujet reposent sur l'hypothèse que l'origine des hautes fréquences est liée à l'hétérogénéité de la source sismique. La plupart des approches sont basées sur une description cinématique de la rupture dans l'hypothèse de source lointaine, le caractère hétérogène de la source étant modélisé au travers de l'incohérence des paramètres qui caractérisent la cinématique de la rupture (Haskell, 1964 ; Aki, 1967 ; Boore et Joyner, 1978). Ces paramètres sont essentiellement, le glissement, la fonction source temporelle de glissement, et le temps de propagation de la rupture. Ces travaux ont mis en évidence qu'un des paramètres qui est responsable de l'excitation des hautes fréquences est la vitesse de rupture et en particulier, les variations de la vitesse de rupture. Archuleta (1984), par exemple, a montré que des variations de la vitesse de rupture ont des effets plus importants sur le mouvement du sol que des variations du temps de montée.

Les modèles dynamiques proposent une description plus physique reposant sur la mécanique de la rupture permettant de mieux comprendre l'origine des hautes fréquences rayonnées. Les premiers travaux consacrés à l'analyse de ces modèles ont montré que le rayonnement est fortement contrôlé par la vitesse de glissement au niveau du front de rupture (e.g. Madariaga, 1977; Achenbach et Harris, 1978). Par la suite, Madariaga (1983) a proposé une solution exacte au problème du rayonnement d'une onde SH émise par un « crack » semi-infini qui se propage avec une vitesse de rupture, $V_r < V_s$. Cet auteur a montré que le rayonnement haute fréquence est émis au niveau du front de rupture par des changements abrupts (1) de la vitesse de rupture et/ou (2) de l'intensité de la contrainte. Les modèles dynamiques les plus récents (2D ou 3D incorporant des lois de friction et des paramètres hétérogènes tels que la contrainte ou l'énergie de fracturation par exemple), conduisent à des résultats où les vitesses de rupture sont variables (e.g. Nielsen et Carlson, 2000 ; Guatteri et al., 2002 ; Ide et Aochi, 2005 ; Dalguer et al., 2004).

Par ailleurs, on peut citer les techniques d'imagerie de la source sismique introduisent le temps de rupture à chaque sous-faille comme étant une des inconnues du système d'équations. Les résultats des inversions conduisent à définir des temps de rupture correspondant à une vitesse de rupture variable afin de mieux modéliser les observations

(e.g. le séisme de Landers de 1992 : Wald et Heaton, 1994 ; Cotton et Campillo, 1995 ; le séisme de Northridge de 1994 : Wald et al., 1996 ; le séisme d'Izmit de 1999 : Bouchon et al., 2002 ; Sekiguchi et Iwata, 2002 ; Delouis et al., 2002). Néanmoins, il faut préciser que ce type de techniques n'a de résolution qu'à basse fréquence (typiquement jusqu'à 1 Hz).

Au cours de ces dernières années, un effort croissant a été dédié à la prédiction large-bande du mouvement fort du sol, spécialement à des distances proches de la faille, en modélisant la complexité du processus de rupture. Cette complexité est décrite au niveau de la source, en incorporant un certain degré d'hétérogénéité dans les paramètres. La vitesse de rupture variable est donc prise en compte d'une manière directe ou indirecte dans le calcul. Pour faire la prédiction du mouvement fort du sol, les modélisations dynamiques, qui reposent sur la physique de la rupture, la vitesse de rupture variable est le résultat du processus de rupture lui-même et les relations entre les paramètres de la source sont donc physiquement/dynamiquement compatibles. Cependant, le coût du calcul restant encore « élevé », ces types de simulations sont souvent limitées en fréquence (e.g. Inoue et Miyatake, 1998 ; Guatteri et al., 2003 ; Hartzell et al., 2005). D'un autre côté, l'autre approche largement utilisée est l'approche cinématique pour laquelle l'incorporation des hétérogénéités des paramètres de la source est facilement maîtrisable. Le défaut de ce type de description est que les distributions de paramètres choisies ne sont pas forcément physiquement compatibles. Donc, afin d'avoir des relations entre paramètres qui soient dynamiquement compatibles, les modèles pseudo-dynamiques ont été développés (Guatteri et al., 2004). L'avantage de ces modélisations cinématiques de type large-bande est qu'il n'y a pas de limitation en fréquence et donc le terme large-bande s'applique. La plupart de ces approches incorporent, entre autres paramètres, des vitesses de rupture variables dans la modélisation du mouvement fort près de failles (e.g. Graves et Pitarka, 2006 ; Liu et al., 2006).

En conclusion, les simulations cinématiques de la rupture pour être réalistes, nécessitent une description complète et physiquement réaliste de l'histoire spatio-temporelle de la rupture, et donc une prise en compte d'une vitesse de rupture variable sur le plan de faille. Ces variations vont introduire des hétérogénéités et des fluctuations au niveau du front de rupture. Il est à ce stade difficile de dire, comment ces fluctuations sur le temps de rupture doivent être prises en compte pour la modélisation et la prédiction du mouvement fort avec une approche cinématique. Différentes approches existent afin de calculer la propagation du front de rupture. Elles consistent sommairement (1) soit à s'appuyer sur une distribution préalablement définie des temps de propagation, (2) soit à définir le temps de propagation moyen et d'y ajouter des fluctuations, ou (3) soit à introduire une vitesse de rupture variable compatible avec les résultats des modèles dynamiques. Dans ce chapitre, nous allons examiner la possibilité de prendre en compte une vitesse de rupture variable qui soit compatible avec des modèles dynamiques.

4.1.1 Les modèles cinématiques - Vitesse de rupture variable

La compréhension de l'origine des hautes fréquences rayonnées par la source sismique est essentielle pour la prédiction du mouvement fort du sol dans la bande de fréquence d'intérêt du génie parasismique. Les premiers travaux consacrés à ce sujet se sont basés sur une description cinématique de la source afin d'étudier l'effet de l'incohérence de la rupture sur le rayonnement sismique à distance lointaine. Après les premières études faites par Haskell (1964) et Aki (1967) pour modéliser le rayonnement sismique en utilisant une approche cinématique, Boore et Joyner (1978) proposent d'étudier la question de l'incohérence de la source sismique en introduisant des variables aléatoires qui décrivent les paramètres de la source (glissement et vitesse de rupture). L'approche consiste en caractériser les formes spectrales du rayonnement sismique au travers d'un modèle statistique, avec pour cela une description analytique et numérique au travers de modélisations de type Monte Carlo. Boore et Joyner (1978) font l'hypothèse que la vitesse de la rupture et le glissement sont des variables aléatoires caractérisées par une distribution de probabilité (rectangulaire uniforme), et analysent en fonction de l'azimut le rayonnement ainsi généré pour une rupture unilatérale en champ lointain. Dans cette étude, ces auteurs montrent que l'effet de l'incohérence est d'augmenter les amplitudes spectrales à haute fréquence. De plus, si la vitesse de rupture fluctue spatialement, l'incrément est dépendant de l'azimut, avec un effet plus important dans les directions directives. Au travers d'une analyse de la directivité de la rupture pour un modèle cinématique unidimensionnel simple, en rupture unidirectionnelle, Joyner (1991) a montré par le biais d'une expression intégrale du champ de déplacement en champ lointain, que les hautes fréquences du rayonnement proviennent des variations du glissement et/ou de la vitesse de rupture au travers du terme, $V_r C_d$. Cette expression incorpore le coefficient de directivité C_d , qui est dépendant du rapport V_r/V_s et l'azimut.

Sato (1994) a étudié le rayonnement en champ lointain pour un « crack » circulaire ayant une distribution de glissement auto-similaire qui croît avec une vitesse de rupture variable. Plus particulièrement, Sato a étudié différentes variations continues de la vitesse de rupture et leur impact sur les pulses d'accélération rayonnés. Il a démontré que la largeur du pulse d'accélération et son amplitude présentent une certaine directivité en ce sens que le pulse varie avec l'azimut de la station et la vitesse de rupture moyenne. Tous les résultats analysés, il discute d'un cas particulier afin d'analyser de plus près l'effet de la directivité de la rupture. Il simplifie le problème à un demi-crack qui se propage radialement à une certaine vitesse et démontre que la largeur du pulse d'onde rayonnée est plus étroite dans la direction de la rupture que dans la direction opposée. L'amplitude spectrale de l'accélération dépend linéairement entre autres paramètres, du rayon auquel commence le changement de la vitesse de rupture et de l'amplitude de ce changement.

Plus récemment, Hisada (2000, 2001) a proposé une modification du modèle k^{-2} (Bernard et al., 1996) pour prendre en compte une vitesse de rupture variable. Cette approche consiste à introduire un temps de rupture incohérent (Δt_r) plutôt que considérer une vitesse de rupture variable. Sur le plan de faille, ce temps est défini comme étant la différence entre le temps de rupture final et le temps de rupture cohérent (calculé à vitesse de rupture constante). Hisada montre qu'en faisant les hypothèses que (1) la distribution du Δt_r sur le plan de faille est proportionnelle à k^{-2} dans l'espace des nombres d'onde et (2) que la vitesse de glissement est de type Kostrov (Kostrov, 1964), le spectre d'accélération modélisé reste en accord avec le modèle spectral en ω^2 proposé par Aki (1967). Ses modélisations faites à distance proche pour 5 stations à la distance de la faille, $R = 1$ km, et distribuées selon la direction de la faille. Il a comparé les synthétiques pour les cas d'une vitesse de rupture constante ($\Delta t_r = 0$) et d'une vitesse de rupture variable en utilisant du temps fluctuants ($\Delta t_r = 1$ s). L'amplitude de l'accélération à la station la plus affectée est augmentée d'un facteur 3. Ces signaux en accélération et vitesse sont plus riches en hautes fréquences dans le deuxième cas.

Tous ces modèles présentent certes des avantages et des désavantages dans leur manière de la prendre en compte une vitesse de rupture variable. Il est à noter que la plupart d'entre eux nous permettent d'analyser d'une façon simple les effets de l'incohérence de la vitesse de rupture sur le rayonnement sismique. Toutefois, le point faible de certains modèles réside dans le fait que la vitesse de rupture variable est modélisée en incorporant des fluctuations aléatoires du temps de rupture (incohérence) en relation au temps de rupture moyen (cohérent). Le modèle proposée par Sato (1994) répond en revanche directement aux effets sur le rayonnement sismique en champ lointain d'une vitesse de rupture variable. Mais lorsqu'il s'agit de modéliser le mouvement fort du sol en prenant en compte des failles étendues, avec des configurations source-station couvrant une large gamme de distance et d'azimut, il est nécessaire de prendre en compte une vitesse de rupture variable dans les modélisations cinématiques.

4.1.2 Les modèles dynamiques

Les modèles dynamiques de la rupture sismique proposent une description plus physique de l'histoire de la rupture basée sur la mécanique de la fracture pour étudier les effets des paramètres de la source et leur impact sur le rayonnement sismique. Lorsqu'il s'agit d'appliquer la mécanique de la fracture aux études de failles, ces modèles prennent en compte d'une manière spécifique la contrainte tectonique régionale et les contraintes qui résistent la dislocation sur le plan de faille. Autrement dit, ces modèles reposent sur la résolution des équations de l'élastodynamique qui régissent le comportement du matériel en incorporant différentes lois de friction qui contrôlent la fracture. La résolution de ce problème permet de décrire d'une manière complète l'histoire spatio-temporelle de la

rupture sismique. Ainsi, la dynamique de la rupture permet d'examiner plus en détails comment par exemple varie la vitesse de rupture au cours de la propagation de la fracture. A titre de référence (non exhaustive), nous pouvons citer les travaux d'Andrews (1976a), Das et Aki (1977a), Mikumo et Miyatake (1978), Day (1982), et Das et Kostrov (1987).

A titre d'introduction, rappelons également qu'ils existent trois modes fondamentaux de fracture, les modes I, II et III, les deux derniers correspondant aux modes de fracture cisailant, dits modes in-plane et anti-plane, respectivement. Le mode II est orienté selon la direction de la pré-contrainte sur le plan de faille et le mode III étant orienté dans la direction perpendiculaire. La résolution des équations de la dynamique de la rupture ont permis de déterminer les vitesses maximales de propagations du front du crack dans différents types des matériaux. Dans les matériaux fragiles par exemple, la présence d'une singularité au front du crack détermine la valeur maximale de la vitesse de propagation de la rupture à (1) la vitesse c_R , vitesse d'onde de Rayleigh pour des modes I et II (in-plane) et (2) la vitesse V_s , vitesse de l'onde S pour le mode III (anti-plane). Lorsqu'il s'agit d'une résolution numérique du problème de la dynamique de la rupture, c'est-à-dire quand la concentration de contrainte a une valeur finie au front du crack (il n'y a pas de singularité), les résultats décrits précédemment ne changent pas, sauf pour le mode in-plane. Les valeurs maximales de la vitesse de propagation du front du crack peuvent atteindre la vitesse d'onde P, V_p pour des matériaux fragiles (Andrews, 1976b ; Das et Aki, 1977). Par exemple, Burridge et al. (1979) ont montré que, pour un matériel fragile, la vitesse de propagation d'un crack peut atteindre la valeur $\sqrt{2} \cdot V_s$. Ces résultats ont été récemment confirmés par des observations faites en laboratoire de la propagation de la rupture dans des échantillons de plexiglas (Rosakis et al., 1999). Pour la communauté scientifique qui s'intéresse à la modélisation de la dynamique de la rupture, la question de la transition d'une vitesse de propagation sub-Rayleigh vers une vitesse supérieure à V_s est encore ouverte (voir par exemple la discussion de l'article de Das, 2003). Tous ces résultats proposés par les modèles dynamiques de la rupture sismique ainsi que les expériences de laboratoire, montrent qu'il existe un domaine assez large dans lequel la vitesse de rupture peut varier.

Les simulations numériques de la dynamique de la rupture montrent de plus qu'en incorporant des hétérogénéités dans (1) les paramètres de la source tels que l'énergie de fracture, la contrainte ainsi que (2) dans les paramètres qui définissent les lois de friction, apparaissent des hétérogénéités et des variations de la vitesse de rupture (e.g. Nielsen et Carlson, 2000 ; Guatteri et al., 2002 ; Ide et Aochi, 2005 ; Dalguer et al., 2004). Finalement, il apparaît que pour avoir une description plus réaliste de la cinématique de la rupture, il est nécessaire d'incorporer une vitesse de rupture variable qui soit en accord avec les résultats de la dynamique.

4.2 Les approches pseudo-dynamiques

Nous allons présenter les approches dites « pseudo-dynamiques » qui correspondent à un modèle cinématique dans lequel les paramètres qui définissent l’histoire spatio-temporelle de la rupture (glissement, vitesse de rupture et vitesse de glissement) sont spécifiés d’une manière telle qu’ils reproduisent, c’est-à-dire, imitent en quelque sorte (1) soit le glissement de séismes passés ou (2) soit l’histoire spatio-temporelle de la rupture produite dans des modèles de rupture dynamique spontanée (Guatteri et al., 2004). La question qui se pose est donc, pourquoi introduire une vitesse de rupture variable dans la prédiction du mouvement fort ? Parce que les modèles cinématiques ne respectent pas nécessairement la physique du processus de rupture (du point de vue des modèles dynamiques). Ceci implique forcément que les paramètres qui définissent ce processus peuvent être en désaccord avec les résultats de la dynamique de la rupture.

4.2.1 L’approche pseudo-dynamique proposée par Guatteri et al. (2004)

Afin de mieux introduire la méthode que nous proposons pour prendre en compte une vitesse de rupture variable, nous allons détailler brièvement et à titre d’introduction, l’approche pseudo-dynamique proposée par Guatteri et al. (2004).

Pour reproduire la complexité et la variabilité du glissement sur le plan de faille, la distribution de glissement est générée de manière stochastique. Pour cela, ils existent différentes méthodes basées sur l’analyse des bases de données de cartographie du glissement pour un ensemble de séismes (Sommerville et al., 1999 ; Mai et Beroza, 2002), mais d’autres approches existent également pour générer la complexité du glissement (e.g. Andrews, 1980 ; Herrero et Bernard, 1994 ; Anderson, 1997 ; Tsai, 1997 ; Lavallée et Archuleta 2003). Le point en commun de toutes ces méthodes est que les amplitudes du spectre du glissement sont proportionnelles à k^{-2} . La seconde étape consiste à déterminer la distribution de contrainte statique à partir de la distribution du glissement. Pour cela, les auteurs proposent d’utiliser l’expression qui relie le glissement et la contrainte par une multiplication dans l’espace des nombres d’onde, au travers de l’expression suivante proposée par Andrews (1980) :

$$\Delta\tau(\mathbf{k}) = -K(\mathbf{k}) \cdot \Delta u(\mathbf{k}) \quad (4.1)$$

où $\Delta\tau(\mathbf{k})$ et $\Delta u(\mathbf{k})$ représentent les spectres de Fourier 2D de la contrainte et du glissement respectivement. La fonction $K(\mathbf{k})$ correspond à la fonction statique du « stiffness » proposée par Andrews (1980) et qui peut être simplifiée par $-\frac{1}{2} \mu k$, où μ est la rigidité. Donc, en faisant la multiplication de la transformée de Fourier 2D du glissement et la fonction $K(\mathbf{k})$ dans le domaine des nombres d’onde, la chute de contrainte statique peut

être déterminée par le calcul de la transformée de Fourier inverse 2D de $\Delta\tau(\mathbf{k})$ (Eq. (4.1)). Une méthode plus générale pour déterminer la chute contrainte statique a été proposée par Ripperger et Mai (2004), qui repose sur l'approche proposée par Andrews (1980) mais qui décrit la chute de contrainte selon la direction du glissement sur le plan de faille et la direction perpendiculaire. Pour ces deux méthodes, les limitations et/ou le domaine de validité sont ainsi définis : (1) la solution est valide pour une faille 2D recoupant un espace infini homogène, et donc (2) l'effet de la surface libre n'est pas pris en compte. Ces auteurs (Ripperger et Mai, 2004) proposent des approximations afin de s'affranchir de la limitation liée à la considération d'un espace infini homogène en multipliant la chute de contrainte par les variations de V_s et ρ . Pour ce qui concerne la surface libre, il est possible d'utiliser une image en miroir au-dessus de la surface libre.

Le calcul de la distribution de la chute contrainte statique sur le plan de faille est nécessaire pour avoir une estimation de la distribution de la vitesse de rupture. Cette estimation utilise comme paramètre additionnelle la connaissance de la distribution de l'énergie de fracture, G_c , qui correspond à l'énergie par unité de surface qui est nécessaire pour élargir le crack. Leur approche consiste à utiliser une expression analytique dérivée par Andrews (1976a) pour le problème d'un crack anti-plane homogène (mode III), qui relie la vitesse de rupture, la longueur du crack et la chute de contrainte. Cette expression a la forme suivante :

$$1 - \left(\frac{v_r}{v_s} \right)^2 = \left(\frac{\pi}{2} \frac{\mu G_c}{\Delta\tau^2 L_h} \right)^2 \quad (4.2)$$

où v_r est la vitesse de rupture, V_s est la vitesse de propagation de l'onde S, $\Delta\tau$ est la chute de contrainte et L_h est la longueur du crack.

Finalement, à partir d'une distribution de glissement donnée, on peut déterminer la chute de contrainte associée (Eq. (4.1)). En faisant l'hypothèse que la longueur du crack est simplement la distance à l'hypocentre, la distribution de la vitesse de rupture sur le plan de faille est déterminée localement en utilisant l'expression (4.2). La dernière question qu'il reste à traiter, est comment peut-on calculer la distribution de l'énergie de fracture sur le plan de faille ? Guatteri et al. (2004) propose une relation empirique obtenue à partir de l'analyse d'une base de données synthétique construite à partir de simulations dynamiques stochastiques. L'expression empirique proposée est du type :

$$E(G_c | \beta, \Delta\tau, L_h) = \beta_0 + \beta_1 \Delta\tau L_h^{1/2} \quad (4.3)$$

où $E(\cdot)$ représente la valeur estimée de G_c , et β_0 et β_1 sont des paramètres définies dans Guatteri et al. (2004). Cette relation empirique est une fonction linéaire qui relie G_c , $\Delta\tau$ et

L_h qui permet de générer une distribution de l'énergie de fracture à partir du glissement et la position de l'hypocentre.

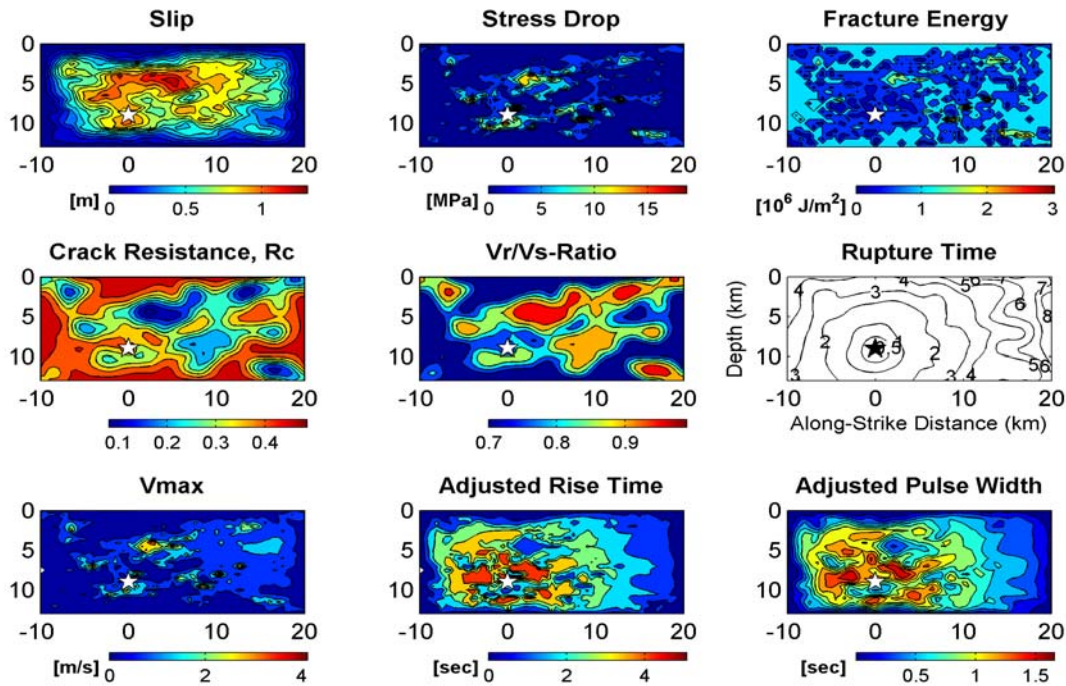


Figure 4.1 : Exemple de la distribution des paramètres de la source (glissement, chute de contrainte, énergie de fracture, R_c , rapport V_r/V_s , temps de rupture, V_{max} , temps de montée et largeur du pulse) obtenues avec l'approche pseudo-dynamique proposée par Guatteri et al. (2004). (D'après Guatteri et al., 2004).

A titre d'illustration, la Figure 4.1 montre les principaux paramètres qui définissent l'histoire spatio-temporelle de la rupture sismique qui ont été obtenues en utilisant l'approche pseudo-dynamique (d'après Guatteri et al., 2004). Cette figure montre la distribution du glissement et les différents paramètres de la source tels que : la chute de contrainte, l'énergie de fracture, le paramètre R_c et le rapport V_r/V_s avec le respectif temps de propagation du front de rupture. Sur la même figure sont également montrés des paramètres qui définissent la fonction vitesse de glissement utilisée par les auteurs, notamment la vitesse maximale du glissement, V_{max} , le temps de montée et la longueur du pulse. Il faut préciser au lecteur que le but de cette sous-section est d'introduire l'approche pseudo-dynamique et que pour plus de détails concernant la méthode complète, il convient de consulter la référence respective.

4.3 Estimation d'une vitesse de rupture variable basée sur un modèle de pulse

Dans la section précédente, nous avons vu que les modèles pseudo-dynamiques reposent essentiellement sur les relations existant entre les différents paramètres qui contrôlent

l'histoire spatio-temporelle de la rupture en s'appuyant pour cela sur les résultats obtenus par modélisation dynamique. Dans cet esprit, nous proposons dans cette section une méthodologie permettant de prendre en compte dans les modélisations cinématique une vitesse de rupture variable qui soit compatible d'une part avec un glissement hétérogène, et d'autre part avec la description de la rupture comme un pulse se propageant. Notre approche s'inspire donc des modèles pseudo-dynamiques de type Guatteri et al. (2004), mais s'en différencie par le type de modèle de fracture.

En effet, parmi les modèles de fracture documentés dans la littérature, ils en existent essentiellement de deux sortes : les modèles de crack et les modèles de pulse. Le développement d'un modèle de fracture ou d'un autre est fonction de la loi de friction choisie, par exemple « slip weakening » (Ida, 1972 ; Andrews, 1976) ou « rate- et state-dependent » (Dieterich, 1992). Toutefois, en analysant l'histoire temporelle de la rupture inversée pour sept séismes, Heaton (1990) argumente en faveur de l'existence d'un pulse cassant qui se propage, qui est relativement étroit et caractérisé par une phase de cicatrisation (voir également des exemples rapportés par Beroza et Mikumo, 1996). De plus, Heaton (1990) fait remarquer que les temps de montée déterminés pour ces séismes sont plus courts que la durée totale de la rupture sur la faille. Ceci contraste avec les résultats numériques des modèles de la rupture dynamique du type crack pour lesquels le temps de montée est comparable à la durée totale de la rupture. Par ailleurs, les modèles de rupture cinématique qui ont été développés dans cette thèse repose sur le concept de pulse de glissement se propageant. Ils existent plusieurs travaux basés sur des modèles dynamiques qui traitent de l'origine de ce pulse cassant se propageant. Récemment, Nielsen et Madariaga (2003) ont résolu analytiquement le problème de la rupture pour le mode anti-plan, en utilisant une loi de friction de Coulomb. Ces auteurs ont défini une expression analytique de la fonction vitesse de glissement correspondant à un pulse de type auto-similaire et auto-cicatrisant. Pour avoir plus détails sur les pulses, le lecteur peut se reporter par exemple à : Heaton (1990) ; Cochard et Madariaga (1994) ; Beroza et Mikumo (1996) ; Zheng et Rice (1998) ; Nielsen et Carlson (2000) ; Nielsen et Madariaga (2003) ; Dunham et Archuleta (2005) ; Rice et al. (2005).

Au cours de ce travail, nous allons exploiter les expressions analytiques pour des modèles de pulse qui ont été publiées dans la littérature et qui permettent de relier la vitesse de rupture V_r et l'énergie de fracture, G_c . Parmi ces modèles, nous pouvons citer :

- La solution pour un pulse de glissement auto-cicatrisant qui se propage dans une configuration stationnaire. La résolution de ce problème a été proposée par Rice et al. (2005) et par Dunham et Archuleta (2005).

- La solution pour un pulse de glissement auto-similaire et auto-cicatrisant qui se propage. Une solution analytique à ce problème a été apportée par Nielsen et Madariaga (2003) pour le mode de fracture III.

Dans les sections suivantes, nous allons présenter l'approche méthodologique pour modéliser une vitesse de rupture variable en utilisant les solutions analytiques reliant l'énergie de fracture et la vitesse de rupture qui ont été proposées par Rice et al. (2005) et Nielsen et Madariaga (2003).

4.3.1 Modèle d'un pulse de glissement se propageant en état stationnaire (« Self-healing slip pulse »)

Le modèle dynamique d'un pulse se propageant en état stationnaire dans une configuration 2-D est décrit par une bande cassante de largeur, L (pulse), qui se propage avec une certaine vitesse de rupture stationnaire V_r dans la direction x (Figure 4.2). L'hypothèse d'une propagation dans un état stationnaire repose sur le fait que la partie cohérente du champ rayonné est modélisée par un processus de rupture lié plutôt aux basses fréquences qu'à la partie incohérente du rayonnement. Dans la zone de glissement, la contrainte de cisaillement est spécifiée et un modèle de friction du type « slip-weakening » est utilisé (Ida, 1972). Rice et al. (2005) ont proposé des solutions analytiques pour les modes de fractures II et III, ces solutions sont valables pour des vitesses de rupture plus petites que c_R et V_s , respectivement (où c_R est la vitesse de l'onde Rayleigh). Dunham et Archuleta (2005) ont eux résolu ce problème numériquement pour élargir le domaine d'étude à des vitesses de rupture supérieures à V_s et prendre en considération une contrainte cisaillement générale. Dans la suite, nous présentons succinctement les expressions analytiques obtenues par Rice et al. (2005) que l'on va utiliser pour modéliser une vitesse de rupture variable.

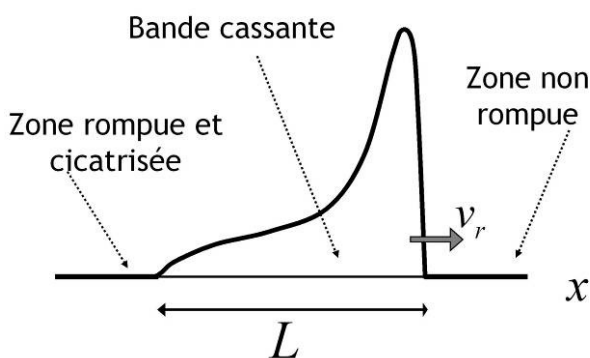


Figure 4.2 : Schéma de la fonction vitesse de glissement selon la direction x pour un pulse qui se propage unilatéralement en état stationnaire (« steady-state ») à vitesse de rupture constante V_r .

Pour simplifier notre approche, nous allons présenter le cas particulier d'un pulse singulier au crack tip, c'est à dire quand $R/L \rightarrow 0$. R définit la zone où la contrainte cisailante varie linéairement et correspond à la dimension « slip-weakening zone length ». L'effet d'incrémenter le rapport R/L est d'augmenter l'énergie de fracture. Afin de simplifier les

équations, le rapport $R/L \rightarrow 0$ est retenu. Dans ce cas, l'expression de l'énergie de fracture pour un pulse de glissement singulier au crack tip de longueur L , de glissement δ qui se propage à vitesse constante V_r est donnée par :

$$G = \frac{\mu\delta^2}{\pi L} F(v_r; v_p, v_s), \quad (4.4)$$

où μ est la rigidité, V_p et V_s sont les vitesses des ondes P et S, respectivement. La fonction $F(\cdot)$ est donnée par l'expression suivante :

$$F(v_r; v_p, v_s) = \begin{cases} \frac{4\alpha_s \alpha_d - (1 + \alpha_s^2)^2}{\alpha_s (1 - \alpha_s^2)} & \text{Mode II} \\ \alpha_s & \text{Mode III} \end{cases}, \quad (4.5)$$

où $\alpha_d = \sqrt{1 - v_r^2 / v_p^2}$ et $\alpha_s = \sqrt{1 - v_r^2 / v_s^2}$.

L'énergie de fracture normalisée, $G^* = G / (\mu\delta^2/\pi L)$, pour le cas analysé et utilisé dans cette étude correspond à la fonction $F(\cdot)$. Cette fonction diminue lentement en incrémentant la vitesse de rupture. Elle vaut zéro lorsque $V_r = c_R$ et $V_r = V_s$ pour les modes de fracture II et III, respectivement. Lorsque V_r tend vers zéro, la fonction F tend vers des valeurs maximales égales à $1/(1-\nu)$ et 1 pour les modes II et III, respectivement, où ν est coefficient de Poisson. Les deux courbes G^* correspondant au modèle de fracture II et III ont été tracées sur la Figure 4.3 en fonction du rapport V_r sur V_s .

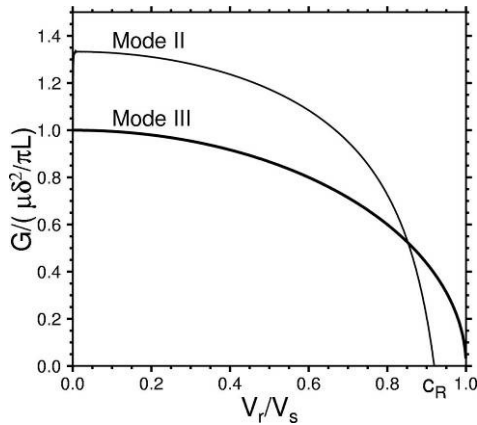


Figure 4.3 : Energie de fracture normalisée pour les modes de fracture II et III en fonction de V_r/V_s pour un modèle de pulse se propageant en état stationnaire.

En utilisant les équations (4.4) et (4.5), on peut aisément calculer la vitesse de rupture en fonction des paramètres de la source et du milieu (G , δ , L , V_p , V_s et μ). Pour le mode de fracture III, on obtient une expression explicite de la vitesse de rupture donnée par

$$v_r = v_s \sqrt{1 - \frac{\pi^2 G^2 L^2}{\mu^2 \delta^4}}. \quad (4.6)$$

Dans le cas du mode de fracture II (anti-plan), on obtient une expression implicite de la vitesse de rupture et sa résolution est faite numériquement. Néanmoins, afin de déterminer

la vitesse de rupture à partir du glissement final, certaines hypothèses supplémentaires doivent être faites sur les paramètres de la source. On suppose par exemple que l'énergie de fracture, G_c , a une valeur constante sur le plan de faille. De plus, pour réduire le nombre des paramètres inconnus, trois hypothèses additionnelles ont été testées :

- ✓ L'hypothèse la plus simple à considérer consiste à utiliser directement l'équation (4.6) en supposant que la largeur du pulse, L , est constante sur le plan de faille.
- ✓ On peut également faire l'hypothèse que la largeur du pulse est liée à la vitesse de rupture (V_r) et au temps de montée (T_r) par la relation $L = T_r V_r$. Si l'on injecte cette relation dans l'équation (4.6), on obtient une expression explicite pour la vitesse de rupture (mode III) :

$$v_r = 1 / \sqrt{\frac{1}{v_s^2} + \left(\frac{\pi G}{\mu \delta^2 T_r} \right)^2} . \quad (4.7)$$

En supposant que le temps de montée est constant sur le plan de faille, on utilise cette expression pour estimer la vitesse de rupture.

- ✓ On peut faire l'hypothèse que les paramètres L , δ , μ et $\Delta\sigma$ sont liés entre eux au travers de la relation d'échelle $L = \delta \mu / \Delta\sigma$. La distribution de chute de contrainte sur le plan de faille, $\Delta\sigma$, peut être calculée à partir de l'équation (4.1). En injectant cette relation dans l'équation (4.6), on obtient l'expression pour le mode III :

$$v_r = v_s \sqrt{1 - \left(\frac{\pi G}{\delta \Delta\sigma} \right)^2} . \quad (4.8)$$

Cette hypothèse n'a toutefois pas été retenue, car cette formulation est singulière lorsque la chute de contrainte est nulle.

4.3.2 Modèle d'un pulse de glissement, auto-similaire et auto-cicatrisant « Self-similar, self-healing pulse »

Nous allons présenter la solution analytique proposée par Nielsen et Madariaga (2003) au problème d'une fracture en mode III (anti-plan) dans le cas 2-D. Cette solution a été obtenue en utilisant une loi de friction de Coulomb et en supposant que les vitesses de rupture V_r et de cicatrisation V_h , sont constantes. La solution que ces auteurs ont obtenu correspond à un pulse auto-similaire se propageant caractérisé par une phase de cicatrisation (Figure 4.4). Il est intéressant de noter que l'expression analytique de la vitesse de glissement trouvée par les auteurs est semblable à l'expression dérivée par Kostrov (1964), à la seule différence qu'il existe une phase de cicatrisation. La forme de la vitesse de glissement est auto-similaire auto-cicatrisante, et préserve la même forme

lorsque le pulse se propage. Il faut préciser que le pulse, qui correspond à la zone comprise entre les positions x/V_h et x/V_r , s'élargit au cours de la propagation.

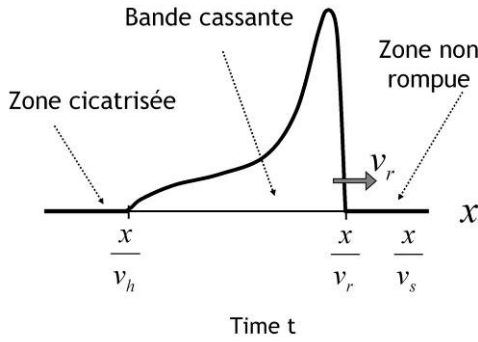


Figure 4.4 : Schéma de la fonction vitesse de glissement en fonction de t d'un pulse self-similar propagé unilatéralement à vitesse V_r et caractérisé par une vitesse de cicatrisation V_h .

En plus de la fonction vitesse de glissement, Nielsen et Madariaga (2003) propose une expression analytique qui relie l'énergie de fracture, G , la vitesse de rupture, V_r , la vitesse de cicatrisation, V_h , la vitesse de propagation des ondes S, V_s , la rigidité, μ , et la chute de contrainte, $\Delta\sigma$. L'expression de l'énergie de fracture est donnée par :

$$G = \frac{K_{III}^2}{2\mu} \frac{1}{\gamma}, \quad (4.9)$$

où $\gamma = \sqrt{1 - v_r^2/v_s^2}$, K_{III} est le facteur du « stress intensity » du mode de fracture III. Pour un pulse auto-similaire et auto-cicatrisant qui se propage unilatéralement, le terme K_{III} a l'expression suivante :

$$K_{III} = 2A\sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{v_s}{v_r}} \sqrt{1 - \frac{v_h}{v_r}} \sqrt{v_r t} \gamma. \quad (4.10)$$

Le terme A est lié à la contrainte $\Delta\sigma$ au travers de l'expression suivante :

$$A = \frac{2\pi v_s \Delta\sigma}{\mu} \left(4 \frac{(1 - v_h/v_r) \sqrt{v_s v_r}}{\sqrt{(v_s + v_h)(v_s - v_r)}} \left(\mathbf{F}\left(\frac{\zeta}{\lambda}\right) - \mathbf{\Pi}\left(\frac{1}{\lambda}, \frac{\zeta}{\lambda}\right) \right) + 2 \sqrt{\frac{(v_s + v_h)(v_s - v_r)}{v_s v_r}} \mathbf{E}\left(\frac{\zeta}{\lambda}\right) \right)^{-1}, \quad (4.11)$$

où $\lambda = (v_s - v_r)/(v_s + v_r)$, $\zeta = (v_s - v_h)/(v_s + v_h)$ et $\mathbf{E}(\cdot)$, $\mathbf{F}(\cdot)$ et $\mathbf{\Pi}(\cdot)$ correspondent aux fonctions intégrales elliptiques complètes (ces fonctions sont définies dans Gradshteyn et Ryzhik, 1965).

Pour vérifier nos calculs numériques de l'énergie de fracture, nous avons calculé le flux d'énergie normalisé, G/G_0 , (Eq. (4.9)) pour différentes valeurs du rapport V_h/V_r en fonction du rapport V_r/V_s (Figure 4.5) et ceci afin de le comparer aux résultats publiés sur la Figure 5 de Nielsen et Madariaga, (2003). Le facteur de normalisation, G_0 , utilisé est égale à, $\pi\Delta\sigma^2 L / 2\mu$, qui est le flux d'énergie pour un crack dont la vitesse de rupture est négligeable ($V_r \rightarrow 0$). Pour tracer les courbes et voir les variations en fonction de V_r et V_h ,

4.3 Estimation d'une vitesse de rupture variable basée sur un modèle de pulse

la valeur de t est fixée égale à 1. Sur cette même figure, est également tracée la courbe associée à l'énergie de fracture pour la solution de Kostrov (un crack), une solution pour laquelle il n'y a pas de phase de cicatrisation. Les résultats que nous obtenons reproduisent ceux produits dans cette publication.

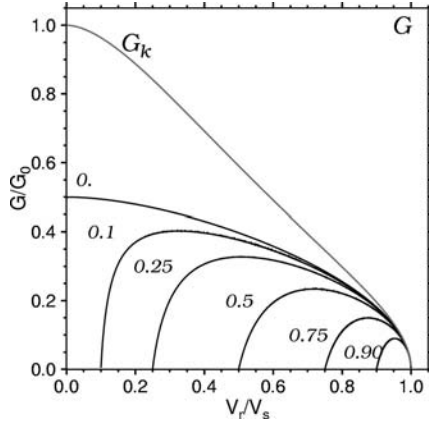


Figure 4.5 : Flux d'énergie normalisée au crack tip en fonction de la vitesse de rupture V_r . Les courbes ont été calculées pour cinq valeurs différents de la vitesse de cicatrisation, V_h ($V_h/V_s = 0, 0,1, 0,25, 0,5, 0,75$ et $0,9$). La courbe G_k correspond à l'énergie de fracture d'un pulse de Kostrov définie dans Nielsen et Madariaga (2003).

L'étape suivante a consisté à relier l'expression de l'énergie de fracture avec la longueur du pulse, L . Pour cela, nous avons regroupé les deux dernières racines de l'équation (4.10) pour produire le terme $(V_r t - V_h t)$ que l'on suppose égal à la longueur du pulse L . Donc l'expression de K_{III} devient :

$$K_{III} = 2A\sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{v_s}{v_r}} \sqrt{L}\gamma. \quad (4.12)$$

En utilisant les équations (4.9) et (4.12), l'expression de l'énergie de fracture en fonction de L et de la vitesse de rupture s'exprime :

$$G = \frac{4\pi A^2 v_s}{\mu v_r} L\gamma. \quad (4.13)$$

Les courbes de flux d'énergie normalisée, G/G_0 , ont été calculées pour cinq valeurs du rapport V_h/V_s (Figure 4.6) en fixant $L = 1$.

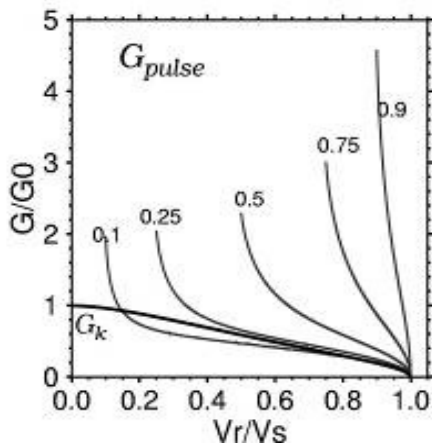


Figure 4.6 : Flux d'énergie normalisé au crack tip en fonction de la vitesse de rupture V_r . Les courbes ont été calculées pour cinq valeurs différents de la vitesse de cicatrisation, V_h ($V_h/V_s = 0,1, 0,25, 0,5, 0,75$ et $0,9$). La courbe G_k correspond à l'énergie de fracture d'un pulse de Kostrov définie dans Nielsen et Madariaga (2003).

L'équation (4.13) est une expression implicite de la vitesse de rupture, qui nécessite d'être résolue numériquement. De plus, afin de calculer V_r des hypothèses doivent être faites. A

partir du glissement, nous calculons la chute de contrainte $\Delta\sigma$ avec la méthode décrite dans la section 4.2.1, Eq. (4.1). Dans un premier temps, pour simplifier le calcul, les distributions de la largeur du pulse, L et du rapport, V_h/V_s , sur le plan de faille sont supposées être homogènes. De plus, on fait l'hypothèse que l'expression de G est valable localement. Donc, en attribuant à G_c une valeur constante sur l'ensemble du plan de faille, on peut calculer V_r en résolvant l'équation (4.13), c'est-à-dire en trouvant numériquement la racine de l'expression :

$$G_c - G(v_r, v_h; v_s, \mu, \Delta\sigma, L) = 0. \quad (4.14)$$

Supposer que L est constant sur le plan de faille est une des hypothèses les plus fortes faites dans cette approche et qui de plus, contredit les hypothèses d'un pulse auto-similaire et auto-cicatrisant. Cependant, quelques résultats sont présentés dans les paragraphes suivants afin de tester la faisabilité d'utiliser ce modèle pour estimer une vitesse de rupture variable.

4.4 Analyse de la vitesse de rupture

Dans cette partie, nous présentons les résultats du calcul de la vitesse de rupture sur le plan de faille en utilisant les approches pseudo-dynamiques décrites ci-dessus. A partir d'un glissement hétérogène, nous allons analyser l'impact des paramètres tels que l'énergie de fracture, G_c , la largeur du pulse, L et le temps de montée T_r sur le calcul de la vitesse de rupture. Il est important de comprendre les effets de ces paramètres car ils vont contrôler les hétérogénéités du front de rupture modélisé.

4.4.1 Estimation de la vitesse de rupture pour un glissement hétérogène

Dans cette étude, l'estimation de la vitesse du front de rupture s'effectue donc au travers de la résolution des expressions décrites dans les sections précédentes qui relie l'énergie de fracture G à la chute de contrainte, au glissement, et à la vitesse de rupture. Afin de fixer des valeurs de l'énergie de fracture compatibles avec celles estimées par ailleurs, nous nous sommes appuyés sur les études publiées. Hussein et al. (1975) ont effectué des estimations de l'énergie de fracture pour des séismes et montrent que les valeurs de G varient dans une large gamme de valeurs : $1 \text{ J/m}^2 - 1 \times 10^6 \text{ J/m}^2$. Par ailleurs, Rice et al. (2005) ont ré-analysé les séismes examinés par Heaton (1990) dont les magnitudes sont comprises entre 5,9 - 8,1. Ces auteurs estiment que la valeur de G pour le modèle de pulse stationnaire varie entre $[0,1 - 9] \times 10^6 \text{ J/m}^2$ avec des valeurs moyennes comprises entre $[2 - 4] \times 10^6 \text{ J/m}^2$.

Dans les solutions numériques du problème de propagation de la rupture dynamique, la direction de la vitesse de rupture locale résulte de la superposition des deux modes de

fracture. Donc, localement la vitesse de rupture dans une direction est plus lente (mode II) que dans la direction perpendiculaire (mode III). Le mode II correspond à la direction de la pré-contrainte, supposée être égale à la direction du glissement. En pratique, s'il s'agit d'un séisme purement décrochant, le glissement se produit dans la direction selon le « strike » (direction x), aussi la vitesse de rupture sera obtenue à partir du mode de fracture II. Pour ce mode, on ne dispose que de la solution pour un modèle de pulse se propageant en état stationnaire. Pour caractériser le modèle d'un pulse auto-similaire et auto-cicatrisante pour un séisme purement décrochant, on fait l'hypothèse que la solution pour le mode III est valable pour estimer la vitesse de rupture dans la direction x (mode II).

Ayant estimé la distribution de la vitesse de rupture sur le plan de faille, les temps de rupture sont estimés en utilisant un code basé sur le principe de Fermat et la représentation du front d'onde selon Huyggens. Cette approche est valide dans un calcul d'une vitesse de rupture hétérogène mais isotrope.

Dans notre approche, la vitesse de rupture et le glissement sont liés. Les équations du mode III présentées dans le paragraphe 4.3.1 montrent que la limite d'un glissement nul $\delta \rightarrow 0$ conduit à une vitesse de rupture $V_r \rightarrow 0$. Une valeur minimale de V_r/V_s égale à 0,25 a été définie dans le calcul du temps de propagation du front de rupture afin d'éviter des problèmes de temps de calcul du temps de propagation lorsque la vitesse de rupture est faible. Nous avons également fixé la valeur maximale de V_r/V_s à 0,919 afin d'imposer pour les modes de fracture II et III, une limite de la vitesse de rupture, $V_r < c_R$. Noter que la solution analytique proposée par Rice et al. (2005) pour le mode de fracture II a par vitesse de rupture maximale c_R .

Il serait envisageable de calculer le temps de propagation pour un milieu hétérogène anisotrope, pour lequel on assumerait que la vitesse de rupture dans les directions x et y correspondent aux vitesses de rupture des modes III et II, respectivement.

4.4.1.1 Faille dans un milieu homogène

Dans cette étude, le rapport V_r/V_s est estimé à partir de la distribution de glissement définie sur une faille de dimensions $10 \times 5 \text{ km}^2$ ($L \times W$) qui traverse un milieu géologique homogène. Le glissement est hétérogène en k^{-2} avec des zones à glissement nul (Figure 4.7). La valeur maximale du glissement pour cette réalisation est de 2,6 m avec un glissement moyen égal à 0,66 m. Les propriétés du milieu sont définies comme suit $V_p = 6,33 \text{ km/s}$, $V_s = 3,7 \text{ km/s}$, $\rho = 2,79 \text{ gr/cm}^3$ et $\mu = 3,82 \times 10^{10} \text{ N.m}$.

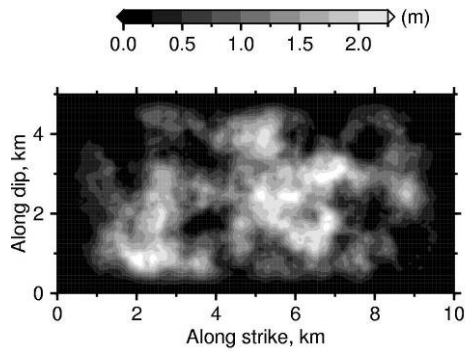


Figure 4.7 : Réalisation stochastique de glissement en k^{-2} utilisée pour modéliser une vitesse de rupture variable.

Effet du temps de montée

Dans ce paragraphe, nous cherchons à comprendre comment évolue la distribution de la vitesse de rupture en fonction de la valeur du temps de montée. Seul le modèle de pulse stationnaire permet de prendre en compte une valeur spécifique du temps de montée. Le calcul présenté ici est effectué à partir de l'expression analytique pour le mode de fracture II (Eq. (4.4)) en considérant trois valeurs du temps de montée : $T_r = 0,1, 1, \text{ et } 2 \text{ s}$. Dû au fait que l'expression analytique (Eq. (4.4), mode II) est une fonction implicite de la vitesse de rupture, une résolution numérique itérative est utilisée pour trouver la valeur de V_r . L'énergie de fracture G a été fixée à $0,75 \times 10^6 \text{ J/m}^2$ de sorte à ce que la vitesse de rupture moyenne soit proche de $0,8 V_s$ pour $T_r = 1 \text{ s}$. Pour chaque T_r , la distribution du rapport V_r sur V_s a été estimée et les temps de propagation du front de rupture ont été calculés en fixant l'hypocentre à une extrémité de la faille (Figure 4.8). Pour un temps de montée de 1 s , la distribution de la vitesse de rupture apparaît très fortement corrélée à la distribution du glissement (Figure 4.7), les zones à fort glissement étant des zones où la vitesse de rupture est proche de c_R et les zones à faible glissement étant associées à des vitesses plus faibles. Ce qu'on observe lorsque l'on augmente la valeur de T_r , c'est que (1) la distribution de V_r/V_s devient de plus en plus hétérogène spatialement et que (2) les valeurs estimées de la vitesse de rupture diminuent globalement. A l'inverse, lorsque T_r diminue, la vitesse de rupture se rapproche de V_s en couvrant progressivement toute la zone où le glissement est non nul.

4.4 Analyse de la vitesse de rupture

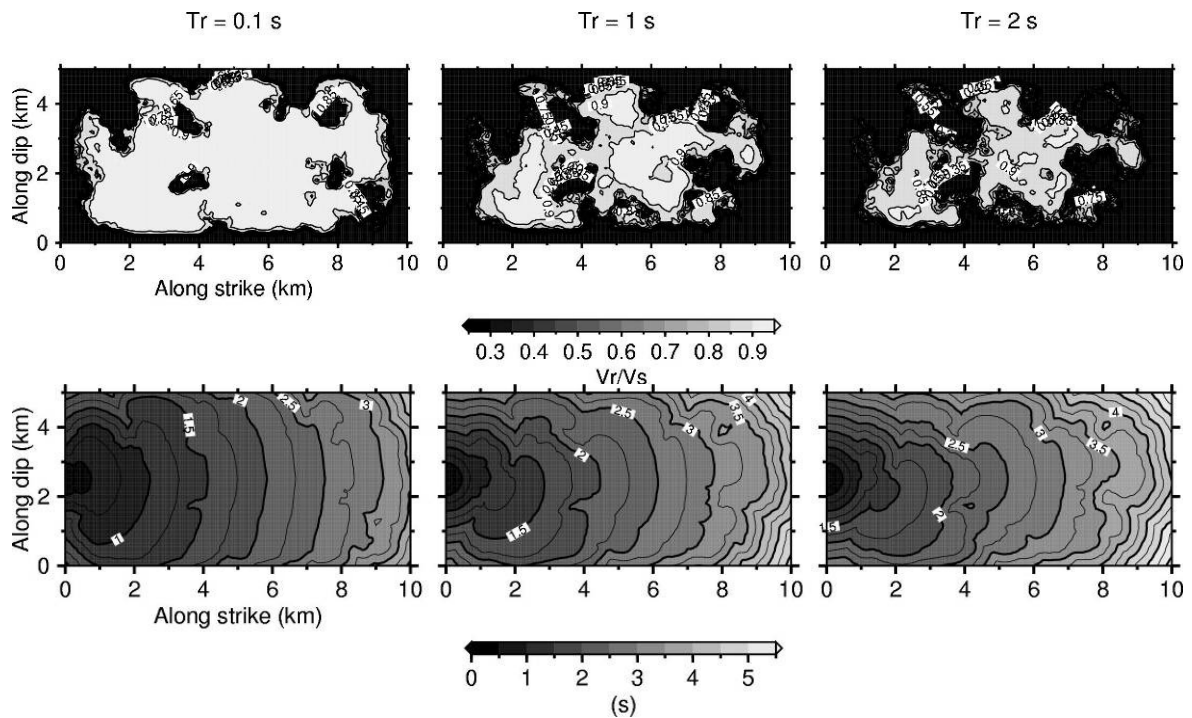


Figure 4.8 : (En haut) Distributions spatiales de la vitesse de rupture estimées pour un glissement hétérogène (Figure 4.7) dans un modèle de pulse stationnaire (mode II). Différentes valeurs du temps de montée $T_r = 0,1, 1, \text{ et } 2 \text{ s}$ ont été considérées. (En bas) Les isochrones du front de rupture ont également été calculées pour un hypocentre localisé à l'extrémité du plan de faille.

Effet de la largeur du pulse

Dans ce paragraphe, nous nous cherchons à caractériser l'évolution de la distribution de la vitesse de rupture en fonction de la valeur de la largeur du pulse considérée. Dans ce cas présent, les deux modèles de pulse peuvent être testés. Les résultats obtenus pour le modèle de pulse stationnaire sont présentés sur la Figure 4.9. Ils sont très cohérents avec ceux obtenus précédemment pour les différentes valeurs de T_r , la distribution de V_r/V_s devenant plus hétérogène en augmentant la largeur du pulse.

4.4 Analyse de la vitesse de rupture

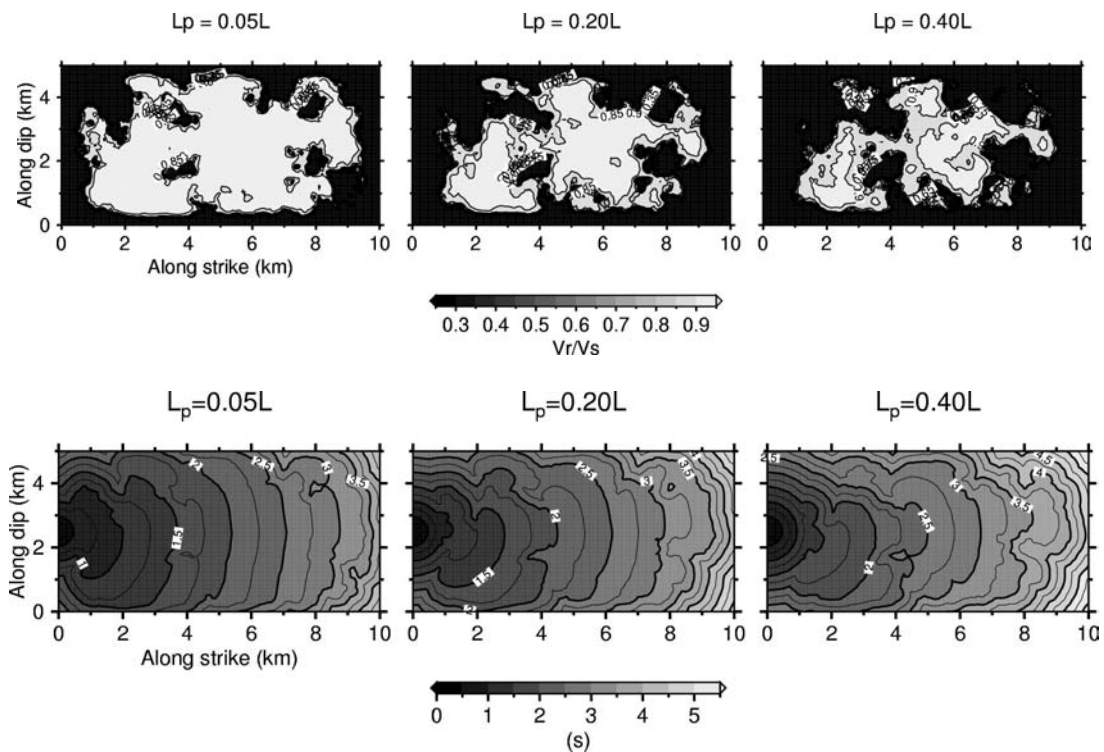


Figure 4.9 ; Même légende que la Figure 4.8 pour différentes largeurs de pulse ($L_p = 0,05 L, 0,2 L$ et $0,4 L$).

La vitesse de rupture peut également être inversée localement pour un modèle de pulse auto-similaire et auto-cicatrisant pour le mode de fracture III au travers de l'équation (4.14). L'énergie de fracture a été fixée à $1,5 \times 10^6 \text{ J/m}^2$, ceci afin que la vitesse de rupture moyenne soit proche de $0,8 V_s$ pour $L_p = 0,20 L$, et la vitesse de cicatrisation a été fixée arbitrairement à $0,25V_s$. La chute de contrainte, qui est un paramètre nécessaire au calcul de V_r/V_s dans ce modèle de pulse, a été déterminée selon la méthode spectrale décrite dans la section 4.2.1. Pour cet exemple de glissement, la distribution de la chute de contrainte (Figure 4.10) se caractérise par de très fortes fluctuations dont les valeurs extrêmes sont de l'ordre de 120 MPa. La valeur de la chute de contrainte moyenne que nous avons estimée pour ce séisme en utilisant l'expression proposée par Brune (1970) est de l'ordre de 9 MPa. Strictement parlant, l'image de la chute de contrainte (Figure 4.10) correspond aux changements de la contrainte statique due aux variations de glissement sur le plan de faille. D'une manière simplificatrice, ces changements peuvent être interprétés comme les dérivées du glissement. Les fluctuations de la chute de contrainte observées sont liées aux hétérogénéités du glissement qui varient fortement. On peut noter en particulier l'existence de singularités dans la distribution du glissement qui sont liées à la procédure adoptée pour générer le glissement k^{-2} . En effet, le glissement est généré dans le domaine des fréquences spatiales par transformation de Fourier inverse. Cependant, le glissement peut prendre des valeurs négatives qui sont éliminées par remise à zéro. Cette opération conduit localement

4.4 Analyse de la vitesse de rupture

à produire des singularités qui sont associées à des valeurs de chute de contrainte élevées par rapport aux valeurs moyennes.

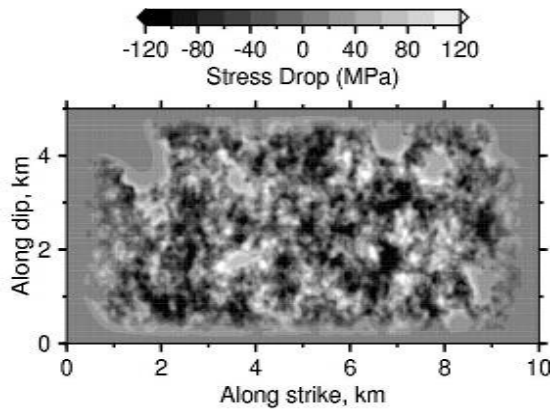


Figure 4.10 : Distribution de la chute de contrainte calculée pour un glissement en k^{-2} (Figure 4.7).

Les distributions spatiales du rapport V_r/V_s obtenues pour ce modèle de pulse auto-similaire (Figure 4.11) sont très fortement corrélée à la distribution de la chute de contrainte, la vitesse de rupture étant proche de V_s là où la chute de contrainte est forte. A la différence des résultats obtenus avec le modèle de pulse stationnaire, lorsque l'on augmente la largeur du pulse, la vitesse de rupture calculée dans un modèle auto-similaire augmente en tendant vers la valeur de la vitesse d'onde S, la distribution devenant moins hétérogène et le front de rupture devenant plus lisse.

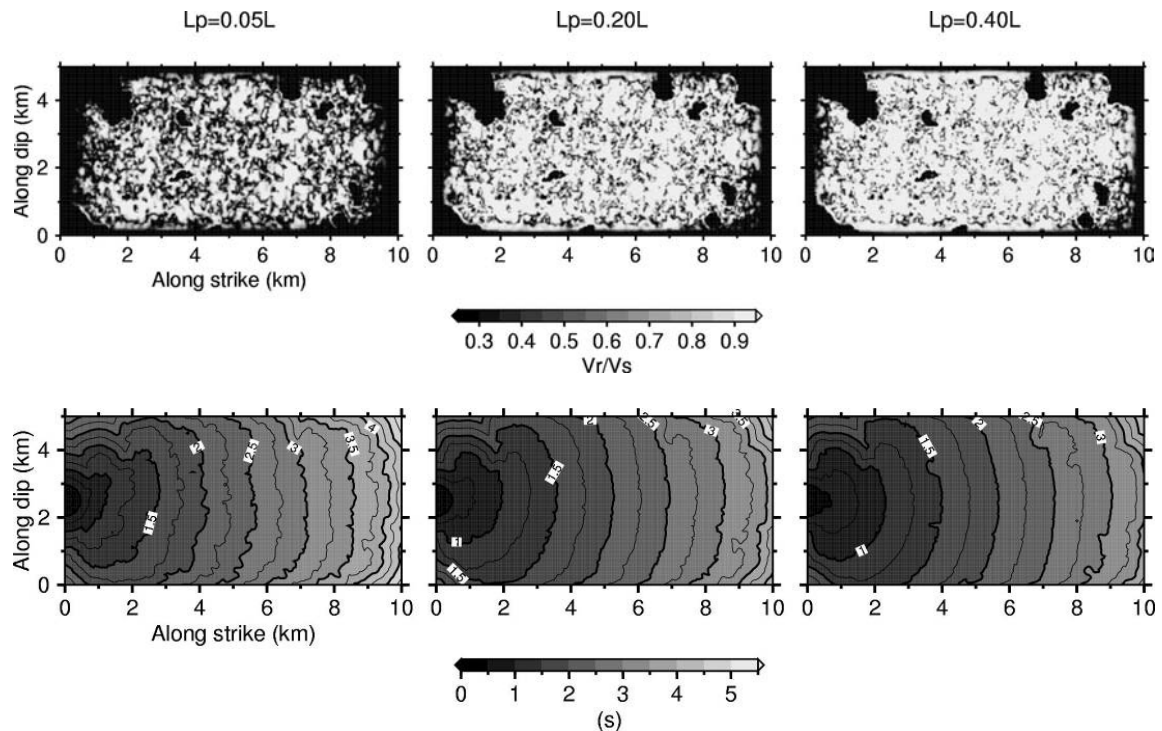


Figure 4.11 : Distributions spatiales de V_r/V_s sur le plan de faille pour une distribution hétérogène du glissement (Figure 4.7) et pour le modèle du pulse auto-similaire et auto-cicatrisant (mode de fracture III). Ces estimations sont faites en supposant que le rapport V_t/V_r est égal à 0,25, et en considérant différentes largeurs de pulse $L_p = 0,05L$, $0,20L$, et $0,40L$.

Pour ces deux modèles, on observe que les fluctuations du front de rupture sont liées directement aux dépendances des paramètres qui décrivent chaque type de pulse. Pour le modèle stationnaire qui est fortement lié au glissement, les fluctuations du front de rupture portent la signature des zones à fort glissement. Quant au modèle de pulse auto-similaire et auto-cicatrisant qui est fortement lié aux variations de la chute de contrainte, les fluctuations du front de rupture sont plus importantes à courte longueur d'onde.

Ces deux types de comportement peuvent être également analysés en regardant le comportement du glissement et de la chute de contrainte dans l'espace des nombres d'onde spatiaux. En effet, le spectre de glissement est proportionnel à $1/k^2$, ceci implique que le spectre de la chute de contrainte est proportionnel à $1/k$ (e.g. Andrews, 1980 ; Herrero et Bernard, 1994). Par conséquent, l'effet du glissement sur la vitesse de rupture (modèle de pulse stationnaire) est contrôlé par les grandes longueurs d'ondes tandis que le modèle de pulse auto-similaire et auto-cicatrisant est contrôlé par des courtes longueurs d'ondes.

Globalement, les résultats que nous avons obtenus pour un pulse stationnaire sont proches de ceux obtenus par Guatteri et al. (2004), où le front de rupture fluctue avec des longueurs d'ondes grandes à intermédiaires. Concernant le front de rupture modélisé avec un modèle de pulse auto-similaire et auto-cicatrisant, il est caractérisé par des fluctuations plus importantes à courtes longueurs d'onde, ce qui pourrait être comparable à ce que produisent des modèles où les temps de propagation moyens sont perturbés par des fluctuations aléatoires (e.g. pour une source ligne, voir Boore et Joyner, 1978; pour une faille 2D, voir Hisada, 2001b). D'autres approches qui s'appuient sur des distributions aléatoires des paramètres de la source se caractérisent par des fluctuations du front de rupture à toutes les longueurs d'ondes (Liu et al., 2006).

4.4.1.2 Faille coupant un milieu à couches

Les résultats précédents montrent qu'en introduisant un front de rupture variable compatible avec un glissement hétérogène nous permet de modéliser un front de rupture d'une manière plus satisfaisante au premier ordre comparativement avec les résultats issus de la dynamique de la rupture. Lorsqu'il s'agit de faire la prédiction du mouvement fort, les modèles géologiques disponibles sont la plupart du temps simplifiés à des modèles tabulaires qui sont utilisés pour calculer la propagation des ondes. Toutefois, si la faille recoupe des couches ayant des propriétés différentes, le calcul de la vitesse et des temps de rupture sur le plan de faille pose un problème pratique. En effet, si la vitesse de rupture est supposée constante alors que par exemple V_s décroît dans les couches superficielles, la distribution du rapport V_r/V_s n'est pas uniforme sur le plan de faille. Or, c'est ce rapport qui contrôle le rayonnement de la source, plus que la valeur même de V_r . Ceci conduit à des situations où des zones de la faille associées à un rapport V_r/V_s élevé (couches

superficielles) rayonnent plus que les autres zones où le rapport V_r/V_s est plus faible. De plus, si la vitesse de rupture choisie est assez élevée, le rapport de V_r/V_s dans les zones à faible vitesse peut être supérieur à 0,92 (ce qui correspond à la vitesse des ondes de Rayleigh), ce qui peut conduire à développer des singularités. D'un point de vue pratique, il est toujours possible de fixer le rapport V_r/V_s à une valeur constante sur le plan de faille pour faire le calcul de temps de rupture et ensuite modéliser le mouvement fort. Cette approche a été utilisée dans le cadre d'une application de la prédiction du mouvement fort le long de la faille de la Moyenne Durance (Baumont et al., 2004). Toutefois, il reste à mieux traiter les transitions et discontinuités de la valeur de V_s entre couches.

Ce paragraphe a pour objet d'utiliser la méthode que nous avons proposée au cas d'une faille recoupant un milieu à couches. Pour modéliser un front de rupture hétérogène traversant une couche à faible vitesse, nous avons considéré le cas de la faille de la Moyenne Durance. C'est une faille active à géométrie complexe et segmentée (Cushing et al., 2004, 2006) qui a fait l'objet de nombreuses études et pour laquelle on peut s'appuyer des segments à géométrie planaires en décrivant la complexité de la faille (e.g. Aochi et al., 2004). Nous avons considéré le cas du segment de faille n° 3 dont la géométrie est présentée par Aochi et al. (2004) définie en s'appuyant sur les travaux de Cushing et al. (2004). En résumé, ce segment a des dimensions fixées à $L \times W = 18 \times 8 \text{ km}^2$ avec un pendage 60° et un azimut $N215^\circ E$. L'analyse des profils sismiques recoupant le secteur de la Moyenne Durance a permis de définir un modèle de vitesse 3D (Volant et al., 2003). En utilisant ce dernier modèle, un modèle de vitesse simplifié a été construit (Figure 4.12b, à droite).

Sur la Figure 4.12, nous présentons un exemple de l'estimation des isochrones du front de rupture dans le cas où le rapport V_r/V_s est constant (égal à 0,8) et dans le cas d'une approche pseudo-dynamique pour un pulse stationnaire en mode II. Pour le cas pseudo-dynamique, il est nécessaire de définir la distribution du glissement et la valeur de l'énergie de fracture. Concernant le glissement, nous avons considéré une réalisation en k^{-2} correspondant à un séisme de magnitude 6,5 (Figure 4.12a). La distribution est effectivement très hétérogène avec un glissement atteignant un peu plus de 2 m localement alors que le glissement moyen est de 0,6 m, avec également des zones à glissement nul. L'énergie de fracture a été fixée à une valeur de $G_c = 0,25 \times 10^6 \text{ J/m}^2$ afin que le rapport V_r/V_s moyen soit proche de la valeur utilisée dans le cas V_r/V_s constant. Enfin, le temps de montée a été fixé à une valeur de $T_r = 2 \text{ s}$.

Dans le cas V_r/V_s constant (Figure 4.12b), le front de rupture se propage de manière circulaire dans la couche la plus profonde à vitesse constante, puis ralentit dans la couche intermédiaire qui correspond à une zone à moindre vitesse. A l'interface, on note qu'un front de rupture conique est modélisé. Dans le cas pseudo-dynamique (Figure 4.12c), tout

4.4 Analyse de la vitesse de rupture

comme dans le cas précédent, le front de rupture ralentit dans la zone à faible vitesse et un front de rupture conique se développe près des interfaces. Toutefois, le front de rupture est plus hétérogène que dans le cas précédent. En effet, le front de rupture accélère dans les zones à fort glissement et ralentit dans les zones à faible glissement, ce qui est une modulation supplémentaire que ne reproduit pas le modèle à V_r/V_s constant. De plus, le front de rupture ralentit beaucoup plus dans la couche superficielle comparativement au cas V_r/V_s constant car le glissement près de la surface est apodisé. Ceci conduit à accentuer la forme de la conique à la deuxième interface.

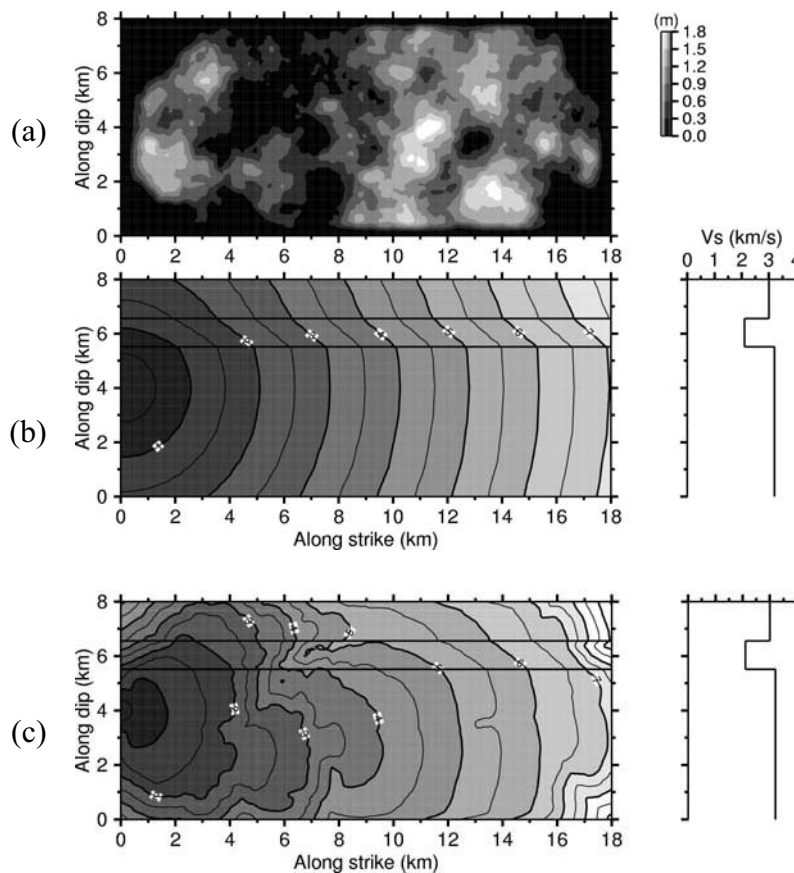


Figure 4.12 : Isochrones du front de rupture calculées pour un glissement hétérogène en km^2 recoupant un milieu géologique 1D. (a) Distribution de glissement, (b) les isochrones calculées pour le cas d'un rapport V_r/V_s constant égal à 0,8 et (c) les isochrones déterminées pour le cas d'une vitesse de rupture variable en utilisant un modèle de pulse stationnaire (mode II).

Cet exemple montre l'intérêt de la méthode pour mieux modéliser la propagation du front de rupture lorsque celui-ci traverse des couches géologiques de natures différentes tout en préservant des fluctuations hétérogènes liées au glissement.

A la lumière de ces résultats, cette méthode s'avère intéressante parce qu'elle permet en particulier de mieux modéliser la propagation du front de rupture lorsque celui-ci traverse

des couches géologiques de natures différentes. Ceci est particulièrement important lorsque la faille rompt des couches superficielles. Par ailleurs, le modèle lui-même ne génère pas localement des rapports V_r/V_s supérieurs l'unité, ce qui permet de ne pas développer des vitesses de rupture supérieures à la vitesse d'onde Rayleigh.

4.4.2 Modélisation d'accélérogrammes synthétiques

Pour mieux comprendre les effets de l'implémentation d'une vitesse de rupture variable sur la prédiction du mouvement fort, nous avons effectué une analyse de la modélisation des synthétiques obtenus (1) en champ lointain et (2) à distance proche de la source. Les calculs présentés ont été faits en utilisant le modèle cinématique en k^{-2} (Bernard et al. 1996). Avant de présenter les résultats, deux précisions doivent être faites en ce qui concerne le calcul des accélérogrammes synthétiques. Il est imposé que la valeur moyenne de la vitesse de rupture soit plus grande qu'une valeur minimale fixée par le critère de stabilité compte tenu de la discrétisation ($0,25V_s$). La deuxième est que la valeur de V_r modélisée sur le plan de faille n'est pas réinjectée dans le calcul du temps de montée, $\tau(k)$ (où $\tau(k) \propto 1 / (kV_r)$). Cependant, la vitesse de rupture modélisée peut être facilement incorporée dans la modélisation numérique du temps de montée, mais pour des raisons de développement et de test méthodologique du code, ceci n'a pas été fait au cours de la rédaction de ce chapitre. La vitesse de rupture moyenne est utilisée pour calculer $\tau(k)$, et donc pour modéliser la vitesse de glissement sur le plan de faille. Des développements devront être faits pour avoir une description complète de l'effet de l'incorporation d'une vitesse de rupture variable dans les modélisations.

4.4.2.1 En approximation de champ lointain

Dans cette section, nous examinons les accélérogrammes modélisés à trois stations situées à 100 km de distance dans une configuration directive, non-directive et anti-directive, similaire à celles déjà présentées au cours de cette thèse. Le scénario étudié correspond à un séisme de magnitude $M_w = 6,0$ en rupture unilatérale sur une faille dont les dimensions sont égales à $L \times W = 10 \times 5 \text{ km}^2$. Le milieu géologique est supposé infini, homogène et parfaitement élastique. Les fonctions de Green ont été calculées dans l'approximation de champ lointain jusqu'à 12 Hz en négligeant le terme correspondant au mécanisme au foyer. La distribution du glissement utilisée est illustrée sur la Figure 4.7.

Afin de pouvoir comparer et quantifier dans une certaine mesure l'impact de la prise en compte d'une vitesse de rupture variable, les synthétiques ont été calculés pour les cas suivants : (a) une vitesse de rupture constante $V_r = 0,8V_s$, (b) une vitesse de rupture variable pour le modèle de pulse stationnaire correspondant au mode II de fracture et (c) une vitesse de rupture variable pour le modèle de pulse auto-similaire et auto-cicatrisant,

4.4 Analyse de la vitesse de rupture

correspondant au mode III. Afin de pouvoir comparer les résultats avec ceux obtenus avec une vitesse de rupture constante, les paramètres des modèles à vitesse de rupture variable ont été ajustés de sorte à ce que la moyenne des vitesses de rupture soit de l'ordre de $0,8 V_s$. La vitesse de rupture moyenne a été calculée en moyennant la valeur de V_r dans les zones où la valeur du rapport V_r/V_s est plus grand que la valeur du seuil fixée ($V_r/V_s = 0,25$).

Pour le modèle de pulse stationnaire correspondant au mode II (propagation dans la direction du glissement) dans l'hypothèse où T_r est constant et égal à 1 s, la valeur de $G_c = 0,75 \times 10^6 \text{ J/m}^2$ conduit à une vitesse de rupture moyenne de $0,8V_s$. Pour le deuxième modèle, celui d'un pulse auto-similaire et auto-cicatrisant correspondant au mode III, en fixant la largeur du pulse égale à 2 km ($0,20L$) la valeur de G_c a été fixée à $G_c = 1,5 \times 10^6 \text{ J/m}^2$ afin de maintenir un rapport V_r/V_s proche de 0.8. Les valeurs des vitesses de rupture moyennes calculées sur le plan de faille sont 2,86 km/s et 2,94 km/s, avec des rapports V_r/V_s proches de 0,77 et 0,80.

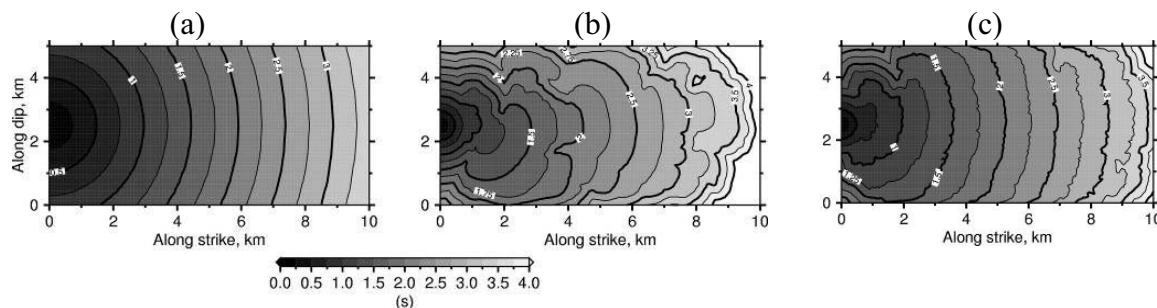


Figure 4.13 : Exemple d'isochrones du front de rupture calculées en utilisant (a) une vitesse de rupture constante, une vitesse de rupture variable pour un modèle (b) de pulse stationnaire et (c) de pulse auto-similaire et auto-cicatrisant.

La Figure 4.13 montre les isochrones du temps de rupture pour les trois cas analysés. Comme le montre cette figure, les modèles pseudo-dynamiques conduisent effectivement à générer des fluctuations du front de rupture au cours de sa propagation. Toutefois, les fluctuations des isochrones apparaissent beaucoup plus importantes dans le modèle de type pulse stationnaire que dans le modèle de pulse auto-similaire et auto-cicatrisant pour les valeurs de paramètres choisies.

De plus, on constate en examinant les différences de temps au début et à la fin de la propagation du front de rupture dans les zones à fort glissement, que la vitesse de propagation du front de rupture est en moyenne plus lente pour un pulse stationnaire que pour le cas d'une vitesse constante (Figure 4.13b). En revanche, pour le modèle de pulse auto-similaire et auto-cicatrisant, les isochrones du front de rupture sont proches de celles obtenues dans le cas d'une vitesse constante, c'est-à-dire que la vitesse moyenne de propagation est comparable (Figure 4.13c). Précisons un peu plus ces observations. La

4.4 Analyse de la vitesse de rupture

zone de glissement s'étend approximativement sur une longueur de $\sim 8,75$ km, et les différences de temps de propagation sont d'environ $\Delta t_r = 3$ et $2,8$ s, pour les modèles de pulse stationnaire et de pulse auto-similaire et auto-cicatrisant respectivement. Ce qui correspond à des valeurs de vitesse de propagation moyenne de $2,92$ et $3,12$ km/s, c'est-à-dire des rapports V_r/V_s proches de $0,78$ et $0,84$.

En prenant en compte ces différentes histoires spatio-temporelles du front de rupture (Figure 4.13), nous avons modélisé l'accélération du sol en utilisant le modèle cinématique de source en k^{-2} (Bernard et al., 1996). Les résultats sont présentés sur la Figure 4.14 pour les trois stations considérées. Dans le cas d'un calcul effectué pour une vitesse de rupture constante (Figure 4.14a), on observe que les signaux modélisés sont riches en hautes fréquences qui sont uniquement liées au caractère hétérogène du glissement. En utilisant une vitesse de rupture variable dérivée d'un modèle de pulse stationnaire (Figure 4.14b), on préserve le caractère haute fréquence mais avec un changement des phases dans les signaux temporels. Les amplitudes d'accélération sont assez comparables pour les stations directive et anti-directive. En utilisant une vitesse de rupture variable dérivée d'un modèle de pulse auto-similaire (Figure 4.14c), les signaux en accélération présentent des amplitudes plus fortes que pour les autres deux modélisations. Il est intéressant de noter que pour la station directive, les amplitudes spectrales d'accélération à fréquences intermédiaires ($1,5 - 7$ Hz) sont plus fortes tout en respectant la forme spectrale du modèle ω^2 .

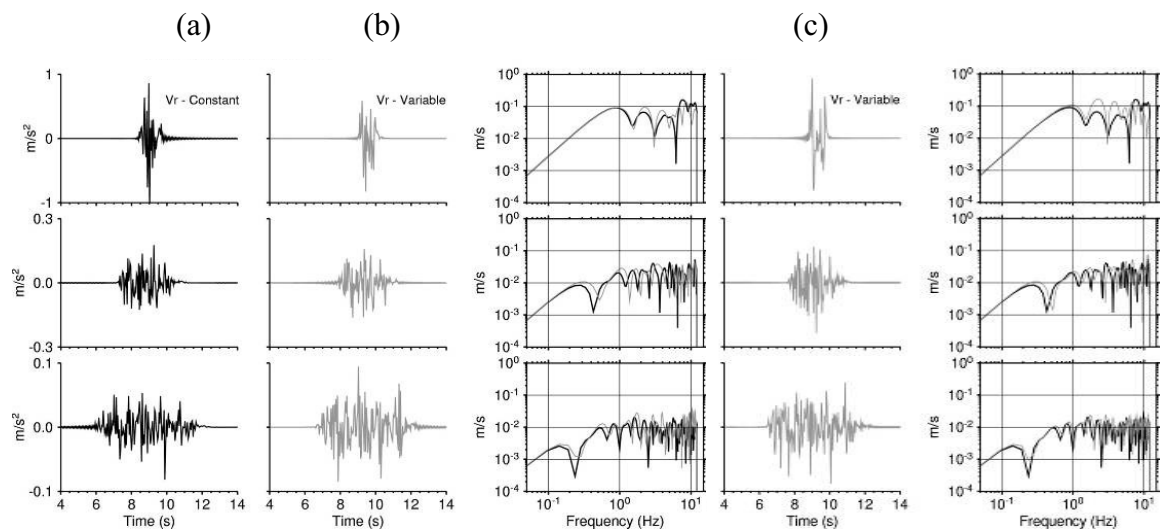


Figure 4.14 : Modélisation d'accélérogrammes synthétiques en approximation de champ lointain séries temporelles et leurs spectres pour les cas d'une vitesse de rupture (a) constante et vitesse de rupture variable modélisé avec un modèle de pulse (b) « steady-state » et (c) « self-similar ». La vitesse de rupture moyenne a été fixée égal à $0,8 V_s$.

Les résultats de ces modélisations, la distribution de V_r sur le plan de faille et par conséquent la propagation du front de rupture sont dépendantes de la distribution de

glissement. Pour mieux évaluer les effets d'incorporer une vitesse de rupture variable nous montrons les résultats en utilisant une autre réalisation du glissement. Ces résultats sont montrés dans la Figure 4.15. On observe des amplitudes d'accélération légèrement plus fortes pour les cas d'une vitesse de rupture variable. Pour ces deux derniers cas et pour la station directive, on retrouve des amplitudes spectrales d'accélération plus fortes pour la bande de fréquences intermédiaires (1,5 – 7 Hz).

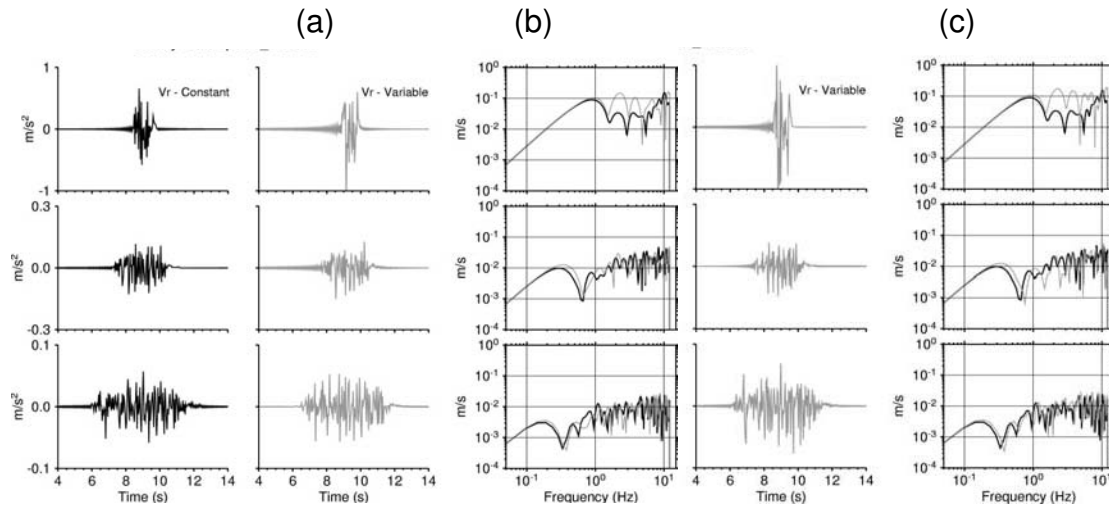


Figure 4.15 : Même légende que la Figure 4.14 en utilisant une autre réalisation du glissement en k^2 .

La modélisation des synthétiques en approximation de champ lointain nous conduit à conclure qu'en introduisant une vitesse de rupture variable pour modéliser un front de rupture hétérogène, on préserve des amplitudes spectrales d'accélération qui sont proportionnelles au coefficient de directivité, C_d . Toutefois, V_r n'est pas ré-injecté encore dans le calcul du temps de montée, $\tau(k)$ (où $\tau(k) \propto 1 / kV_r$). Ces temps vont être plus courts dans les zones à fort glissement (ou à forte chute de contrainte) dû à l'incrément de V_r et par conséquent, la vitesse de glissement modélisée sera plus impulsive. Le rayonnement dans les zones à fort glissement pourrait donc être accentué. Ceci devra être testé afin de vérifier les résultats présentés au cours de cette section pour confirmer si les amplitudes d'accélération sont proportionnelles au coefficient de directivité et si la forme spectrale est en ω^2 .

4.4.2.2 Modélisation du mouvement fort à distance proche de la source

Ce paragraphe est dédié à l'analyse des caractéristiques du mouvement du sol modélisé à distance proche de la source. Nous avons modélisé les mouvements du sol pour un séisme de magnitude de moment égale à $M_w = 6,0$ en considérant une faille d'extension égale à $L \times W = 12 \times 6 \text{ km}^2$. Le mouvement du sol a été modélisé pour un ensemble de 63 stations. Cette configuration source-station correspond à celle utilisée dans le Chapitre 3. Les

4.4 Analyse de la vitesse de rupture

fonctions de Green ont été calculées en champ complet pour un milieu à couches jusqu'à une fréquence maximale de 15 Hz. Plusieurs scénarii de ruptures unilatérales et bilatérales ont été analysés en fixant une vitesse de rupture moyenne égale à $0,8 V_s$. La vitesse de rupture variable a été modélisée avec le modèle de pulse stationnaire (mode de fracture II). Nous faisons l'hypothèse que le temps de montée est égal à $T_r = 1$ s. Deux réalisations aléatoires de glissement ont été prises en compte (Figure 4.16).

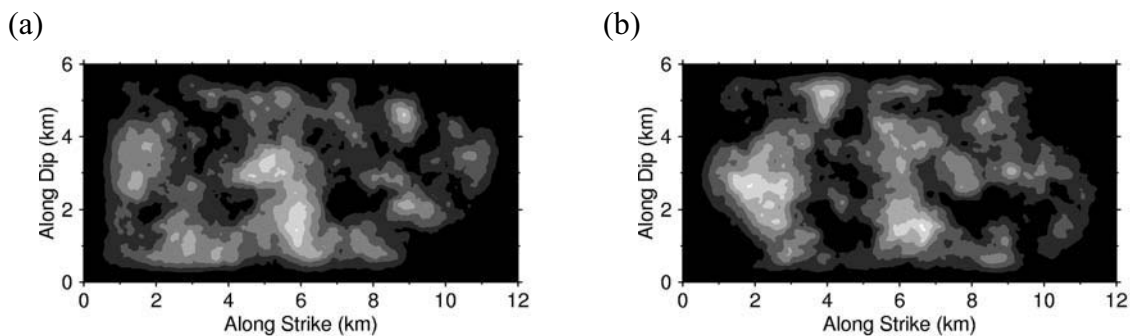


Figure 4.16 : Distributions de glissement en k^2 utilisées pour la prédiction de mouvement fort du sol à distance proche de la faille en modélisant un séisme de magnitude $M_w = 6,0$.

Dans l'analyse qui suit, nous nous intéressons aux effets à courte distance de la faille, $R < 30$ km (Figure 4.17) en examinant les résultats obtenus pour la première réalisation du glissement, celle montrée sur la Figure 4.16a. Trois lignes de stations sont étudiées en particulier pour caractériser les effets qui se produisent à distances proches de la faille ($R < 5$ km). A ces distances, ces effets sont fortement contrôlés par les zones de glissement situées à proximité de la station.

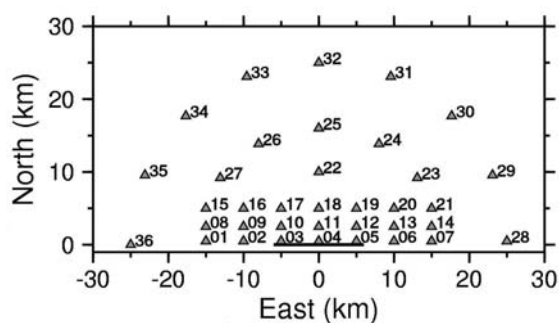


Figure 4.17 : Distribution des stations à distance proche de la source ($R < 30$ km). La trace de la faille est également montrée (trait noir).

Afin de mieux illustrer les effets de la vitesse de rupture variable sur les formes d'ondes, nous allons comparer les accélérogrammes modélisés pour un scénario en rupture unilatérale en utilisant une vitesse de rupture constante avec ceux obtenus pour une vitesse de rupture variable. Sur la Figure 4.18, sont présentées les séries temporelles de l'accélération du sol (composante nord) que nous avons obtenues aux stations alignées dans la direction de la faille (# 01 à 21), ainsi qu'aux stations placées à une distance radiale

de 25 km de l'origine pour des azimuts de $\theta = 180^\circ, 135^\circ, 90^\circ, 45^\circ$ et 0° (# 28, 30, 32, 34 et 36).

La première ligne de stations se situe à 0,5 km de distance de la faille dans la direction Nord (ST02 à ST06). Sur la Figure 4.18b, on note clairement l'effet de la directivité de la rupture sur les séries temporelles avec une augmentation des amplitudes et des durées plus courtes. Si l'on compare les formes d'onde station par station, on observe des différences en termes de contenu haute fréquence et des amplitudes d'accélération. Les amplitudes des signaux modélisés pour le cas d'une vitesse rupture variable sont plus importantes. On observe également que les arrivées des phases (ondes P et S) sont plus tardives. La deuxième ligne de stations se situe à 2,5 km de distance de la faille vers le Nord (ST09 à ST13). En comparant les différents synthétiques (Figure 4.18c), on remarque que les amplitudes des hautes fréquences sont plus importantes dans le cas d'une vitesse de rupture variable. L'incrément relatif des amplitudes est plus fort lorsque l'effet de la directivité de la rupture est plus important. Les signaux en accélération modélisés dans la deuxième ligne à 5 km de distance selon le nord (stations ST16 à ST20) montrent également un contenu haute fréquence différent (Figure 4.18d). Les amplitudes sont plus fortes dans le cas d'une vitesse de rupture variable. Finalement, les modélisations aux stations placées à égale distance radiale de l'origine ($R = 25$ km) sont montrées sur la Figure 4.18e. L'effet du mécanisme au foyer est présent, donc la comparaison directe est moins évidente. Pour les stations directive (ST28) et anti-directive (ST36), l'effet d'une vitesse de rupture variable est d'augmenter les amplitudes à haute fréquence.

L'effet d'une vitesse de rupture variable peut être analysé au travers du coefficient de directivité, $C_d = 1/(1 - V_r/V_s \cos(\theta))$. En introduisant V_r variable, on estime que la valeur moyenne de C_d est plus grande que la valeur de C_d estimée à partir de la valeur moyenne de V_r . Ainsi, les variations de V_r font que l'effet de la directivité est plus prononcé, en particulier pour des azimuts directs.

4.4 Analyse de la vitesse de rupture

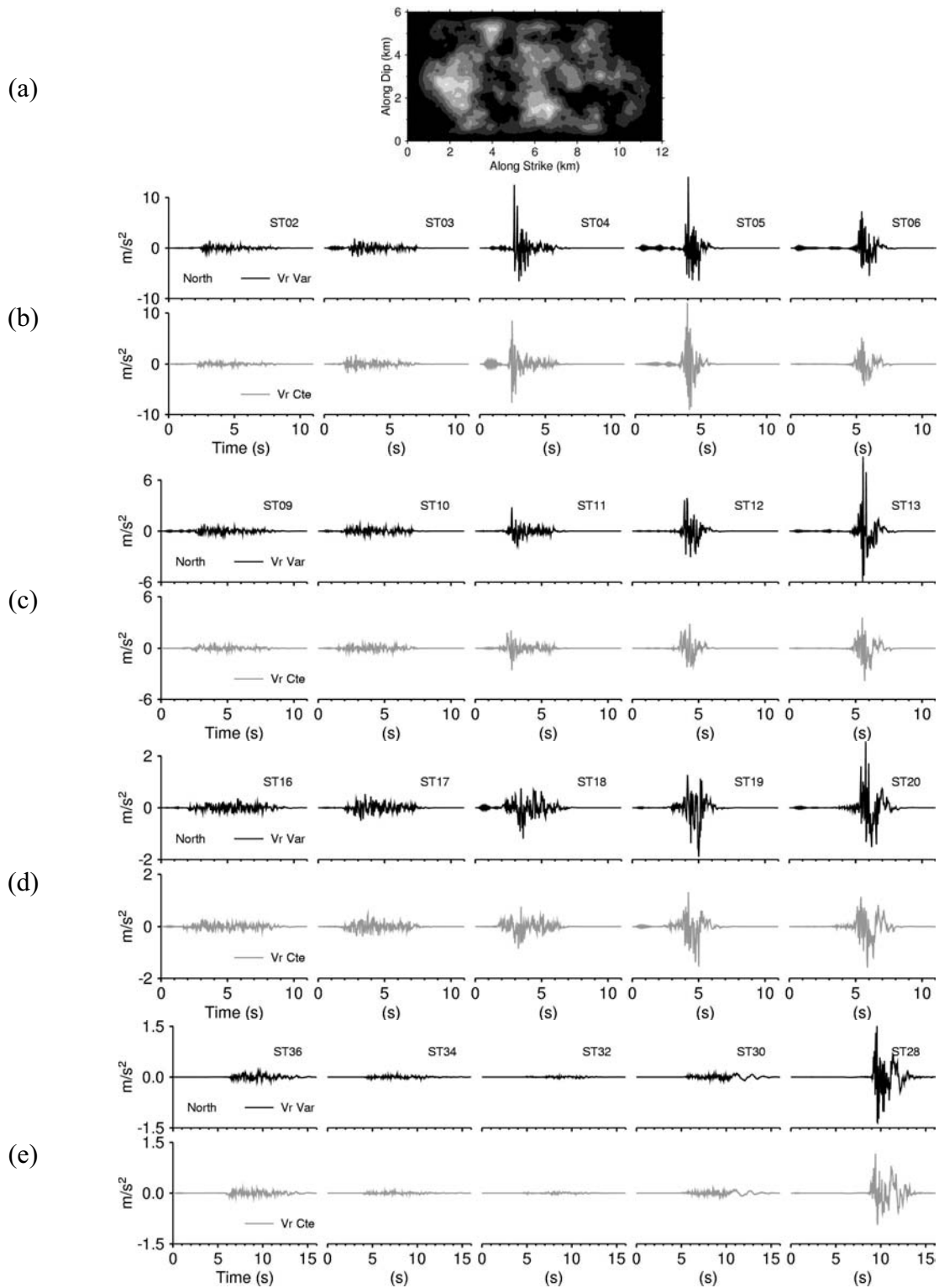


Figure 4.18 : Comparaison de la composant nord de l'accélération du sol modélisée pour un scénario en rupture unilatérale en utilisant une vitesse de rupture variable (trait noir) et constante (trait gris). (a) Distribution de glissement. Les stations correspondent à celles distribués selon l'est à des distances selon le nord de (b) 0,5 km, (c) 2,5 km, (d) 5 km, et (e) distribuées radialement à 25 km de l'origine à des azimuts ($\theta=180^\circ, 135^\circ, 90^\circ, 45^\circ$ et 0°)

Parmi les résultats obtenus en utilisant une vitesse de rupture variable, on remarque en particulier la présence de pics d'accélération de l'ordre de 1,5 g et des pics de vitesse d'environ 0,6 m/s à la station ST05. Les résultats obtenus en utilisant une autre distribution de glissement (Figure 4.16b) présentent à la station ST04 un pic d'accélération de près de 3 g, avec un pic de vitesse d'environ 0,9 m/s. Sur le signal en accélération, il apparaît une singularité de très forte en amplitude et de très courte durée. Ces résultats sont intéressants à discuter pour comprendre si c'est un effet de la distribution de glissement ou un effet combiné entre le glissement et la vitesse de rupture de variable. Pour ce faire, nous avons fait une analyse par isochrones (Bernard et Madariaga, 1984 ; Spudich et Frazier, 1984) afin de mieux comprendre la singularité de la modélisation à la station ST04.

La Figure 4.19 et la Figure 4.20 montrent donc les isochrones de l'onde S ainsi que la composante Nord de l'accélération et de la vitesse du sol calculées à la station ST04, en utilisant une vitesse de rupture constante et variable pour les deux distributions de glissement. Les résultats obtenus en utilisant la première distribution de glissement sont montrés sur la Figure 4.19. La comparaison des séries temporelles en vitesse pour les cas V_r constante et variable présentent des amplitudes comparables de $\sim 0,5$ m/s avec des différences en termes du contenu fréquentiel. Les séries en accélération sont assez différentes en termes de pics d'accélération et de contenu fréquentiel. Au temps d'arrivée de l'onde S apparaissent deux phases impulsives l'une après l'autre avec des pics d'accélération ~ 1.5 g.

La Figure 4.20 présente les résultats de la modélisation obtenue avec la deuxième réalisation de glissement. Les formes d'onde en vitesse pour les cas V_r constante et variable, sont assez semblables en termes de la basse fréquence avec des pics maximales de la vitesse comparables, $\sim 0,8$ m/s. Néanmoins, une phase plus impulsive apparaît dans le cas V_r variable. Comme le montrent les séries temporelles en accélération pour le cas V_r variable, le pic d'accélération apparaît à 2,7 s lorsque la largeur de l'isochrone augmente rapidement pour ensuite s'arrêter brusquement au bord supérieur de la faille (phase d'arrêt). Par comparaison, dans le cas V_r constante, l'accroissement de l'isochrone se fait progressivement, ce qui conduit au développement d'un pic d'accélération ~ 2 fois plus petit que dans le cas V_r variable. Ces derniers résultats nous conduisent à conclure que la singularité observée est liée à l'effet combiné de la distribution de glissement et la vitesse de rupture variable utilisée pour la modélisation. Il faut préciser que cet effet est très localisé spatialement, le fort pic d'accélération n'étant vu dans cette configuration que par la station ST04.

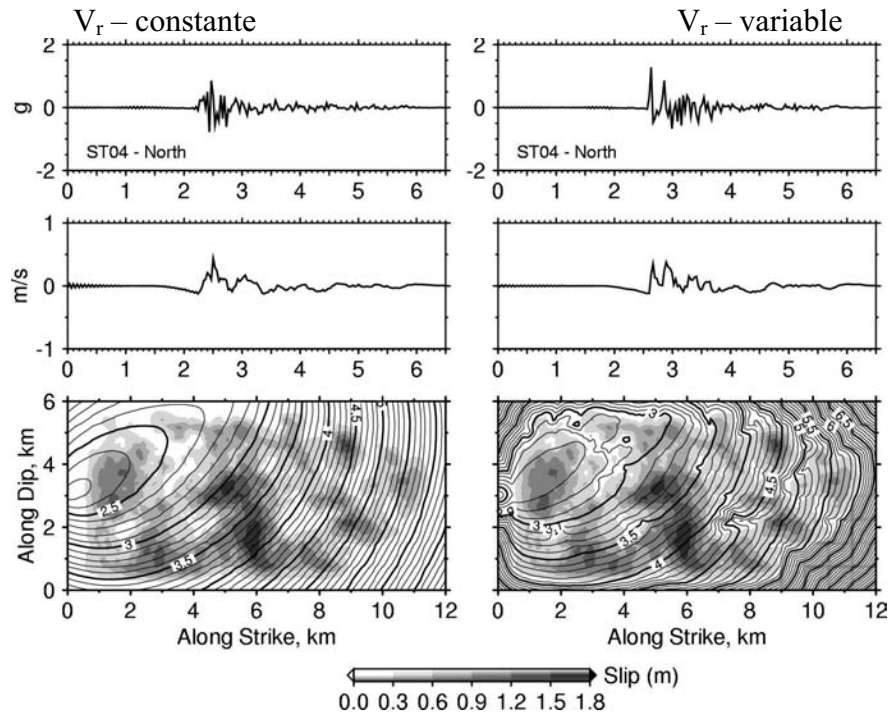


Figure 4.19 : Exemple de modélisation de l'accélération et la vitesse du sol à la station ST04 pour les cas avec (à gauche) vitesse de rupture constante et (à droite) vitesse de rupture variable. Les résultats sont accompagnés des isochrones de l'onde S tracées sur le plan de faille. Les calculs ont été effectués pour la première distribution de glissement illustré en arrière-plan des isochrones.

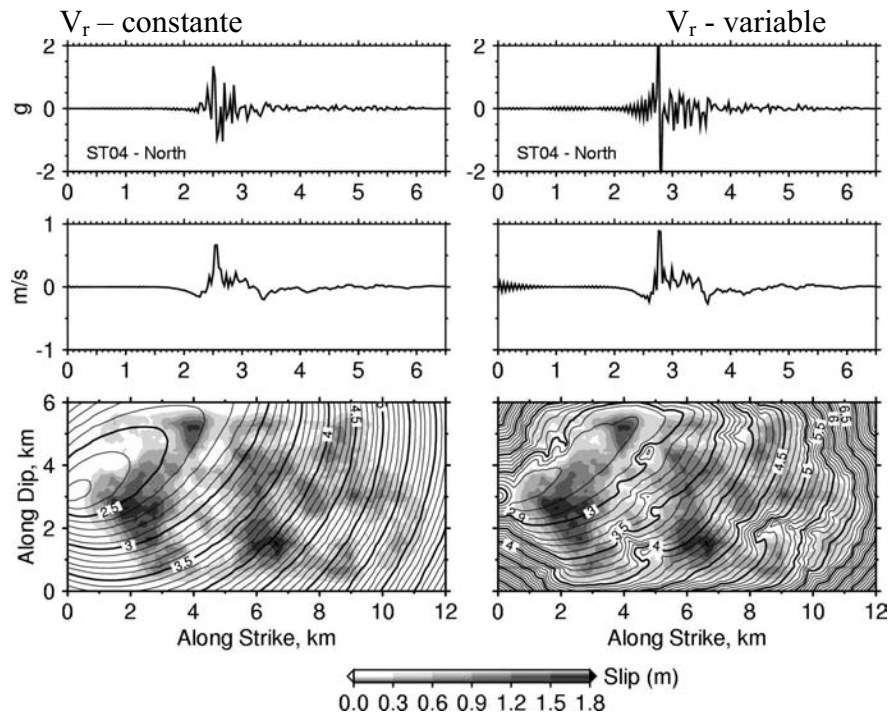


Figure 4.20 : Même légende que la Figure 4.19 en utilisant la deuxième réalisation du glissement en k^{-2} .

Dans une seconde phase, nous avons comparé les effets d'une vitesse de rupture constante et variable sur les indicateurs de mouvement sismique. La Figure 4.21 montre des cartes 2D qui montrent la variation de l'accélération, vitesse et déplacement maximale du sol, PGA, PGV et PGD respectivement. La distribution de glissement utilisé pour tracer ces cartes correspond à celui montré dans la Figure 4.16a.

Concernant le PGA (Figure 4.21a,) on observe que l'introduction d'une vitesse de rupture variable conduit à générer des niveaux de PGA plus importants que ceux obtenus avec une vitesse de rupture constante, en particulier à proche distance de la faille. En comparant par exemple les tracés de l'iso-courbe d'accélération égale à 0,5 g, on constate que la surface couverte est plus grande et en particulier qu'elle s'élargit pour des azimuts directs. Ces commentaires s'appliquent à l'ensemble des courbes d'iso-PGA. Tous les azimuts sont affectés par l'effet d'une vitesse de rupture variable, mais toutefois les stations placées entre l'azimut non-directif et directif sont les plus affectées. En résumé, les différences en termes d'amplitude sont plus marquées à courtes distances qu'à grandes distances, et l'effet de la directivité de la rupture est encore plus prononcé.

Les distributions spatiales du PGV que nous avons obtenues pour les cas V_r constante et V_r variable sont présentées Figure 4.21c. En comparant par exemple l'iso-courbe à distance proche pour une valeur égale à 0,2 m/s, on constate qu'elle couvre une aire un peu plus grande dans le cas V_r variable que dans le cas V_r constante, néanmoins les différences ne sont pas aussi importantes que pour le PGA. L'augmentation du PGV, même si elle reste faible, est observée pour tous les azimuts.

Les valeurs du PGD calculées (à V_r constante et variable) sont montrées sur la Figure 4.21c. En comparant les deux cartes, on observe très peu de différences. Les formes des iso-courbes du PGD sont semblables et il n'y a pas un effet azimutal de l'incrément des amplitudes comme dans les iso-courbes du PGV ou PGA.

L'analyse des résultats de la modélisation nous conduit à conclure que la prise en compte d'une vitesse de rupture variable a des effets à hautes fréquences et fréquences intermédiaires sur le mouvement sismique qui se traduisent par une augmentation des pics d'accélération et des pics de la vitesse du sol. Dans le cas de l'accélération, les effets sont plus importants à courtes distances et s'atténuent à grandes distances. Pour la vitesse, les effets d'une vitesse de rupture variable sont observables à tous les azimuts et à toutes les distances.

4.4 Analyse de la vitesse de rupture

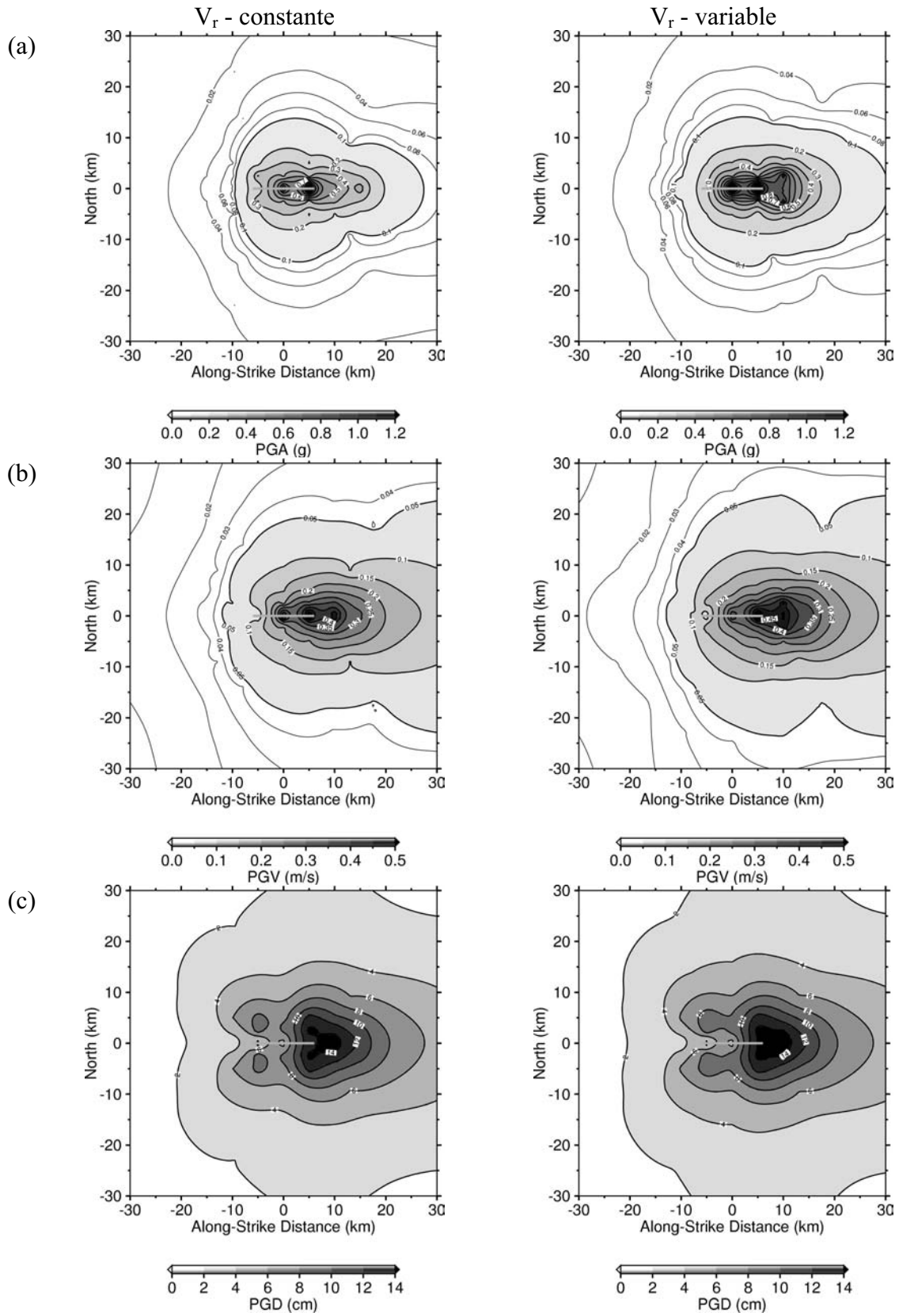


Figure 4.21 : Iso-courbes du (a) PGA, (b) PGV et (c) PGD en considérant une vitesse de rupture constante (à gauche) et variable (à droite) pour un scénario en rupture unilatéral.

4.4 Analyse de la vitesse de rupture

Un deuxième scénario a été modélisé correspondant à une rupture bilatérale pour les deux types de modélisation de V_r . Les distributions du PGA sont tracées sur la Figure 4.22. En comparant les deux cartographies de PGA, On observe clairement que les pics d'accélération sont globalement plus forts dans le cas d'une vitesse de rupture variable. Pour une iso-courbe donnée, l'accroissement de l'amplitude est dépendant de l'azimut. Même si cet accroissement est perceptible à tous les azimuts, il est plus important aux stations qui sont orientées selon la direction de la faille. Ceci est dû au fait que les deux orientations $N90^\circ$ et $N270^\circ$ sont des directions directives par rapport à la direction de propagation de la rupture en mode bilatérale. Pour les stations non-directives (celles qui sont perpendiculaires à la faille), les effets sont nettement moins marqués. Similairement à la discussion pour la rupture unilatérale, la modification des iso-contours de PGA résulte de l'effet combiné de la directivité de la rupture et l'incorporation d'une vitesse de rupture variable. Il est également intéressant de noter la dissymétrie des iso-contours de PGA à courtes distances qui s'explique par le fait que la distribution du glissement est hétérogène, alors que cet effet s'estompe rapidement.

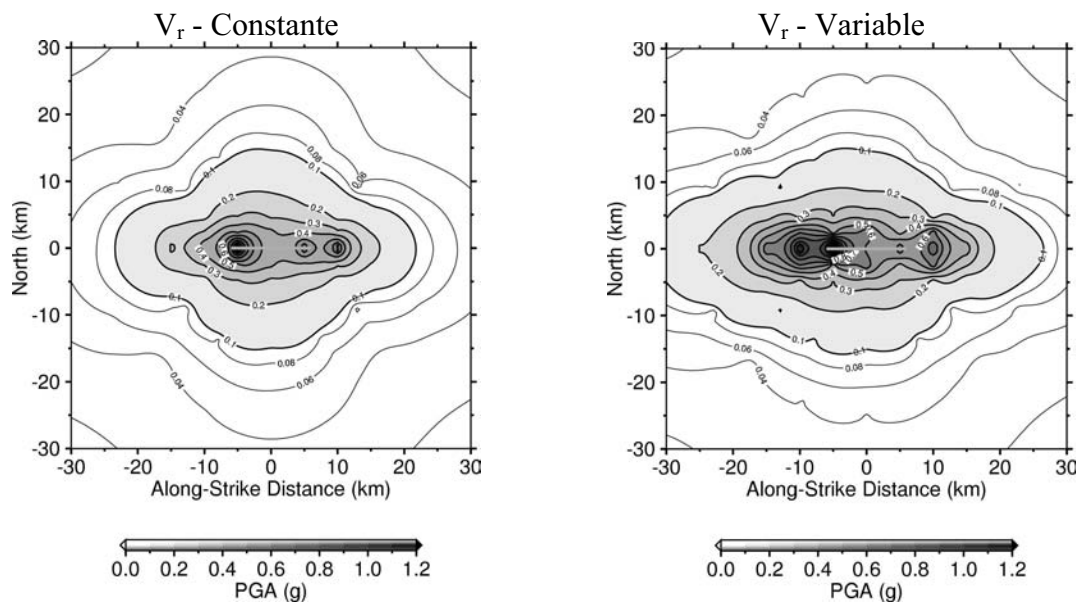


Figure 4.22 : Iso-contours du PGA obtenus en considérant une vitesse de rupture constante (à gauche) et variable (à droite) pour un scénario en rupture bilatérale.

Afin d'avoir une vision plus complète de l'effet de l'incorporation d'une vitesse de rupture variable dans la prédiction de mouvement fort du sol, nous allons dans ce paragraphe nous examiner la variabilité des indicateurs de mouvement sismique (PGA et PGV) en fonction de la distance à la faille (Figure 4.23). Pour chacun des deux types de modélisation de V_r , deux distributions de glissement ont été considérées pour produire ces distributions de valeurs. Les stations pour lesquelles un calcul d'accélérogramme a été fait ont été disposées jusqu'à des distances épacentrales d'environ 100 km pour tous les azimuts. Les

prédictions synthétiques sont comparées aux prédictions empiriques via des relations d'atténuation pour le PGA et le PGV (Kanno et al. 2006). Sur ces figures, on retrouve bien entendu les mêmes tendances que celles évoquées précédemment, à savoir une augmentation des amplitudes des pics d'accélération et de vitesse dans le cas d'une vitesse de rupture variable. En termes de PGA, l'incrément des amplitudes est plus important à courtes distances (< 30 km), les effets à grandes distances restant faibles. A première vue, les écarts-types ne sont pas affectés significativement sauf à des distances inférieures à environ 5 km. Dans le cas du PGV, en comparant les courbes moyennes obtenues à partir de synthétiques, on note que l'incrément des amplitudes de pic de vitesse affectent toute la gamme de distances considérées dans cette étude, avec toutefois des écarts-types qui ne sont pas significativement affectés.

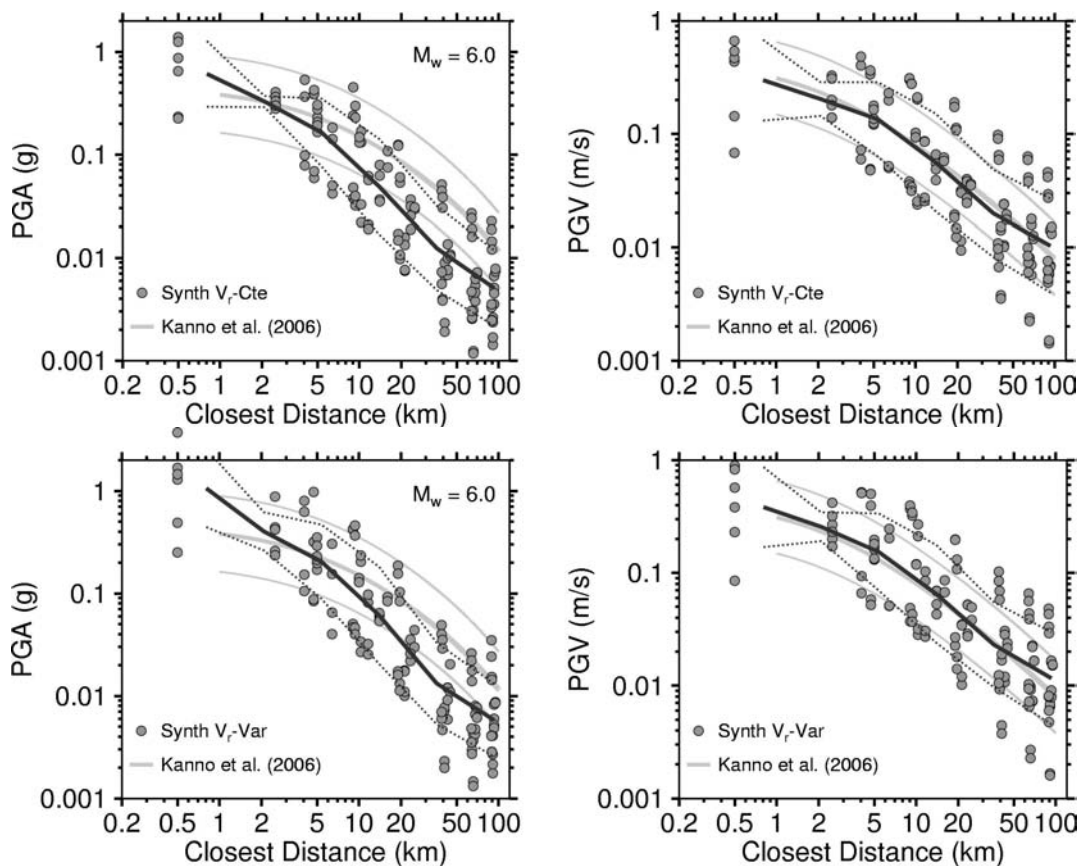


Figure 4.23 : Valeurs des pics d'accélération (PGA) et de vitesse du sol (PGV) en fonction de la distance à la faille. Les calculs ont été faits en utilisant une vitesse de rupture constante et variable. Pour chaque cas, deux réalisations de glissement ont été considérées. Les prédictions sont comparées aux relations d'atténuation empiriques de Kanno et al. (2006). Le trait noir continu correspond à la courbe moyenne +/- l'écart type (trait en pointillé).

A la lumière de ces résultats, il est intéressant de confronter si possible nos observations avec les conclusions des études publiées sur ce sujet. Toutefois, en termes de simulation à distance proche de la faille, il est difficile d'établir une comparaison directe vis-à-vis des

résultats de modélisations publiées dans la littérature. Les différences en termes de modèle de source utilisé (cinématique, dynamique), de magnitude, de paramétrisation du modèle, de géométrie source-station, de bande de fréquences considérée, etc. Néanmoins, les travaux d'Hisada (2001) montrent que globalement, à proche distance, l'incorporation de fluctuations du temps de rupture augmente le contenu haute fréquence des signaux, et donc les amplitudes d'accélération et vitesse. Nos travaux confortent cette idée que la prise en compte d'une vitesse de rupture variable dans les modélisations cinématiques se traduit par une augmentation des amplitudes hautes fréquences, mais ils mettent en exergue la forte sensibilité de cette amplification à la distance à la faille et aux effets de directivité, ce qui est cohérent avec les conclusions de Boore et Joyner (1978). Par ailleurs, les simulations dynamiques et pseudo-dynamiques faites par Guatteri et al. (2003) montrent qu'en générale, la variabilité des paramètres de la source (tels que le glissement, le temps de montée et la vitesse de rupture) réduisent le degré de cohérence de l'énergie rayonnée, ce qui complexifie les formes d'ondes (enrichissement des fréquences proches de 2 Hz, à noter que cette fréquence est la fréquence maximale de validité des simulations). De plus, les simulations dynamiques se caractérisent par une plus forte variabilité des amplitudes des spectres de réponse en accélération à des distances proches, $R < 1$ km. Même si les comparaisons restent délicates compte tenu des différences de techniques utilisées, on note d'une part, que la prise en compte d'une vitesse de rupture variable tend à complexifier les formes d'ondes, et à augmenter la variabilité du mouvement sismique à courtes distances (Figure 4.18), ce qui est en bon accord avec les conclusions de Guatteri et al. (2003).

4.5 Conclusions et perspectives

Au cours de ce chapitre, les résultats que nous avons présentés confirment que les effets à des distances proches sont fortement contrôlés par la zone de la faille située à proximité du point d'observation. De plus, la prise en compte d'une vitesse de rupture variable dans les modélisations augmente les amplitudes en termes d'accélération et de vitesse maximales à des distances proches de la source. Il a été également possible de corroborer que l'effet est dépendant de l'azimut, et qu'il se caractérise par un certain degré de directivité, puisque les directions directives sont les plus affectées, spécialement lorsque l'on examine l'accélération.

Il est vraisemblable que les développements réalisés pour un modèle en k^{-2} peuvent être appliqués aux modèles de sources composites à distribution fractale, toutefois, il conviendrait de le confirmer en étudiant par exemple les effets de la vitesse de rupture variable sur le rayonnement modélisé en champ lointain et à distance proche de la source.

A ce stade du développement, les effets de la vitesse de rupture variable sur le mouvement sismique sont surtout limités à des distances proches de la faille. Cependant, il faut noter

que l'ensemble des résultats qui ont été présentés dans ce chapitre, ont été obtenus à partir du modèle cinématique en k^{-2} (Bernard et al., 1996) en utilisant une définition du temps de montée maximum ($\tau_{\max} = L_0/V_r$) calculée en utilisant la vitesse de rupture moyenne. Une évolution intéressante de la méthode serait d'utiliser les valeurs de vitesse de rupture estimée localement à partir de l'approche pseudo-dynamique pour définir de façon plus cohérente le temps de montée maximum, tout en préservant la loi d'échelle sur les temps de montée. Cette évolution pourrait également prendre en compte une distribution spatiale de la largeur du pulse estimée dans un modèle pseudo-dynamique, l'idée étant d'avoir une description cinématique aussi complète que possible qui soit cohérente avec les paramètres dérivés des modèles pseudo-dynamiques.

Une modélisation plus complète de la propagation du front de rupture sur le plan de faille est envisageable au travers de la prise en compte d'un milieu hétérogène anisotrope. En effet, dans le cas du modèle de pulse stationnaire, des vitesses de rupture peuvent être déterminées dans les directions x et y en les supposant égales à la vitesse de rupture pour les modes de fracture II et III, respectivement. Ceci nécessiterait de développer un code de calcul spécifique pour traiter séparément la propagation dans les deux directions perpendiculaires.

Finalement, des modélisations dynamiques pourront être effectuées afin d'une part d'évaluer la robustesse de la méthode « pseudo-dynamique » et d'y apporter d'éventuelles améliorations si nécessaire, et d'autre part de définir les valeurs admissibles des autres paramètres de source dans le but de rendre les modélisations cinématiques plus satisfaisantes au regard des modélisations dynamiques de la rupture.

Chapitre 5 Méthode semi-empirique basée sur la sommation de fonctions de Green empiriques

Ce chapitre a pour but de présenter une méthode semi-empirique de simulation des mouvements forts basée sur une technique de sommations de petits séismes, dites fonctions de Green empiriques (FGE). L'avantage de ce type de techniques, c'est qu'elle permet de prendre en compte la propagation des ondes dans un milieu réel. Elle consiste à utiliser des petits séismes (FGE) directement comme une fonction de Green afin d'être combinées avec les modèles de source cinématiques complexes décrits dans les chapitres précédents. Ainsi, le terme de propagation haute fréquence est porté par la FGE, tout en préservant les propriétés du rayonnement des modèles cinématiques de source complexe présentés au cours de cette thèse (modèle en k^{-2} , modèles de source composite déterministe ou stochastique). Des améliorations peuvent être apportées afin de modéliser le contenu basse fréquence des synthétiques, en estimant une fonction de Green hybride.

La première partie est consacrée à une brève introduction du principe de la technique des FGE et à une description de la méthode semi-empirique proposée. Afin de valider dans une certaine mesure les modélisations, une application au séisme de Yamaguchi M_w 5.9 (Japon) est réalisée au cours de laquelle les prédictions synthétiques sont comparées aux observations disponibles. La deuxième application s'inscrit dans le cadre de « l'ESG2006 - numerical Benchmark » visant à comparer les prédictions de mouvements forts dans la vallée de Grenoble faites par différents groupes de modélisateurs en utilisant différentes techniques numériques.

5.1 Modélisation large-bande par sommation de fonctions de Green Empiriques

Une des difficultés de la modélisation des mouvements forts est liée à l'estimation des fonctions de Green en particulier dans des milieux géologiques complexes. Ce problème est d'autant plus délicat que l'on cherche à effectuer cette estimation pour des fréquences élevées. Les méthodes de modélisation numérique de propagation des ondes dans des milieux hétérogènes (2D, 3D) ont certes beaucoup progressé ces dernières années, mais la modélisation de la propagation des ondes reste néanmoins souvent limitée par le manque de connaissance des propriétés du milieu géologique à petites échelles. Pour palier à cette difficulté, ils existent des méthodes reposent sur le principe que les enregistrements du mouvement du sol occasionnés par de petits séismes peuvent être en première approximation considérés comme des Fonctions de Green dites Empiriques (FGE). L'intérêt principal des FGE tient au fait qu'elles décrivent mieux la complexité de la propagation des ondes que des Fonctions de Green numériques, incluant en particulier les effets de site sous réserve que la réponse des sols soit linéaire.

5.1.1 Principe des méthodes de sommation des FGE

La méthode de sommations des FGE, initialement introduite par Hartzell (1978), a fait l'objet de nombreux développements et de nombreuses applications (Irikura, 1986 ; Hartzell, 1989 ; Spudich et Miller, 1990 ; Irikura et Kamae, 1994 ; Frankel, 1995 ; Hutchings et Wu, 1990 ; Hutchings, 1994 ; Bour et Cara, 1997 ; Kamae et Irikura, 1998 ; Miyake et al., 2003 ; Sansorny-Kohrs et al., 2005 ; Hutchings et al., 2006). L'idée de base consiste à simuler le rayonnement d'un séisme de forte magnitude en additionnant des enregistrements de séismes de plus faibles magnitudes, qui sont décalés en temps pour prendre en compte les effets liés aux dimensions et à la durée de la rupture du séisme cible. Cette méthode repose directement sur le principe de similarité entre le séisme cible (de forte magnitude) et le petit séisme, c'est-à-dire que la forme spectrale est toujours la même à un facteur d'échelle près, indépendamment de la taille du séisme. La forme spectrale supposée est en ω^2 telle que proposée par Aki (1967). Pour mieux illustrer ceci, la Figure 5.1 montre un schéma simplifié des spectres en déplacement du séisme cible et de la fonction de Green empirique. Ces deux spectres suivent la forme spectrale en ω^2 caractérisée par le moment sismique M_0 (mesuré à basse fréquence) et la fréquence de coin, F_c . A partir de la fréquence de coin, les amplitudes sont proportionnelles à ω^{-2} (en déplacement).

Les conditions d'application et les limitations sont les suivantes:

- L'hypothèse de linéarité doit être respectée, c'est à dire que la réponse du milieu de propagation doit être indépendante de l'amplitude des ondes ;
- La ou les FGE doivent être acquises pour la même configuration source-station que le séisme cible, ce qui implique d'être situé en source lointaine ;
- La ou les FGE et le séisme cible doivent avoir le même mécanisme au foyer ;
- Le contenu basse fréquence n'est pas résolu dans la FGE (souvent limité par le niveau de bruit sismique) ;
- L'hypothèse de similarité entre la forme spectrale du séisme « cible » et celle de la FGE.

Parmi ces limitations, certaines peuvent néanmoins être relâchées. Par exemple, pour ce qui concerne la condition de similitude des mécanismes au foyer entre le séisme cible et le petit séisme, sous certaines conditions et hypothèses il est possible d'estimer les composantes élémentaires de la fonction de Green de la FGE pour un site donné à partir des mécanismes au foyer de séismes provenant d'une même position hypocentrale (Shomali, 2001). Dans le cas où l'on dispose d'un nombre important d'enregistrements de petits séismes (les répliques du séisme cible, ou simplement provenant de l'activité sismique de la zone de faille), on peut se libérer de la condition de source lointaine en combinant les FGEs disponibles (Spudich et Miller, 1990). L'hypothèse de similarité peut être relâchée si la FGE est considérée comme impulsionnelle, dans ce cas précis le séisme utilisé doit être de petite magnitude.

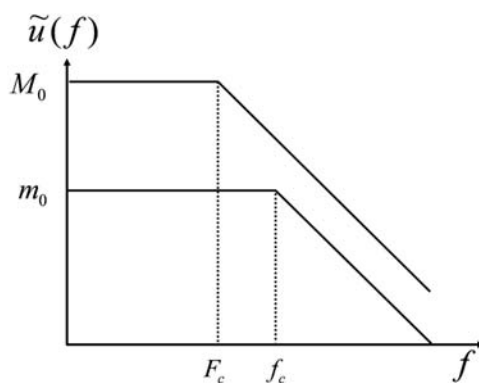


Figure 5.1 : Schéma en montrant les spectres en déplacement du séisme cible et de la fonction de Green empirique. Le moment sismique et la fréquence de coin du séisme cible et de la FGE sont représentées par (M_0, F_c) et (m_0, f_c) , respectivement.

Une méthode simple à mettre en œuvre consiste à discrétiser le plan de faille en sous-failles dont les dimensions correspondent à celles du sous-événement considéré comme FGE (e.g. Irikura et Kamae, 1994). Le mouvement du sol produit par le séisme cible est obtenu par sommation des contributions de chaque sous-faille. Ces contributions sont corrigées par un facteur d'expansion géométrique, M_i , lié à la distance entre la source

élémentaire et la station, et par un filtrage, F_i , introduit pour obtenir la fonction source du séisme cible. L'accélération modélisée pour le séisme cible, $A(t)$, s'exprime à partir de l'accélération enregistrée pour le petit événement, $a(t)$, comme suit :

$$A(t) = \sum_{i=1}^N M_i F_i(t - t_i) \otimes a(t) \quad (5.1)$$

5.1.2 Principe de la méthode semi-empirique proposée

La méthode semi-empirique qui est détaillée dans ce paragraphe, combine les modèles de sources cinématiques complexes présentés au cours de cette thèse avec des FGE hybrides. La méthode repose sur l'hypothèse que les enregistrements du mouvement du sol occasionnés par des séismes de faible magnitude peuvent être considérés comme une bonne approximation de la réponse impulsionnelle du milieu jusqu'à la fréquence coin (f_c). Jusqu'à cette fréquence, le petit séisme est perçu comme une source ponctuelle, la dimension de la source et l'effet de la fonction source sont négligeables. Par exemple, pour un séisme de magnitude $M_w \sim 3$, la fréquence coin qui peut être estimée en utilisant les relations proposées par Brune (1970) est de l'ordre de 10 Hz. Dans l'hypothèse que la fonction source est négligeable, la FGE peut être utilisée directement comme une fonction de Green jusqu'à 10 Hz. D'un autre côté, les enregistrements de petits séismes sont dominés à basse fréquence par la présence de bruit sismique, un problème qui est d'autant plus important que le séisme est de petite magnitude. Au travers d'une analyse du rapport signal sur bruit, on peut toutefois définir la plus petite fréquence utile de la FGE et ne conserver que la partie exploitable de la FGE à l'aide d'un filtre passe-haut. Pour compléter la FGE à basse-fréquence, une fonction de Green peut être estimée numériquement pour chaque sous-faille dans un modèle de vitesse. Dans cette étude, on considère un modèle de vitesse 1D, mais on peut naturellement envisager de faire ce calcul pour des milieux géologiques plus complexes en prenant en compte des géométries 2D ou 3D avec des méthodes numériques adaptées (e.g. différences finis, éléments finis, éléments spectraux, etc.). On définit ainsi pour chaque sous-faille une fonction de Green dite « hybride » à partir de la FGE et de la FG synthétique. Cette méthodologie s'apparente à d'autres techniques qui combinent une modélisation déterministe de la fonction de Green à basse fréquence et une modélisation stochastique de la fonction de Green à haute fréquence. Ces méthodes ont été appliquées par exemple au Japon dans la baie de Kobe (Kamae et al., 1998 ; Pitarka et al., 1998, 2000) ou en Californie (Hartzell et al., 1999 ; Graves et Pitarka, 2006), des applications pour lesquelles la propagation des ondes à basse fréquence a été calculée avec des simulations 3D.

La modélisation du mouvement du sol repose sur une version discrétisée du théorème de représentation (Eq. 1.14 - Figure 5.2) dans laquelle on remplace la fonction de Green

numérique (g_{nij}) par une fonction de Green hybride (h_{nij}). L'histoire spatio-temporelle de la rupture est décrite par un modèle cinématique pour lequel on fait un certain nombre d'hypothèses sur la localisation de l'hypocentre, la distribution du glissement, les vitesses de glissement (\dot{s}_{ij}) et les temps de rupture (t_{ij}^r). La contribution de chaque sous-faille est décrite au travers de la convolution de la fonction de Green hybride avec la vitesse de glissement. Le sismogramme est finalement obtenu en ajoutant les contributions de chaque sous-faille.

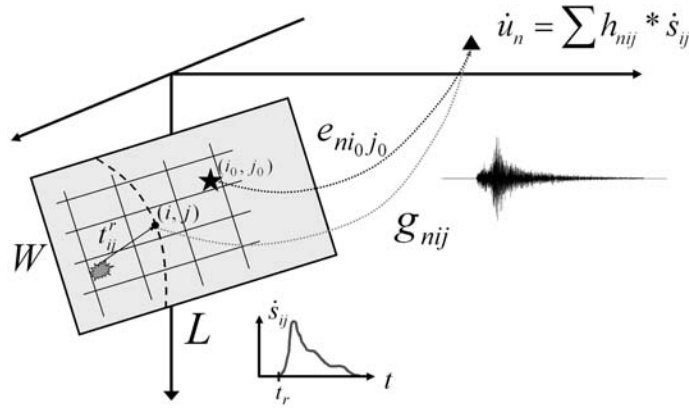


Figure 5.2 : Schéma illustrant le principe de la méthode semi-empirique (voir texte).

En supposant que la sous-faille (i_0, j_0) corresponde à la position de la FGE ($e_{ni_0j_0}$ sur la Figure 5.2), on peut réécrire le théorème de représentation au travers de l'expression suivante :

$$\dot{u}_n = \sum_{ij} \dot{s}_{ij} * \left\{ g_{nij} F_{lp} + e_{ni_0j_0} \frac{M_0^{g_{nij}}}{M_0^{e_{ni_0j_0}}} \delta(t - t_s^{ij} - t_s^{obs}) \frac{r_{i_0j_0}}{r_{ij}} F_{hp} \right\}. \quad (5.2)$$

où le terme qui est entre parenthèses correspond à une fonction de Green hybride (h_{nij}). Les termes F_{lp} et F_{hp} sont des filtres complémentaires à phase nulle (filtre de Butterworth à 4 pôles, passe-bas et passe-haut, respectivement) qui sont définis par une fréquence caractéristique (égale à la plus petite fréquence utile de la FGE). Les amplitudes de la FGE sont re-normalisées pour retirer le moment sismique propre à la FGE et tenir compte des effets d'expansion géométrique. La FGE est décalée en temps afin de synchroniser le temps d'arrivée de l'onde S pointé sur la FGE (t_s^{obs}) avec celui de la fonction de Green synthétique (t_s^{ij}) qui est estimée à partir du modèle de vitesse. La FGE est estimée à la sous-faille (i, j) au travers de l'expression suivante :

$$e_{nij} = e_{ni_0j_0} \frac{M_0^{g_{nij}}}{M_0^{e_{ni_0j_0}}} \delta(t - t_s^{ij} - t_s^{obs}) \frac{r_{i_0j_0}}{r_{ij}}. \quad (5.3)$$

où $r_{i_0j_0}$ et r_{ij} sont les distances entre l'hypocentre du petit séisme et le point d'observation, et entre la sous-faille (i, j) et le point d'observation, respectivement. Les termes $M_0^{e_{ni_0j_0}}$ et

M_0^{gnij} correspondent au moment sismique du petit séisme et à celui utilisé pour faire le calcul de la fonction de Green numérique. L'avantage de cette méthode tient au fait qu'un sismogramme large-bande peut être modélisé en incorporant (1) la complexité de la propagation des ondes au travers de la FGE à haute fréquence et (2) la complexité du rayonnement d'une faille étendue (glissement hétérogène, spectre en ω^2 , modélisation d'une vitesse de glissement réaliste, contrôle de l'effet de la directivité de la rupture et vitesse de rupture variable). A ce stade, l'inconvénient réside dans le fait que les modélisations ne sont valides que jusqu'à la fréquence coin du petit séisme, mais en faisant quelques hypothèses, la FGE peut être déconvoluée pour exploiter le contenu fréquentiel au-delà de f_c (section 5.2.6.3).

5.2 Application au séisme de Yamaguchi M_w 5.9, 1997 (Japon)

Un des intérêts de la méthode semi-empirique est qu'elle peut être combinée avec les approches cinématiques développées au cours de cette thèse, et ainsi permettre de définir la distribution des sous-événements, d'incorporer une chute de contrainte variable, de contrôler la directivité à toutes les échelles. Dans le chapitre 3, nous avons présenté une validation du modèle cinématique de sources composites à distribution fractale en comparant les indicateurs du mouvement sismique prédits par simulation numérique aux prédictions des relations d'atténuation empiriques. Dans cette section, nous proposons d'aller un peu plus loin et de valider dans une certaine mesure la méthode semi-empirique, sur les données du séisme de Yamaguchi-ken Hokubo.

5.2.1 Cadre générale de la sismicité au Japon

Le Japon se situe dans l'une des zones sismiques les plus actives du globe, près d'une zone de convergence de trois plaques tectoniques : la plaque Eurasienne, la plaque Pacifique et la plaque Philippines. La plupart des grands tremblements de terre qui secouent le Japon se produisent dans la zone sismogénique de subduction. La Figure 5.3 montre une carte de la sismicité répertoriée au Japon dans le catalogue du NEIC pour la période allant de janvier 1973 à juin 2006. Tous les séismes de magnitude supérieure à 4 sont montrés sans distinction de profondeur de l'hypocentre.

A la suite du séisme destructeur de Hyogo-ken Nanbu (Kobe) du 15 janvier 1995, un effort a été mis en place de la part du gouvernement Japonais afin de prévenir les désastres liés aux séismes au Japon. Ainsi, le gouvernement Japonais a installé un réseau dense de stations accélérométriques appelé « Kyoshyn Net » ou « K-NET » (Kinoshita, 1998). Ce réseau est géré par le National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention (NIED). Par la suite, un autre réseau appelé « Kiban-Kyoshin Net » ou « Kik-Net » a été également installé sur le territoire japonais. La particularité de ce réseau est que les stations

5.2 Application au séisme de Yamaguchi Mw 5.9, 1997 (Japon)

ont été placées à la surface et en profondeur (Aoi et al., 2000). La Figure 5.4 montre une carte du Japon avec la distribution des stations de ces deux réseaux.

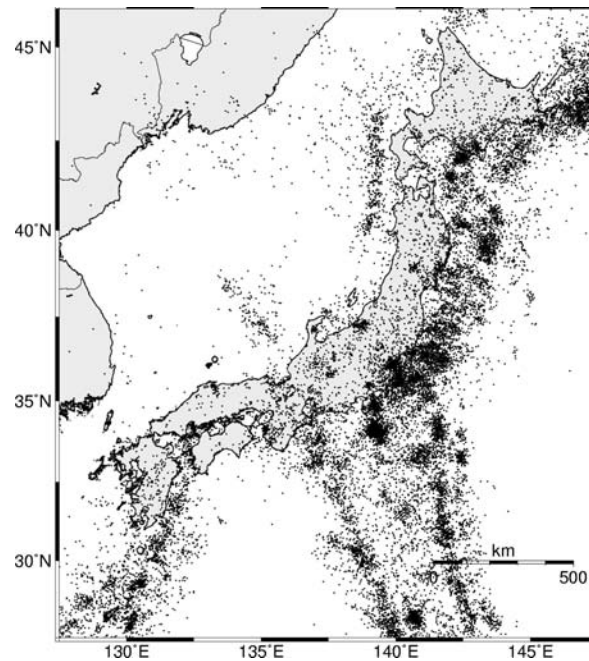


Figure 5.3 : Sismicité du Japon répertoriée par le catalogue NEIC (janvier 1973 – juin 2006).

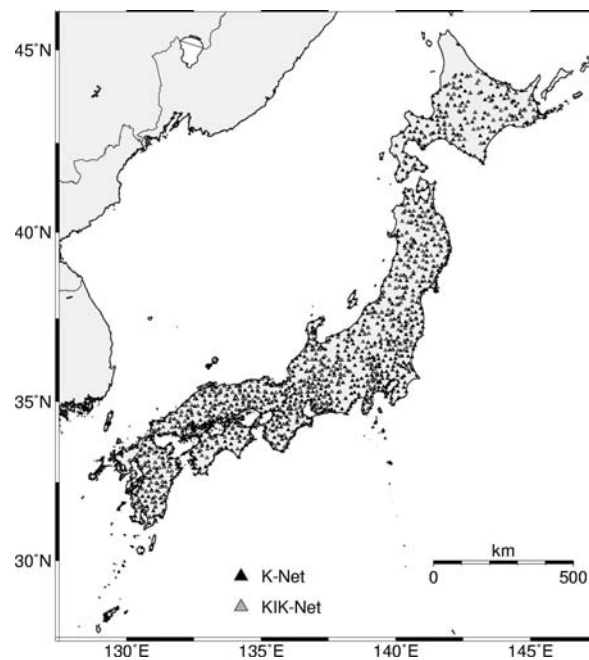


Figure 5.4 : Carte du Japon en montrant la distribution des stations de deux réseaux de mouvement fort (K-Net et Kik-Net).

5.2.2 Le séisme de Yamaguchi-ken Hokubo ($M_w = 5.9$)

Le séisme de Yamaguchi-ken Hokubo ($M_w = 5.9$) a eu lieu le 25 juin 1997 au Sud-Est du Japon. Ce séisme fait partie des plus forts séismes superficiels qui se sont produits sur le territoire Japonais après le séisme dévastateur de Kobe en 1995. Plusieurs agences sismologiques ont déterminé la localisation de l'hypocentre et les principaux paramètres de la source du séisme principal (Tableau 5.1).

Tableau 5.1 : Localisation de l'hypocentre et principaux paramètres de la source du séisme principal reportés par différents agences sismologiques.

Agence	Date heure	Latitude °	Longitude °	Profondeur (km)	M_0 (N.m)	M_w
JMA ⁽¹⁾	9:50 : 00	34,438	131,669	8,29	-	6,1
CMT	9:50 : 10,70	34,43	131,35	15	$6,71 \times 10^{17}$	5,8
NEIC	9:50 : 12,49	34,395	131,603	12	$9,1 \times 10^{17}$	5,9
Ide (1999) ⁽²⁾	18:50: 13,10	34,4412	131,6761	7,5	-	5,9

JMA, Japan Meteorological Agency.

CMT, Centroide du Tenseur du Moment (Dziewonski et al., 1999)

NEIC, National Earthquake Information Center.

⁽¹⁾ Magnitude JMA.

⁽²⁾ Heure locale japonaise.

Ce séisme ainsi que trois de ses répliques ont été enregistrés par le réseau accélérométrique japonais Kyoshin Net (K-NET). La Figure 5.5 montre la distribution des stations accélérométriques et la localisation de l'épicentre du séisme principal et de ces trois répliques. Les paramètres de sources que nous utilisons sont ceux définis par Ide (1999). Les localisations de l'hypocentre du séisme principal et des répliques ont été déterminées à partir des données du réseau K-Net en utilisant un modèle de vitesse à couches détaillé dans le Tableau 5.2. Les mécanismes au foyer ont été déterminés par une technique d'inversion du tenseur de moment sismique en modélisant les formes d'onde à basse fréquence. Différents bandes de fréquences ont été utilisées pour le séisme principal et pour les répliques. La modélisation des fonctions de Green a été faite par la méthode intégrale des nombres d'ondes discrets (Takeo, 1985). Les mécanismes au foyer sont de type décrochant (Figure 5.5).

Les paramètres de source du séisme principal et de trois répliques qui ont été déterminés par Ide (1999) sont synthétisés dans le Tableau 5.3. Il est à noter que les magnitudes de moment M_w estimées pour les répliques (AFT1, AFT2 et AFT3) sont de l'ordre de 3,5.

5.2 Application au séisme de Yamaguchi Mw 5.9, 1997 (Japon)

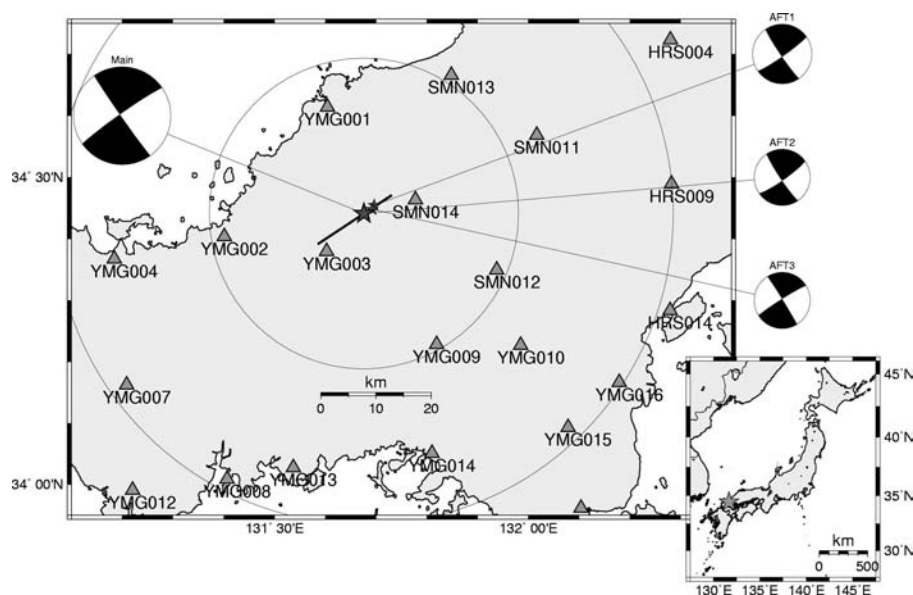


Figure 5.5 : Localisation de l'épicentre du séisme de Yamaguchi de 1997 et de trois répliques (étoiles). Les mécanismes au foyer, la trace de la faille sont également montrés ainsi que la distribution des stations du réseau accélérométrique K-Net (triangles).

Tableau 5.2 : Modèle de la structure de vitesse en ondes P et S, densité ρ , et coefficients d'atténuation. D'après Ide (1999).

Profondeur (km)	V_p (km/s)	V_s (km/s)	ρ (gr/cm ³)	Q_p	Q_s
0	5,60	3,23	2,50	400	200
3	6,00	3,47	2,70	600	300
16	6,60	3,82	3,00	800	400
30	7,80	4,50	3,20	1000	500
70	8,00	4,62	3,25	1000	500

Tableau 5.3 : Paramètres de la source du séisme principal et des répliques utilisées dans la modélisation (D'après Ide (1999)).

	Date et heure JST ^(*)	Latitude °	Longitude °	Prof. (km)	M_w	Strike °	Dip °	Rake °
Principal	25/6 18:50:13.1	34,4412	131,6761	7,5	5,9	-125	86	-178
AFT1	25/6 18:58:23.0	34,4544	131,6965	9,7	3,6	55	84	175
AFT2	25/6 19:30:02.4	34,4412	131,6800	11,3	3,4	55	82	174
AFT3	25/6 19:49:43.9	34,4483	131,6927	5,2	3,4	-122	86	178

(*) Heure local japonaise

5.2.3 Les observations

Pour avoir une première image de la variabilité du mouvement sismique, les indicateurs du mouvement sismique (PGA et PGV) ont été calculés sur les enregistrements disponibles et tracés en fonction de la distance à la faille à partir de la géométrie du plan de faille proposée par Ide (1999) (Figure 5.6). A courte distance, les valeurs de PGA observées sont de l'ordre de 0,15 g et de 0,45 g à 1,5 km et 4 km, respectivement. A plus grande distance, les PGA observées présentent une grande variabilité avec des valeurs allant de 0,02g à plus de 0,2 g à environ 35 km. La variabilité du PGV observée à courte distance et à grande distance est plus faible que celle du PGA. Sur la Figure 5.6, les valeurs de PGA et PGV sont comparées aux prédictions empiriques faites avec les relations d'atténuation de Kanno et al. (2006). Pour des questions de simplicité, les prédictions empiriques ont été faites en supposant que la vitesse moyenne dans les 30 premiers mètres est égale à $AVS30 = 750$ m/s. Comme le montre la Figure 5.6, les valeurs de PGA et de PGV observées sont pour la plupart plus grandes que les prédictions empiriques faites avec cette condition de sol, avec une majorité des observations comprises entre la valeur moyenne et la valeur moyenne plus deux écarts-types. Ceci s'explique probablement par les conditions de sol propres à chaque station. Un examen plus détaillé pourra être conduit afin de séparer les stations sur des conditions de sol mou et celles au rocher, mais par manque de temps ceci n'a pas pu être fait.

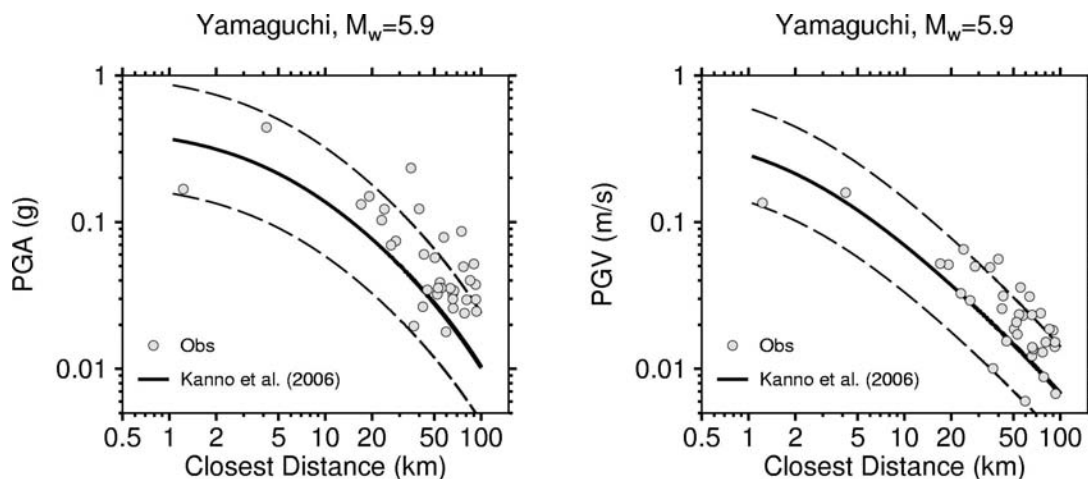


Figure 5.6 : Indicateurs du mouvement sismique observé pendant le séisme de Yamaguchi-ken Hokubo ($M_w = 5.9$) aux stations du K-NET (PGA à gauche et PGV à droite). Les relations d'atténuation tracées sont celles proposées par Kanno et al. (2006) pour des conditions de sol $AVS30 = 750$ m/s.

Dans une deuxième étape, nous nous proposons d'examiner les signaux temporels en accélération et leurs spectres (Figure 5.7) pour les trois composantes (Nord, East et Vertical) pour quelques stations (SMN014, YMG003, SMN013, SMN011, SMN012,

YMG010, YMG009, YMG013, YMG002, YMG001 – voir Figure 5.5). Afin d'être cohérent avec les simulations qui seront montrées dans les paragraphes suivants, les signaux ont été filtrés à 12 Hz et ré-échantillonnés en temps. On constate sur la Figure 5.7 que les enregistrements présentent des caractéristiques très différentes d'une station à l'autre (amplitude, durée, forme de l'enveloppe), et que d'une façon générale, les formes spectrales sont très différentes d'un modèle en ω^2 . De plus, les amplitudes spectrales elles-mêmes présentent une forte variabilité, avec notamment des amplifications assez marquées sur quelques sites. C'est le cas par exemple des stations YMG010, YMG002, SMN012 pour des fréquences de l'ordre de 8 Hz, 2 Hz et 4 Hz, respectivement. A la lumière de ces observations, il apparaît évident que cette variabilité ne pourra pas être expliquée par un modèle de source complexe avec des fonctions de Green numériques calculées dans un modèle de vitesse 1D. Cette situation est une bonne opportunité pour tester la méthode semi-empirique développée dans ce chapitre en tirant partie des enregistrements des répliques.

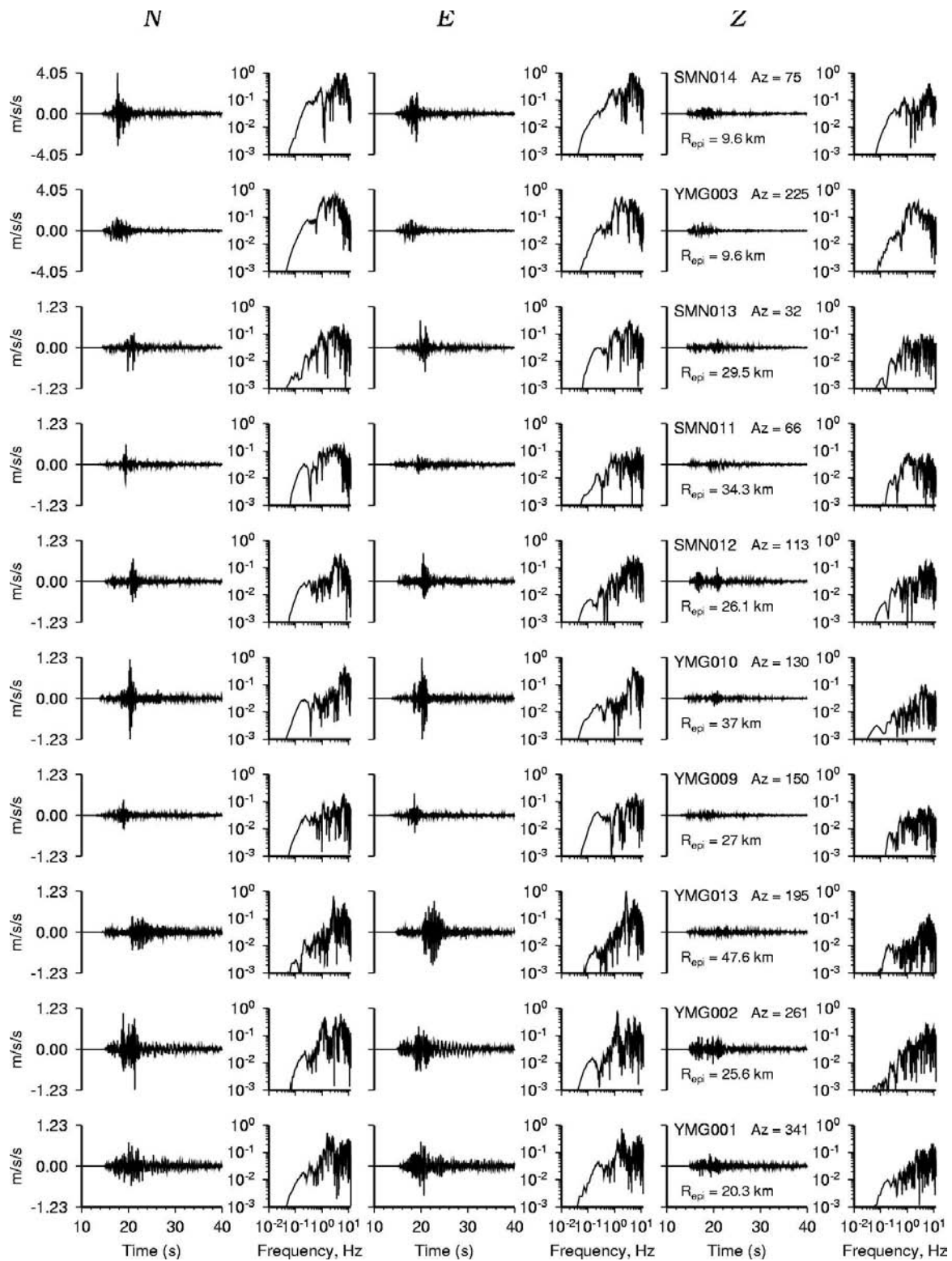


Figure 5.7 : Séries temporelles en accélération et leurs spectres (filtrées dans la bande 0,05 – 12Hz) pour les composantes Nord, Est et Verticale. La distance à l'épicentre et l'azimut de la station par rapport au Nord sont reportés avec le nom de la station.

5.2.4 Analyse des Fonctions de Green Empiriques

La méthode semi-empirique développée dans ce chapitre tire avantage de l'utilisation des séismes de petite magnitude (qui peuvent être de l'ordre de $\sim 2,5 - 4,0$). La fonction de Green hybride est estimée à haute fréquence à partir de la FGE rénormalisée par le moment sismique de la réplique, et à basse fréquence à partir d'une FG numérique. Ceci impose de faire une analyse minutieuse des FGE afin (1) de bien estimer le moment sismique des répliques et (2) de déterminer la bande de fréquences utile des signaux. La plus petite fréquence utile dans la FGE est définie comme la fréquence en deçà de laquelle le rapport signal sur bruit de la FGE n'est plus suffisant. La fréquence maximale de validité des simulations est définie par la fréquence coin (f_c) des répliques. Nous verrons toutefois qu'il est possible de relâcher cette hypothèse.

Estimation de la magnitude des répliques

Rappelons que la magnitude de moment des répliques a été estimée par Ide (1999) à $M_w = 3,6$ (AFT1) et 3,4 (AFT2 et AFT3), soit en utilisant l'expression proposée par Kanamori et Anderson (1975), un moment sismique égal à $3,164 \times 10^{14}$ N.m et $1,585 \times 10^{14}$ N.m, respectivement. Afin de bien contraindre ces valeurs, nous avons effectué une évaluation indépendante de la magnitude des répliques.

Dans un premier temps, nous avons fait une estimation du rapport entre le moment sismique du séisme principal et de celui de la réplique AFT1, en évaluant le rapport des amplitudes spectrales à basse fréquence sur les signaux en déplacement. La Figure 5.8 montre un exemple de l'accélération du sol (composantes radiale et tangentielle) enregistrée par la station SMN011 et les spectres tracés en déplacement pour le séisme et la réplique. Il est à noter que la bande de fréquences utilisée pour évaluer la valeur de l'amplitude spectrale à basse fréquence n'est pas la même pour le séisme (0,05 – 0,2 Hz) et pour la réplique (0,05 - 2 Hz), compte tenu du fort niveau de bruit à basse fréquence dans l'enregistrement de la réplique. Les rapports d'amplitude varient entre 1250 et 7000, avec une valeur moyenne de 4600 ± 2000 . Ainsi, en supposant que le moment sismique du séisme principal est correct, le moment sismique de la réplique AFT1 est estimé à $\sim 1,94 \times 10^{14}$ N.m (soit $M_w \sim 3,45$). Cette estimation néglige l'effet de la dimension de la source.

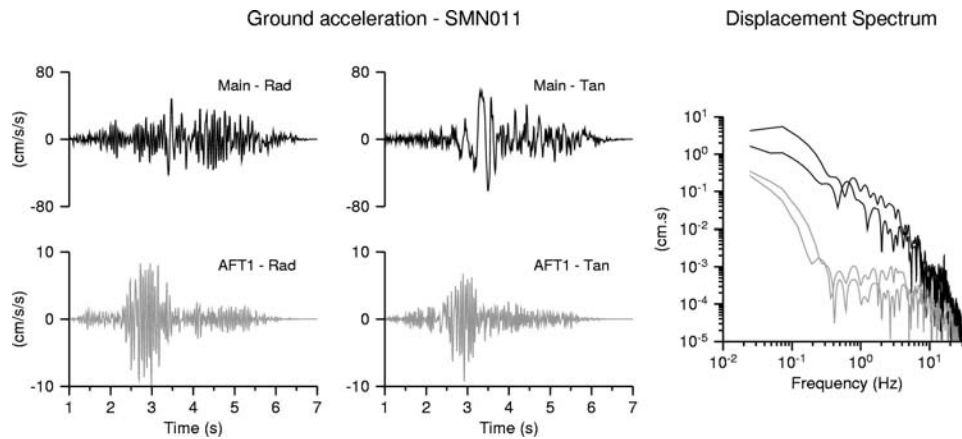


Figure 5.8 : (A gauche) Composantes radiale et tangentielle de l'accélération du sol du séisme principal (en haut) et de la réplique AFT1 (en bas) enregistrées par la station SMN011. (A droite) Spectres en déplacement.

Dans un deuxième temps, nous avons estimé le rapport des amplitudes spectrales à basse fréquence entre les différentes répliques (AFT1/AFT3, AFT1/AFT2 et AFT2/AFT3). Ces estimations ont été faites aux stations qui ont enregistrées les trois répliques (SMN013, SMN014, YMG001 et YMG010) et sont présentées Figure 5.9. Les valeurs du rapport spectral estimé dans la bande de fréquences 0,5 - 2 Hz permettent de confirmer (1) que le moment sismique de la réplique AFT1 est deux fois plus grand que celui des répliques AFT2 et AFT3, et (2) que les moments sismiques pour ces deux derniers sont comparables. Ces évaluations sont cohérentes avec celles faites par Ide (1999) (Tableau 5.3).

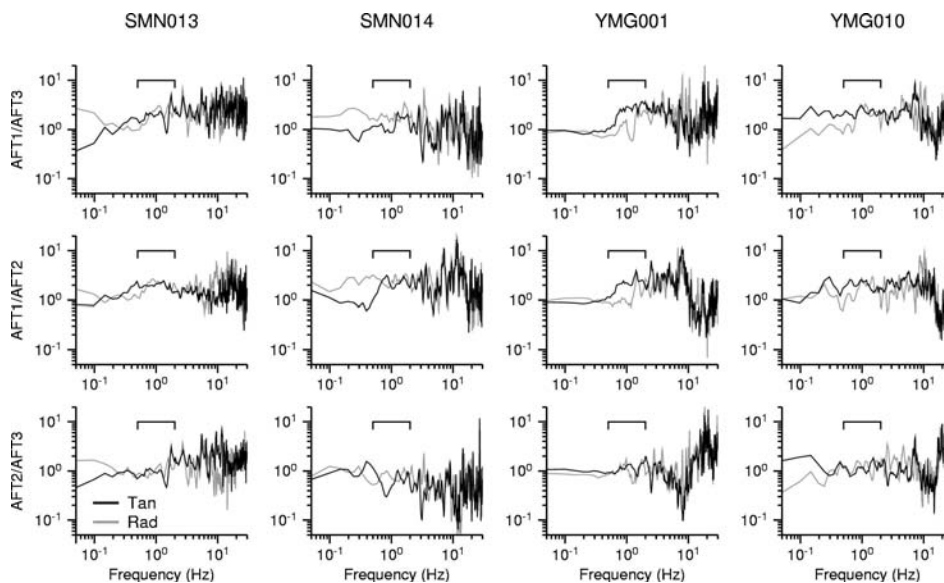


Figure 5.9 : Rapports spectraux en déplacement entre deux répliques (de haut en bas : AFT1/AFT3, AFT1/AFT2 et AFT2/AFT3) estimés à 4 stations (de gauche à droite : SMN013, SMN014, YMG001 et YMG010).

Finalement, nous avons effectué une estimation du moment sismique, M_0 , de la réplique AFT1 à partir de l'amplitude du plateau à basse fréquence sur le spectre en déplacement (e.g. Nechtschein, 2003). Dans une approximation de champ lointain, le moment sismique peut être estimé au travers de l'expression suivante (Aki et Richards, 1980) :

$$M_0 = \frac{4\pi\rho c^3 R}{F_c R_c S_c} \Omega_0 \quad (5.4)$$

où Ω_0 est la l'amplitude du déplacement mesurée à basse fréquence, ρ est la densité, R est la distance source-station, F_c est un terme qui prend en compte l'effet de la surface libre, R_c est le diagramme de radiation, S_c est l'effet de site et c est la vitesse de propagation de l'onde considérée et le sous-indice c représente le type d'onde. Le terme d'effet de site (S_c) est supposé négligeable et la valeur du diagramme de radiation (R_c) fixée à la valeur moyenne pour l'onde S sur la sphère focale (Aki et Richards, 1980). Le moment sismique est ainsi estimé en considérant que $c = 3,43$ km/s, $\rho = 2,7$ gr/cm³, $F_c = 2$, $S_c = 1$, $R_c = 0,63$. Le Tableau 5.4 présente les valeurs de R , Ω_0 , M_0 et M_w estimées pour 8 stations en utilisant les enregistrements de la réplique AFT1.

Tableau 5.4 : Estimation du moment sismique et de la magnitude de la réplique AFT1 à partir de l'estimation de l'amplitude du plateau sur le spectre en déplacement.

Station	R (m)	Ω_0 (cm.s)	M_0 (N.m)	M_w
SMN011	33598	$8,00 \times 10^{-4}$	$3,02 \times 10^{14}$	3,59
SMN012	26939	$5,00 \times 10^{-4}$	$1,52 \times 10^{14}$	3,39
SMN013	29072	$4,00 \times 10^{-3}$	$1,31 \times 10^{14}$	3,34
SMN014	12370	$1,00 \times 10^{-3}$	$1,39 \times 10^{14}$	3,36
YMG002	29221	$9,00 \times 10^{-4}$	$2,96 \times 10^{14}$	3,58
YMG003	15280	$1,50 \times 10^{-3}$	$2,58 \times 10^{14}$	3,54
YMG009	29141	$6,00 \times 10^{-4}$	$1,97 \times 10^{14}$	3,46
YMG010	37904	$3,00 \times 10^{-4}$	$1,28 \times 10^{14}$	3,34
		Moyenne	$2,00 \times 10^{14}$	$3,45 \pm 0.11$

L'estimation du moment sismique est de 2×10^{14} N.m soit une magnitude de moment $M_w = 3,45 \pm 0,11$, c'est-à-dire une valeur légèrement plus faible que la valeur estimée par Ide ($M_w=3.6$). A la lumière de cette analyse, le moment sismique du séisme principal est fixé à $8,913 \times 10^{17}$ N.m, celui de la réplique AFT1 à 2×10^{14} N.m et pour les répliques AFT2 et AFT3 à 1×10^{14} N.m.

Estimation de la fréquence coin et de la bande de fréquences utile sur les enregistrements des répliques

La méthode semi-empirique repose que l'hypothèse que la fonction source de la FGE est impulsionnelle jusqu'à sa fréquence coin (f_c). La fréquence coin n'est pas utilisée dans le calcul, mais elle définit la fréquence maximale de validité des modélisations. Cette fréquence peut être estimée par différentes méthodes, comme par exemple par des techniques d'inversion des paramètres de source par ajustement des spectres théoriques et observés (Miyake et al., 2003), ou simplement en ajustant manuellement la forme théorique en ω^2 aux spectres observés. Dans ce paragraphe, par simplicité, la fréquence coin est estimée au premier ordre en ajustant le spectre théorique et le spectre de la FGE en accélération. La Figure 5.10 montre que les spectres observés pour la réplique AFT1 à trois stations placées à des distances et dans des directions différentes (SMN014 avec une distance à l'épicentre $R_{ep} \sim 7,5$ km, YMG010 à $R_{ep} \sim 36$ km dans la direction perpendiculaire à la faille, et SMN011 à $R_{ep} \sim 32$ km dans l'azimut de la faille) se comparent de façon satisfaisante à un spectre théorique en ω^2 pour une fréquence de coin $f_c = 5$ Hz.

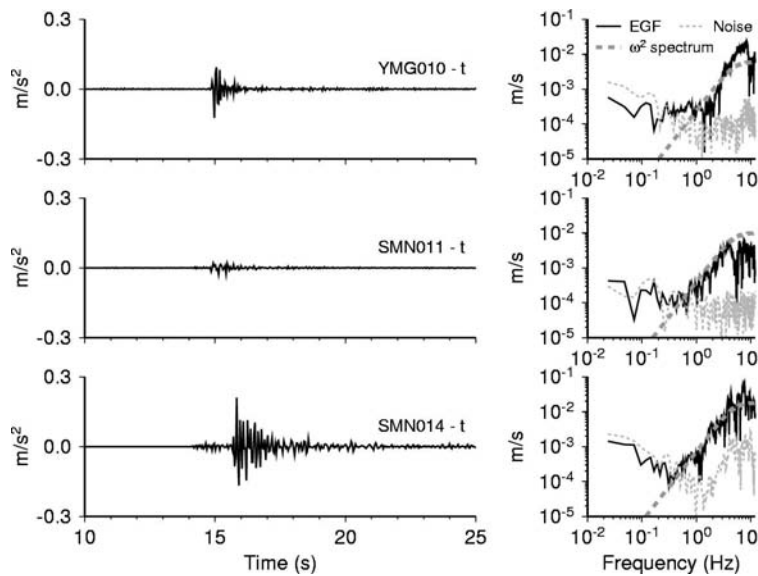


Figure 5.10 : La fréquence coin f_c de la FGE (AFT1) est estimée à 5 Hz par comparaison du spectre observé pour la composante tangentielle avec une forme spectrale théorique en ω^2 . En deçà de 0.75-1 Hz, le spectre de la FGE est dominé par le niveau de bruit.

Finalement, la fréquence minimale de validité des simulations est donnée par le calcul du rapport signal sur bruit sur les enregistrements. L'estimation de ce rapport est toujours une tâche délicate, car le plus souvent, la durée de la fenêtre de bruit est trop courte par rapport à la durée du signal. Dans cette analyse, la fréquence minimale utile est évaluée en comparant les amplitudes spectrales calculées sur une fenêtre de bruit sismique et sur la

fenêtre des ondes S. Comme le montre la Figure 5.10, la fréquence minimale utile est de l'ordre de 0,75 - 1 Hz.

Estimation de la fonction de Green dite « Hybride »

L'étape finale consiste à estimer les fonctions de Green Hybrides pour chaque sous-faille. Elle résulte de la recombinaison en fréquence d'une fonction de Green numérique (contribution essentiellement à basses fréquences) et de la FGE (contribution essentiellement à haute fréquence) en utilisant des filtres complémentaires à phase nulle pour une fréquence de coupure égale à la fréquence minimale utile. Par simplification, la fréquence de coupure des filtres a été fixée à 1 Hz pour toutes les stations. Les fonctions de Green numériques ont été calculées jusqu'à 12 Hz dans le modèle de vitesse proposé par Ide(1999) (Tableau 5.2) avec la méthode des nombres d'ondes discrets (Bouchon et Aki, 1977) en utilisant le code AXITRA (Coutant, 1990). Pour chaque sous-faille, la FGE est décalée en temps afin de synchroniser le pointé de l'onde S avec le temps théorique d'arrivée de l'onde S au point d'observation, et est corrigée en amplitude en utilisant notamment l'estimation du moment sismique de la réplique.

A titre illustratif, la Figure 5.11 montre les résultats obtenus en appliquant cette procédure à la station YMG010. Sur cet exemple, la fonction de Green hybride est estimée pour la sous-faille la plus proche de la position de l'hypocentre de la réplique AFT1. La fonction de Green numérique est très simple avec des phases P et S clairement identifiables. En revanche, la fonction de Green empirique a une signature temporelle plus complexe, tout comme la fonction de Green hybride. Dans le domaine spectral, on peut identifier les contributions relatives de la FGE et de la FG numérique. La fonction de Green Hybride résultante représente à basse fréquence la réponse du modèle géologique tabulaire simplifiée et à haute fréquence la réponse complexe du milieu géologique réel.

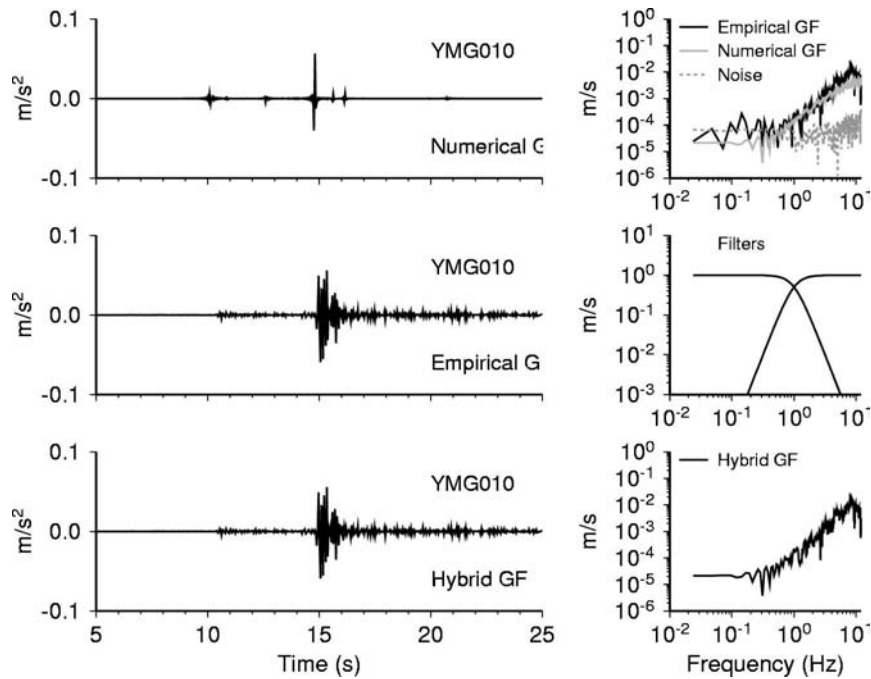


Figure 5.11 : (A gauche) Exemple de construction de la FG hybride (en bas) à partir d'une FG numérique (en haut) et de la FGE (au milieu) pour la station YMG010 (composante nord). (A droite) les spectres des signaux d'entrée (en haut), des filtres complémentaires passe-bas et passe-haut (au milieu) et de la FG hybride (en bas) sont comparés.

5.2.5 Solution de l'imagerie de la source

Plusieurs inversions de l'histoire cinématique de la rupture de la source ont été réalisées pour ce séisme (Ide, 1999 ; Miyakoshi et al., 2000). Dans cette étude, nous nous appuyons sur les résultats obtenus par Ide (1999). A partir des données de mouvement fort, cet auteur a fait plusieurs analyses dont une à basse fréquence (0,1 – 0,5 Hz) en utilisant des fonctions de Green synthétiques et une à plus haute fréquence (0,5 - 2 Hz) en s'appuyant des FGE, respectivement. Les dimensions de la faille utilisées sont $L \times W = 16 \times 12 \text{ km}^2$. La Figure 5.12 montre la distribution du glissement et les temps de propagation du front de rupture pour une des solutions de l'imagerie de la source proposées d'Ide (1999). Cette solution est disponible sur le web grâce à une base de données des glissements collectés par le Dr. Martin Mai et accessible au public. La distribution de glissement comporte un patch de glissement avec une dimension d'aspérité de l'ordre de $L \times W = 9 \times 10 \text{ km}^2$. La valeur maximale du glissement est estimée à 0,50 m. La vitesse moyenne de propagation de la rupture est égale à $V_r \sim 3 \text{ km/s}$. Cette valeur est assez élevée par rapport à la vitesse de propagation des ondes S, ce qui se traduit par un rapport de V_r sur V_s de 0,92 et 0,87 pour les première et deuxième couches, respectivement.

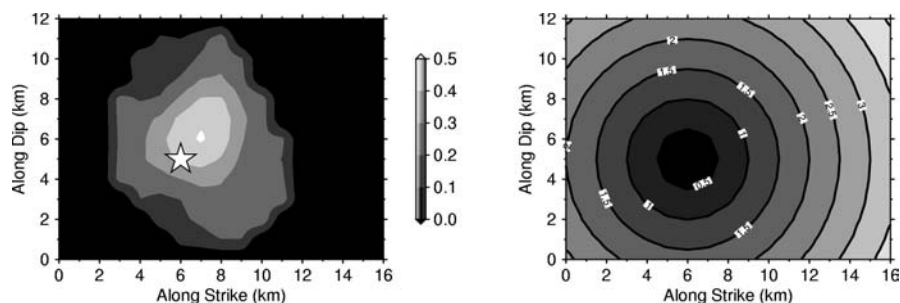


Figure 5.12 : Distributions spatiales (à gauche) du glissement et (à droite) des temps de rupture pour le séisme de Yamaguchi ($M_w = 5,9$) obtenues par Ide (1999) au travers d'une inversion cinématique de données de mouvement fort.

5.2.6 Modélisation d'accélérogrammes synthétiques

Dans cette section, nos objectifs sont de (1) confronter les modélisations obtenues avec une approche semi-empirique avec celles obtenues en utilisant des fonctions Green synthétiques et (2) de valider dans une certaine mesure les modélisations faites avec l'approche semi-empirique. Afin de valider les modélisations, les séries temporelles et des caractéristiques du mouvement sismique portées par des indicateurs du mouvement sismique, tels que le pic d'accélération maximale (PGA) et le pic de vitesse maximale (PGV) du sol vont être comparées aux observations.

Pour ces applications, nous avons fixé les paramètres géométriques de la source (orientation, dimension de la faille, hypocentre, direction du glissement) selon les résultats de l'étude d'Ide (1999). Toutes les stations n'ont pas enregistré les répliques de ce séisme, ce qui limite le nombre des stations que l'on peut utiliser avec l'approche semi-empirique. Les stations pour lesquelles la modélisation a été faite sont présentées sur la Figure 5.13 par rapport à la projection de la faille en surface. Le modèle cinématique utilisé est le modèle de sources composites à distribution fractale présenté dans le chapitre 3. Le paramètre définissant l'extension de la zone de nucléation a été fixé à $h = 0$. Les distributions de glissement ont été générées en considérant une chute de contrainte soit constante et soit variable avec $N = 35000$ et $R_{\max} = 0,225W$. Dans le cas d'une chute de contrainte constante, le paramètre $\Delta\sigma_d$ a été fixé à 30 bars et pour une chute de contrainte variable à $\Delta\sigma_d = 25$ bars (+ 150 bars de fluctuation maximale à petite échelle). La vitesse de rupture est supposée constante et fixée à $V_r = 2,95$ km/s en considérant un front de rupture circulaire. Le temps de montée maximale a été fixé à $\tau_{\max} = 1$ s. Afin d'introduire de la variabilité, cinq réalisations de glissement ont été considérées sans faire varier les autres paramètres.

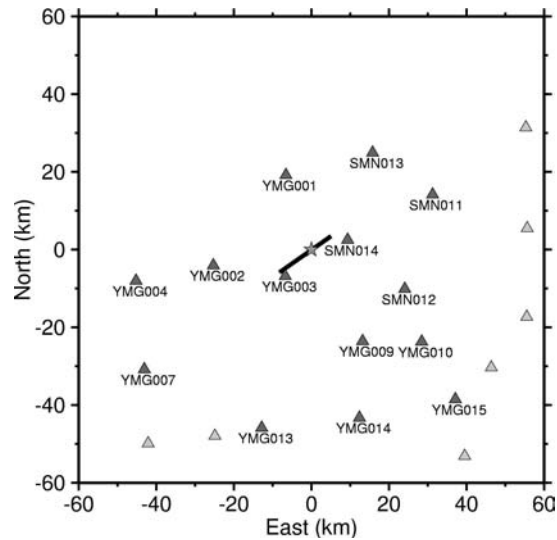


Figure 5.13 : Distribution des stations utilisées dans la modélisation (triangles en gris foncé) par rapport à la projection de la faille en surface (trait noir) et à l'épicentre (étoile).

Les premières simulations n'ont pas été satisfaisantes, ne permettant pas de reproduire le contenu haute fréquence des accélérogrammes enregistrés. Une partie cette déficience à haute fréquence a été attribuée au fait que les sous-événements ont été distribués sur l'ensemble de la surface de la faille, et non pas concentrés sur une partie de la faille comme le suggère la distribution du glissement proposée par Ide (1999). Il était donc nécessaire d'effectuer un ajustement des paramètres afin de restreindre l'énergie sismique rayonnée à une région de la faille plus petite en concentrant la distribution du glissement dans cette région. La stratégie a simplement à réduire la surface effective de la faille sur laquelle les sous-événements peuvent être distribués en la fixant à $l \times w = 12 \times 9 \text{ km}^2$. Deux exemples de distribution de glissement sont présentés sur la Figure 5.14a et b dans le cas d'une chute de contrainte constante et dans le cas d'une chute de contrainte variable, respectivement. La différence la plus remarquable entre ces deux distributions de glissement est le niveau d'hétérogénéité générée, avec des amplitudes spectrales du glissement plus fortes pour les grands nombres d'ondes dans le deuxième cas. Dans les paragraphes suivants, les résultats des modélisations effectuées en utilisant des fonctions de Green purement numériques et hybrides sont présentés.

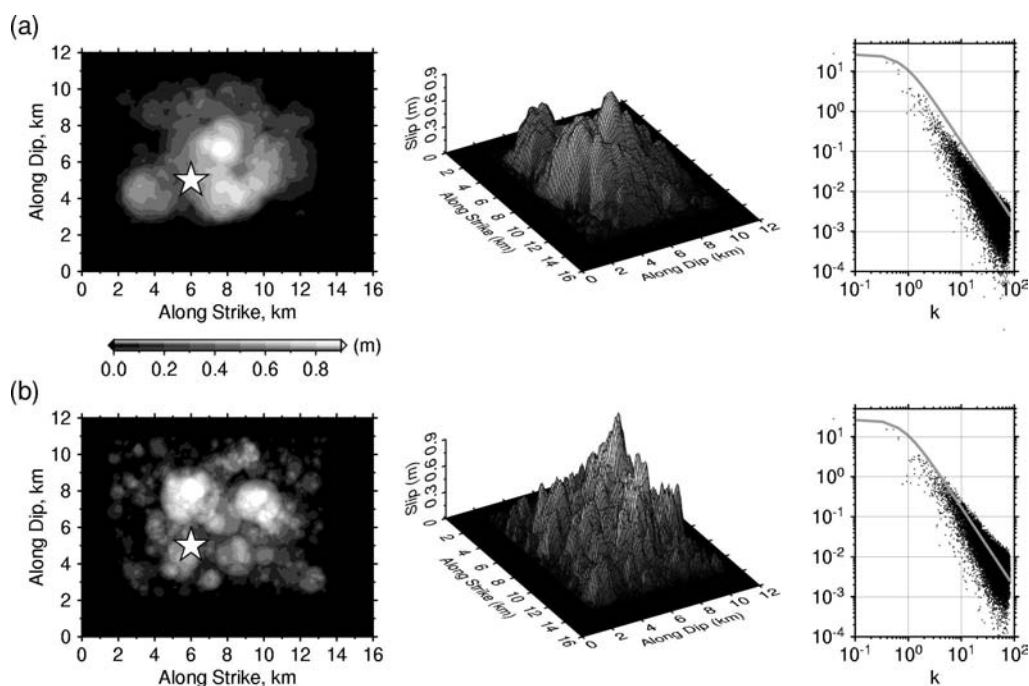


Figure 5.14 : Exemple d'une des distributions de glissement utilisées pour le cas d'une chute de contrainte des sous-événements (a) constante et (b) variable. De gauche à droite, vue 2D, 3D et le spectre. Sur la figure en montrant les amplitudes spectrales du glissement le trait continu en gris représente une courbe analytique en k^{-2} de référence.

5.2.6.1 Prédiction du mouvement fort en utilisant des fonctions de Green numériques

Les modélisations présentées dans ce paragraphe ont été obtenues en utilisant des fonctions de Green numériques. Afin d'illustrer l'effet de la prise en compte d'une chute de contrainte constante et variable, les résultats obtenus selon ces deux hypothèses vont être discutés. Les valeurs de PGA et de PGV estimées pour les cinq réalisations de glissement sont comparées aux valeurs observées ainsi qu'aux valeurs prédites par les relations d'atténuation empiriques proposées par Kanno et al. (2006). La Figure 5.15a montre le cas où la chute de contrainte associée aux sous-événements est constante. Les PGA estimés sont plus faibles que les PGA observés, sauf à courte distance où les estimations et les observations sont du même ordre. Les PGV estimés sont plus proches des observations et suivent une décroissance en fonction de la distance comparable à la décroissance des valeurs observées. La Figure 5.15b présente les résultats obtenus en utilisant une chute de contrainte variable. Dans ce cas, les valeurs de PGA estimés sont plus faibles que les valeurs observées, même si elles sont plus fortes que dans le cas d'une chute de contrainte constante. En termes de PGV, les valeurs prédites sont plus en accord avec les observations que dans le cas précédent.

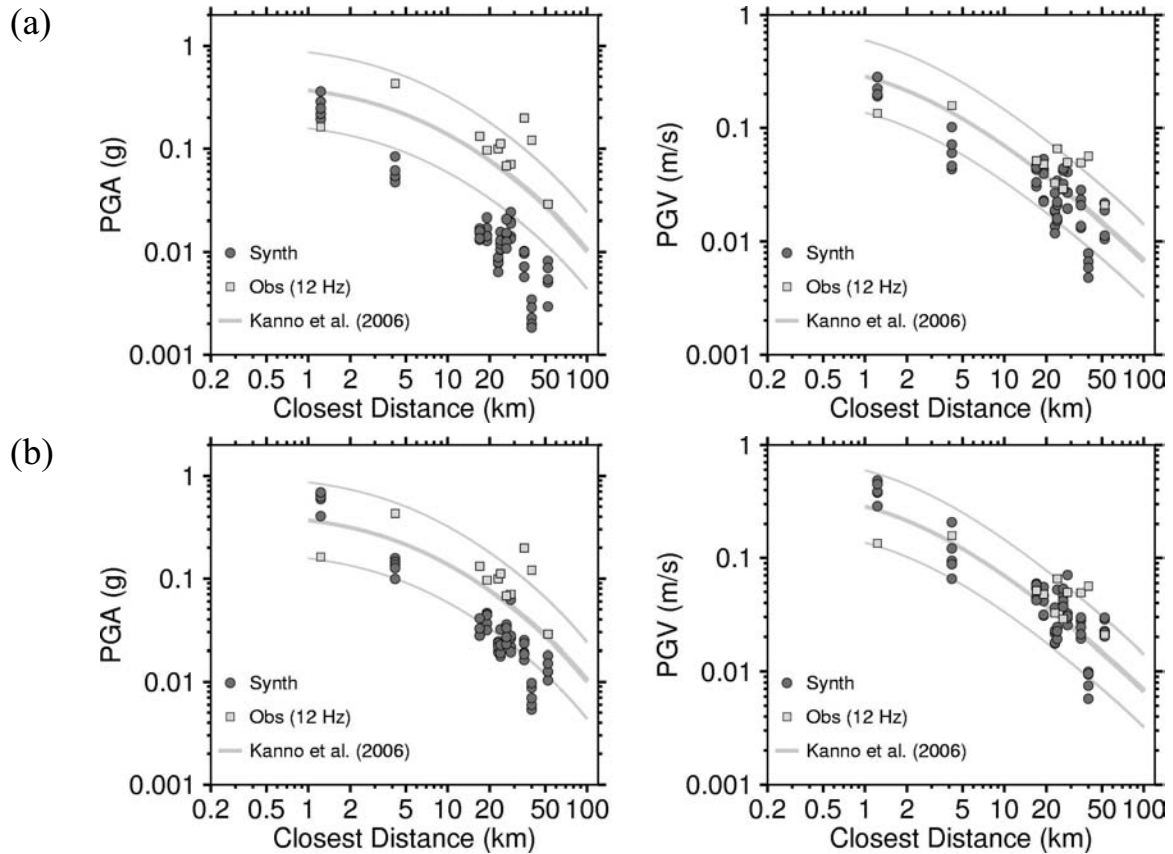


Figure 5.15 : Comparaison des indicateurs du mouvement sismique PGA et PGV prédits (rond gris foncé) versus observés (carré gris clair) pour les cas d'une chute de contrainte (a) constante et (b) variable. Les relations d'atténuation empiriques proposées par Kanno et al. (2006) sont tracées comme référence. Pour ces simulations, des fonctions de Green numériques ont été utilisées.

La Figure 5.16 montre à titre illustratif les signaux modélisés sur cinq stations et pour les trois composantes en considérant le cas d'une chute de contrainte variable. Globalement, on observe que les formes d'ondes des synthétiques en déplacement et en vitesse suivent les grandes caractéristiques observées. Par contre, à plus haute fréquence, en regardant les séries temporelles en accélération et leurs spectres, on constate que la complexité des signaux observés est beaucoup plus importante que celle des signaux modélisés.

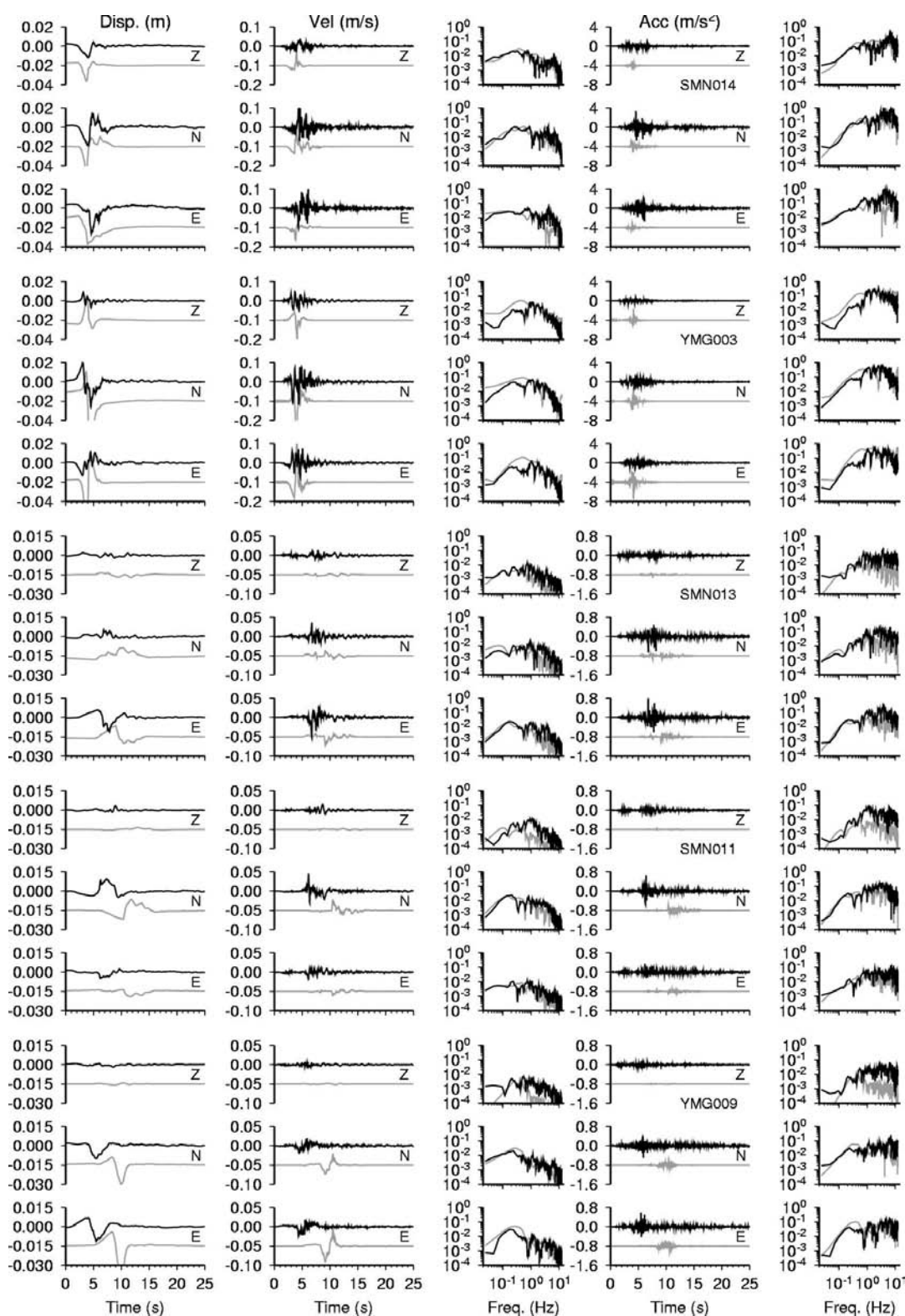


Figure 5.16 : Comparaison des séries temporelles synthétiques (gris) versus observées (noir) tracées en déplacement, vitesse et accélération pour le cas d'une chute de contrainte variable. Les spectres en vitesse et en accélération ont été tracés également. Les synthétiques ont été calculés en utilisant des fonctions de Green numériques et le glissement montré sur la Figure 5.14b.

5.2.6.2 Prédiction du mouvement fort en utilisant des fonctions de Green empiriques

Les synthétiques présentés dans ce paragraphe ont été calculés en utilisant des fonctions de Green empiriques (hybrides) selon la méthode détaillée dans la section 5.1.2. Il faut rappeler que, compte tenu des hypothèses sur lesquelles reposent de la méthode, les résultats ne sont valides que jusqu'à la fréquence de 5 Hz. Par conséquent, afin de comparer les synthétiques et les observations dans une même bande de fréquences, les enregistrements devraient être filtrés jusqu'à 5 Hz. Cependant étant donné que l'objectif n'est pas d'optimiser les paramètres du modèle afin d'ajuster les formes d'onde, mais plutôt de modéliser les principales caractéristiques du mouvement du sol, la fréquence maximale de 12 Hz est conservée dans la présentation des résultats. A la lumière des résultats obtenus en utilisant des fonctions de Green numériques, seul le cas d'une chute de contrainte variable est montré.

Les indicateurs du mouvement sismique (PGA et PGV) estimés pour les cinq réalisations de glissement sont comparés aux observations sur la Figure 5.17. En termes de PGA, les valeurs prédites sont assez proches des valeurs observées. Les prédictions suivent la tendance des observations et de la relation d'atténuation empirique (Kanno et al., 2006). On note toutefois qu'il y a deux stations à la distance de ~ 40 km (YMG010 la plus forte amplitude et YMG013) pour lesquelles les valeurs de PGA observées sont fortes par rapport aux estimations. En termes de PGV, les valeurs prédites sont en assez bon accord avec les observations.

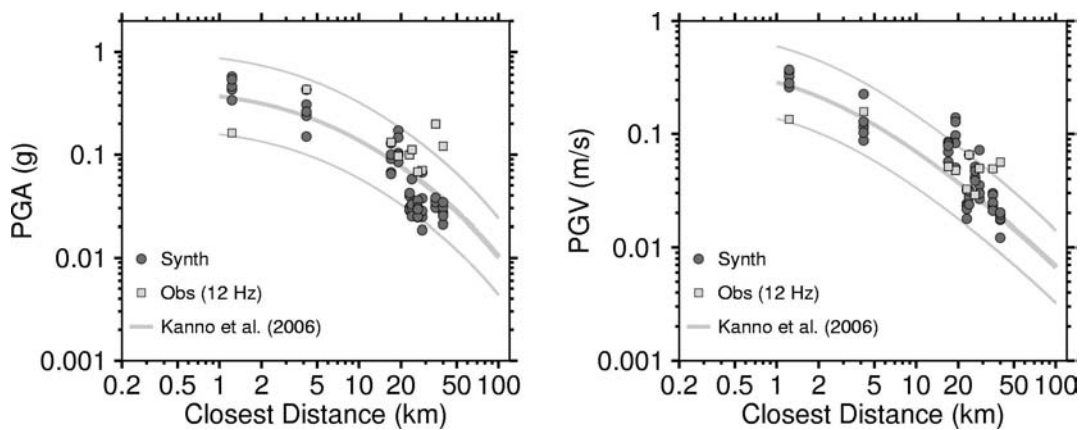


Figure 5.17 : Comparaison des PGA et PGV prédits (ronds) versus observés (carrés). Ces simulations ont été faites en considérant des fonctions de Green hybrides et un glissement généré avec une chute de contrainte variable. Les relations d'atténuation empiriques proposées par Kanno et al. (2006) sont tracées comme référence.

La Figure 5.18 présente les signaux modélisés à cinq stations pour les trois composantes en considérant une chute de contrainte variable et le glissement montré sur la Figure 5.14b. On observe que les formes d'ondes modélisées (en déplacement et vitesse) reproduisent les grandes caractéristiques observées en termes de durée et d'amplitudes. En examinant les

séries temporelles en accélération modélisées aux stations SMN014 et YMG003 (les plus proches de la source), on observe que la durée et les amplitudes sont comparables au premier ordre avec les observations. En revanche, les accélérogrammes calculés aux trois stations SMN013, SMN011 et YMG009 présentent une déficience du contenu haute fréquence par rapport aux observations. Ceci est interprété comme étant dû au fait que les simulations ne sont valides que jusqu'à la fréquence coin de la FGE, estimée autour de 5 Hz, alors que les observations ont été filtrées à 12 Hz. Afin de contourner l'effet de la fonction source de la FGE et d'estimer la réponse impulsionnelle du milieu à hautes fréquences ($f > f_c$), une stratégie consiste à déconvoluer la FGE par une fonction source théorique. Cette stratégie a été testée et les résultats des modélisations sont présentés dans le paragraphe suivant.

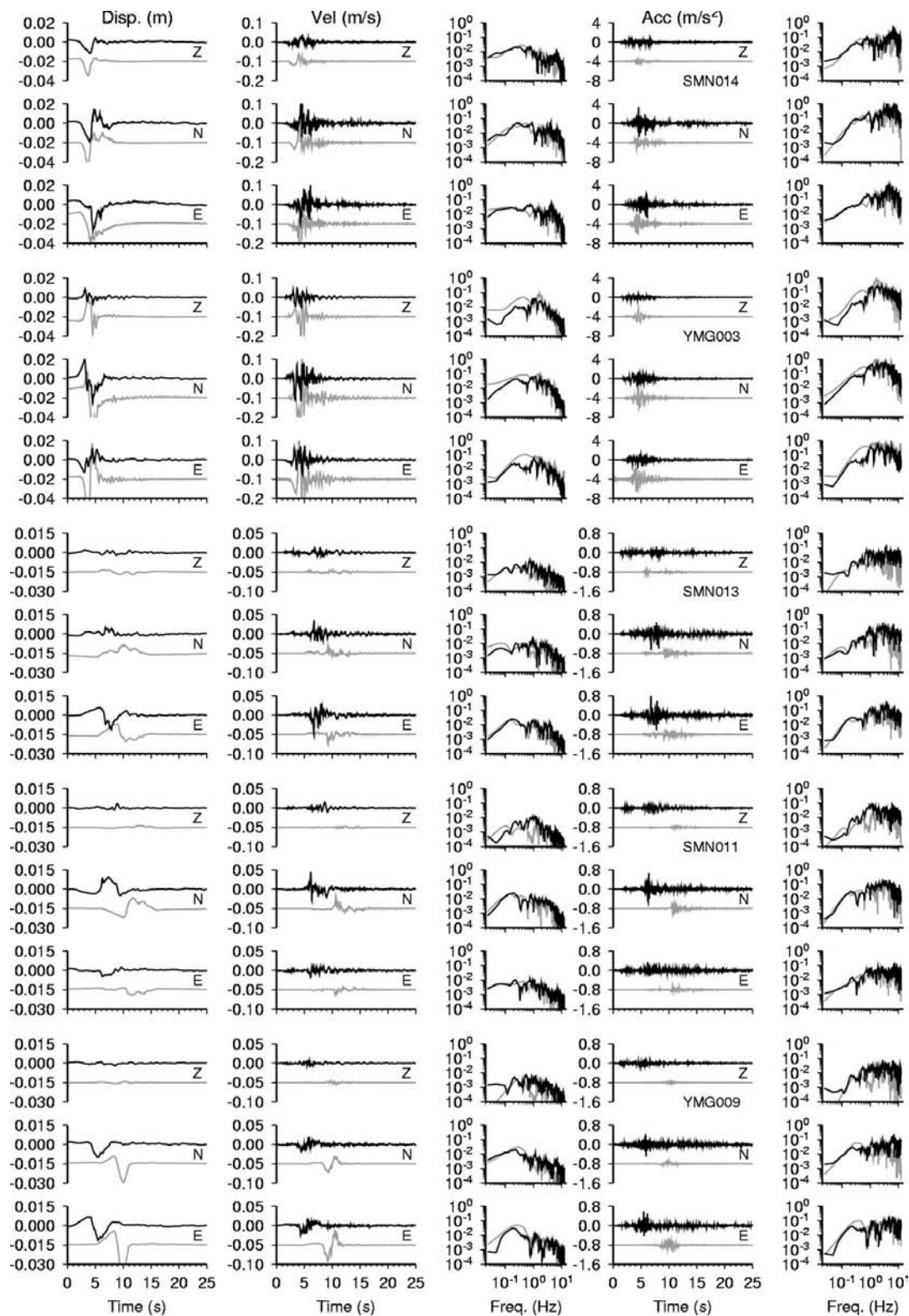


Figure 5.18 : Comparaison des séries temporelles synthétiques versus observées tracées en déplacement, vitesse et accélération pour le cas d'une chute de contrainte variable. Les spectres en vitesse et en accélération ont été tracés également. Les synthétiques ont été calculés en utilisant des fonctions de Green empiriques (hybrides) et le glissement montré sur la Figure 5.14b.

5.2.6.3 Exemple de prédiction du mouvement fort en utilisant des fonctions de Green empiriques déconvoluées

Dans cette section, une procédure de déconvolution de la FGE par une fonction source théorique est testée sur un exemple afin d'enlever l'effet de la fonction source. Cette procédure a été appliquée par Hutchings et al. (2006) sur le séisme d'Athènes de 1999 (M_w 5,9). La fonction source théorique utilisée est la fonction de Brune (1970) qui suit la forme spectrale en ω^2 . Sa fréquence coin a été fixée à 5 Hz. L'hypothèse faite en faisant la déconvolution est que la dimension de la source et l'effet de directivité du petit séisme sont négligeables. La méthode semi-empirique ne change pas à ceci près que la fonction de Green hybride est construite à partir d'une FGE déconvoluée. Par conséquent, les modélisations sont valides au-delà de la fréquence coin de la réplique. Comme le montre la Figure 5.19, les PGA et PGV estimés sont globalement très proches des valeurs observées. L'utilisation d'une FGE déconvoluée a permis de réduire significativement les écarts. On note tout de même l'existence d'écarts que nous n'avons pas cherché à réduire, en particulier pour la station la plus proche pour laquelle on aurait pu par exemple introduire une zone de nucléation stochastique (voir Chapitre 3) afin de réduire les amplitudes, ou redistribuer la zone à fort glissement ou modifier la position relative de l'hypocentre.

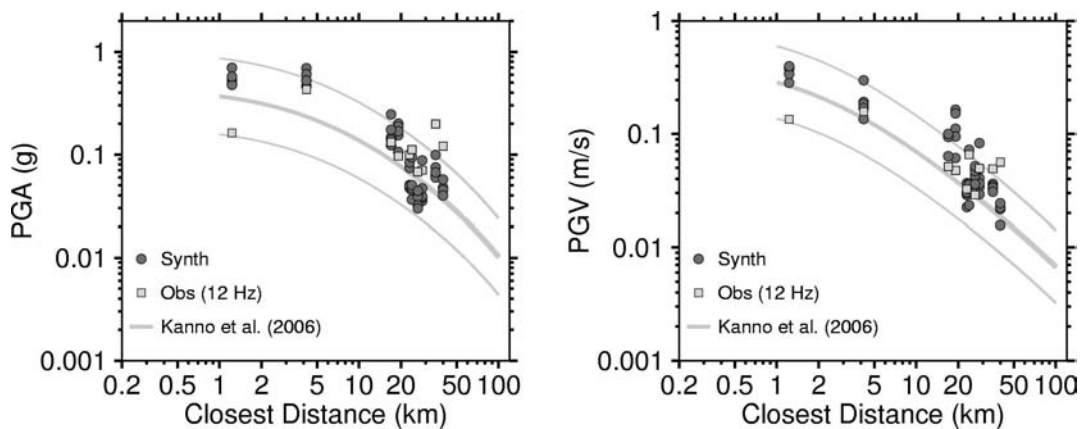


Figure 5.19 : Comparaison des indicateurs du mouvement sismique PGA et PGV estimés (rond gris foncé) versus observés (carré gris clair). Ces simulations ont été faites en considérant des fonctions de Green hybrides déconvoluées et un glissement généré avec une chute de contrainte variable. Les relations d'atténuation empiriques proposées par Kanno et al. (2006) sont tracées comme référence.

Les séries temporelles synthétiques en accélération, vitesse et déplacement sont montrées sur Figure 5.20. Les signaux en déplacement et en vitesse présentent les mêmes caractéristiques que les signaux observés. En termes d'accélération du sol, en comparant les séries synthétiques et observées, les caractéristiques principales (la durée et les amplitudes) sont comparables au premier ordre. Par rapport aux résultats montrés précédemment, les signaux synthétiques en accélération et en vitesse obtenus avec la

5.2 Application au séisme de Yamaguchi Mw 5.9, 1997 (Japon)

procédure de déconvolution de la FGE sont plus riches en haute fréquence par rapport aux signaux montrés sur la Figure 5.18.

5.2 Application au séisme de Yamaguchi Mw 5.9, 1997 (Japon)

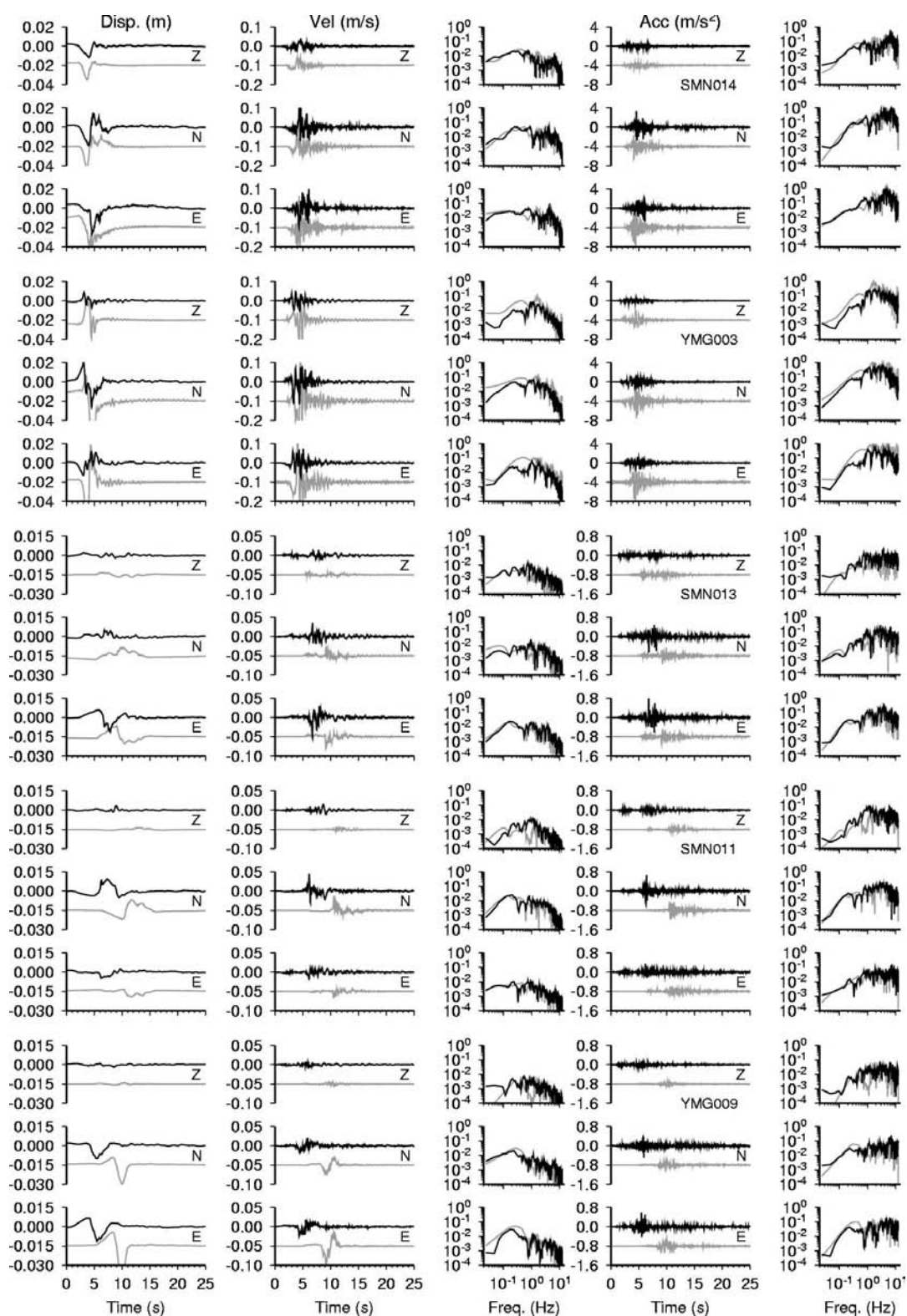


Figure 5.20 : Comparaison des séries temporelles synthétiques versus observées tracées en déplacement, vitesse et accélération pour le cas d'une chute de contrainte variable. Les spectres en vitesse et en accélération ont été également tracés. Les synthétiques ont été calculés en utilisant des fonctions de Green hybrides (déconvoluées) et le glissement montré sur la Figure 5.14b.

5.3 Application de la méthode semi-empirique dans le bassin à Grenoble

Dans ce paragraphe, l'application présentée s'inscrit dans le cadre d'un projet visant à comparer les prédictions de mouvements forts obtenus au travers de différentes approches dans la vallée de Grenoble. L'approche utilisée pour faire la prédiction du mouvement est la technique semi-empirique présentée précédemment. Ce travail (Ruiz et al., 2006) a fait l'objet d'un résumé étendu présenté au congrès « *Third International Symposium on the Effects of Surface Geology on Seismic Motion* » (ESG 2006), au Grenoble, France.

Résumé

Nous présentons une méthode empirique hybride pour simuler le mouvement large bande du sol en combinant un modèle cinématique de source complexe avec des Fonctions de Green Empiriques (FGE). Notre approche est basée sur une description de sources composites où les sous-événements sont générés en utilisant une distribution fractale de la taille. En considérant une vitesse de rupture constante, chaque source élémentaire est décrite avec un modèle de glissement du type crack qui est déclenché lorsque le front de rupture le traverse. Chaque sous-événement est mis en place avec un temps de montée dépendant de l'échelle. Les synthétiques suivent la forme spectrale en ω^2 et les amplitudes spectrales à haute fréquence sont proportionnelles au coefficient de directivité. Ce modèle cinématique est combiné avec la technique des FGEs pour une application dans le bassin de Grenoble dans le cadre de l'ESG2006, numerical Benchmark. Puisque la taille du petit séisme enregistré est à peu près égale à la taille de la grille, les sismogrammes synthétiques sont calculés en utilisant des FGEs hybrides comme FG. La procédure consiste à recombinaison des basses fréquences de la FG numérique avec les hautes fréquences de la FGE décalée en temps. Une composante stochastique est ajoutée à la description de la rupture pour éviter de possibles interférences constructives qui pourraient biaiser la prédiction.

*Third International Symposium on the Effects of Surface Geology on Seismic Motion
Grenoble, France, 30 August - 1 September 2006
Paper Number: xxx*

Kinematic composite source model combined with EGF for modeling strong ground motion

Ruiz Javier^{1,2}, David Baumont¹, Pascal Bernard², Catherine Berge-Thierry¹
1 IRSN (Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire), Fontenay-aux-Roses, France
2 IPGP (Institut de Physique du Globe de Paris), Paris, France

ABSTRACT – We present a hybrid empirical method to simulate broadband ground motion that combines a kinematic complex source model with Empirical Green's Functions (EGF). Our approach is based on a composite source description where subevents are generated using a fractal distribution of sizes. Assuming a constant rupture velocity, each elementary source is described as a crack-type slip model that starts radiating when the rupture front reaches it. Each subevent is set up with a size dependent rise-time. The synthetics follow a ω^2 spectral shape and the high-frequency spectral amplitudes are scaled by the directivity coefficient. We applied this kinematic model with the EGF technique to the Grenoble basin in the framework of the ESG 2006, numerical Benchmark. As the size of the small earthquake recorded is roughly equal to the grid mesh size, synthetic seismograms are computed using a hybrid EGF as a Green's function. The procedure consists to model it combining the synthetic low-frequency and the empirical high-frequency Green's functions with appropriate delay times due to the S-wave travel time propagations. A stochastic component is added to damp possible constructive interference that may bias the prediction.

1. Introduction

Predicting strong ground motion is an important aspect in earthquake engineering and seismic hazard assessment studies, that can be achieved either empirically or numerically. Several numerical approaches were proposed in particular to model the high-frequency content of the accelerograms. Assuming that the high-frequency content is related to complex rupture processes, several kinematic source models with a heterogeneous slip distribution were developed (e.g. Andrews 1980; Boatwright, 1982; Bernard et al., 1996). Some of these models based on the idea that an earthquake can be seen as the superposition of numerous small events (or subevents) have also been proposed such as (1) the composite source model with fractal distribution of sizes (Boatwright, 1988; Frankel, 1991; Zeng et al., 1994) or (2) the specific barrier model (Papageorgiou and Aki, 1983) that assumes a uniform distribution of sizes of subevents.

The complexity observed in the records is also due to the interaction of the radiated wave field with the geological medium (including source-station path and site effects). Although the impulse earth response can be estimated through numerical simulations, this strategy is

often limited to low frequencies due both to computational limitations and to a lack of knowledge of the small scale elastic properties of the medium. An alternative approach proposed by Hartzell (1978) consists to use the records of a small earthquake having a focal mechanism and hypocentral location similar to the target event as empirical Green's functions (EGF).

Some approaches use a simple kinematic rupture process combined with (1) EGF and a Haskell or Kostrov slip velocity functions (Hutchings 1994), or performing techniques to perform an ω^2 model by (2) summing (Irikura and Kamae, 1994), or (3) summing and filtering (Frankel, 1995) EGF. In this study, we present a hybrid empirical method able to simulate broadband ground motion that combines a kinematic stochastic composite source model with Empirical Green's Functions (EGF). Our kinematic model uses heterogeneous slip distribution for which the spectral radiation follows a ω^2 model and the directivity effect is well controlled generating accelerations spectral amplitudes scaled by the directivity coefficient C_d . Within the framework of the ESG2006 Benchmark, this methodology is applied to model the strong ground motions for a Mw 6.0 event located below the Grenoble basin.

2. Kinematic source model based on a composite source model

2.1. Composite slip model description

Following the method proposed by Zeng et al. (1994), we assumed that an earthquake can be described as a sum of self-similar subevents with a fractal distribution of sizes. The number N of circular subevents of radius R is specified by the relation:

$$\frac{dN}{d \ln(R)} = pR^{-D}, \quad (1)$$

where p is a constant of proportionality and D is the fractal dimension. Assuming that the subevent stress drop, $\Delta\sigma_d$, is constant, the p value can be estimated by stating that the target moment is equal to the sum of the subevent moments. Moreover, each subevent is described as a circular crack (Anderson, 1997) with a slip function defined by (Eshelby, 1957):

$$\Delta u(r) = \frac{24}{7\pi} \frac{\Delta\sigma_d}{\mu} \sqrt{R^2 - r^2}, \quad (2)$$

where μ is the rigidity, and r is the radial distance from a point on the fault to the center of the crack. Following Andrews' (1980) work for defining the stress in the k -wavenumber domain, we derived the asymptotic behavior of the slip spectrum of this model:

$$|\Delta\tilde{u}(\mathbf{k})| \propto k^{-3+\frac{D}{2}} \quad (3)$$

The ω -square model proposed by Aki (1967) is the classical reference used by seismologists. Aki's studies show that the displacement spectrum observed on earthquakes reveals a high-frequency falloff that is proportional to ω^{-2} above the corner frequency and a flat level at low-frequencies. As pointed by Andrews (1980), in order to obtain a seismic radiation that follows a ω^{-2} spectrum, a k^{-2} slope at high wavenumber must be chosen, and thus D was fixed to be equal to 2. Indeed, Figure 1 shows an example of a composite slip where one can notice that the slip amplitude spectrum is proportional to k^{-2} at high-wavenumber.

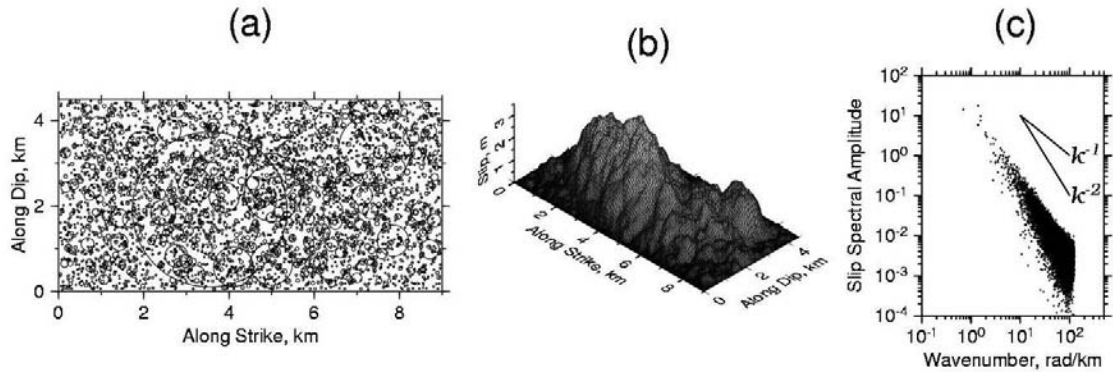


Figure 1. Example of a realization of a k^2 slip distribution computed using a fractal approach. (a) Spatial distribution of the subevents on the fault, (b) final slip and (c) spectral amplitude.

2.2. Kinematic rupture of the composite source model

In this section, we present the kinematic rupture process used for the modeling and characterize the corresponding high-frequency seismic radiation in the far-field approximation. The rupture front is assumed to expand radially from the hypocenter with a constant rupture velocity, V_r . When the rupture front intercepts a subevent, the local contribution of the subevent is set up with a boxcar source time function. Following Bernard et al.' (1996) work, we considered a scale dependent rise time, $\tau(R)$, in order to better control the directivity effect:

$$\tau(R) = \begin{cases} \tau_{\max} & R \geq \frac{L_0}{2} \\ \frac{2R}{v_r} & R < \frac{L_0}{2} \end{cases}, \quad (4)$$

where L_0 is the width of the propagating slip pulse and $\tau_{\max} = L_0/V_r$ is the maximum rise time. The slip velocity is computed at each fault mesh by adding the source time function of the sources contributing to slip at this location. Finally, the synthetic seismogram is calculated convolving the source time function with the Green's function obtained at each fault point.

In order to characterize the statistical behavior of our modeling in term of spectral amplitudes, a set of accelerograms was computed for 40 random slip distributions at a directive, a non-directive and an anti-directive stations located at 100 km. We considered a M_w 6.0, vertical earthquake scenario whose rupture propagates unilaterally ($V_r/V_s = 0.8$). As shown by Figure 2, the mean spectral amplitudes follow the ω^2 model and are proportional at high frequencies to the directive coefficient C_d (equal to 5, 1 and 0,55 for the directive, non-directive and anti-directive stations, respectively). On the other hand, the relative spectral amplitudes can be estimated analytically at high-frequencies assuming that the various crack contributions are incoherent. This implies that the squares of these contributions are additive (Boatwright, 1988; Frankel, 1991). The analytical high-frequency asymptotic solutions are shown in Figure 2 after scaling it with the amplitude observed at the directive station. The relative amplitudes predicted analytically at the none- and anti-directive stations are similar to the mean spectral amplitudes obtained for the 40 realizations.

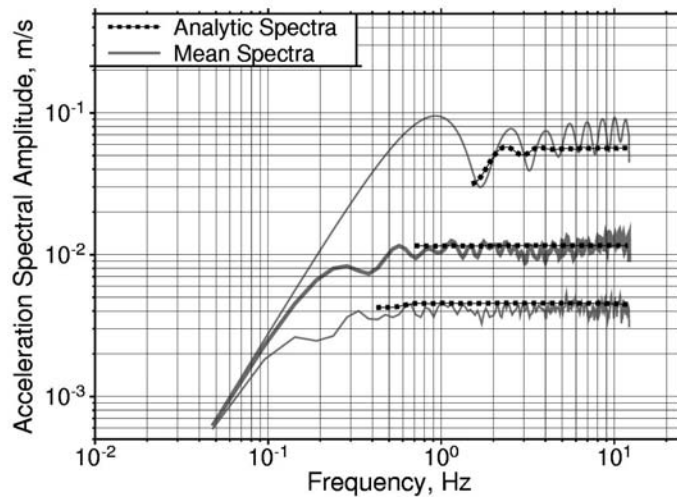


Figure 2. Mean acceleration amplitude spectra computed for 40 stochastic slip realizations (M_w 6.0) using a composite source model with a fractal distribution of sizes. Spectra (gray lines) were computed for the directive, anti- and non-directive stations ($\theta = 0^\circ, 90^\circ$ and 180° , respectively) located at 100 km. High-frequency asymptotic solutions (dashed lines) are superimposed to the mean spectra.

3. Modeling broadband strong ground motion on the Grenoble basin.

The Grenoble basin is a thick sedimentary, 3-D valley, in which strong site effects have been documented in particular by comparing the ground motion recorded on rock site conditions with those obtained on soft soil conditions (Lebrun, 1997). Within the framework of the numerical Benchmark, several computational approaches will be compared for modeling the complex response of the Grenoble basin.

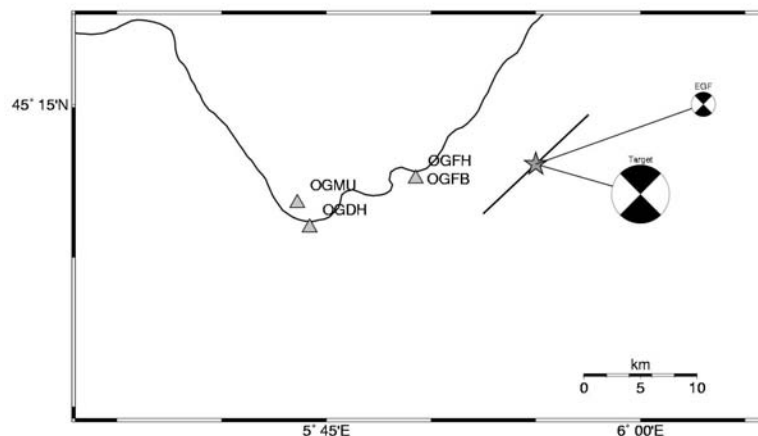


Figure 3. Fault trace and epicentral location used to simulate strong motions at four stations on the Grenoble basin (Model S1). Stations (triangles) and the weak motion (star) recorded are displayed in the same figure as well as the focal mechanism of target and EGF event.

In this section, we present our contribution to the benchmark through the modeling of a M_w 6.0, vertical strike-slip event located just below the Grenoble basin. This event corresponds to the target event for the imposed exercise (Model S1). The fault ($L \times W = 9 \times 4.5 \text{ km}^2$) is

buried at 3 km depth. The simulation was performed at 4 specific sites (Figure 3) using the kinematic complex source model previously presented. The fault plane was subdivided onto a 256×128 regular grid mesh of about $35 \times 35 \text{ m}^2$. The rupture front is assumed to expand radially from the hypocenter at a constant rupture velocity equal to $V_r = 2.8 \text{ km/s}$.

3.1. Green's function

To attempt to face the problem of the wavefield propagation in a complex medium such as the Grenoble basin, Green's functions (GF) were modeled through an empirical approach, consisting to use the records of a small earthquake that has a focal mechanism and hypocentral location similar to the target event, as a GF (Hartzell, 1978). The EGFs were provided by a M_w 2.9, vertical strike-slip earthquake recorded by the stations of the French Accelerometric Network (see Table I and Figure 3). This small event occurred in April 26th, 2003 on the Eastern Part of the so-called Belledonne Border Fault (Thouvenot et al., 2003). The corner frequency for this small event was determined from scaling law relationships (Brune, 1970) to be of the order of 10 Hz.

Table I. Seismic event used as empirical Green's function.

Date - UTC	M_w	Strike	Dip	Rake	Latitude	Longitude	Depth (km)
04/26/2003 03:54:02	2.9	45	90	180	45.2167	5.9167	3

Another important consideration using EGF consists to define the minimal usable frequency based on a signal-to-noise ratio analysis. This frequency depends on several factors such as the magnitude, source-station distance and site conditions. The short duration of seismic noise record available before the P-wave arrival did not allow estimating properly this minimal usable frequency. Nonetheless, assuming a minimal S/N threshold equal to 3, we found that EGFs should be high-pass filtered above 0.2 Hz for OGFH and OGFB and 0.5Hz for OGMU and OGDH.

Table II. Simplified structure velocity used to compute numerical Green's Functions.

Thickness (km)	V_p (km/s)	V_s (km/s)	Q_p	Q_s
0.541	1.77	0.60	340	50
3	5.60	3.20	∞	∞
24	5.92	3.43	∞	∞
8	6.60	3.81	∞	∞
-	8.00	4.45	∞	∞

Rather than using high-pass filtered EGF, we choose to substitute the low frequency content of the EGF by the low frequencies of a synthetic GF. For simplicity, the numerical GFs were computed in a 1D elastic model even if it would have been better to perform low-frequency 3D simulations. The 1D earth model is composed of 7 layers to describe the sediments on top of 3 layers to describe the bedrock (Table II). The numerical GFs were computed using the DWN method (Bouchon and Aki, 1977; Coutant, 1990) up to 20 Hz

with the purpose of calculating purely numerical accelerograms for comparison. After synchronizing the direct S-wave of the numerical GF with the one picked on the EGF, low-pass and high-pass filters were applied to the synthetic and empirical GF, respectively (Figure 4), before recomposing a hybrid GF. No correction was applied above the EGF corner frequency, which implies that the modeling is only valid up to about 10 Hz. On the other hand, time corrections were applied to predict the arrival time of the observed direct S waves, as well as geometrical amplitude corrections ($1/r$) to take into account the change of distance between the nodes and the stations.

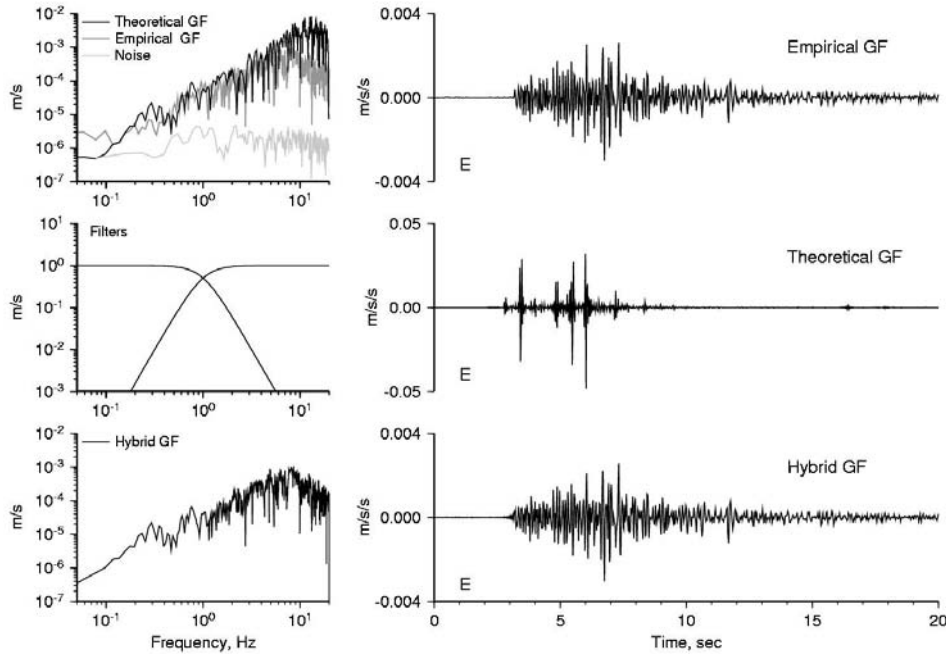


Figure 4. Hybrid Green's function at OGMU (east component). Left-hand graphs show (top) a comparison between the theoretical and empirical GFs versus seismic noise acceleration spectra, (middle) low- and high-pass filters with a cut-off frequency equal to 1.0 Hz and (bottom) hybrid GF spectrum. Right-hand graphs display the accelerogram time series for the (top) empirical, (middle) theoretical and (bottom) hybrid GFs.

3.2. Modeling strong ground motion

Figure 5 shows several synthetic accelerograms modeled for OGMU using various GFs. The synthetics obtained using the numerical GFs (Figure 5a) exhibit a prominent S arrival followed by a low frequency component due to the low velocity waves propagating in the sedimentary layers. The amplitude of this phase is reduced when using the hybrid EGFs (Figure 5b to d). Notice that the synthetics vary slowly with the minimal usable frequency retained for defining the GFs.

Let us now examine the variability of the strong ground motions between OGMU and OGDH that are close to each other (similar distance and azimuth) but located on different soil conditions. As shown by Figure 6a, the frequency contents of the Mw2.9 event records are very different, with in particular a strong amplification around 2 Hz that can be observed at OGDH relatively to OGMU. Moreover, PGA recorded for this small event at OGDH is ten times larger than the one at OGMU. This value increases up to 30 when applying a band-pass filter (0.5 - 2.5 Hz) on the EGFs.

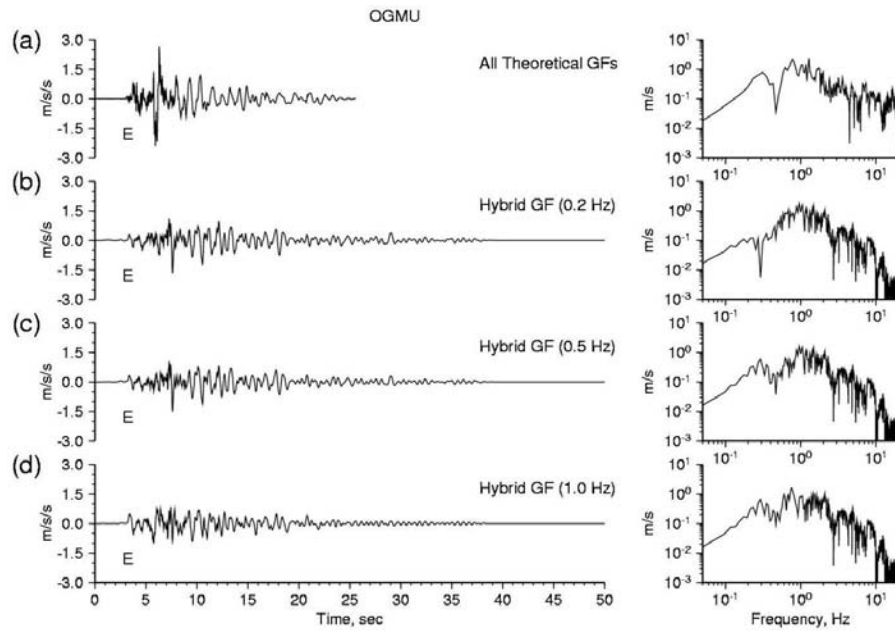


Figure 5. Accelerograms modeled at OGMU (east component) for a Mw 6.0, event scenario using either (a) numerical GFs, or (b to d) hybrid GFs computed with a minimal usable frequency for the EGF equal to 0.2, 0.5 and 1.0 Hz, respectively.

Figure 6b shows the accelerograms modeled at OGMU and OGDH for a Mw 6.0, event scenario using a deterministic kinematic approach (i.e. subevent contributions are set up synchronously at the passage of the rupture front). One can notice that the resulting synthetics modeled at OGDH are unrealistic due to the presence of very large amplitude, monochromatic wavetrains. This is interpreted to be a consequence of the use of a deterministic kinematic time history combined with a single EGF (despite the fact that very different propagation paths are sampled over the fault), which leads to develop very constructive seismic phases. This bias is even accentuated by the presence in the EGF record of a large spectral amplification within the frequency range 0.5 to 2.5 Hz. To counterbalance this effect, random rupture time delays can be added (e.g. Irikura and Kamae, 1994). We thus developed a stochastic composite model which is still the object of on-going studies, however, we found that the parameters controlling the stochastic behavior of the source can be chosen such as the ω^2 spectral model is preserved. As shown for an example in Figure 6c, the synthetic accelerogram satisfies the ω^2 model with amplitudes that have been reduced by a factor 5 with respect to the ones obtained with a deterministic modeling, that is to say that PGA values are equal to about 0.5 and 0.03 g for OGDH and OGMU, respectively.

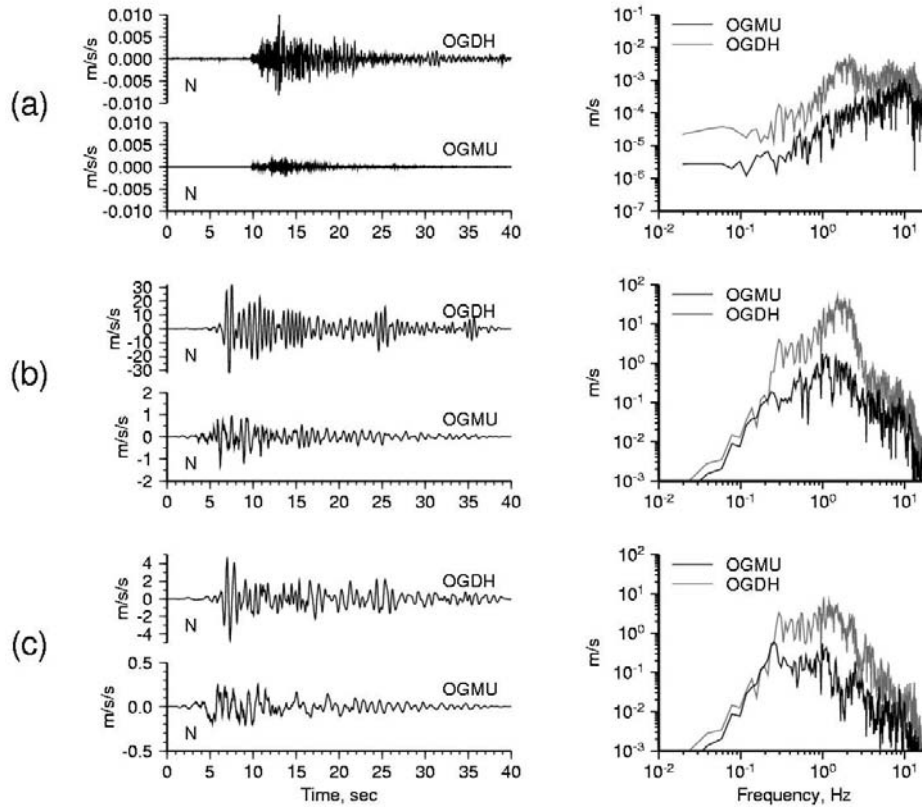


Figure 6. Comparison between the accelerograms modeled at OGMU and OGDH that are close to each other but correspond to different soil conditions. Whereas the spectral amplification noticeable on (a) the Mw 2.9, EGF record at OGDH is (b) over-amplified when modeling a Mw 6.0 scenario with a deterministic time history, (c) adding a stochastic component to the rupture history allows recovering more realistic amplitudes.

Finally, we used a 0.5 Hz, hybrid GF combined with a stochastic composite model to simulate strong ground motions at OGMU, OGDH, OGFH and OGFB stations. Our results in terms of synthetic accelerograms time series and spectra are displayed on Figure 7. One can notice by comparing the prediction at OGFH with the one at OGFB how the superficial layers increase both the coda duration (about 3 times longer) and amplitudes (about 10 to 15 times larger). The PGA values predicted strongly vary spatially from one site to another, the largest PGA value being predicted at OGDH (0.6 g) whereas we obtained PGA equal to 0.05, 0.2 and 0.04 g at OGMU, OGFH and OGFB, respectively. No doubt that a large variability would come out of the exploration of various rupture scenarios (with different rupture velocity, slip distribution, or hypocentral location). However, adding a stochastic component to the rupture history has such a striking impact, that it is important to first attempt to better constrain this parameter before exploring the effects of the other model parameters.

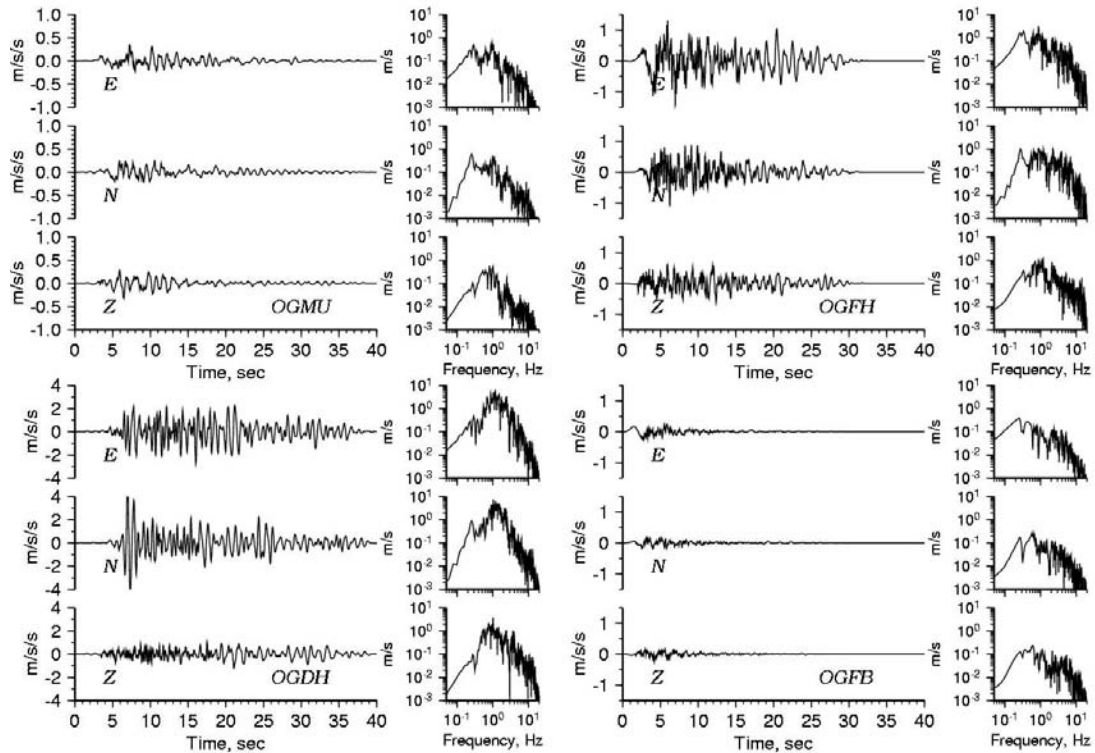


Figure 7. Example of the predictions of the ground motions for a M_w 6.0, earthquake scenario at OGMU, OGFH, OGDH and OGFH. A stochastic composite source model was used in combination with a 0.5 Hz, hybrid GF.

4. Conclusions

In the framework of the Benchmark, it will be interesting to compare our predictions with the ones resulting from 3D or 2D methods, in particular in the frequency domain. Indeed, our model presents the advantages of being quite simple (1D wave propagation for low-frequency and EGF for high-frequency contents) and describes correctly the complexity of the rupture. The synthetic accelerograms are in adequacy with the frequency domain of earthquake engineering interest. Currently, an objective of site effect studies through numerical modeling is to constraint the situations - in terms of geometry and geology - where 1D approach is a sufficient approximation, and where 2D or 3D approaches appear really necessary: these latter methods remain time consuming and justified if the knowledge of geology/geometry is coherent with the target frequency domain.

In this paper, we have shown that combining a composite source model with an empirical Green Function technique is a powerful tool to predict broadband strong ground motion, with a ω^2 spectral shape and high-frequency spectral amplitude scaled by the directivity coefficient. Using small magnitude event is of particular interest in the EGF approximation because no filter corrections are needed. Nonetheless, the approach is limited at low-frequency by the poor signal-to-noise ratio, so that the low-frequency content was modeled and substituted to the EGF to produce a hybrid EGF. On the other hand, this hybrid EGF is only valid up to the corner frequency of the small event (~ 10 Hz) and further work is needed to make prediction beyond this frequency. Another important aspect that has been treated is related to the need for adding a stochastic component to the rupture history in order to damp possible constructive interference that may bias the prediction.

References

- Aki, K. (1967). Scaling law of seismic spectrum. *J. Geophys. Res.* 72, 1217-1231.
- Anderson, J. G. (1997). Seismic energy and stress drop parameters for a composite source model. *Bull. Seism. Soc. Am.* 87, 85-96.
- Andrews, D.J. (1980). A stochastic fault model, I, static case. *J. Geophys. Res.* 85, 3867-3877.
- Bernard P., A. Herrero, and C. Berge (1996). Modeling directivity of heterogeneous earthquake ruptures. *Bull. Seism. Soc. Am.* 86, 1149-1160.
- Boatwright, J. (1982). A dynamical model for far-field acceleration. *Bull. Seism. Soc. Am.* 72, 1049-1068.
- Boatwright, J. (1988). The seismic radiation from composite models of faulting. *Bull. Seism. Soc. Am.* 78, 489-508.
- Bouchon, M and K. Aki (1977). Discrete wavenumber representation of seismic-sources wave fields. *Bull. Seism. Soc. Am.* 67, 259-277.
- Brune, J.N. (1970). Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *J. Geophys. Res.* 75, 4997-5009.
- Coutant, O. (1990). Programme de Simulation Numérique AXITRA. *Rapport LGIT, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.*
- Eshelby, J.D. (1957). The determination of the elastic field of a ellipsoidal inclusion and related problems. *Proc. Roy. Soc. London, A* 241, 376-396.
- Frankel, A. (1991). High-frequency spectral falloff of earthquakes, fractal dimension of complex rupture, b value, and the scaling of strength on faults. *J. Geophys. Res.* 96, 6291-6302.
- Frankel, A. (1995). Simulating strong motions of large earthquakes using recordings of small earthquakes: the Loma Prieta mainshock as a test case. *Bull. Seism. Soc. Am.* 85, 1144-1160.
- Hartzell, S.H. (1978). Earthquakes aftershocks as Green's functions. *Geophys. Res. Lett.* 5, 1-4.
- Hutchings, L. (1994). Kinematics Earthquakes Models and Synthesized Ground Motion Using Empirical Green's Functions. *Bull. Seism. Soc. Am.* 84, 1028-1050.
- Irikura, K. and K. Kamae (1994). Estimation of strong motion in broad band frequency band based on a seismic source scaling model and an empirical Green's functions technique. *Erice, Annali de Geophysicae, Vol. XXXVII*, 1721-1743.
- Lebrun, B. (1997). Les effets de site: étude expérimentale et simulation de trios configurations. *PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.*
- Papageorgiou, A. S. and K. Aki (1983). A specific barrier model or the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong motion, Part. I: description of model. *Bull. Seism. Soc. Am.* 74, 693-722.
- Thouvenot, (2003). The Belledonne Border Fault: identification of an active seismic strike-slip fault in the western Alps. *Geophys. J. Int.* 155, 174-192.
- Tumarkin, A. G., R. J. Archuleta and R. Madariaga (1994). Scaling relations for composite earthquakes models. *Bull. Seism. Soc. Am.* 44, 1279-1283.
- Zeng, Y., J. G. Anderson and G. Yu (1994). A composite source model for computing realistic synthetic strong ground motions. *Geophys. Res. Lett.* 21, 725-728.

5.4 Conclusions et perspectives de la méthode semi-empirique

Les résultats présentés au cours de ce chapitre ont confirmé l'intérêt de l'utilisation des fonctions de Green empiriques pour la prédiction du mouvement fort du sol, et en particulier, le cas de l'utilisation des enregistrements de séismes de très petite magnitude. Dans ces conditions, l'enregistrement peut être considéré comme une bonne approximation de la réponse impulsionnelle du milieu géologique jusqu'à la fréquence coin du petit séisme. Un des intérêts de la méthode semi-empirique est qu'elle peut être combinée avec les approches cinématiques développées au cours de cette thèse, et ainsi permettre de définir les paramètres de sources avec une grande souplesse, de mieux contrôler la directivité à toutes les échelles, ou d'introduire une vitesse de rupture variable. L'application d'une approche empirique s'avère très intéressante dans des régions à sismicité modérée où la plupart du temps, seuls des enregistrements de petits séismes sont accessibles. Ainsi, la prédiction du mouvement du sol peut être faite pour un séisme de magnitude plus élevée (non enregistré) en utilisant les enregistrements disponibles pour de petits séismes. D'un autre côté, la validation de ce type d'approche ne peut se faire que dans des régions où la sismicité est plus importante, donnant accès à des enregistrements pour différentes magnitudes.

Dans ce chapitre, nous avons présenté des modélisations du séisme de Yamaguchi-ken Hokubo. A la lumière de nos résultats, il paraît clair que le contenu haute fréquence des accélérogrammes est mieux modélisé en utilisant des FG hybrides plutôt que des FG numériques. Les modélisations faites à partir des FG hybrides déconvoluées sont celles qui reproduisent de façon la plus satisfaisante les principales caractéristiques du mouvement du sol (PGA, PGV, forme spectrale, contenu haute fréquence).

Il faut noter qu'il reste à explorer la sensibilité de certains paramètres, comme par exemple, les effets du moment sismique estimé pour le petit séisme ou des variations de la fréquence f_c utilisée pour déconvoluer la FGE. Des améliorations de la méthode sont possibles, comme par exemple :

- Effectuer un calcul de fonctions de Green à basse fréquence par simulation 2D ou 3D par exemple dans un cas où il s'avère nécessaire d'inclure la réponse d'un bassin sédimentaire et que les données du modèle géologique sont disponibles ;
- Utiliser plusieurs FGE afin de mieux échantillonner le plan de faille ;
- Utiliser un filtre spatio-temporel afin de modéliser les trains d'ondes P et S.

A ce stade du développement du modèle, l'incorporation de fonction de Green numériques calculées à basse fréquence est techniquement possible. L'utilisation de plusieurs FGE

pose encore quelques difficultés (définir la méthode de recombinaison la plus adaptée). Il serait de plus intéressant de valider l'applicabilité de cette méthode pour des séismes de plus grande magnitude.

Conclusions et perspectives

Au cours de ce travail de thèse, un effort important a été dédié à l'amélioration de la modélisation large-bande du mouvement du sol au travers de diverses approches cinématiques en apportant des contraintes physiques sur les paramètres de la source qui définissent l'histoire spatio-temporelle de la rupture. Un deuxième axe de recherche a consisté à mieux prendre en compte la complexité de la propagation des ondes, au travers d'une approche semi-empirique basée sur l'utilisation de fonctions de Green Empiriques (FGE).

Afin de rendre les modélisations de la vitesse de glissement plus physiques au regard de celles proposées par les modèles dynamiques de la rupture, nous avons fait évoluer le modèle cinématique en k^{-2} et proposer une nouvelle méthode de recombinaison dans l'espace des nombres d'ondes spatiaux. Au cours de ces travaux, il a été montré que les vitesses de glissement modélisées par ce nouveau modèle se caractérisent par une singularité au temps de rupture suivie d'une décroissance temporelle. Ce résultat est au premier ordre en accord avec les solutions des modèles dynamiques, tout en préservant les qualités du rayonnement du modèle k^{-2} (rayonnement en ω^2 et contrôle de la directivité en C_d). De plus, cette méthodologie a permis d'établir un lien entre le modèle de type k^{-2} et les modèles de sources composites. Ainsi, un nouveau modèle de source cinématique basé sur une description de sources composites à distribution fractale a été développé. Ce modèle présente de grandes similitudes de rayonnement avec le modèle k^{-2} mais d'une part se caractérise par une plus grande souplesse de mise en œuvre, et d'autre part génère naturellement des vitesses de glissement qui ont un comportement moyen assez proche des résultats obtenus par modélisation dynamique. L'introduction d'une loi d'échelle sur la taille de la zone de nucléation a permis de mieux contrôler l'effet de la directivité à toutes les échelles. Ce paramètre permet de réduire l'écart type de la distribution des PGA et PGV

modélisés, ce qui est plus en accord avec les valeurs prédites par les relations d'atténuation empiriques de Kanno et al. (2006). Il a de plus été démontré au cours de ces travaux que les amplitudes spectrales rayonnées en champ lointain par ce modèle sont proportionnelles à une fraction du coefficient de directivité, C_d . Ce type de modèle s'avère très intéressant puisque les effets de directivité sont contrôlés au travers de peu de paramètres, sur une large gamme de distances et d'azimuts, et en particulier à courte distance de la faille.

Un autre aspect développé au cours de cette thèse concerne la prise en compte d'une vitesse de rupture variable. La distribution de la vitesse de rupture a été estimée à partir d'un glissement hétérogène en k^{-2} en s'appuyant sur les relations analytiques proposées par les modèles dynamiques. Les modélisations faites en incorporant un front de rupture fluctuant ont montré que les effets sur le mouvement du sol sont plus marqués à distances proches de la faille. Cependant, plusieurs questions restent encore ouvertes et plusieurs pistes intéressantes doivent être explorées. D'un point de vue du développement du code numérique, il faudra incorporer la vitesse de rupture variable au calcul du temps de montée, et étudier l'effet induit sur le rayonnement modélisé avec le modèle de sources composites à distribution fractale. D'un autre côté, il serait intéressant de savoir si la description de l'histoire spatio-temporelle de la rupture modélisée au travers des approches cinématiques proposées dans cette thèse est compatible, « strictement parlant », avec les modélisations dynamiques. Ceci pourra nous permettre de mesurer les limites d'applicabilité des expressions analytiques et en même temps de mieux contraindre l'ensemble des paramètres utilisés dans une modélisation cinématique afin d'aller vers une description « pseudo-dynamique » de la rupture.

Sans doute, la variabilité du mouvement sismique est liée aux effets de la source sismique, mais aussi aux effets de site et à la propagation des ondes. La dernière partie de ce manuscrit de thèse a été dédiée à une meilleure prise en compte de la complexité de la propagation des ondes avec une approche semi-empirique, basée sur l'utilisation de fonctions de Green Empiriques (FGE). Les résultats de la simulation des mouvements du sol occasionnés par le séisme de Yamaguchi ($M_w = 5,9$) de 1997 montrent la nécessité d'incorporer des fonctions de Green « réalistes » (empiriques) dans les simulations afin de mieux modéliser le contenu haute fréquence des accélérogrammes. Plusieurs évolutions de cette méthode sont possibles, comme par exemple, (1) faire un calcul plus réaliste des fonctions de Green à basse fréquence par simulation 2D ou 3D, (2) utiliser plusieurs FGE afin de mieux échantillonner le plan de faille. L'incorporation de fonctions de Green numériques plus complexes est techniquement possible, cependant il faudra définir la méthodologie de recombinaison de plusieurs FGE.

Enfin d'autres aspects n'ont pas pu être abordés au cours de cette thèse, parmi lesquels on peut citer :

- Géométrie de la faille plus complexe. La prise en compte d'une géométrie plus complexe de la faille par modélisation cinématique peut être abordée en deux parties. D'une part, en modélisant la cinématique de la rupture d'un système de failles pour prendre en compte la segmentation. Cet aspect a été introduit dans la modélisation avec le modèle k^{-2} (Berge et al., 1999, Baumont et al., 2004) mais avec l'inconvénient de l'existence d'une discontinuité de glissement entre les différents segments. D'autre part, en essayant de modéliser la variation locale de la géométrie de la surface du plan de faille (la rugosité) dans le but de réduire en partie l'effet de directivité.
- Modélisation pour un site spécifique. Dans le cas d'une étude pour un site spécifique, il est possible de coupler l'accélérogramme modélisé à une certaine profondeur (au rocher) avec une propagation 1D dans une colonne de sol en incorporant des effets de site non linéaires. Ce type d'approche, propagation 1D dans une colonne de sol plus réaliste, a été déjà utilisée à partir d'une modélisation stochastique d'accélérogrammes (Pousse, 2005).
- Le problème d'inversion de la rupture cinématique. Grâce au développement du problème de modélisation directe, des techniques d'inversion sont également rendues possibles. Une technique d'inversion basée sur un modèle de sources composites à distribution fractale a déjà été proposée dans la littérature (Zeng et Anderson, 1996).

Références

- Abrahamson, N. A. and W. J. Silva (1997). Empirical response spectral attenuation relations for shallow crustal earthquakes. *Seism. Res. Lett.*, **68**, 94-128.
- Achenbach, J. D. and J. A. Harris (1978). Ray methods for elastodynamics radiation from a slip zone of arbitrary shape. *J. Geophys. Res.*, **83**, 2283-2291.
- Aki, K. (1967). Scaling law of seismic spectrum, *J. Geophys. Res.*, **72**, 1217-1231.
- Aki, K. (1979). Characterization of Barriers on an Earthquake Fault, *J. Geophys. Res.*, **84**, 6140-6148.
- Aki, K., and P. Richard (1980). Quantitative Seismology, Theory and Methods, W.H. Freeman and Co., San Francisco, Vol. I et II.
- Ambraseys, N. N., K. A. Simpson and J. J. Bommer (1996). Prediction of horizontal response spectra in Europe, *Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, **25**, 371-400.
- Anderson, J. G. (1997). Seismic energy and stress drop parameters for a composite source model, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **87**, 85-96.
- Andrews, D. J. (1976a). Rupture propagation with finite stress in antiplane strain. *J. Geophys. Res.*, **81**, 3575-3582.
- Andrews, D. J. (1976b). Rupture velocity of plane strain shear cracks. *J. Geophys. Res.*, **81**, 5679-5687.
- Andrews, D. J. (1980). A stochastic fault model I, static case. *J. Geophys. Res.*, **85**, 3867-3877.
- Andrews, D. J. (1981). A stochastic fault model II, Time-Dependent case. *J. Geophys. Res.*, **86**, 10821-10834.
- Andrews, D. J. (1985). Dynamic plane-strain shear rupture with a slip-weakening friction law calculated by a boundary integral method. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, 1-21.
- Aochi H., C. Berge-Thierry, M. Cushing, O. Scotti and P. Volant (2004). Probabilistic and Dynamic Approaches of Earthquake Scenarios in the Moyenne Durance, France. ESC Potsdam, 13 September 2004.

- Aoi, S., K. Obara, S. Hori, K. Kasahara, and Y. Okada (2000). New strong-motion observation network: Kik-Net, *EOS Trans. Am. Geophys. Union*, **81**, 329.
- Archuleta, R. J. and S. H. Hartzell (1981). Effects of fault finiteness on near-source ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **71**, 939-957.
- Arias, A. (1970). A measure of earthquake intensity. In Hansen R.J. (ed.) *Seismic Design for Nuclear Power Plants*, pages 438–483. The M.I.T. Press.
- Baumont D., C. Berge-Thierry, P. Bernard, and A. Herrero (2002). On the simulations of broad-band strong ground motions using a “ k^{-2} ” kinematic source model: Applications to moderate earthquakes. Extended abstract in 12th Symposium on Earthquake Engineering, Roorkee, India.
- Baumont, D., J. Ruiz, C. Berge-Thierry and M. Cushing (2004). On the simulations of broadband strong ground motions for moderate earthquakes along the Durance fault, France. *Extended abstract for OCDE Meeting*, Tsukuba, Japan.
- Baumont, D., O. Scotti, F. Courboux and N. Melis (2004). Complex kinematic rupture of the Mw 5.9, 1999 Athens earthquake as revealed by the joint inversion of regional seismological and SAR data. *Geophys. J. Int.*, **158**, 1078–1087 doi: 10.1111/j.1365-246X.2004.02374.x.
- Ben-Menahem, A. (1961). Radiation of seismic surface-waves from finite moving sources. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **51**, 401–435.
- Beresnev, I. and G. M. Atkinson (1997). Modeling Finite-Fault Radiation from ω^{-2} Spectrum. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **87**, 67-84.
- Berge C., A. Herrero, P. Bernard, M. Bour, and P. Dominique (1998). The spectral source model: a tool for deterministic and probabilistic seismic hazard assessment. *Earthquake spectra*, 14 (1), 35-57.
- Berge, C. (1997). Modélisation haute-fréquence des sources sismiques : application au risque sismique, *Ph. D thesis*, Université de Paris VI.
- Berge-Thierry C., F. Cotton, O. Scotti, D. A. Griot-Pommerand, and Y. Fukushima (2003). New empirical response spectral attenuation laws for moderate European earthquakes, *J. Earth. Eng.*, **7**, 193-222.
- Berge-Thierry C., M. Cushing, O. Scotti, and F. Bonilla (2004). Determination of the seismic input in France for the nuclear power plants safety: regulatory context, hypothesis and uncertainties treatment. OECD/NEA Workshop, Tsukuba, Japan.
- Berge-Thierry C., P. Bernard and A. Herrero (2001). Simulating strong ground motion with the “ k^{-2} ” kinematic source model : An application to seismic hazard in the Erzincan Basin, Turkey, *Journal of Seismology*, **5**, 85-101.
- Berge-Thierry, C., J. C. Gariel and P. Bernard (1998). A very broad-band stochastic source model used for near source strong motion prediction, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1063-1066.
- Berge-Thierry, C., P. Lussou, B. Hernandez, F. Cotton, and J. C. Gariel (1999). Computation of the strong motion during the 1995 Hyogoken-Nanbu earthquake, combining the k -square spectral source model and the discrete wavenumber technique. *The Effects of Surface on Seismic Motion*, Irikura, Kudo, Okada & Sasatani Eds. 1999 Balkema, Rotterdam.
- Bernard, P. (1987). Du caractère complexe et agressif des sources sismiques. *Thèse de doctorat d'état*, Université de Paris VII.

- Bernard, P. and R. Madariaga (1984). A new asymptotic method for the modeling of near-field accelerograms, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 539-559.
- Bernard, P., A. Herrero and C. Berge-Thierry (1996), Modeling directivity of heterogeneous earthquakes ruptures. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 1149-1160.
- Beroza, G. and T. Mikumo (1996). Short slip duration in dynamic rupture in the presence of heterogeneous fault properties. *J. Geophys. Res.*, **101**, 22449-22460.
- Boatwright, J. (1982). A dynamical model for far-field acceleration. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 1049-1068.
- Boatwright, J. (1988). The seismic radiation from composite models of faulting, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 489-508.
- Boore, D. M. (1983). Stochastic simulation of high frequency ground motion based on seismological models of the radiated spectra, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **73**, 1865-1894.
- Boore, D. M. (2003). Simulation of ground motion using the stochastic method. *Pure and Applied Geophysics*, **160**, 635-675.
- Boore, D. M., and W. B. Joyner (1997). Site amplification for generic rock sites, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **87**(2), 327-341.
- Boore, D. M., and W. B. Joyner (1978). The influence of rupture incoherence on seismic directivity. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **68**, 283-300.
- Boore, D. M., W. B. Joyner and T. E. Fumal (1997). Equations for estimating horizontal response spectra and peak acceleration from western north American earthquakes: a summary of recent work, *Seism. Res. Lett.*, **68**, 128-153.
- Bouchon M., M. N. Toksöz, H. Karabulut and M. -P. Bouin (2002). Space and time evolution of rupture and faulting during the 1999 Izmit (Turkey) earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 256-266.
- Bouchon, M. (1997). The state of stress on some faults of the San Andreas system as inferred from near-field strong motion data. *J. Geophys. Res.*, **102**, 11731-11744.
- Bouchon, M. (2003). A Review of the Discrete Wavenumber Method. *Pure Appl. Geophys.*, **160**, 445-465.
- Bouchon, M. and K. Aki (1977). Discrete wavenumber representation of seismic-sources wave fields, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, 259-277.
- Bour, M. and M. Cara (1997). Test of a simple empirical Green's function method on moderate size earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **87**, 668-683.
- Brune, J. N. (1970). Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *J. Geophys. Res.*, **75**, 4997-5002.
- Burjánek, J. (2002). A composite source model with fractal subevent size distribution. *Master Thesis*, Dpto. of Geophys. Charles University, Prague.
- Burridge, R., and G. S. Halliday (1971). Dynamic shear cracks with friction as models for shallow earthquakes. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **25**, 261-283.
- Chi, W. C., D. Dreger and A. Kaverina (2001). Finite-source modeling of the 1999 Taiwan (chi-chi) earthquake derived from a dense strong-motion network. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **91**, 1144-1157.
- Cochard, A. and R. Madariaga (1994). Dynamic Faulting under Rate-dependent Friction. *Pageoph.*, **142**, No.3/4, 419-445.

- Cochard, A. and R. Madariaga (1996). Complexity of seismicity due to highly rate-dependent friction. *J. Geophys. Res.*, **101**, 321-336.
- Cotton, F. and M. Campillo (1995). Frequency domain inversion of strong motions: application to the 1992 Landers earthquake. *J. Geophys. Res.*, **100**, 3961-3975.
- Cotton, F., F. Scherbaum, J. L. Bommer, H. Bungum (2006). Criteria for selecting and adjusting ground-motion models for specific target regions: Application to Central Europe and rock sites, *Journal of Seismology*, doi:10.1007/s10950-005-9006-7.
- Coutant, O. (1990). Programme de Simulation Numérique AXITRA, *Rapport LGIT*, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.
- Cushing E. M. and O. Bellier (2003). Technical report IRSN n° 03-21. Faille de la Moyenne Durance : précisions concernant le tracé en surface de la faille entre Pertuis et Château Arnoux.
- Cushing M., H. Aochi, S. Baize, D. Baumont, O. Bellier, C. Berge-Thierry, O. Scotti, and P. Volant. Recent findings integrated for seismic hazard assessment : the case study of the Durance fault. Extended abstract for OCDE Meeting, Tsukuba, Japon, 2004.
- Cushing, M. and O. Bellier (2003). Carte du trace de surface de la faille de la Moyenne Durance entre Aix Provence et Château Arnoux.
- Dalguer, L. A., H. Miyake, and K. Irikura (2004). Characterization of dynamic asperity source models for simulating strong ground motion, Proceedings of the 13th World Conference on Earthquake Engineering (13WCEE), Vancouver, B.C., Canada, August 1-6, 2004, Paper No. 3286.
- Dan, K., and T. Sato (1999). A Semi-empirical Method for simulating Strong Motions Based on Variable-Slip Rupture Models for Large Earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **89**, 36-53.
- Das, S. (2003). Spontaneous Complex Earthquake Rupture Propagation, *Pure Appl. Geophys.*, **160**, 579-602.
- Das, S. and B. V. Kostrov (1983). Breaking of a Single Asperity: Rupture Process and Seismic Radiation. *J. Geophys. Res.*, **88**, 427764288.
- Das, S. and K. Aki (1977a). A numerical study of two-dimensional spontaneous rupture propagation, *Geophys. J.R. Astr. Soc.*, **50**, 643-668.
- Das, S. and K. Aki (1977b). Fault Plane With Barriers: A Versatile Earthquake Model. *J. Geophys. Res.*, **82**, 5658-5670.
- Day, S. M. (1982). Three-dimensional simulation of spontaneous rupture: the effect of nonuniform prestress, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 1881-1902.
- Delavaud, E., P. Cupillard, G. Festa, J. P. Vilotte (2006). 3D spectral element method simulations of the seismic response in the Caracas basin. IIIrd International Symposium on "The effects of surface geology on seismic motion", (ESG 2006), Bard, P.Y., Chaljub, E., Cornou, C., Cotton, F. and Guéguen, P. Editors, Grenoble, 29 August - 01 September, 2006.
- Delouis, B., D. Giardini, P. Lundgren, and J. Salichon (2002). Joint inversion of InSAR, GPS, teleseismic and strong motion data for the spatial and temporal distribution of earthquake slip: Application to the 1999 Izmit Mainshock. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 278-299.

- Dieterich, J. H. (1992). Earthquake nucleation on faults with rate- and state-dependent strength, *Tectonophysics*, **211**, 115-134.
- Dong, G. and A. S. Papageorgiou (2002a). Seismic Radiation from a Unidirectional Asymmetrical Circular Crack Model, Part I: Constant Rupture Velocity. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 945-961.
- Dong, G. and A. S. Papageorgiou (2002b). Seismic Radiation from a Unidirectional Asymmetrical Circular Crack Model, Part II: Variable Rupture Velocity. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 962-982.
- Dong, G. and A. S. Papageorgiou (2003). On a new class of kinematic models: symmetrical and asymmetrical circular and elliptical cracks. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **137**, 129-151.
- Douglas, J. (2003). Earthquake ground motion estimation using strong ground motion records: a review of equations for the estimation of peak ground acceleration and response spectral ordinates. *Earth-Science Reviews*, **61**, 43-104.
- Dunham, E. M. and R. J. Archuleta (2005). Near-source ground motion from steady state dynamic rupture pulses. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L03302, doi:10.1029/2004GL021793.
- Dziewonski, A. M., G. Ekström, and N. N. Maternovskaya (1999). Centroid-moment tensor solutions for April-June 1997. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **112**, 1-9.
- Eshelby, J. D. (1957). The determination of the elastic field of a ellipsoidal inclusion and related problems. *Proc. Roy. Soc. London, A* **241**, 376-396.
- Festa, G., E. Delavaud, and J. P. Villotte (2005). Interaction between surface and absorbing boundaries for wave propagation in geological basins: 2D numerical simulations. *Geophys. Res. Lett.*, **32**(20), L20306.
- Frankel, A. (1991). High-frequency spectral falloff of earthquakes, fractal dimension of complex rupture, b value, and the scaling of strength on fault, *J. Geophys. Res.*, **96**, 6291-6302.
- Frankel, A. (1995). Simulating strong motions of large earthquakes using recordings of small earthquakes: the Loma Prieta mainshock as a test case. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **85**, 1144-1160.
- Freund, L. B. (1979). The Mechanics of Dynamics Shear Crack Propagation. *J. Geophys. Res.*, **84**, 2199-2209.
- Futterman, W. I. (1962). Dispersive body waves. *J. Geophys. Res.*, **67**, 5279-5291.
- Gallovič, F. (2002). High frequency strong motion synthesis for k^2 rupture models. Master Thesis, Dpto. of Geophys. Charles University, Prague.
- Gallovič, F. and Y. Brokešová (2004). On strong ground motion synthesis with k^2 slip distributions, *J. Seism.* **8**, 211-224.
- Gallovič, F. et J. Brokešová (2007). Hybrid k^2 -squared source model for strong motion simulations: Introduction. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **160**, 34-50, doi: 10.1016/j.pepi.2006.09.002.
- Gibowicz, S. J. and A. Kijko (2000). An Introduction to Mining Seismology, 1ra. edn, Cambridge University Press, Cambridge.
- Gradshteyn, I. and I. M. Ryzhik (1965). Table of integrals, Series, and Products. Academic Press, New York.

- Graves, R. and A. Pitarka (2006). Broadband ground motion simulations for large earthquakes in California. IIIrd International Symposium on "The effects of surface geology on seismic motion", (ESG 2006), Bard, P.Y., Chaljub, E., Cornou, C., Cotton, F. and Guéguen, P. Editors, Grenoble, 29 August - 01 September, 2006.
- Guatteri, M., P. M. Mai and G. C. Beroza (2002). Dynamic and pseudodynamic source characterization for strong ground motion prediction (abstract), *EOS* **83**, no. 47, Fall Meet. Suppl., Abstract S12B-1210.
- Guatteri, M., P. M. Mai and G. C. Beroza (2004). A pseudo-dynamic approximation to dynamic rupture models for strong ground motion prediction, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **94**, 2051-2063.
- Guatteri, M., P. M. Mai, G. C. Beroza and J. Boatwright (2003). Strong Ground Motion Prediction from Stochastic-Dynamic Source Models. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **93**, 301-313.
- Hartzell, S. H. (1978). Earthquakes aftershocks as Green's functions. *Geophys. Res. Lett.*, **5**, 1-4.
- Hartzell, S., M. Guatteri, P. M. Mai, P-C. Liu, and M. Fisk (2005). Calculation of broadband time histories of ground motion, Part. II: Kinematic and dynamic modeling using theoretical Greens functions and comparison with the 1994 Northridge earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* **95**, 614-645.
- Hartzell, S., S. Harmsen, A. Frankel and S. Larsen (1999). Calculation of Broadband Time Histories of Ground Motion: Comparison of Methods and Validation using Strong-Ground Motion from the 1994 Northridge Earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **89**, 1484-1504.
- Haskell, H. N. (1964). Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, 1811-1842.
- Heaton, T. H. (1982). The 1971 San Fernando Earthquake ; a double event ?. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 2037-2062.
- Heaton, T. H. (1990). Evidence for and implication of self-healing pulses of slip inearthquake rupture. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **64**, 1-20.
- Herrero, A. (1994). Paramétrisation spatio-temporelle et spectrale des sources sismiques : application au risque sismique. *Thèse de Doctorat*, Université Paris VII.
- Herrero, A. and P. Bernard (1994). A kinematic self-similar rupture process for earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 1216-1228.
- Herrmann, R. B. and C. Y. Wang (1985). A comparison of synthetic seismograms. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 41-56.
- Hisada, Y. (2000). A Theoretical Omega-Square Model Considering the Spatial Variation in Slip and Rupture Velocity. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **90**, 387-400.
- Hisada, Y. (2001). A Theoretical Omega-Square Model Considering Spatial Variation in Slip and Rupture Velocity. Part 2: Case for a Two-Dimensional Source Model. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **91**, 651-666.
- Horikawa, H. (2001). Earthquake doublet in Kagoshima, Japan: Rupture of asperities in a stress shadow. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **91**, 112– 127.
- Husseini, M. I., D. B. Jovanovich, M. J. Randall and L. B. Freund (1975). The fracture energy of earthquakes. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **43**, 367-385.

- Hutchings L., E. Ioannidou, W. Foxall, N. Voulgaris, J. Savy, I. Kalogeras, L. Scognamiglio and G. Stavrakakis (2006). A physically based strong ground-motion prediction methodology; application to PSHA and the 1999 Mw 6.0 Athens earthquake. *Geophys. J. Int.*, doi: 10.1111/j.1365-246X.2006.03178.x.
- Hutchings, L. (1994). Kinematics Earthquakes Models and Synthesized Ground Motion Using Empirical Green's Functions. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 1028-1050.
- Hutchings, L. and F. Wu (1990). Empirical Green's functions from small earthquakes: a waveform study of locally recorded aftershocks of the San Fernando earthquake, *J. Geophys. Res.*, **95**, 1187–1214.
- Ida, Y. (1972). Cohesive force across the tip of longitudinal-shear crack and Griffith's specific surface energy. *J. Geophys. Res.*, **77**, 3796-3805.
- Ide, S. (1999). Source process of the 1997 Yamaguchi, Japan, earthquake analyzed in different frequency bands, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1973-1976.
- Ide, S. and H. Aochi (2005). Earthquakes as multiscale dynamic ruptures with heterogeneous fracture surface energy. *J. Geophys. Res.*, **110**, B11303, doi:10.1029/2004JB003591.
- Ide, S., and G. C. Beroza (2001). Does apparent stress vary with earthquake size?. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3349-3352.
- Iio, Y. (1992). Slow initial phase of the P-wave velocity pulse generated by microearthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 477-480.
- Inoue, T. and T. Miyatake (1998). 3D Simulation of Near-Field Strong Ground Motion Based on Dynamic Modeling, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 1445-1456.
- Irikura, K. (1983). Semi-empirical estimation of strong motion during large earthquakes. *Bull. Disas. Prev. Res. Inst.*, Kyoto Univ. Vol. 33, Part 2, No. 298, pp. 63-104.
- Irikura, K. (1986). Prediction of strong motion acceleration motions using Empirical Green's functions. 7th Japan Earthquake Engineering Symposium, Japan, pp. 151-156.
- Irikura, K. and K. Kamae (1994). Estimation of strong motion in broad band frequency band based on a seismic source scaling model and an empirical Green's functions technique, *Erice, Annali de Geophysicae*, Vol. XXXVII, pp. 1721-1743.
- Joyner, W. B. (1991). Short Notes: Directivity for nonuniform ruptures, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 1391-1395.
- Kamae, K., K. Irikura and A. Pitarka (1998). A Technique for Simulating Strong Ground Motion Using Hybrid Green's Function. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 357-367.
- Kanamori, H. and D. L. Anderson (1975). Theoretical Basis of Some Empirical Relations in Seismology. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **65**, 1073-1095.
- Kenett B. L. N., and N. J. Kerry (1979). Seismic waves in a stratified half space. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **57**, 557-583.
- Kinoshita, S. (1998). Kyoshin Net (K-NET). *Seism. Res. Lett.*, **69**, 309-332.
- Kjartansson, E. (1979). Constant Q-Wave Propagation and Attenuation. *Jour. Geophys. Res.*, **84**, 4737-4748.
- Kostrov, B. V. (1964). Self-similar problems of propagation of shear cracks, *J. Appl. Math. Mech.*, **28**, 1077-1087.

- Lavallée, D. and R. J. Archuleta (2003). Stochastic modeling of spatial complexities for the 1979 Imperial Valley, California, earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1245, doi:10.1029/2002GL015839.
- Lay, T. and H. Kanamori (1985). An asperity model of great earthquake. Earthquake Prediction, Maurice Ewing Series, Vol. 4, pp. 579-592.
- Lay, T. and T. C. Wallace (1995). Modern Global Seismology. Academic Press.
- Lebrun, B. (1997). Les effets de site: étude expérimentale et simulation de trios configurations. *PhD. thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.*
- Levret A., Backe J. and Cushing M. (1994), Atlas of macroseismic maps for French earthquakes with their principal characteristics. *Natural Hazards*, **10**, 19-46.
- Liu, P., R. J. Archuleta and S. H. Hartzell (2006). Prediction of Broadband Ground-Motion Time Histories: Hybrid Low/High-Frequency Method with Correlated Random Source Parameters. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **96**, 2118-2130.
- Ma, K. F., J. Mori, S. J. Lee, and S. B. Yu (2001). Spatial and temporal distribution of the slip for the 1999 Chi-Chi, Taiwan earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **91**, 1069-1087.
- Madariaga, R. (1976). Dynamics of an expanding circular fault. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **66**, 639-666.
- Madariaga, R. (1977). High-frequency radiation from crack (stress drop) models of earthquakes faulting. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **51**, 625-651.
- Madariaga, R. (1979). On the relation between seismic moment and stress drop in the presence of stress and strength heterogeneity. *J. Geophys. Res.*, **84**, 2243-2250.
- Madariaga, R. (1983). High frequency radiation from dynamic earthquake fault models. *Annales Geophysicae*, **1**, 1, 17-23.
- Mai, P. M. and G. C. Beroza (2002). A spatial random field model to characterize complexity in earthquakes slip, *J. Geophys. Res.*, **107**, 2308, doi:10.1029/2001JB000588.
- Mai, P. M. and G. C. Beroza (2003). A hybrid method for calculating near-source, broadband seismograms: application to strong motion prediction, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **137**, 183-199.
- Mikumo, T. and T. Miyatake (1978). Dynamical rupture process on a three-dimensional fault with non-uniform friction and near-field seismic waves, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **54**, 417-438.
- Miyake, H., I. Tomotaka and K. Irikura (2003). Source Characterization for Broadband Ground-Motion Simulation: Kinematic Heterogeneous Source Model and Strong Motion Generation Area. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **93**, 2531-2545.
- Miyakoshi, K., T. Kagawa, H. Sekiguchi, T. Iwata, and K. Irikura (2000). Source characterization of inland earthquakes in Japan using source inversion results, Proc. 12th World Conf. Earthq. Eng., Auckland, New-Zealand, 8pp (CDROM).
- Miyakoshi, K., T. Kagawa, H. Sekiguchi, T. Iwata, and K. Irikura (2000). Source characterization of inland earthquakes in Japan using source inversion results, Proc. 12th World Conf. Earthq. Eng., Auckland, New-Zealand, 8 pp (CDROM).
- Nadeau, R. M. and L. R. Johnson (1998). Seismological studies at Parkfield VI: Moment release rates and estimates of source parameters for small repeating earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 790-814.

- Nakamura, H. and T. Miyatake (2000). An approximate expression of slip velocity time function for simulation of Near-field strong motion. *Zisin*, **53**, 1-9.
- Nechtschein S., 2003, Moment Magnitude Mw Calculation for Seismic Events Recorded by the Durance Network, IRSN Report, 29P.
- Nielsen, S. and J. M. Carlson (2000). Rupture Pulse Characterisation: Self-Healing, Self-Similar, Expanding Solutions in a Continuum Model of Fault Dynamics. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **90**, 1480-1497.
- Nielsen, S. and R. Madariaga (2003). On the Self-Healing Fracture Mode. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **93**, 2375-2388.
- Ohnaka, M. and T. Yamashita (1989). A cohesive zone model for dynamic shear faulting based on experimentally inferred constitutive relation and strong-motion source parameters, *J. Geophys. Res.*, **94**, 4089-4104.
- Papageorgiou, A. S. and K. Aki (1983). A specific barrier model or the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong motion, Part. I: description of model, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 693-722.
- Pitarka, A. (1999). 3D elastic finite-difference modeling of seismic motion using staggered-grid with non-uniform spacing. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **89**, 54-68.
- Pitarka, A., K. Irikura, T. Iwata, and H. Sekiguchi (1998). Three-Dimensional Simulation of the Near-Fault Ground Motion for the 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe), Japan, Earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **88**, 428-440.
- Pitarka, A., P. Somerville, Y. Fukushima, T. Uetake, and K. Irikura (2000). Simulation of Near-Fault Strong-Ground Motion Using Hybrid Green's Functions. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **90**, 566-586.
- Plicka, V. and J. Zahradnick (1998). Inverting seismograms of weak events for empirical Green's tensor derivatives. *Geophys. J. Int.*, **132**, 471-478.
- Plicka, V. and J. Zahradnick (2002). The EGF method for dissimilar focal mechanisms: the Athens 1999 earthquake. *Tectonophysics*, **359**, 81-95.
- Pousse, G. (2005). Analyse des données accélérométriques de K-Net et Kik-Net : implications pour la prédiction du mouvement sismique - accélérogrammes et spectres de réponse - et la prise en compte des effets de site non-linéaires, *Ph. D thesis*, Université Joseph Fourier Grenoble I.
- Quenet G., D. Baumont, O. Scotti, and A. Levret (2004). The 14 August 1708 Manosque, France earthquake: New constraints on the damage area from in-depth historical studies. Special Issue of the Proceedings of the Workshop "Investigating the records of past earthquakes", July 2002, Erice, Italy.
- Rice, J. R., C. G. Sammis and R. Parsons (2005). Off-Fault Secondary Failure Induced by a Dynamic Slip Pulse. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **95**, 109-134.
- Ripperger J. and M. Mai (2004). Fast computation of static stress changes on 2D faults from final slip distributions, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L18610, doi:10.1029/2004GL020594.
- Rosakis, A. J., O. Samudrala and D. Coker (1999). Cracks Faster than the Shear Wave Speed, *Science*, **284**, 1337-1340.

- Ruiz, J., D. Baumont, P. Bernard and C. Berge (2005). Combining k -2 and fractal source models for modeling broadband accelerograms. Poster for EGU Meeting, Vienna, Austria.
- Ruiz, J., D. Baumont, P. Bernard and C. Berge (2006). Kinematic composite source model combined with EGF for modeling strong ground motion – Application to the Grenoble Basin. Extended abstract for ESG Meeting, Grenoble, France.
- Ruiz, J., D. Baumont, P. Bernard and C. Berge (2006). Modeling directivity of strong ground motions with a kinematic fractal source model. Abstract for ECEES Meeting, Geneva, Switzerland.
- Ruiz, J., D. Baumont, P. Bernard and C. Berge (2007). New approach in the k ⁻² model for modeling realistic slip velocity function. *Geophysical Journal International (In revision)*.
- Sabetta, F. and A. Pugliese (1987). Attenuation of peak horizontal acceleration and velocity from Italian strong-ground records, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 1491-1513.
- Sammis, C. G., R. M. Nadeau and L. R. Johnson (1999). How strong is an asperity?. *J. Geophys. Res.*, **104**, 10609-10619.
- Sansorny-Kohrs, C., F. Courboux, M. Bour, and A. Deschamps (2005). A two-stage method for ground-motion simulation using stochastic summation of small earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **95**, 1387-1400.
- Sato, T. (1994). Seismic Radiation from Circular Cracks Growing at Variable Rupture Velocity. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 1199-1215.
- Sekiguchi, H. and T. Iwata (2002). Rupture process of the 1999 Kocaeli, Turkey, earthquake estimated from strong-motion waveforms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **92**, 300-311.
- Shomali, Z. H. (2001). Empirical Green's functions calculated from the inversion of earthquake radiation patterns. *Geophys. J. Int.*, **144**, 647-655.
- Somerville P. G., N. F. Smith, R. W. Graves, and N. A. Abrahamson (1997). Modification of Empirical Strong Ground-motion Attenuation Relations to Include the Amplitude and Duration Effects of Rupture Directivity. *Seism. Res. Lett.*, **68**, 199-222.
- Somerville, P. G., K. Irikura, R. Graves, S. Sawada, D. J. Wald, N. Abrahamson, Y. Iwasaki, T. Kagawa, N. Smith and A. Kowada (1999). Characterizing crustal earthquakes slip models for the prediction of strong ground motion, *Seism. Res. Lett.*, **70**, 59-80.
- Somerville, P., M. Sen and B. Chee (1991). Simulation of strong ground motion recorded during the 1985 Michoacan, Mexico and Valparaiso, Chile Earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 1-27.
- Spudich P. and D. Miller (1990). Seismic site effects and the spatial interpolation of earthquake seismograms: results using aftershocks of the 1986 North Palm Springs, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **80**, 1504-1532.
- Spudich, P., and L. N. Frazier (1984). Use of ray theory to calculate high-frequency radiation from earthquakes sources having spatially variable rupture velocity and stress drop. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 2061-2082.
- Takeo, M. (1985). Near-Field synthetics seismograms taking into account the effects of anelasticity: the effects of anelastic attenuation on seismograms caused by a sedimentary layer (in Japanese). *Meteorol. Geophys.*, **36**, 245-257.

- Thouvenot, F., J. Flechet, L. Jenatton and J.-F. Gamond (2003). The Belledonne Border Fault: identification of an active seismic strike-slip fault in the western Alps. *Geophys. J. Int.*, **155**, 174-192.
- Tianyu, Z., Y. Zhenxing and X. Lili (1990). A semi-empirical approach for predicting strong ground motion. *Geophys. J. Int.*, **100**, 9-18.
- Tinti, E., E. Fukuyama, A. Piatanesi and M. Cocco (2005). A kinematic source-time function compatible with earthquake dynamics, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **95**, 1211-1223.
- Tsai, C.-C. P. (1997). Slip, stress drop and ground motion of earthquakes: a view from the perspective of fractional Brownian motion, *Pure Appl. Geophys.*, **14**, 689-706.
- Tselentis, G.-A., and J. Zahradnik (2000). The Athens earthquake of 7 September 1999, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **90**, 1143– 1160.
- Tumarkin, A. G., R. J. Archuleta and R. Madariaga (1994). Scaling relations for composite earthquakes Models. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **44**, 1279-1283.
- Volant P., A. Lomax, S. Nechtschein, M. Cushing, T. Ait-Ettajer, C. Berge-Thierry, P. Dervin (2003). Localisation 3D et calcul de magnitude pour les événements du réseau Durance. 6ème Colloque National AFPS, Actes Vol.1, pp21-32.
- Wald, D. J. and T. H. Heaton (1994). Spatial and temporal distribution of the slip of the 1992 Landers, California Earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* **84**, 668-691.
- Wald, D. J., T. H. Heaton and K. W. Hudnut (1996). The slip history of the 1994 Northridge, California earthquake determined from strong-motion, teleseismic, GPS, and leveling data. *Bull. Seism. Soc. Am.* **86**, S49-S70.
- Wang, C. Y. and R. B. Herrmann (1980). A numerical study of P-, SV-, and SH-wave generation in a plane layered medium. *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 1015-1036.
- Watson, G. N. (1960). A Treatise on the Theory of Bessel Functions, Cambridge Univ. Press, New York.
- Wells, D. and K. Coppersmith (1994). New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **84**, 974-1002.
- Wennerberg, L. (1990). Stochastic summation of empirical Green's functions. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **80**, 1418-1432.
- Yoffe, E. H. (1951). The moving Griffith crack. *Phil. Mag.*, **42**, 739-750.
- Yu, G., K. N. Khattri, J. G. Anderson, J. N. Brune and Y. Zeng (1995). Strong Motions from the Uttarkashi, Himalaya, India, Earthquake: comparison of Observations with Synthetics Using the Composite Source Model. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **85**, 31-50.
- Zeng, Y., and J. G. Anderson (1996). A Composite Source Model of the 1994 Northridge Earthquake Using Genetic Algorithms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, S71-S83.
- Zeng, Y., J. G. Anderson and F. Su (1995). Subevent rake and random scattering effects in realistic strong ground motion simulation. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 17-20.
- Zeng, Y., J. G. Anderson and G. Yu (1994). A composite source model for computing realistic synthetics strong ground motions. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 725-728.

Annexe A Spectre de glissement d'un « crack »

A.1 Calcul du spectre de glissement

A partir de l'expression du glissement d'une sous-faille circulaire,

$$\begin{aligned} \Delta u(r) &= D_p(R) \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right)^{\frac{p}{2}} & r < R \\ \Delta u(r) &= 0 & r > R \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

et de l'expression de la transformée de Fourier 2D,

$$TF\{\Delta u(r), k\} = \iint \Delta u(\vec{\xi}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{\xi}} d\vec{\xi} \quad (\text{A.2})$$

avec $\vec{k} \cdot \vec{\xi} = kr \cos(\theta)$, $d\vec{\xi} = r dr d\theta$, on obtient :

$$TF\{\Delta u(r), k\} = \int_0^R \int_0^{2\pi} D_p(R) \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]^{\frac{p}{2}} e^{ikr \cos(\theta)} r dr d\theta \quad (\text{A.3})$$

D'où,

$$\begin{aligned} TF\{\Delta u(r), k\} &= \int_0^R D_p(R) \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]^{\frac{p}{2}} \int_0^{2\pi} e^{ikr \cos(\theta)} d\theta r dr = \\ &= \int_0^R D_p(R) \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]^{\frac{p}{2}} 2\pi J_0(kr) r dr \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

En utilisant la transformation, $r = R \sin(\phi)$, on obtient :

$$TF\{\Delta u(r), k\} = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} D_p(R) \cos^p \phi J_0(kR \sin \phi) R \sin \phi R \cos \phi d\phi \quad (\text{A.5})$$

$$TF\{\Delta u(r), k\} = 2\pi D_p(R) R^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} J_0(kR \sin \phi) \sin \phi \cos^{p+1} \phi d\phi \quad (\text{A.6})$$

L'expression qui permet de calculer l'intégrale est donnée par (Watson, 1960) :

$$\frac{2^\nu \Gamma(\nu+1)}{z^{\nu+1}} J_{\mu+\nu+1}(z) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} J_\mu(z \sin \theta) \sin^{\mu+1} \theta \cos^{2\nu+1} \theta d\theta \quad (\text{A.7})$$

En posant $z = kR$, $\mu = 0$ et $\nu = p/2$:

$$TF\{\Delta u(r), k\} = 2\pi D_p(R) R^2 \frac{2^{\frac{p}{2}} \Gamma(\frac{p}{2}+1)}{(kR)^{\frac{p}{2}+1}} J_{\frac{p}{2}+1}(kR) \quad (\text{A.8})$$

Le comportement asymptotique en k est donné par l'expression:

$$\Delta \tilde{u}(k; R) \propto \frac{A \cos(kR + \gamma) / \sqrt{kR}}{(kR)^{\frac{p}{2}+1}} \propto \frac{1}{(kR)^{\frac{p}{2}+\frac{3}{2}}} \quad (\text{A.9})$$

A.2 Prise en compte d'autres formes de glissement pour les sous-événements (crack)

A partir du modèle de sources composites et de l'approche de décomposition du glissement en sommations de glissement type « crack », il est envisagé de changer la forme du glissement du « crack ». Andrews (1981) a proposé une forme de glissement pour le cas statique qui tend graduellement vers zéro (cette fonction est une généralisation du résultat de Burridge et Halliday, 1971) :

$$\begin{aligned} \Delta u(r) &= D_0(R) \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right)^{\frac{3}{2}} & r < R \\ \Delta u(r) &= 0 & r > R \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

où $D_0(R)$ est l'amplitude du glissement pour une rupture de rayon R . Cette fonction tend graduellement vers zéro avec une dérivée première continue au bord du crack. Puisque nous nous intéressons à la forme du glissement, une version adaptée peut être prise en compte :

$$\begin{aligned} \Delta u(r) &= D_p(R) \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right)^{\frac{p}{2}} & r < R \\ \Delta u(r) &= 0 & r > R \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

où $p=1, 2$ ou 3 . Il est à noter que $p = 1$ correspond au cas que nous avons étudié, et que $p = 3$ est la version proposée par Andrews, $p = 2$ étant une forme alternative.

La transformée de Fourier à deux dimensions est (voir Eq. A.9) :

$$\Delta \tilde{u}(\vec{k}; R) = D_p(R) R^2 2^{\left(\frac{p}{2}+1\right)} \pi \Gamma\left(\frac{p}{2}+1\right) \frac{J_{\frac{p}{2}+1}(kR)}{(kR)^{\frac{p}{2}+1}} \quad (\text{A.12})$$

Cette fonction a un comportement asymptotique pour les grands nombre d'onde égal à $k^{-\frac{(p+3)}{2}}$. Si on suppose que $D_p(R) \propto R$, on peut écrire la transformée de Fourier du glissement sous la forme suivante :

$$\Delta \tilde{u}(\vec{k}; R) = CR^3 f_p(x) \quad (\text{A.13})$$

avec $f_p(x) = J_{p/2+1}(x)/x^{p/2+1}$. En reprenant l'analyse déjà développée, on peut conclure que le comportement du glissement composite pour les grands nombres d'onde est proportionnelle à $k^{-3+\frac{p}{2}}$, c'est à dire qu'il est indépendant de la valeur de p .

Au niveau du spectre d'accélération rayonné et dans l'hypothèse d'une chute de contrainte constante pour tous les sous-événements, les spectres théoriques à hautes fréquences doivent être proportionnels au paramètre C_d . Ceci devra être vérifié numériquement pour comparer les comportements spectraux à hautes fréquences pour les différentes formes de glissement proposées. En considérant le même modèle, une variation de la chute de contrainte peut être introduite au niveau des sous-événements.

Annexe B Résultats de l'analyse statistique du modèle de sources composites à distribution fractale

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

Les spectres moyens d'accélération calculés en champ lointain par l'analyse paramétrique (voir Chapitre 3) sont présentés de la Figure B.1 à la Figure B.15 pour chaque jeu de paramètres et pour chaque magnitude. Sur chaque figure, la variation du coefficient de directivité apparent est tracée en fonction de h pour les trois stations et trois rapports V_r/V_s . La courbe $C_{d,app} = 1$ correspond à celle de la station non-directive, et les autres courbes sont celles des stations directive et anti-directive. Les figures sont organisées comme suit :

- $M_w = 5,5$, avec les paramètres $R_p = 0,05W = R_c$ (Figure B.1), $R_p = 0,05W$ et $R_c = 0,40W$ (Figure B.2), $R_p = 0,20W = R_c$ (Figure B.3), $R_p = 0,20W$ et $R_c = 0,40W$ (Figure B.4), $R_p = 0,40W = R_c$ (Figure B.5) ;
- $M_w = 6,0$ avec les paramètres $R_p = 0,05W = R_c$ (Figure B.6), $R_p = 0,05W$ et $R_c = 0,40W$ (Figure B.7), $R_p = 0,20W = R_c$ (Figure B.8), $R_p = 0,20W$ et $R_c = 0,40W$ (Figure B.9), $R_p = 0,40W = R_c$ (Figure B.10) ;
- $M_w = 6,5$ avec les paramètres $R_p = 0,05W = R_c$ (Figure B.11), $R_p = 0,05W$ et $R_c = 0,40W$ (Figure B.12), $R_p = 0,20W = R_c$ (Figure B.13), $R_p = 0,20W$ et $R_c = 0,40W$ (Figure B.14), $R_p = 0,40W = R_c$ (Figure B.15) ;

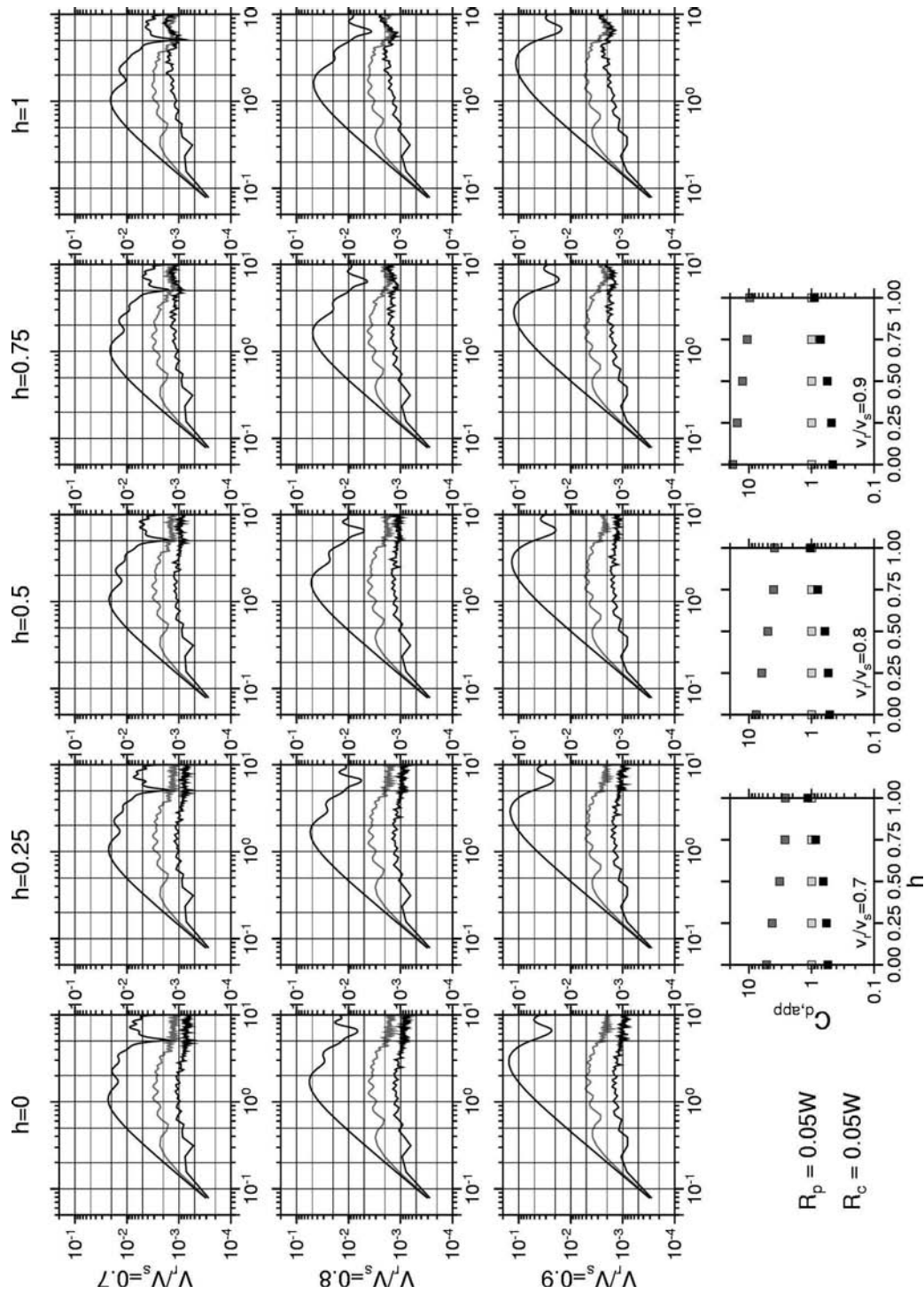


Figure B.1: Spectres moyens d'accélération. $M_w = 5.5$, $R_p = R_c = 0.05W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

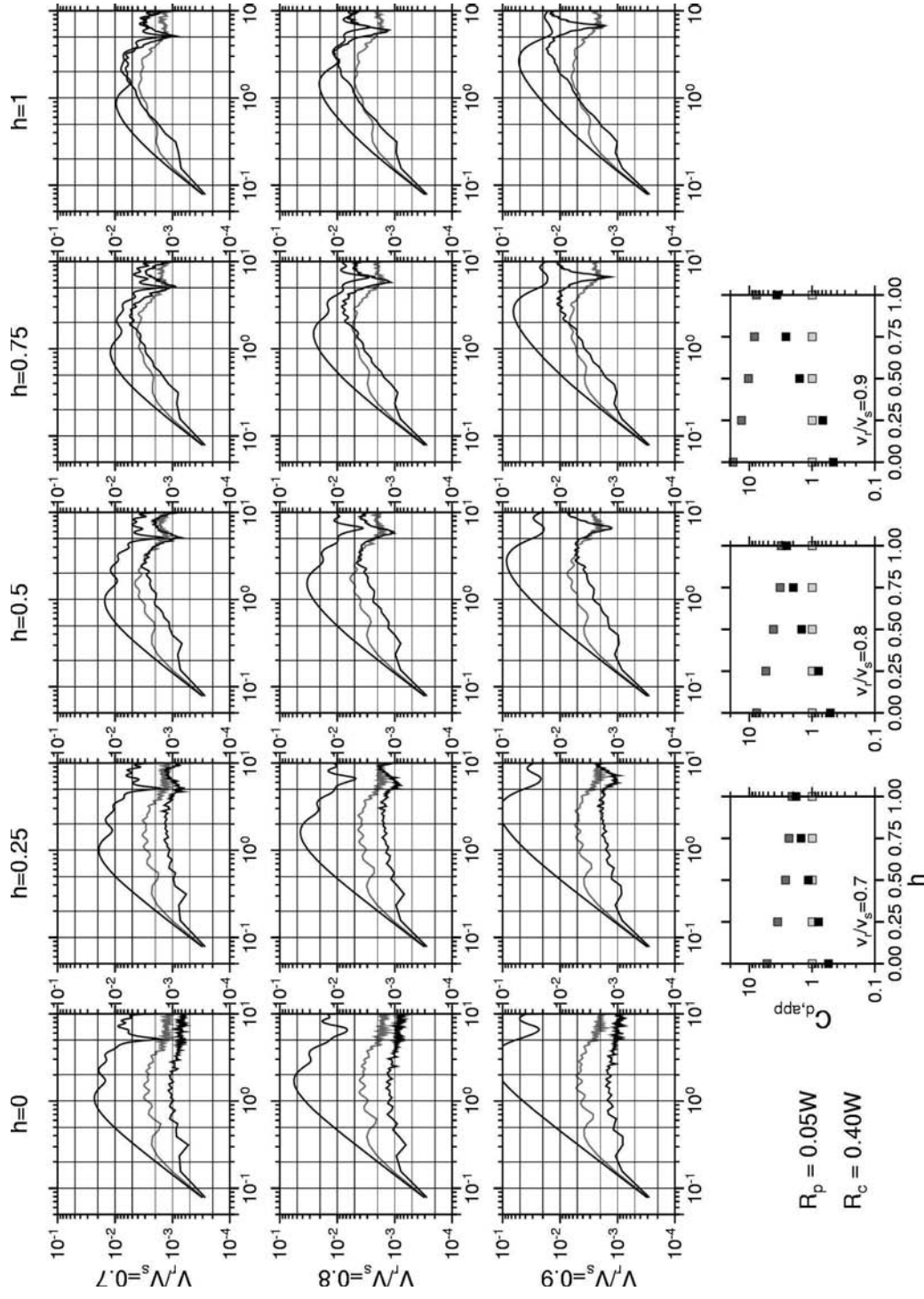


Figure B.2: $M_w = 5.5$, $R_p = 0.05W$, $R_c = 0.40W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

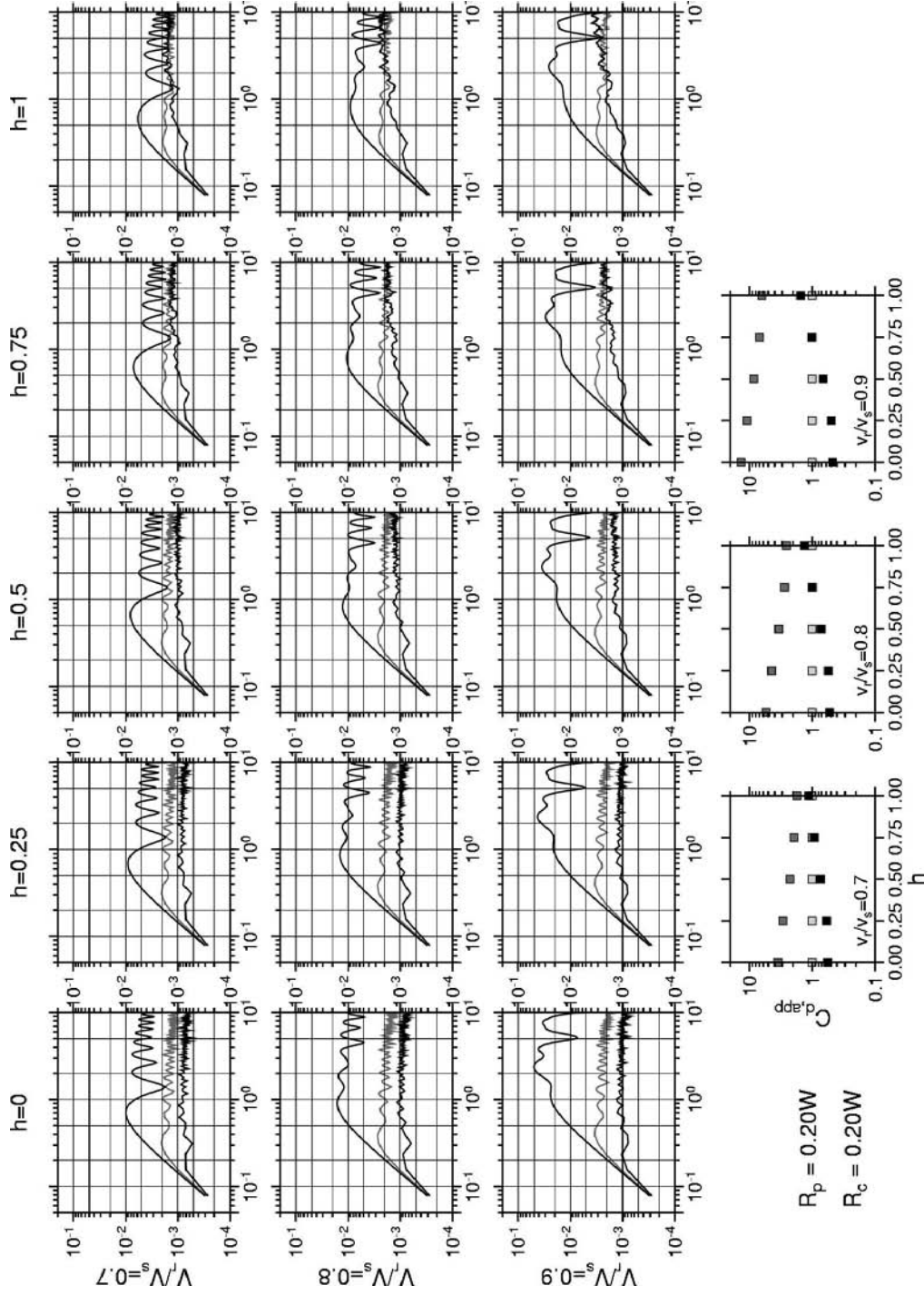


Figure B.3: $M_w = 5.5$, $R_p = 0.20W$, $R_c = 0.20W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

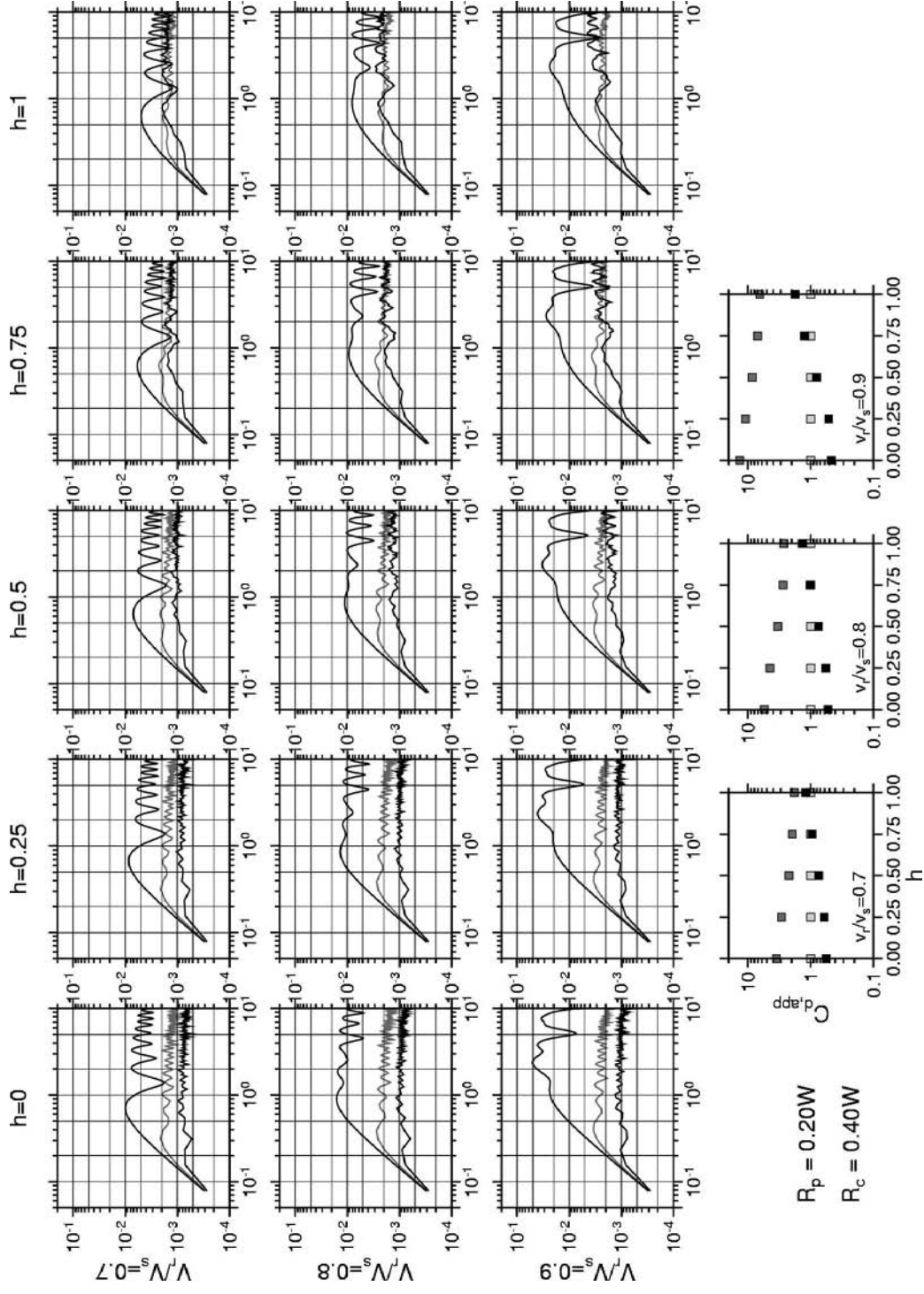


Figure B.4 : $M_w = 5.5$, $R_p = 0.20W$, $R_c = 0.40W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

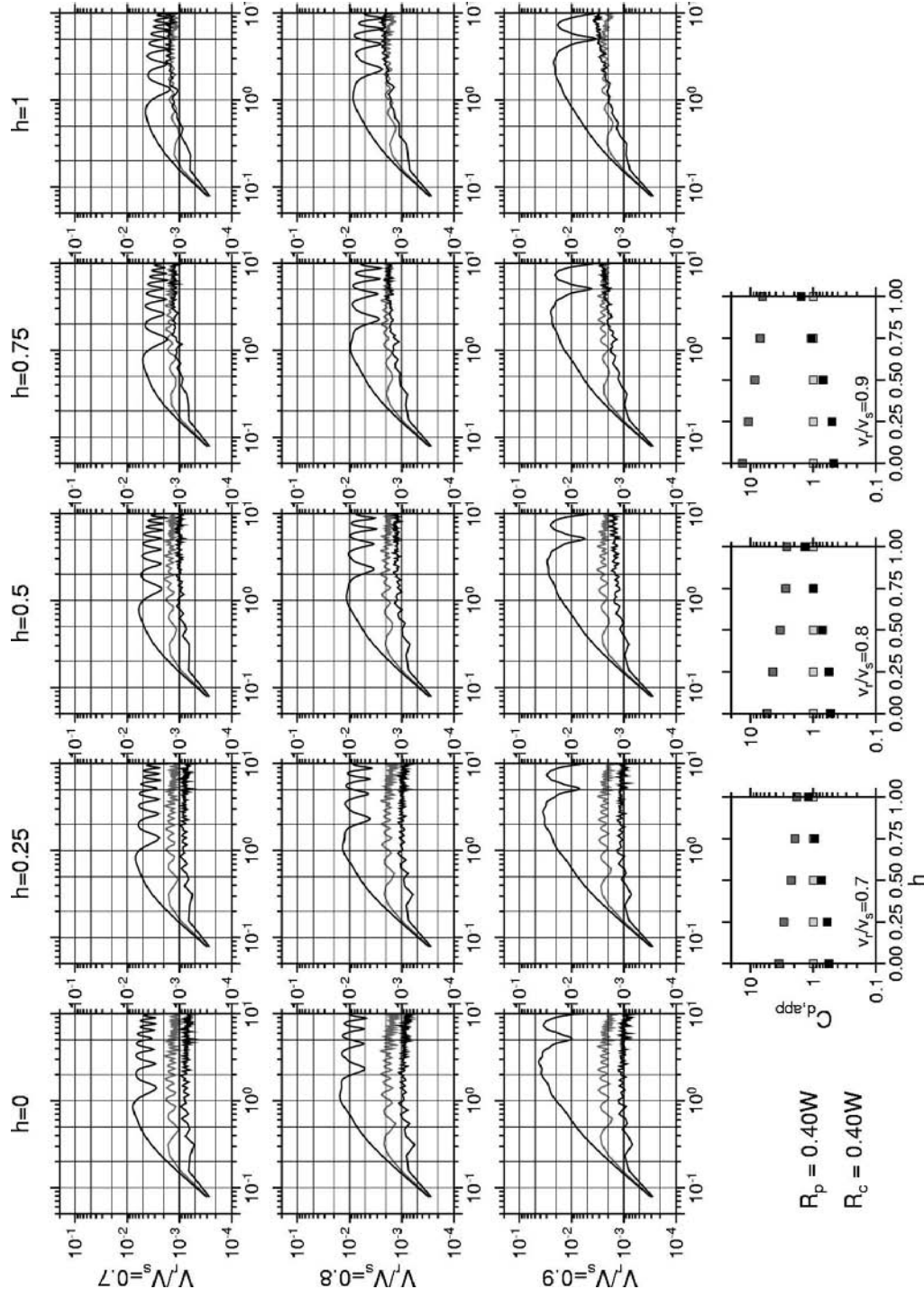


Figure B.5 : $M_w = 5.5$, $R_p = 0.40W$, $R_c = 0.40W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

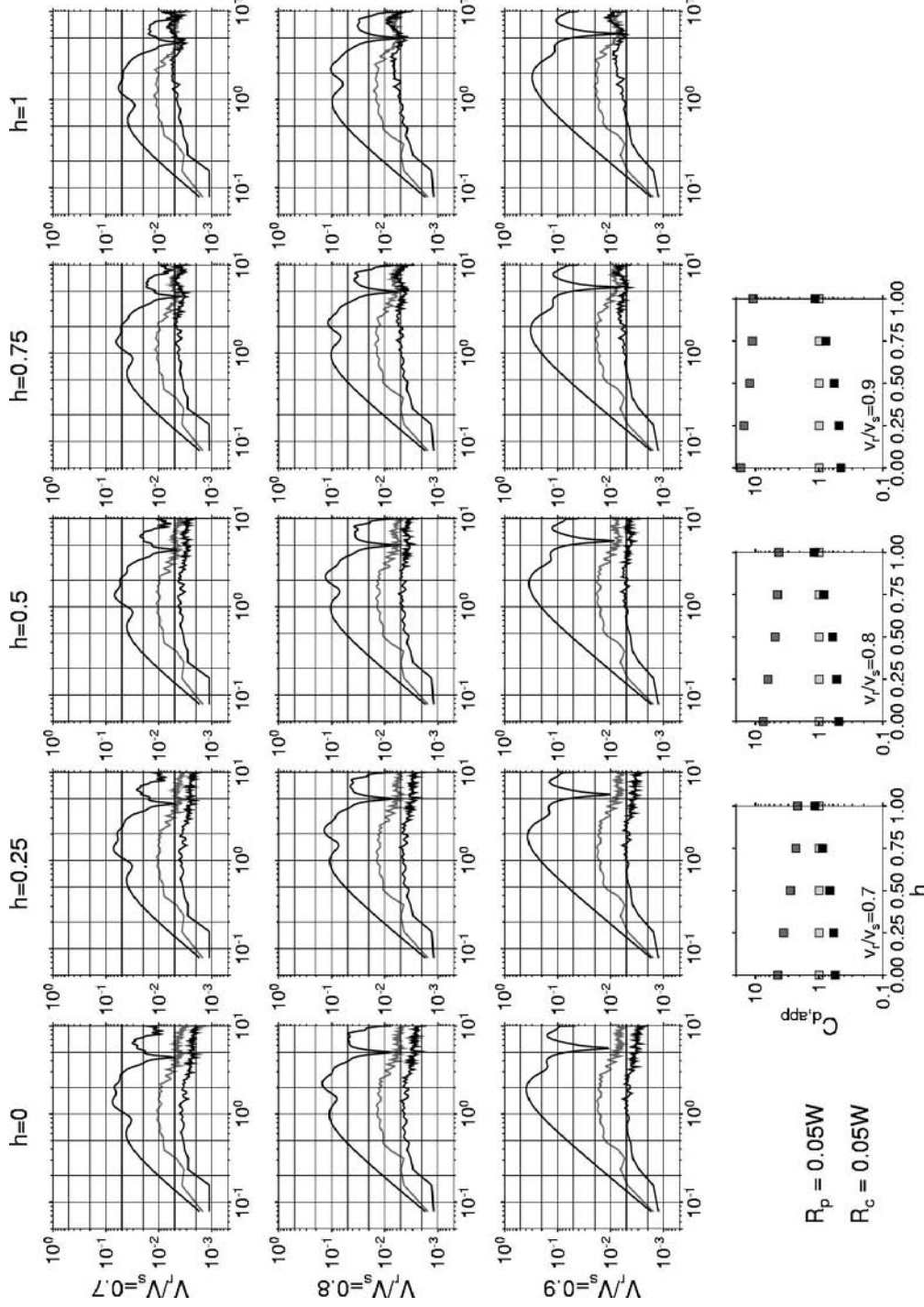


Figure B.6: $M_w = 6, 0, R_p = 0, 05W, R_c = 0, 05W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

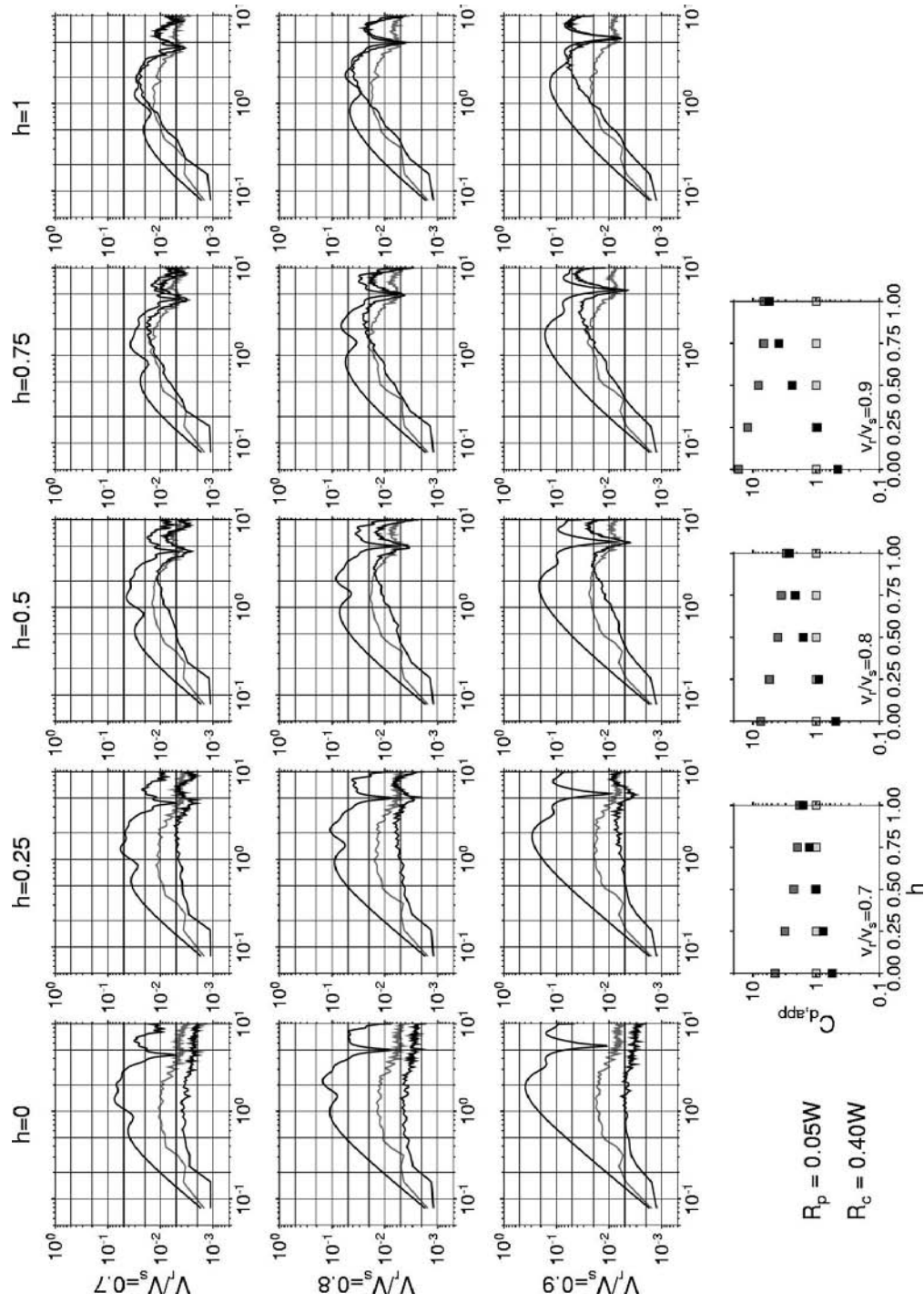


Figure B.7: $M_w = 6.0$, $R_p = 0.05W$, $R_c = 0.40W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

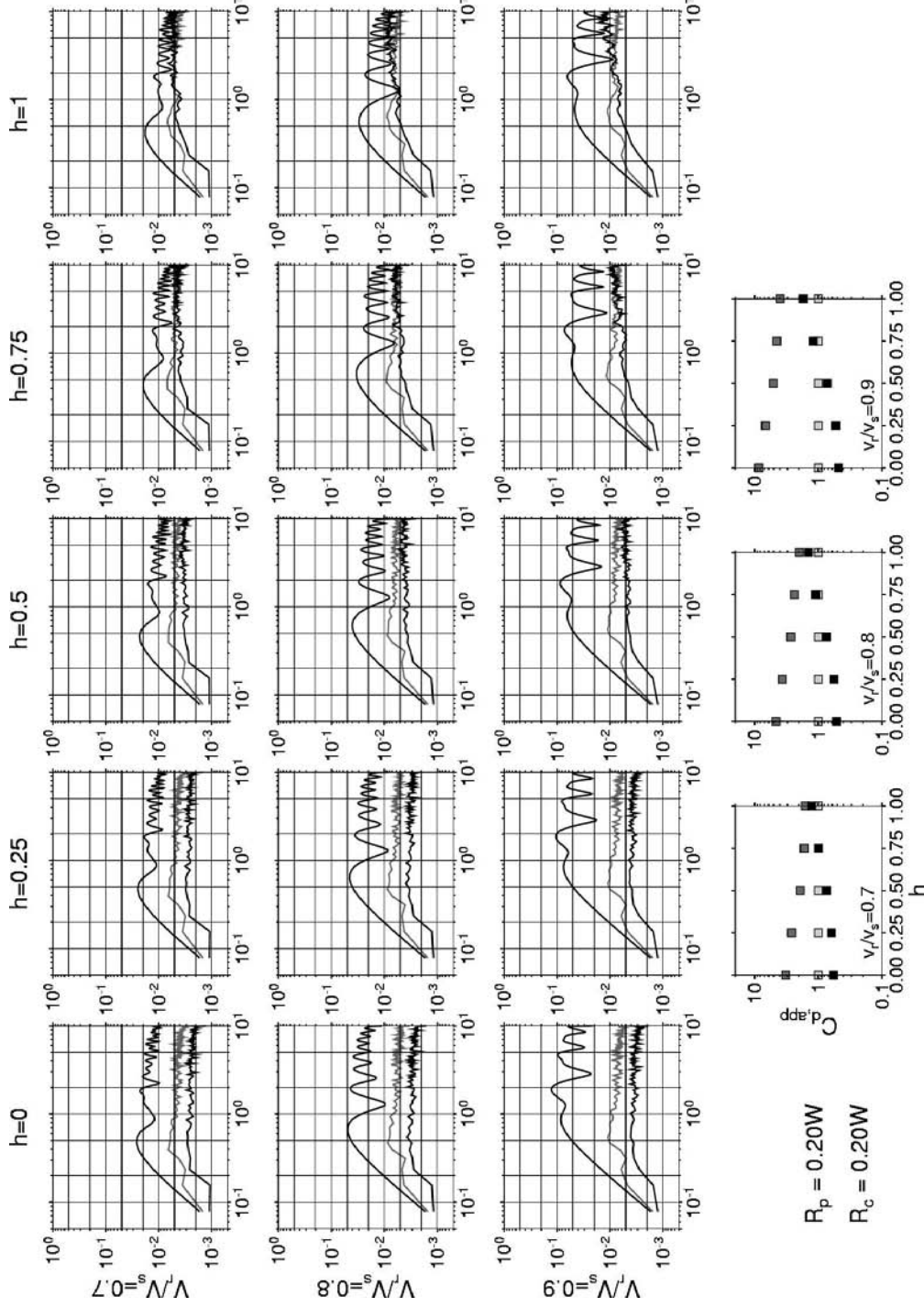


Figure B.8: $M_w = 6, 0, R_p = 0, 20W, R_c = 0, 20W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

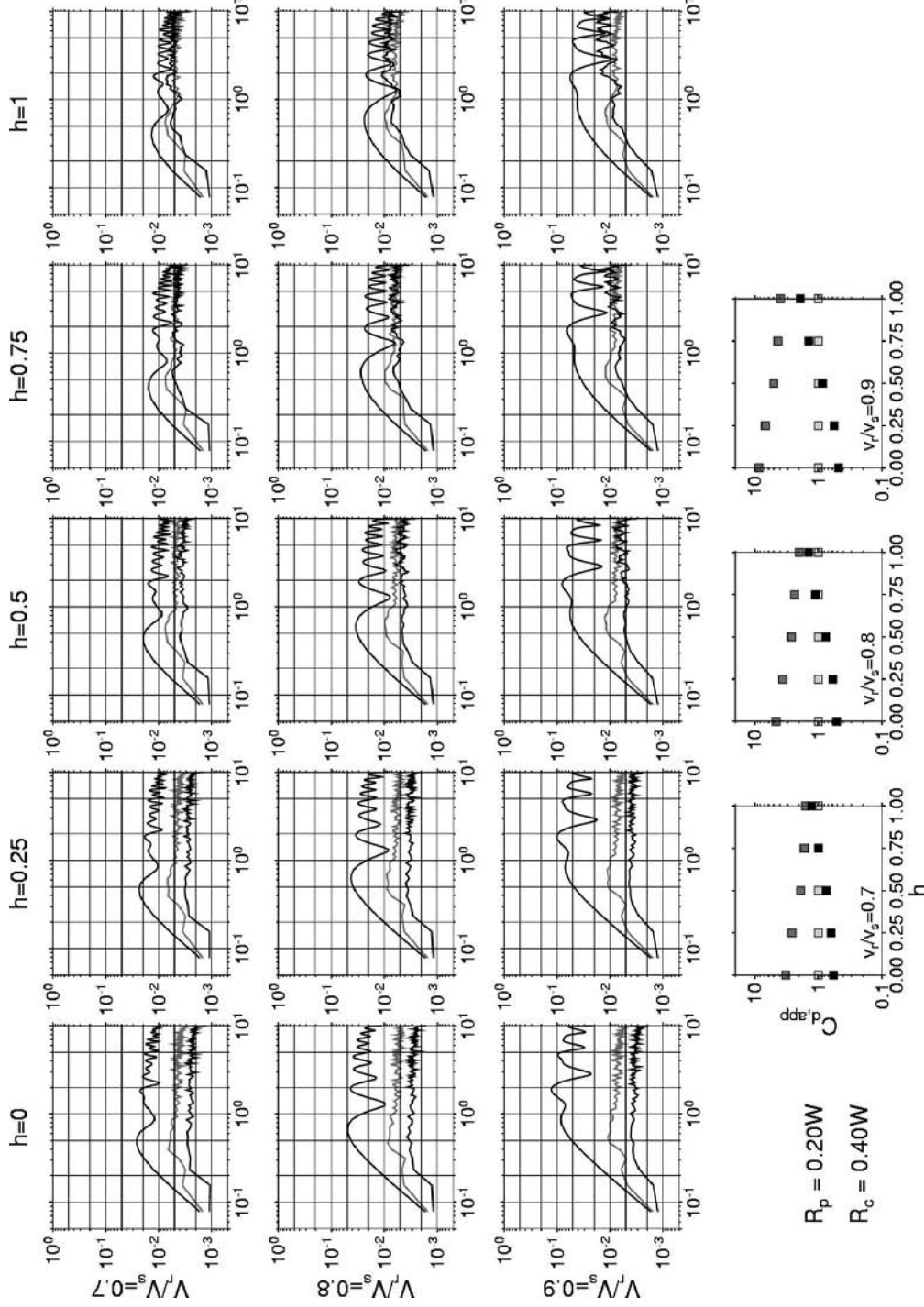


Figure B.9 : $M_w = 6, 0, R_p = 0, 20W, R_c = 0, 40W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

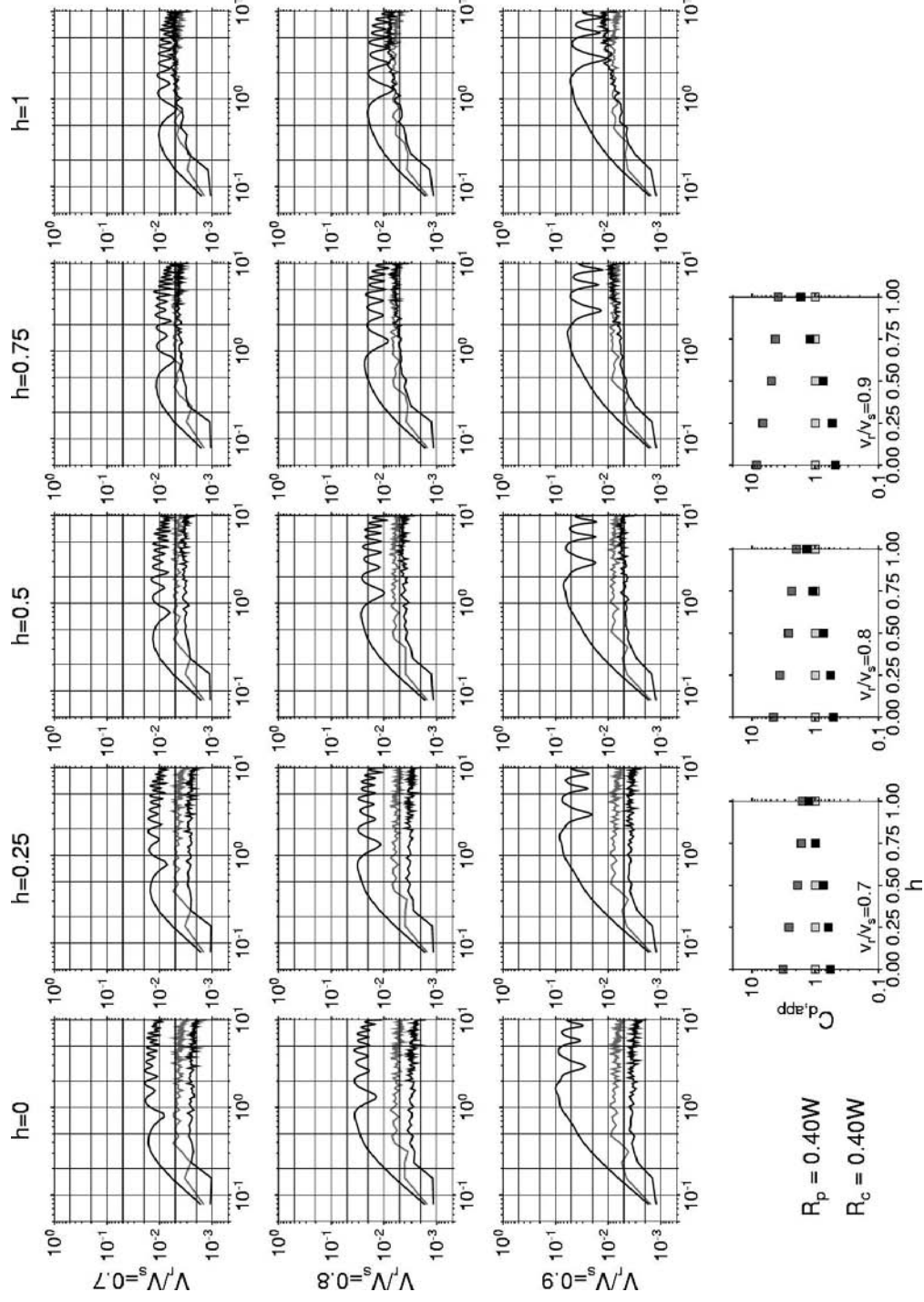


Figure B.10: $M_w = 6, 0, R_p = 0, 40W, R_c = 0, 40W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

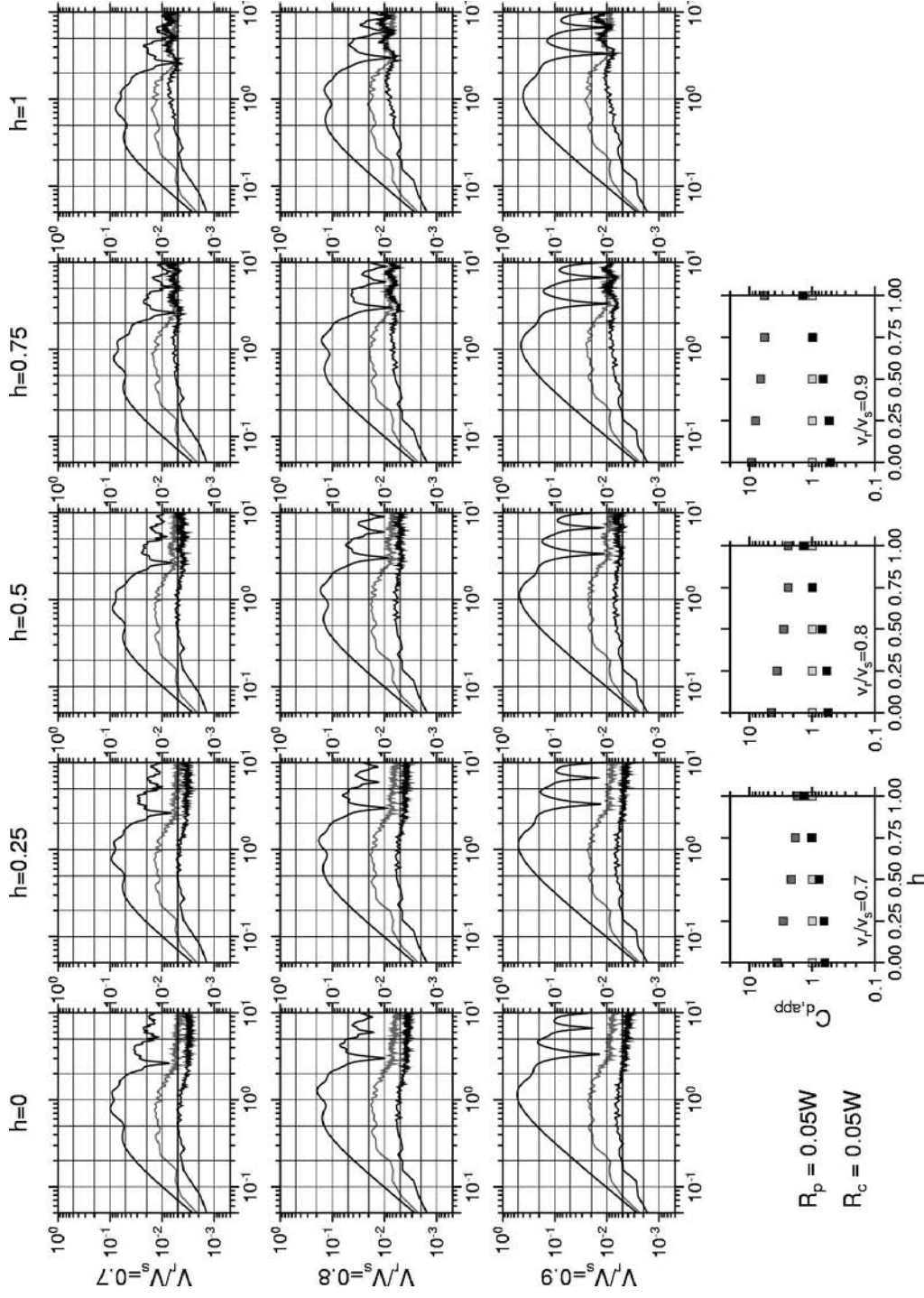


Figure B.11: $M_w = 6.5$, $R_p = 0.05W$, $R_c = 0.05W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

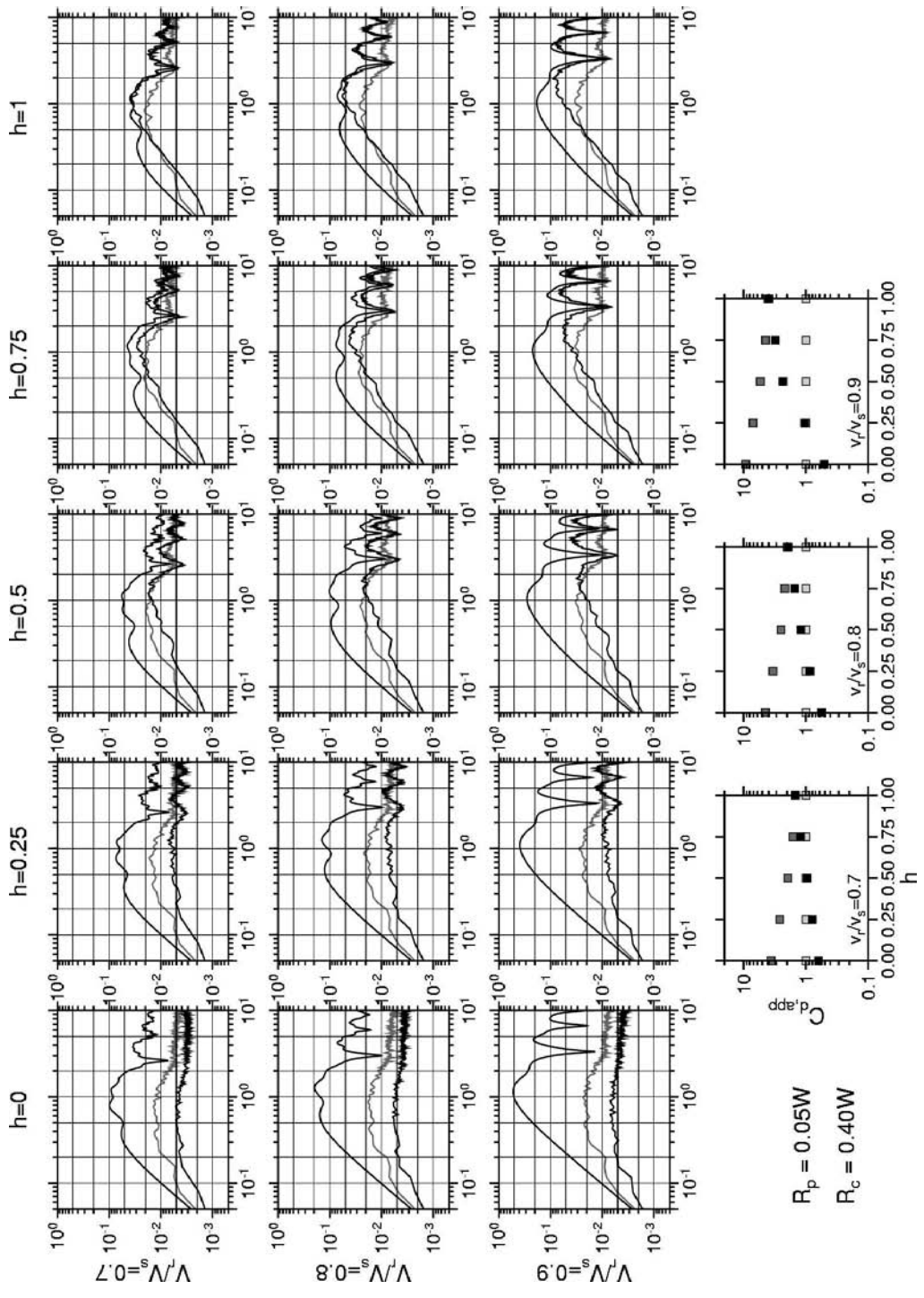


Figure B.12 : $M_w = 6.5$, $R_p = 0.05W$, $R_c = 0.40W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

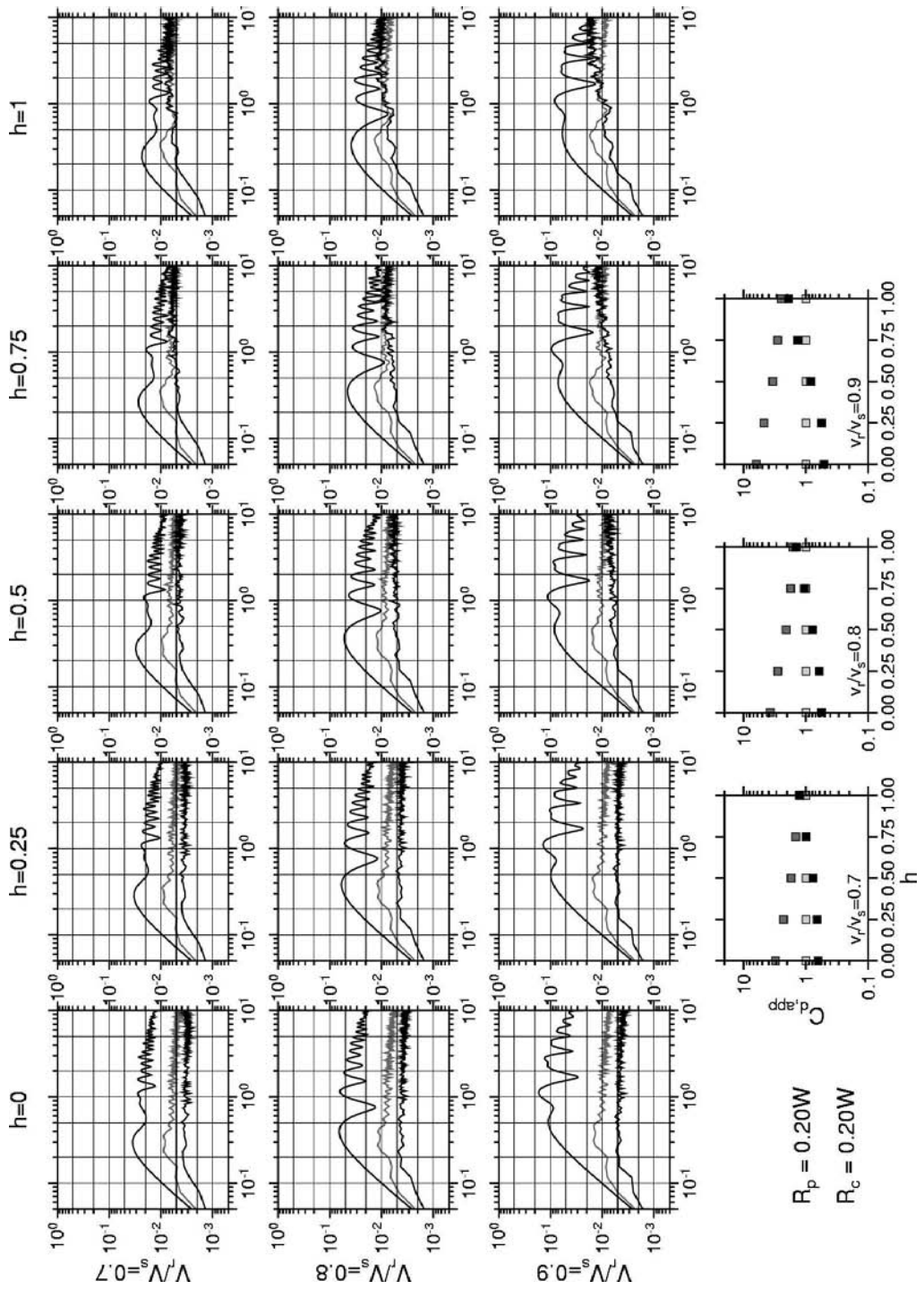


Figure B.13: $M_w = 6.5, R_p = 0.20W, R_c = 0.20W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

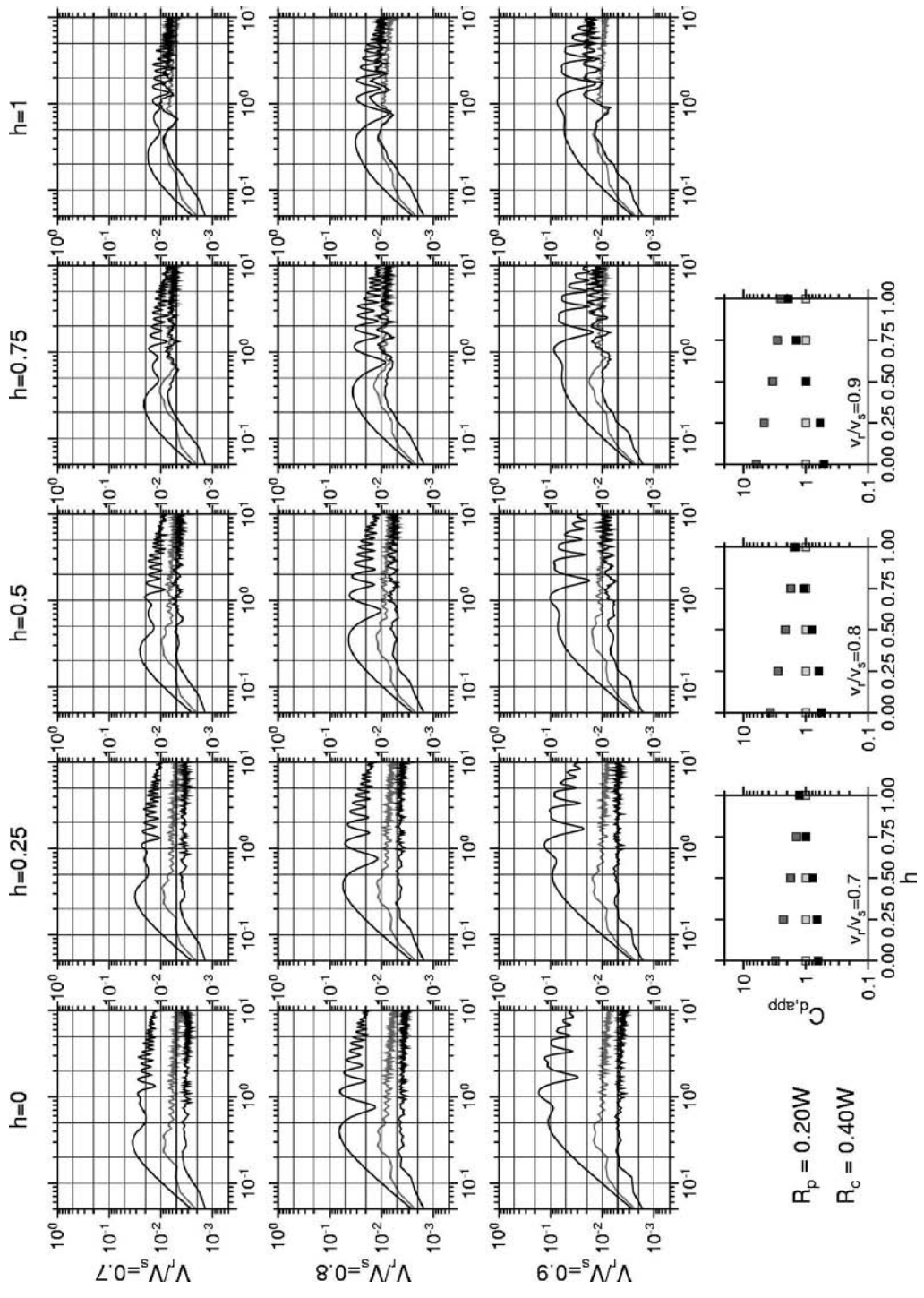


Figure B.14: $M_w = 6.5, R_p = 0.20W, R_c = 0.40W$.

B.1 Spectres moyens d'accélération calculés dans une approximation de champ lointain

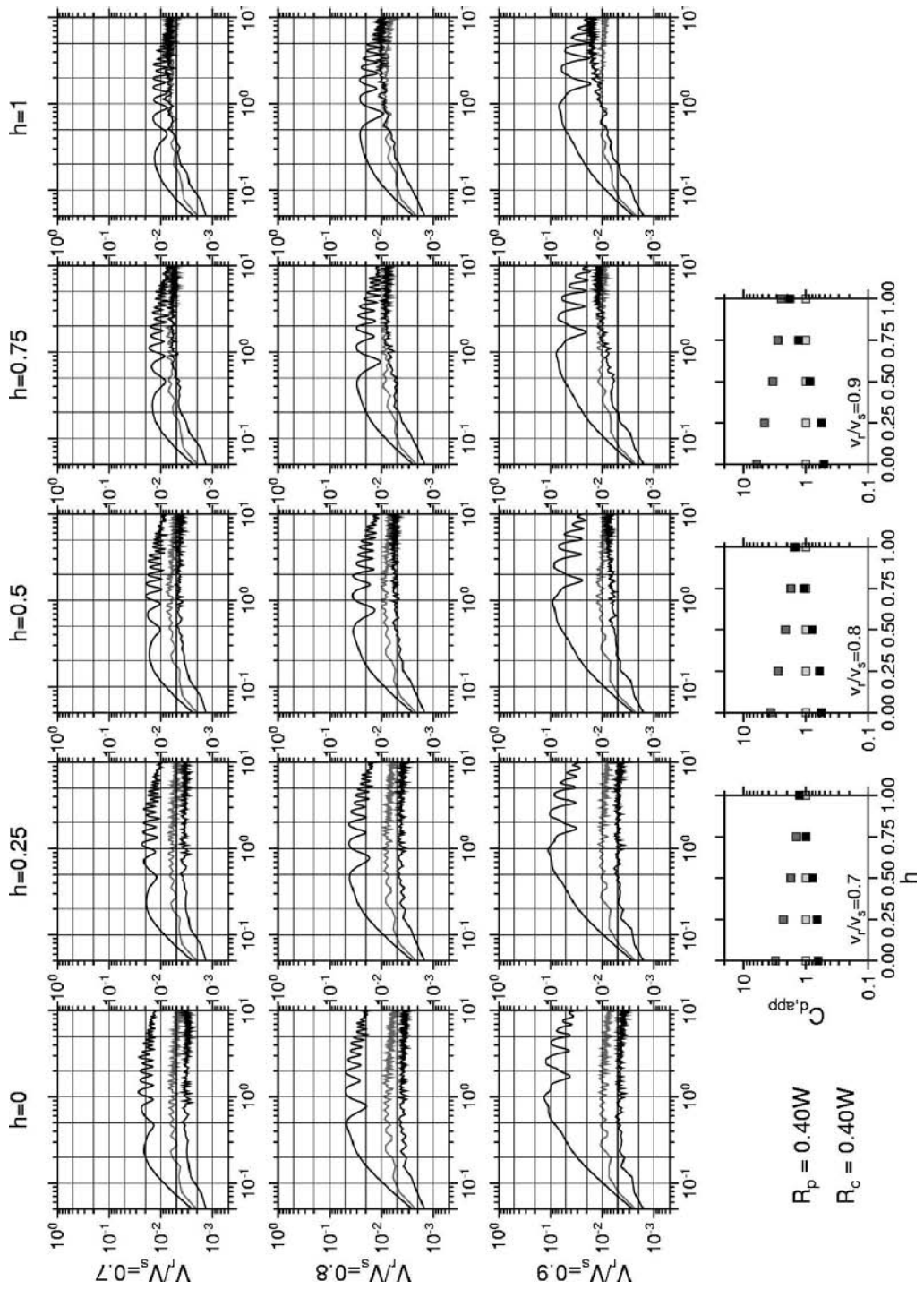


Figure B.15: $M_w = 6.5, R_p = 0.40W, R_c = 0.40W$.

B.2 Résultats de la modélisation d'accélérogrammes en champ complet

Les figures suivantes présentent les résultats de la prédiction des indicateurs du mouvement sismique en champ complet pour un séisme de magnitude $M_w = 6,0$. Trois scénarii ont été modélisés en considérant trois positions différentes de l'hypocentre. Afin de montrer les effets des différents paramètres, les valeurs prédites sont séparées en fonction de la vitesse de rupture (V_r), de la position de l'hypocentre et du jeu de paramètres exploré (R_c , R_p et h). Sur chaque figure, cinq réalisations de glissement ont été testées et regroupées pour améliorer la statistique. Les relations d'atténuation empiriques (Kanno et al. 2006) ont été tracées à titre de référence sans pour autant que l'on ait cherché à ajuster les amplitudes de nos prédictions à celles de la relation empirique. Les figures sont organisées comme suit :

- Les indicateurs du PGA prédits (pic maximal d'accélération du sol) pour $V_r = 0,7V_s$ (Figure B.16) ; $V_r = 0,8V_s$ (Figure B.17) ; $V_r = 0,9V_s$ (Figure B.18).
- Les indicateurs du PGV prédits (pic maximale de la vitesse du sol) pour $V_r = 0,7V_s$ (Figure B.19) ; $V_r = 0,8V_s$ (Figure B.20) ; $V_r = 0,9V_s$ (Figure B.21).

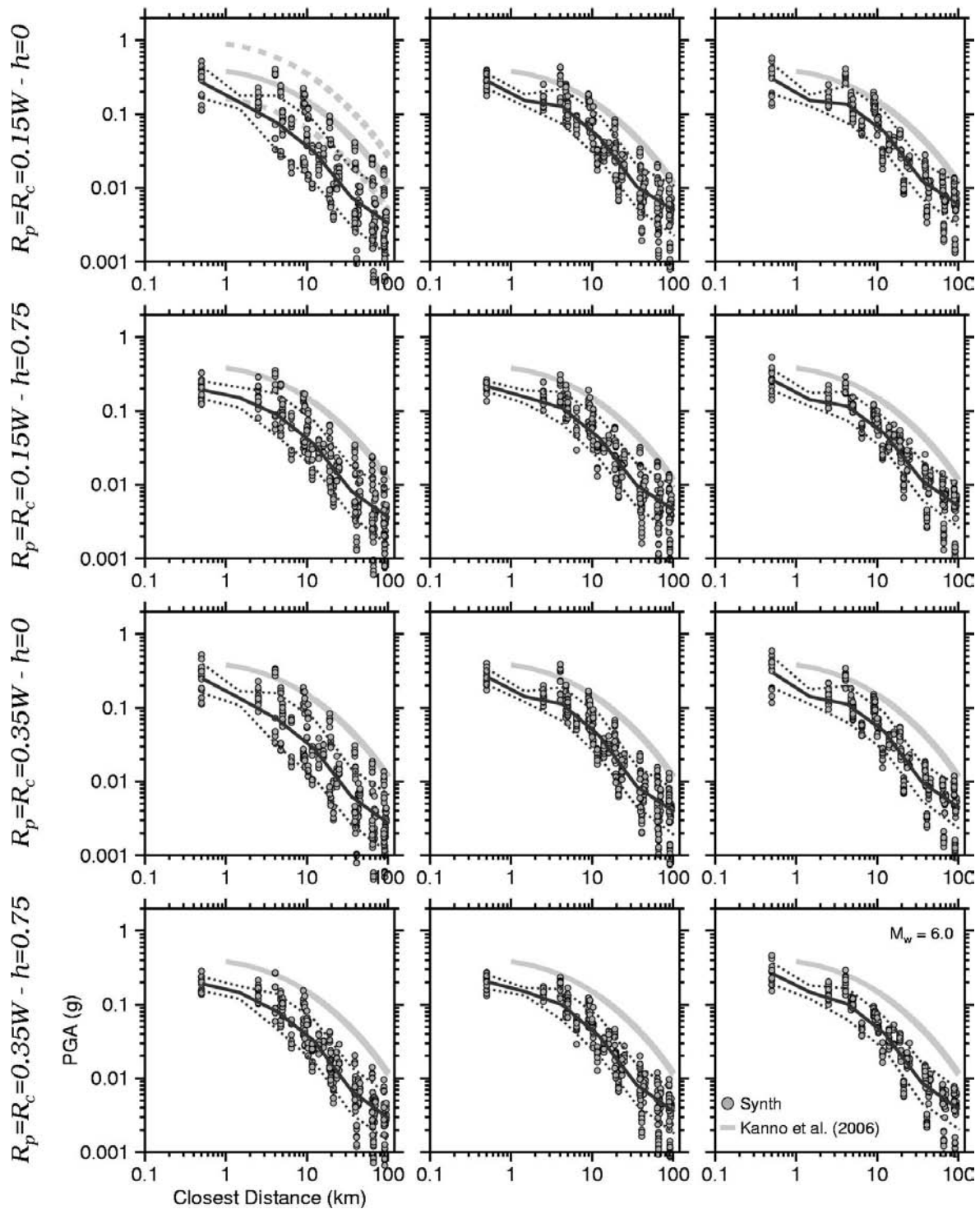


Figure B.16: Comparaison des valeurs maximales de l'accélération du sol (PGA) prédites par simulation numérique avec les valeurs prédites par la relation d'atténuation empirique proposée par Kanno et al. (2006). La vitesse de rupture utilisée est $V_r = 0,7V_s$. Les scénarii considérés sont une rupture unilatérale ($x=-5\text{ km}$, à gauche), une rupture bilatérale ($x = 0\text{ km}$, à droite), et un cas intermédiaire ($x = -2,5\text{ km}$, au milieu)

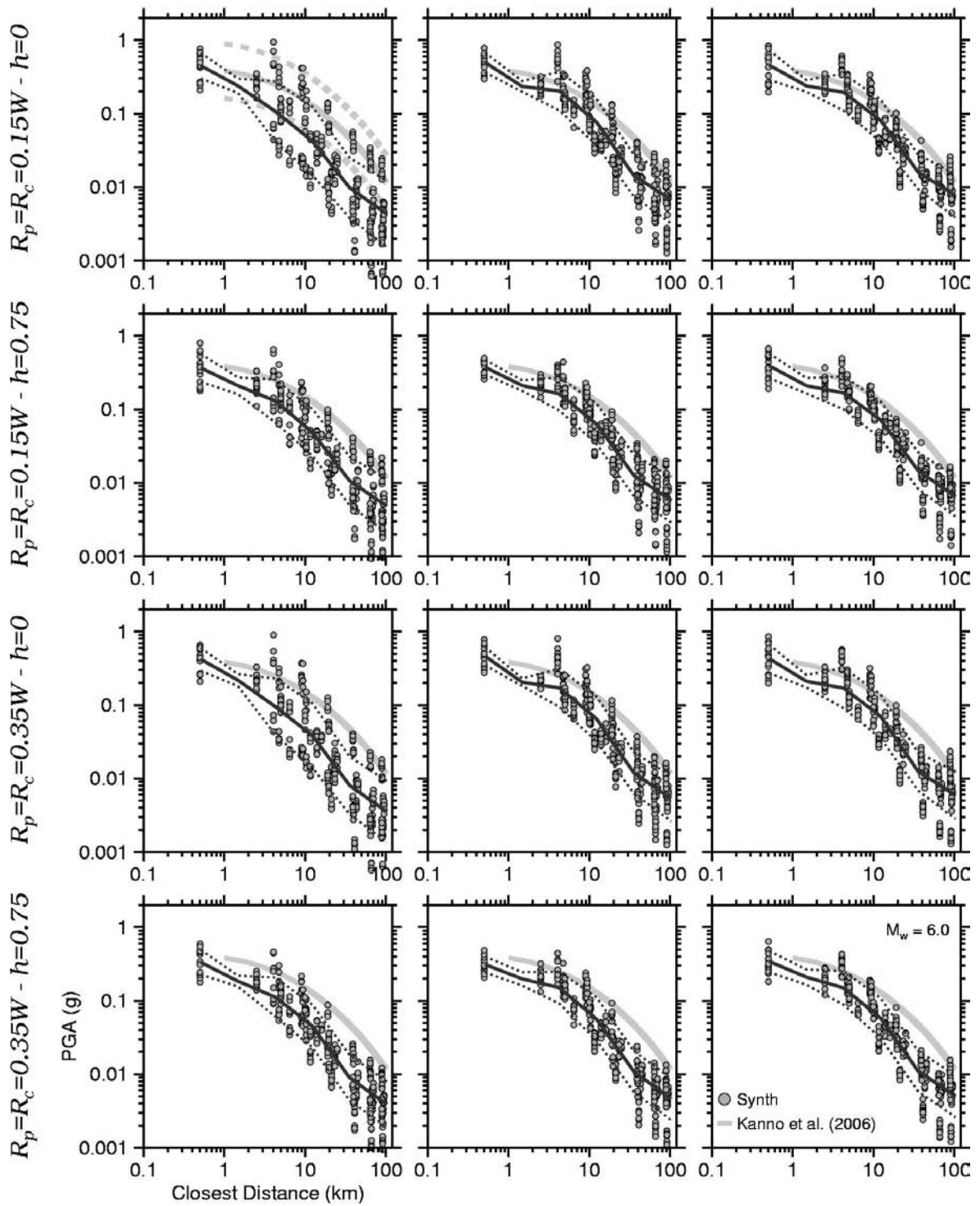


Figure B.17: Même légende que la Figure B.16 en utilisant une vitesse de rupture égale à $V_r = 0,8V_s$.

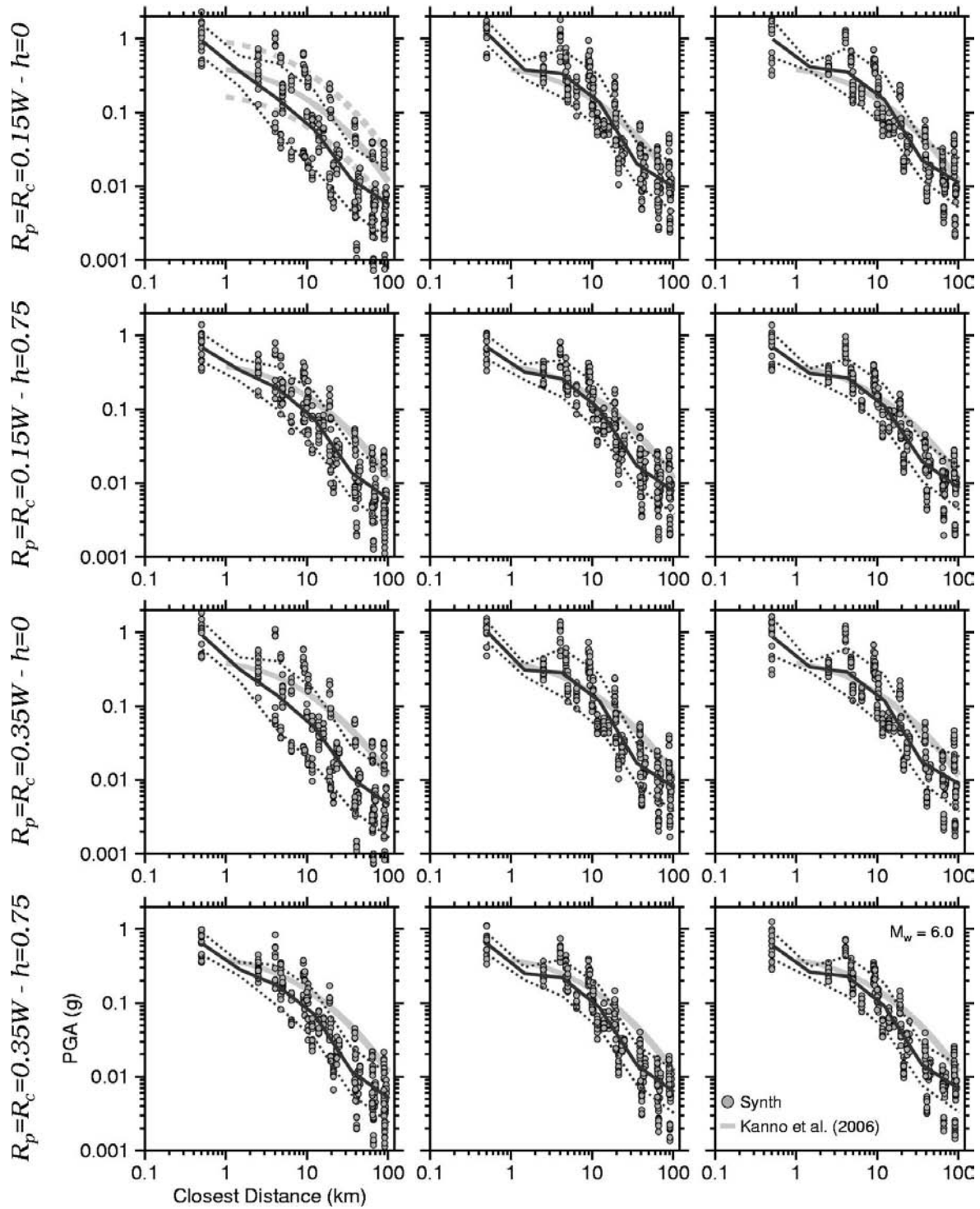


Figure B.18 : Même légende que la Figure B.16 en utilisant une vitesse de rupture égale à $V_r = 0,9V_s$.

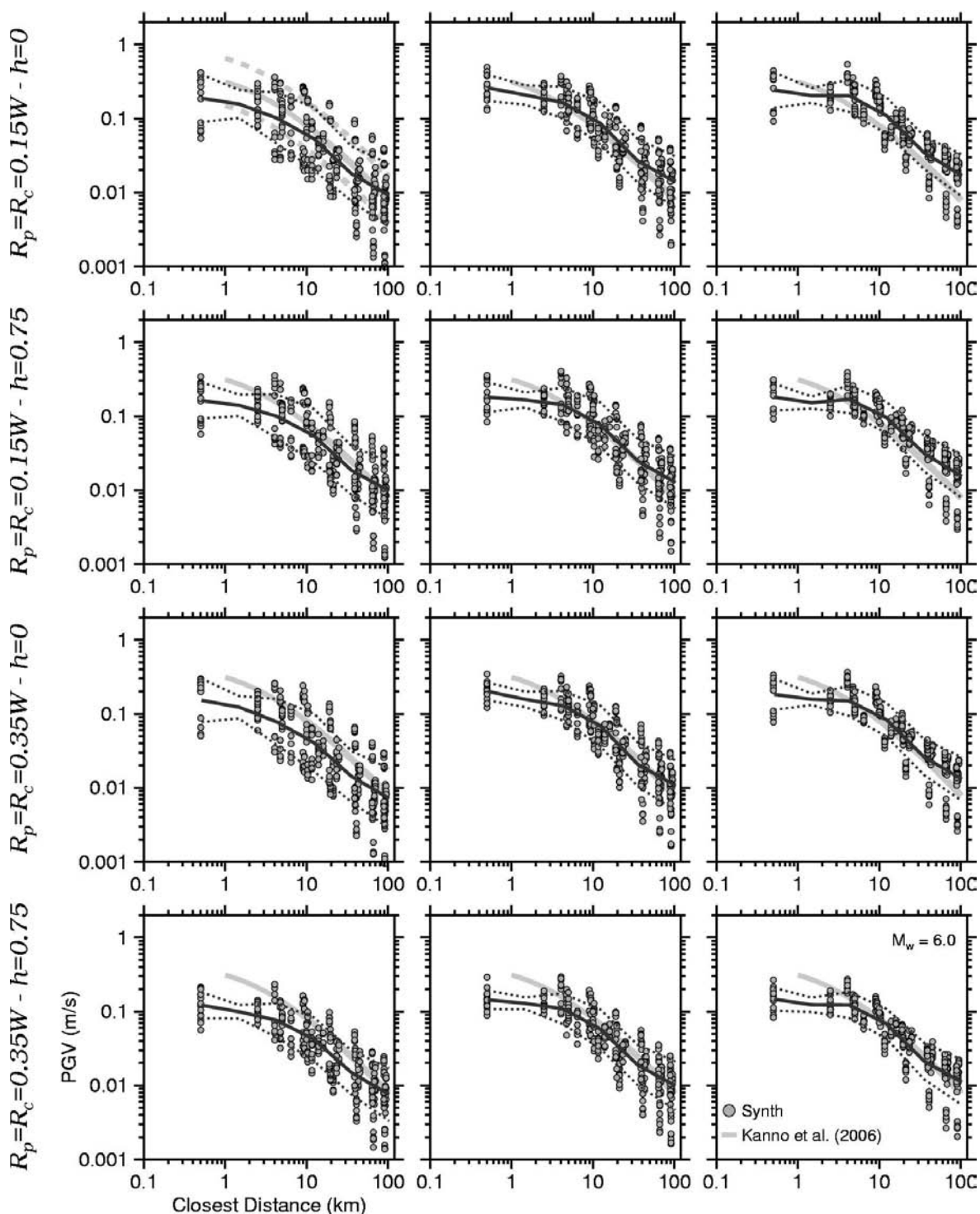


Figure B.19: Comparaison des valeurs maximales de la vitesse du sol (PGV) prédites par simulation numérique avec la relation d'atténuation empirique proposée par Kanno et al. (2006). La vitesse de rupture utilisée est égale à $V_r = 0,7V_s$.

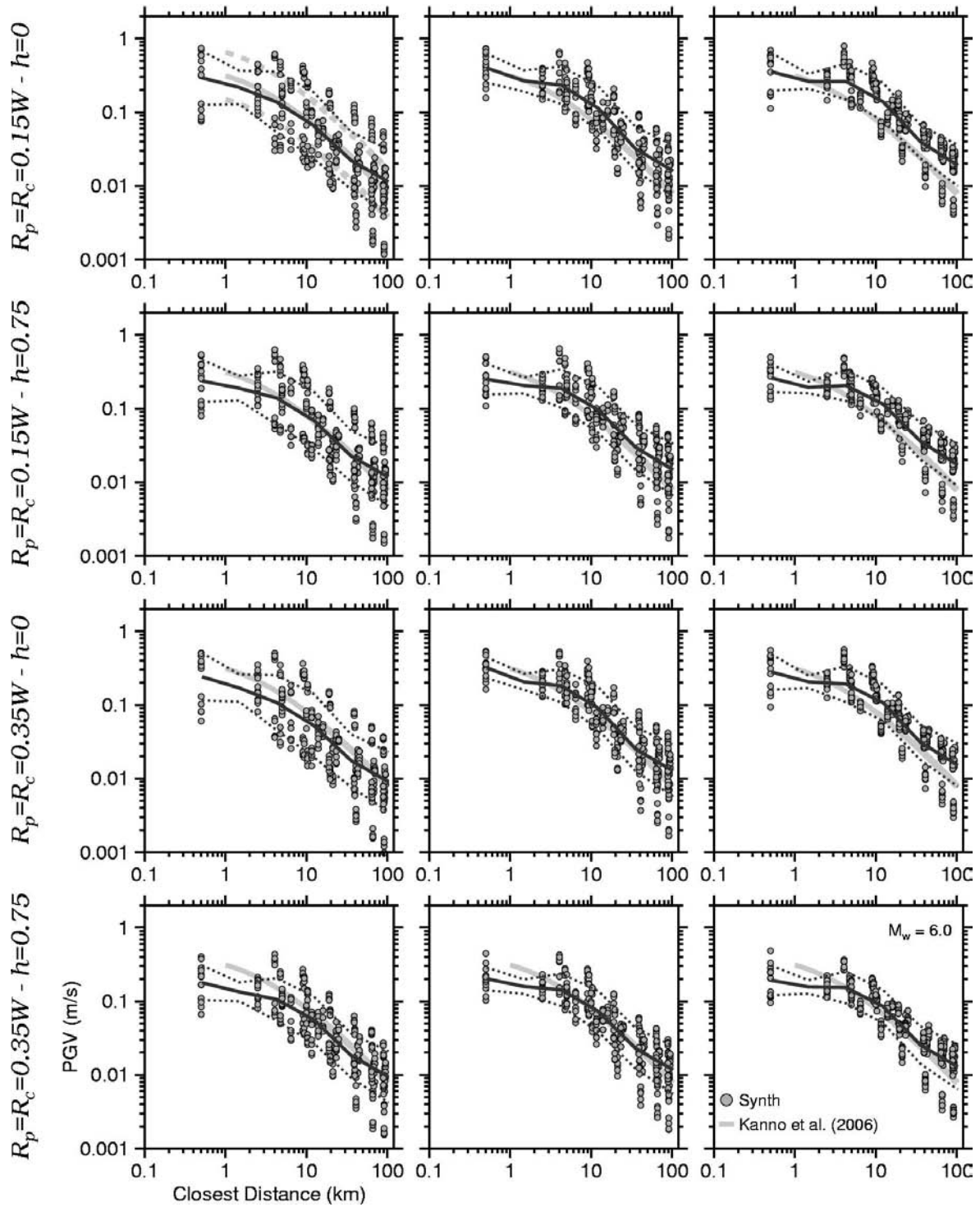


Figure B.20 : Même légende que la Figure B.19 pour une vitesse de rupture égale à $V_r = 0,8V_s$.

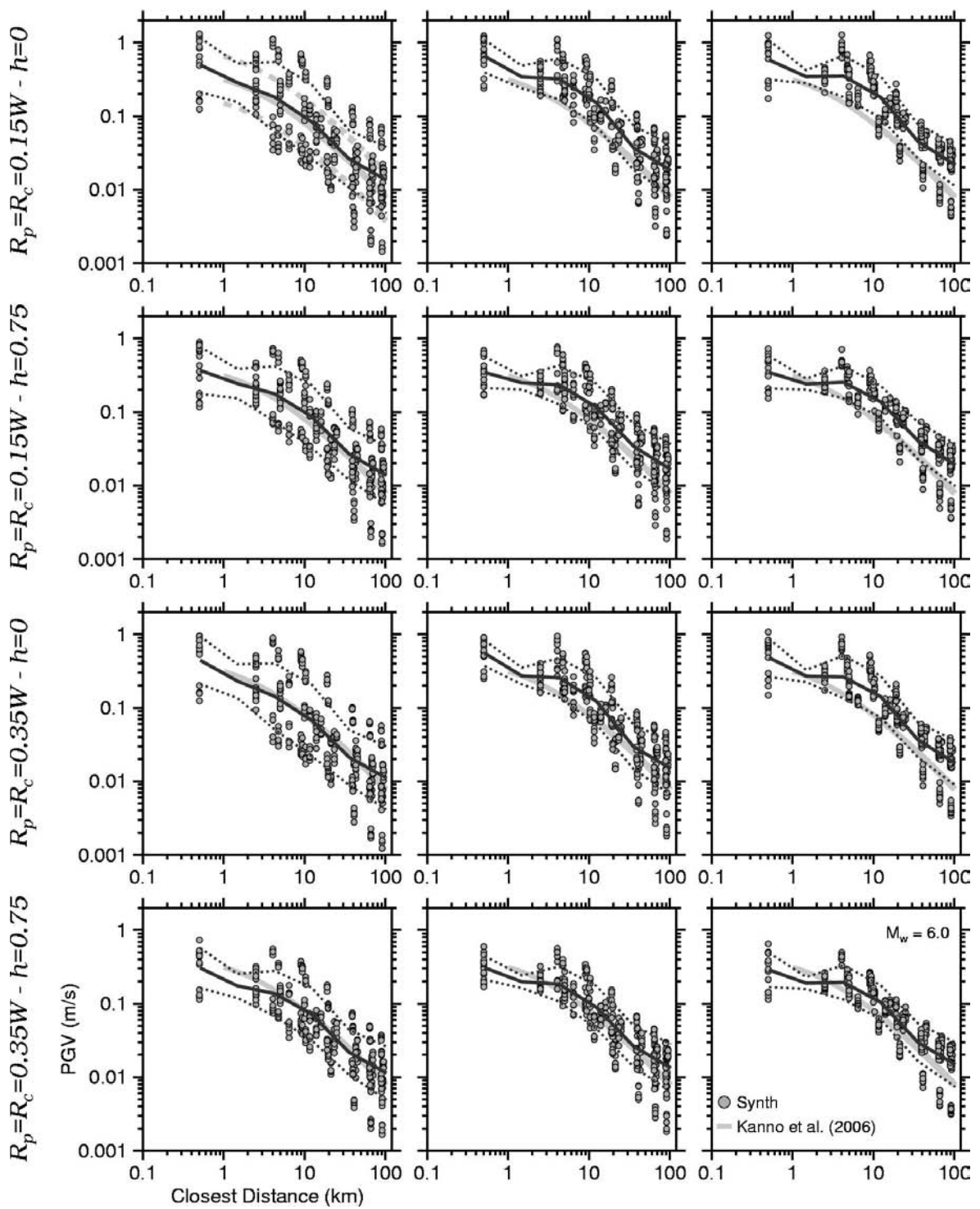


Figure B.21: Même légende que la Figure B.19 pour une vitesse de rupture égale à $V_r = 0,9V_s$.

B.3 Modélisation en champ complet en incorporant les effets d'une colonne de sol générique

Ce paragraphe a pour but montrer les résultats de simulations effectuées après le rendu du manuscrit aux rapporteurs. A la suite de leur demande, des simulations ont été effectuées en incorporant les effets d'une colonne de sol générique (Boore et Joyner, 1997). Cette colonne de sol permet de faire une correction de premier ordre aux simulations faites pour un milieu à quatre couches. La colonne de sol utilisée est définie en fixant le paramètre $AVS30 = 800$ m/s (vitesse moyenne de l'onde S dans les 30 premiers mètres) et en considérant une variation graduelle de la vitesse avec la profondeur jusqu'à la valeur $V_s = 2,7$ km/s à 1,5 km (vitesse d'onde S de la premier couche).

L'approche utilisée est celle proposée par Cotton et al. (2006) et ces calculs ont été faits par Fabián BONILLA (à l'IRSN). Cette correction est plus importante à hautes fréquences de l'ordre de 2 (voir fonction de transfert Figure B.22), et par conséquent les incréments des amplitudes sont plus importantes pour l'accélération du sol et avec des incréments moindres pour la vitesse et le déplacement. Cette correction est appliquée à toutes les composantes horizontales et la réponse de la colonne de sol est introduite en faisant une convolution avec la fonction de transfert.

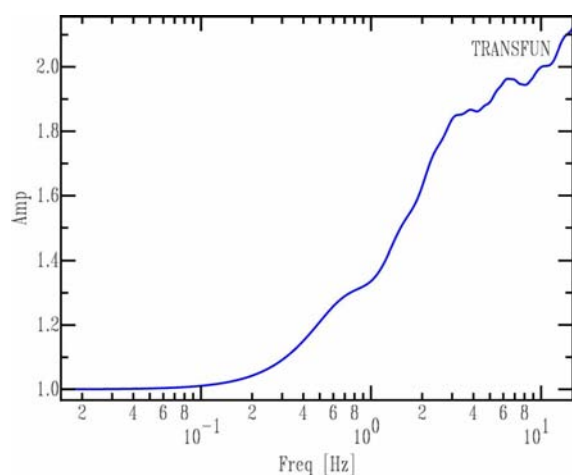


Figure B.22 : Fonction de transfert de la colonne de sol générique utilisée dans les simulations.

Les figures suivantes présentent les résultats de la prédiction des indicateurs de mouvement sismique par modélisation en champ complet d'un séisme de magnitude $M_w = 6,0$ et les trois scenarii définis.

La Figure B.23 montre les valeurs du PGA et du PGV obtenues pour l'ensemble des paramètres explorés. Les valeurs prédites sont comparées à la relation d'atténuation empirique de Kanno et al. (2006) tracée comme référence, mais sans accentuer pour autant l'ajustement de la forme ou des amplitudes.

B.3 Modélisation en champ complet en incorporant les effets d'une colonne de sol générique

D'autres indicateurs du mouvement sismique ont été calculés. La Figure B.24 présente la variation de l'intensité de Arias, IA (Arias, 1970) et de la durée de phase forte, SMD en fonction de la distance. Ces résultats sont comparées à la relation d'atténuation empirique proposée par Pousse et al. (2006).

Les Figure B.25 et Figure B.26 montrent les spectres de réponse calculées sur l'ensemble des simulations. Les spectres sont groupés par intervalle de distance et séparés pour les cas d'une nucléation déterministe et stochastique.

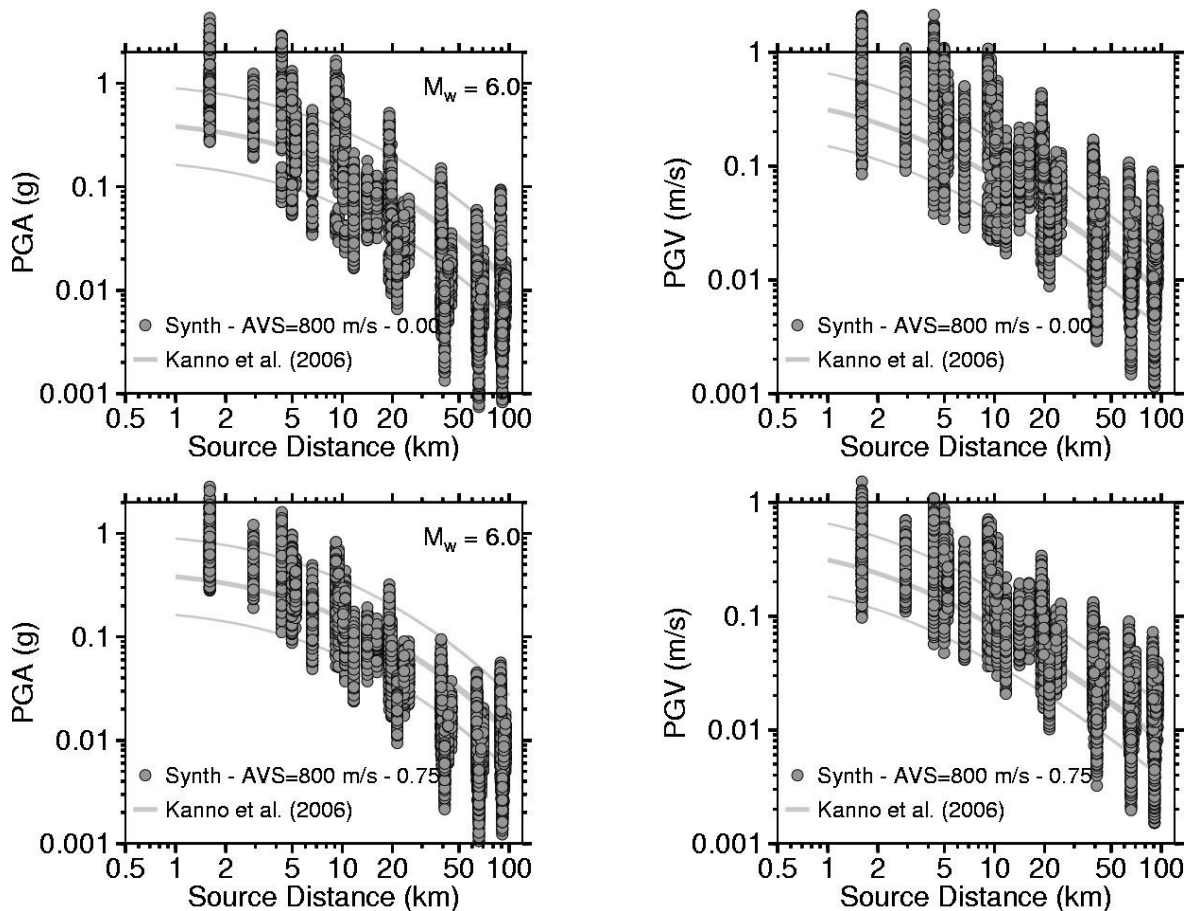


Figure B.23 : Variabilité de la distribution du PGA et du PGV en fonction de la distance pour l'ensemble des paramètres explorés en séparant les cas d'une nucléation déterministe $h = 0$ (en haut) et stochastique $h = 0,75$ (en bas). Les courbes synthétiques moyennes (+/- l'écart type) sont comparées aux relations d'atténuation empiriques de Kanno et al. (2006).

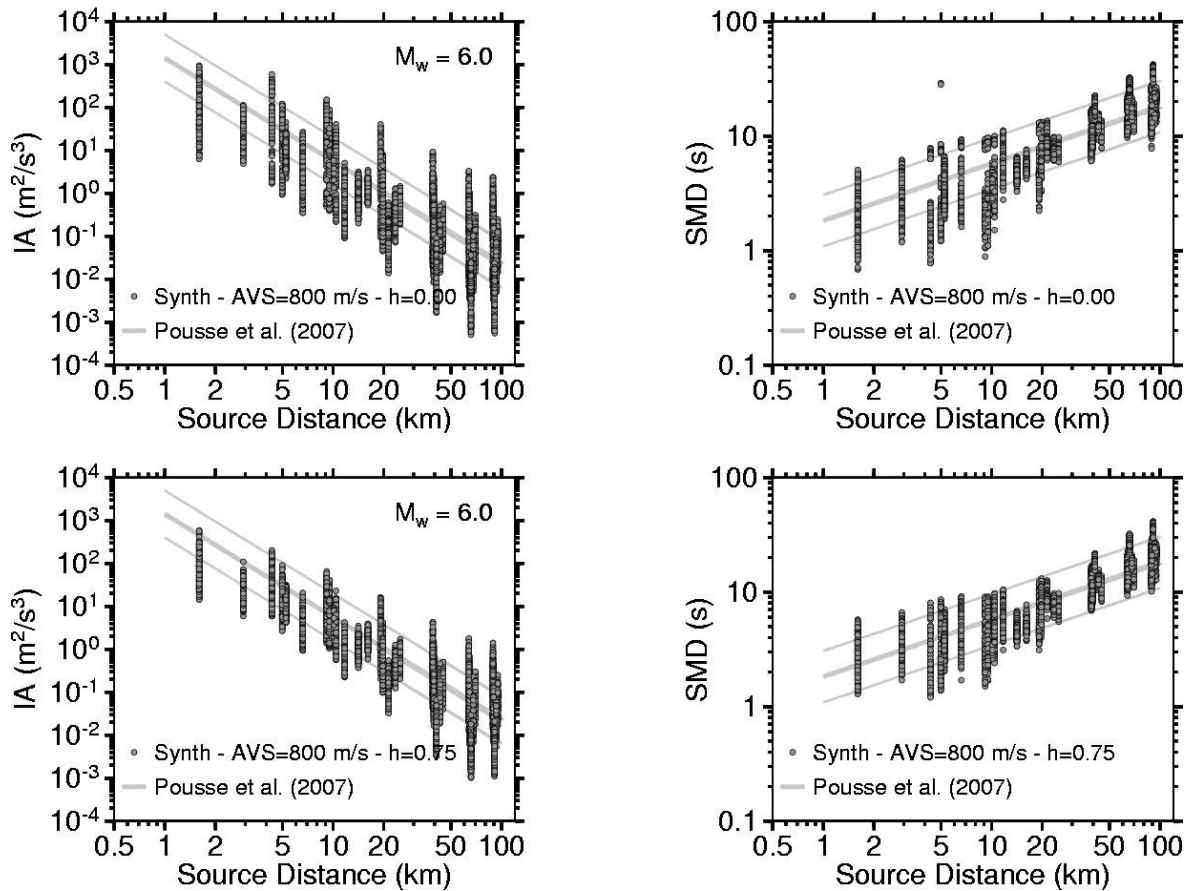


Figure B.24 : Variabilité de la distribution de l'IA et de la SMD en fonction de la distance pour l'ensemble des paramètres explorés en séparant les cas d'une nucléation déterministe $h = 0$ (en haut) et stochastique $h = 0,75$ (en bas). Les courbes synthétiques moyennes (+/- l'écart type) sont comparées aux relations d'atténuation empiriques de Pousse et al. (2006).

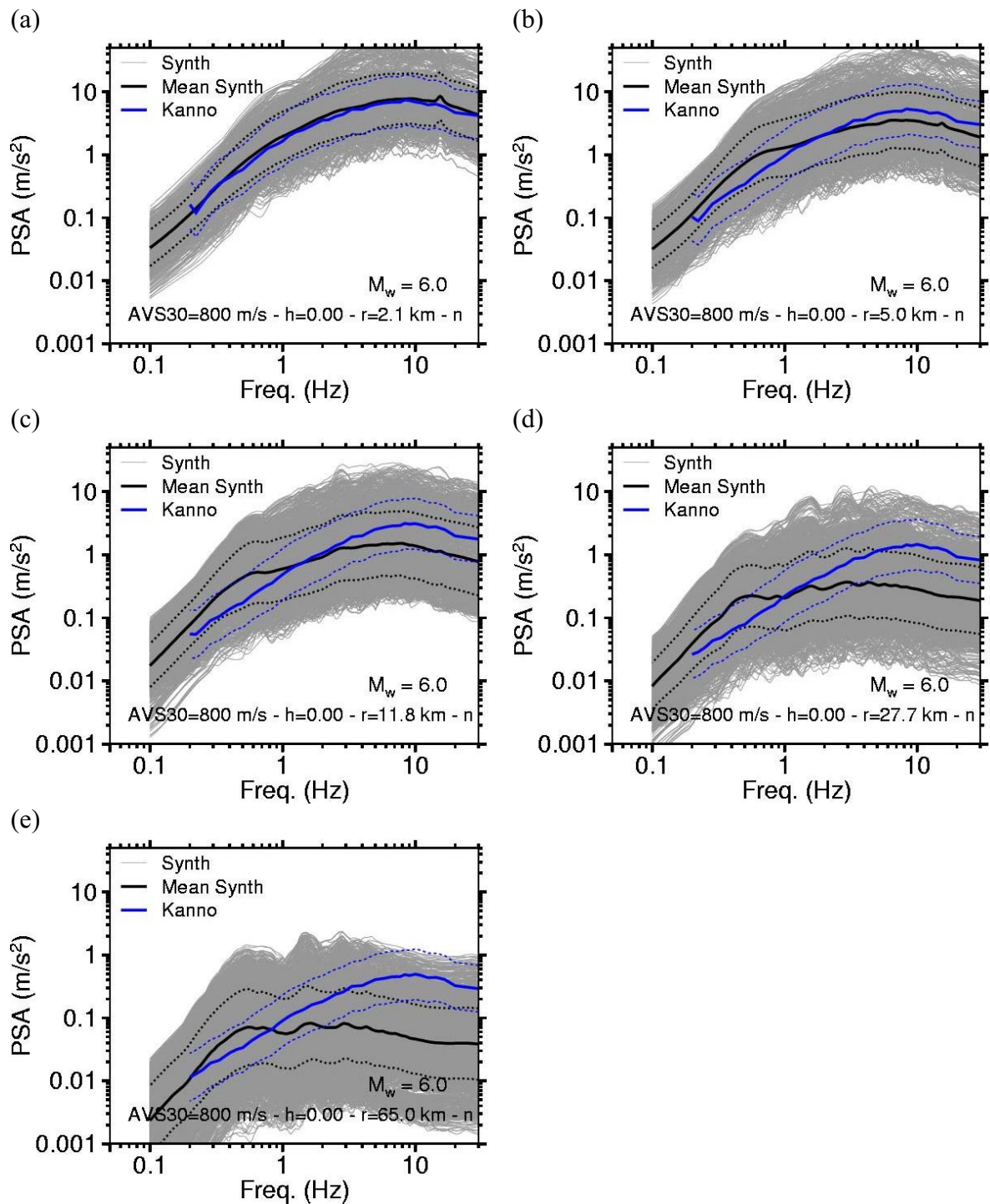


Figure B.25 : Spectres de réponse (composante nord) synthétiques calculés pour l'ensemble de paramètres explorés et pour le cas d'une nucléation déterministe $h = 0$. Les spectres sont groupées par intervalles de distance à la source : (a) 2 km, (b) 5 km, (c) 11,8 km, (d) 27,7 km, et (e) 65 km. Les courbes synthétiques moyennes (+/- l'écart type) sont comparées aux spectres de réponse empiriques de Kanno et al. (2006).

B.3 Modélisation en champ complet en incorporant les effets d'une colonne de sol générique

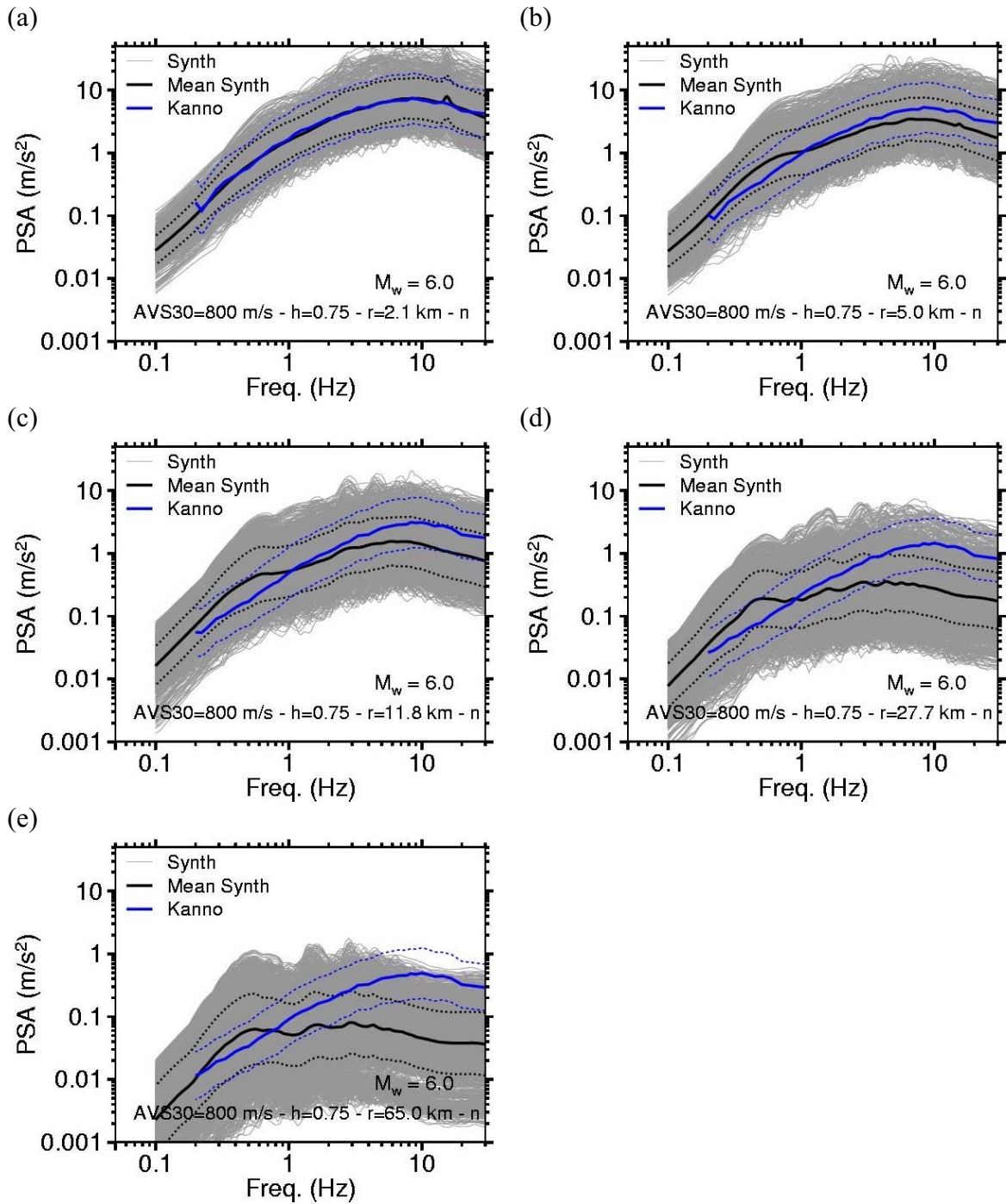


Figure B.26: Même légende que la Figure B.25 pour le cas stochastique ($h = 0,75$).

Annexe C Application du modèle k^{-2} pour la prédiction du mouvement fort le long de la faille de la Moyenne Durance (article)

Résumé

En France, l'estimation de l'aléa sismique pour les installations nucléaires est définie par une réglementation spécifique basée sur une approche déterministe (RFS2001-01). Dans ce cadre là, les événements historiques les plus importants sont modélisés comme des sources ponctuelles (magnitude et distance hypocentrale) qui sont translatées au plus près du site. L'aléa sismique est caractérisé au travers d'un spectre de réponse estimé à l'aide d'une relation d'atténuation empirique. Néanmoins, l'extension, la géométrie de la faille, et la complexité de la rupture produisent une variabilité du mouvement du sol, en particulier près des failles. Ce travail présente des simulations large-bande du mouvement du sol le long de la faille de la Durance, une des failles les plus actives en France. Ces simulations ont été obtenues à partir du modèle cinématique de source en k^{-2} jusqu'à 25 Hz. Plusieurs scénarii de rupture pour des séismes modérés ont été testés afin d'évaluer la variabilité du mouvement du sol et de la comparer à une approche déterministe.

On the simulations of broadband strong ground motions for moderate earthquakes along the Durance fault, France

David Baumont, Javier Ruiz, Catherine Berge-Thierry, and Marc Cushing
Institute for Radiological Protection and Nuclear Safety, France

Abstract

In France, the seismic hazard assessment for nuclear facilities is guided by a specific regulation based on a deterministic approach (RFS2001-01). In this framework, the largest historical events are modeled as punctual sources (magnitude and hypocentral distance), and the seismic hazard is evaluated thanks to an empirical attenuation relationship. Nevertheless, the extent and geometry of the fault, and the complexity of the rupture produce a large variability of the ground motion, in particular in the vicinity of the fault. This contribution presents broadband strong ground motion simulations close to the Durance fault, one of the most active faults in France. We assume k^{-2} kinematic source models to generate accelerograms at frequencies up to few tens of Hz. Various rupture scenarios of moderate earthquakes are tested to evaluate the variability of the ground motions and compared to the deterministic approach.

1. Introduction

The French metropolitan territory is characterized by moderate seismicity. The seismic hazard assessment for nuclear facilities is guided by a specific regulation based on a deterministic approach (RFS2001-01, hereafter RFS). Basically, it consists to select in the historical and instrument catalogs, the largest events in each seismotectonic zone. To comply with safety requirements, the selected events are translated, inside the zone they belong to, as close as possible to the site. The most penalizing events define the “Maximum Historically Probable Earthquakes” (MHPE). Another safety margin is then applied by converting the MHPE into Safe Shutdown earthquakes (SSE) by increasing their magnitude by 0.5. The ground motion predictions are finally obtained using the median value of an empirical attenuation relationship (Berge-Thierry et al., 2003). See Berge-Thierry et al. (2004) for a more detailed explanation of the seismic hazard assessment according to the RFS.

Several studies are currently conducted at the IRSN to quantify the impact of both data and modeling uncertainties on the seismic hazard assessment (Berge-Thierry et al., 2004; Cushing et al., 2004). In this paper, we focus on the effects of source modeling on the seismic hazard assessment. Indeed, in the RFS approach, the Safe Shutdown Earthquakes are implicitly modeled as punctual sources, described by their magnitude and hypocentral distance. However, the extent and geometry of the fault, the complexity of the rupture can induce a large variability of the ground motion, especially in the vicinity of the fault. This is for instance illustrated through the accelerograms of the Mw 6.0, October 3rd, 2004,

Parkfield event. Figure 1 shows that the Peak Ground Accelerations (PGA) are satisfactorily predicted by the mean value of the RFS attenuation relationship (plus or minus its standard deviation) for stations located at hypocentral distances greater than 20 km, whereas the dispersion of the PGA observed at smaller distances is much greater than the standard deviation. At short distances, the source extent and its geometry relative to the observation points cannot be neglected.

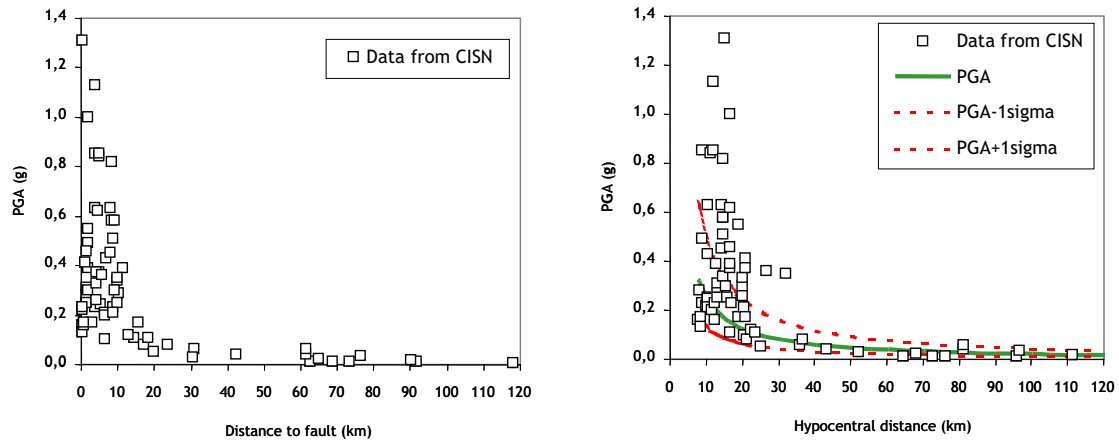


Figure 1. PGA predicted by the RFS attenuation relationship (rock conditions) for the Sept 28th 2004, M6.0, Parkfield event.

In this paper, we perform an exercise to evaluate the effects of the use of an extended source, accounting for the rupture complexity, on the ground motion prediction. In particular, we attempt to evaluate the safety margin of the seismic hazard assessed according to the RFS in short distance configuration. To that aim, various simplified rupture scenarios of moderate earthquakes are tested on the Durance fault.

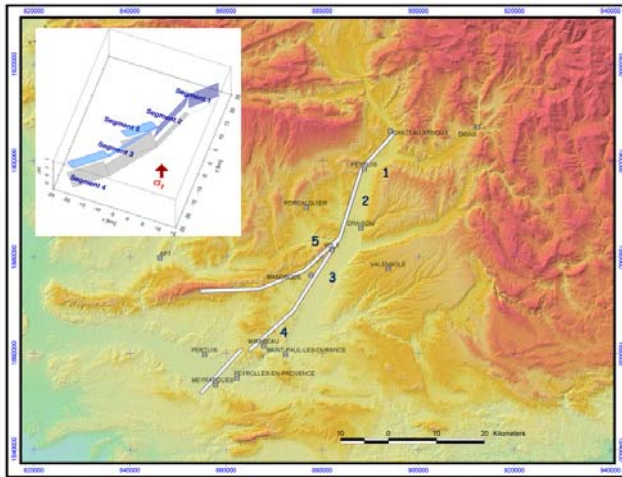
2. The Durance fault system

The Durance fault (southern France) is one of the most active faults in metropolitan France. This fault, extensive at the Jurassic and Oligocene period, was re-activated in compression during the compressive Alpine phases until now (Cushing et al., 2004). This fault system is characterized by a relatively high rate of damaging earthquakes with epicentral intensities reaching VIII (similar M5-5.5 events occurred in 1509, 1708, 1812, 1913). Moreover, based on the analysis of the Valveranne paleo-seismological evidence dated between 9000 and 26000 before present, one may expect the occurrence of larger magnitude events ($M \approx 6.0$ to 6.5). This fault is also characterized by a microseismic activity ($M \approx 1$ to 3) monitored by a permanent network of stations. Thanks to numerous studies conducted during the last decade, the seismo-tectonic behavior of the Durance Fault is better known, including its geometry and segmentation (Cushing et al., 2004). The faulting mechanism is considered to be reverse strike-slip to pure left-lateral strike slip according to the segment considered. All this information can be used to limit, at least in this preliminary study, the space of possible rupture scenarios. A simplified geometry of the Durance fault system was considered (Figure 2), and to limit the computing time, only 3 segments were considered in this study (segments # 2, 3, and 4). M5.5 up to 6.8 events are considered.

Another important constraint comes from a 3-D P-waves velocity model that was built for the Durance area, based on re-interpretation of seismic data profiles (Volant et al., 2003).

Annexe C On the simulations of broadband strong ground motions for moderate earthquakes along the Durance fault, France

This 3-D velocity model is composed of 5 simplified units: Miocene (3.2 km/s), Oligocene (2.9 km/s), Mesozoic (5.2 km/s), Trias (3.7 km/s), and Basement (5.5 km/s). This 3D model is characterized by strong lateral variations (Figure 3). The 3-D S-waves velocity model is derived from the P velocity model assuming a constant V_p to V_s ratio of $\sqrt{3}$. This ratio is rather well constrained from the re-location analysis of the microseismicity (Volant et al., 2003). The site we chose to perform this exercise is the seismological station of CAD, located at few kilometers to the southeast of the fault (Figure 3).



# Seg	Length	Width	Azimuth	Plunge
1	10 km	8 km	225°	90°
2	15 km	8 km	200°	80°
3	18 km	8 km	215°	60°
4	12 km	8 km	230°	45°
5	10 km	8 km	230°	45°

From Aochi et al. (2004)

Figure 2. Geometry of the Durance fault system simplified from Cushing and Bellier (2003).

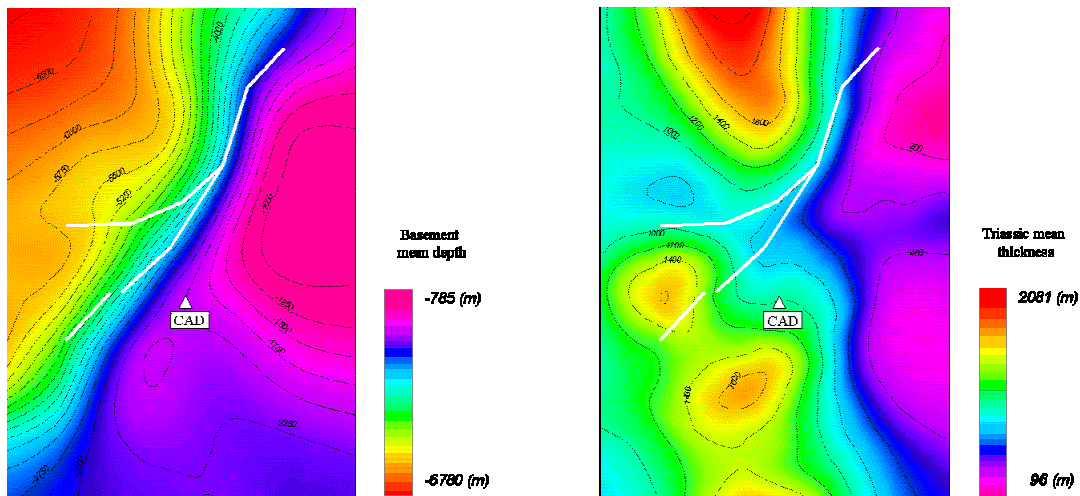


Figure 3. Basement mean depth and Triassic mean thickness extracted from the 3D velocity model of the Durance area

3. Strong ground motion modeling

Generating realistic broadband synthetics in the vicinity of the fault requires an adequate description of the source complexity. Herrero et al. [1994] developed a broadband, kinematic rupture model based on a “ k^{-2} ” slip distribution (Figure 4) and a constant rupture velocity. This model successfully generates accelerograms at frequencies up to few tens of Hz, with a “ ω^2 ” spectral shape in the far field approximation. To better model the apparent

directivity Cd, Bernard et al. [1996] introduced a propagating pulse L_0 and a k -dependent source function. A further evolution [Berge et al., 1999] includes a complete Green's function (GFs) computation using the discrete wave number method [Bouchon and Aki, 1977] coupled to the reflection coefficient propagator technique [Kenett and Kerry, 1979]. Due to limitation in the calculations of GFs for shallow source-station configuration, our fault model is restrained to depth greater than 1 km.

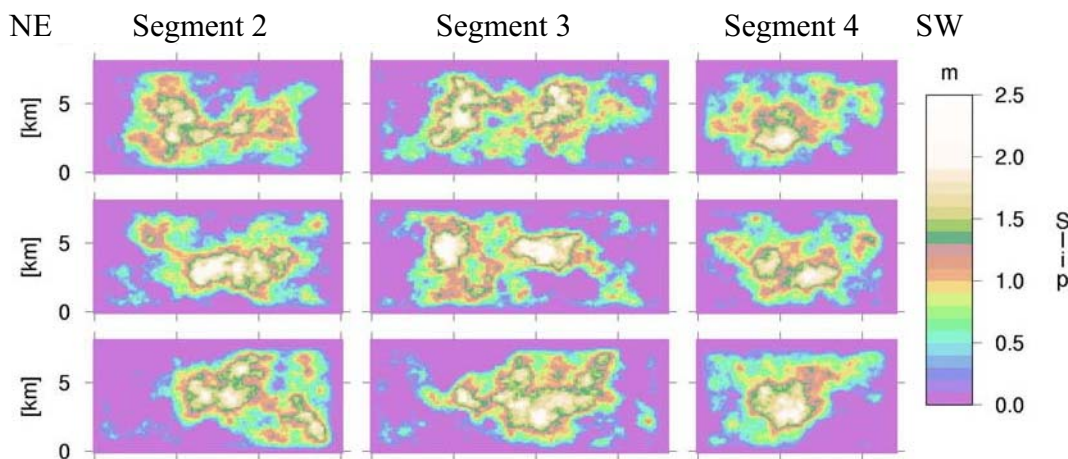


Figure 4. Example of k^2 slip distributions corresponding to $M6.8$ events

The Durance 3-D velocity model was used to derive 1-D velocity models for each segment / station path. For instance, the table below shows the simplified geological model considered for the numerical simulations of segment 3 at CAD. Notice the presence of a Triassic layer that corresponds to a Low Velocity Zone (LVZ). In an attempt to quantify the effects of this LVZ, first order calculations were also made considering an homogeneous half-space with the basement elastic parameters. Typical values of intrinsic attenuation found in France ($Q_p=675$; $Q_s=250$) were used for the basement. For other layers, we used the values inferred by analyzing the spectral shape of local events recorded at our permanent network ($Q_p=250$; $Q_s=150$; Nechtschein, 2003).

Layer	Depth (km)	Thickness (km)	Vp (km/s)	Vs (km/s)	Qp	Qs
Miocene	0	0.2	3.2	1.8	250	150
Oligocene	0.2	0.25	2.9	1.7	250	150
Mesozoïc	0.45	1.8	5.2	3.0	250	150
Triassic	2.25	0.9	3.7	2.1	250	150
Basement	3.15	∞	5.5	3.2	675	250

The accelerograms were computed at frequencies up to 25Hz, even if we are aware that the synthetic Green functions cannot be satisfactorily modeled at such frequencies. Nevertheless, this value was chosen to be able to compare the synthetic accelerogram response spectra with the RFS prediction. To comply with numerical exigency, each fault segment was discretized onto a 512 x 256 grid. The GFs were computed for each gridcell assuming a reverse strike-slip rake, and stored on disk (3Go / segment). Generating the GFs database for a segment takes about 3 days using 4 Ultra spark 10 CPU, whereas recombining the GFs with the k -dependent slip velocity to produce an accelerogram takes about 30 minutes for a $M5.5$ event and one hour for a $M6.2$ event using one CPU.

For each target event (defined by its magnitude and its assignment to a segment), many sub-event rupture scenarios are generated by randomly exploring plausible values of the modeling parameters. Fault dimensions are determined using the Wells and Coppersmith (1994) scaling law. The sub-event location on the fault, the hypocentral location, the rupture velocity, and the propagating pulse width L_0 are randomly chosen within the range values described below. Each synthetic is associated to its accelerogram response spectrum for a 5% damping value.

V_r/V_s	L_0/L	δL and δW	Hypocentral location
0.7 to 0.9	0.05 to 0.2	$\pm 20\%$	Deeper half of the fault

4. Magnitude 5.5, Manosque type, event modeling

In this section, we aim to model the strong ground motions at station CAD generated by an event similar to the 1708, Manosque earthquake. Thanks to an in-depth analysis of the event in its socio-historical context, Quenet et al. (2004) were able to provide new constraints on the damage area of the 1708 Manosque earthquake. Although the VI-VII, VII, and VIII isoseismals are clearly poorly constrained, they indicate that this event is certainly a shallow event of moderate magnitude of about 5 to 5.5 (assuming the Levret relationship; Levret et al., 1994).

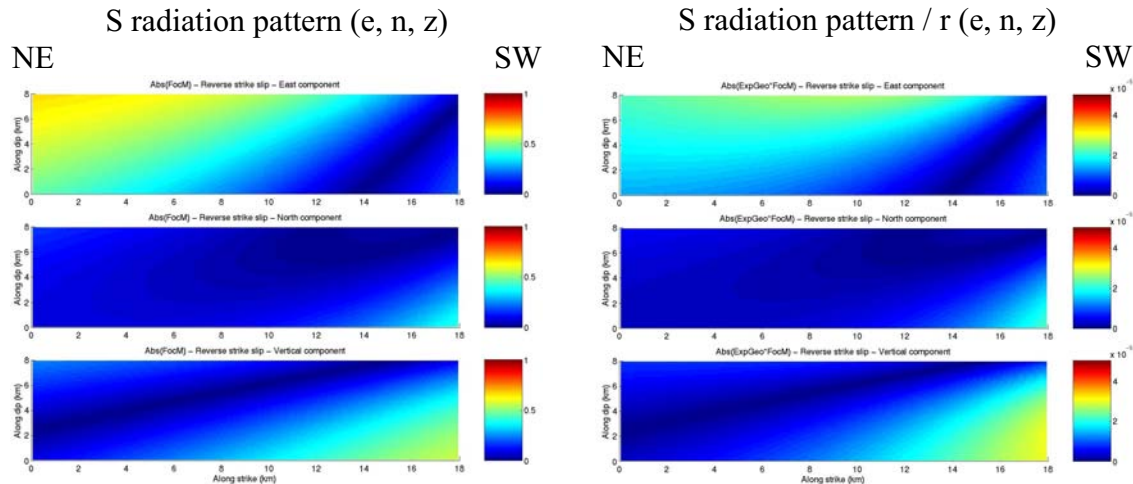


Figure 5. Source potential to the seismic excitation for station CAD

In a preliminary step, we restricted the model exploration (Figure 2) to scenarios located in the SW part of segment 3 in order to generate the largest accelerations. Figure 5 shows (left) the fault maps of the S radiation pattern for the east, north and vertical directions, and (right) the same but corrected for the geometrical spreading. This figure illustrates that the fault geometry, focal mechanism and station location we considered, corresponds in fact for most of the fault surface to a node. In other words, the fault is not optimally oriented to generate S- body-waves at CAD, especially in the SW part of the fault. The preliminary restriction we applied was too severe, and thus we investigate for a M5.5 sub-event anywhere on the segment 3. To partly counterbalance the low S radiation pattern effect, we restricted our exploration to scenarios that are directive for station CAD (by constraining

the hypocenter to be located in the north-eastern part of the sub-event), the other model parameters being randomly chosen.

Figure 6 shows an example of synthetic accelerations (East, North, Vertical) and its associated Fourier spectra. Notice that the large spectral amplitudes obtained around 1 Hz result from the application of the k^{-2} scale-dependent rise time source modeling for a directive station. Notice the effects of the anelastic absorption on the spectra above 10 Hz. The level of numerical noise in the synthetics is negligible thanks to the dense spatial sampling we applied to model the kinematic rupture.

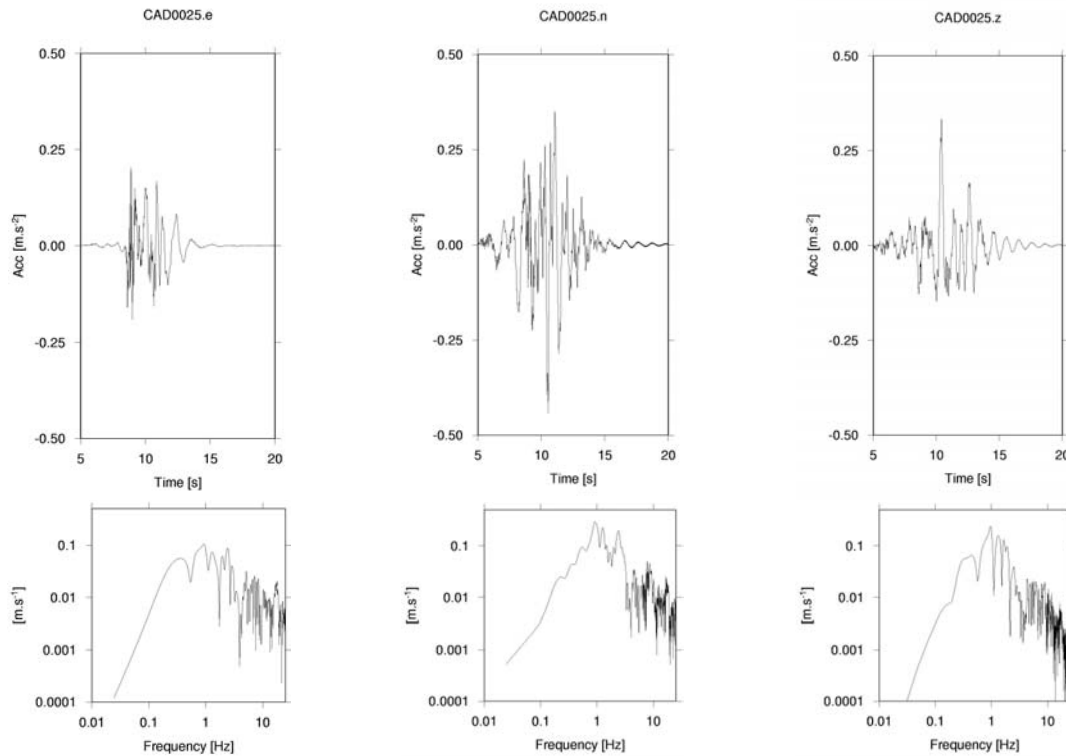


Figure 6. Example of synthetics for a M5.5 on segment 3 at CAD

As shown in Figure 7, the overall sampling of the model space obtained after about 200 iterations is satisfactory. Stress drop values resulting from the parametric choices appear to be plausible. One can notice the expected correlation between the PGA and the maximal rise time value (L_0/V_r), the stress drop, or the rupture velocity. It is interesting to notice the existence of two populations of scenarios that have similar behavior but different nominal PGA values. However at this stage, these high PGA scenarios have not been clearly identified.

Figure 8 shows the acceleration response spectra we obtained for all the M5.5 scenarios modeled on segments 3 and 4. For comparison, we also plot the response spectra predicted by the RFS attenuation relationship (Berge-Thierry et al., 2003) for a mean equivalent model (M5.5 at 23 or 16 km for segment 3 and 4, respectively). It is interesting to notice that for segment 3 and for frequencies larger than 1 Hz, the variability of the synthetics is as large as the one of the RFS attenuation relationship, this despite the fixed source-fault geometry considered here. The median pseudo-accelerations are however significantly lower than the predicted RFS values. We already mentioned that even if CAD is rather directive, the radiation pattern is not efficient to generate large S body-waves, which may explain the overall low predictions. On the other hand, one can notice that few scenarios led to predictions that fall within the error bars of the attenuation relationship. Similar

observations can be made for segment 4 M5.5 modeling. However, in the case of Segment 4, although the radiation pattern is rather favorable for CAD, CAD is rather in non-directive location.

Further studies must be conducted to clearly identify the parameters that control the most the predictions (velocity model with in particular the presence of the Triassic LVZ, and the low quality factor, the radiation pattern for this specific focal mechanism). Moreover, the attenuation relationship for such moderate magnitudes and short distance relies on very few data, and our velocity model may correspond to “stronger” rock condition than the one of the attenuation relationship, two other reasons that prevent to draw strong conclusions.

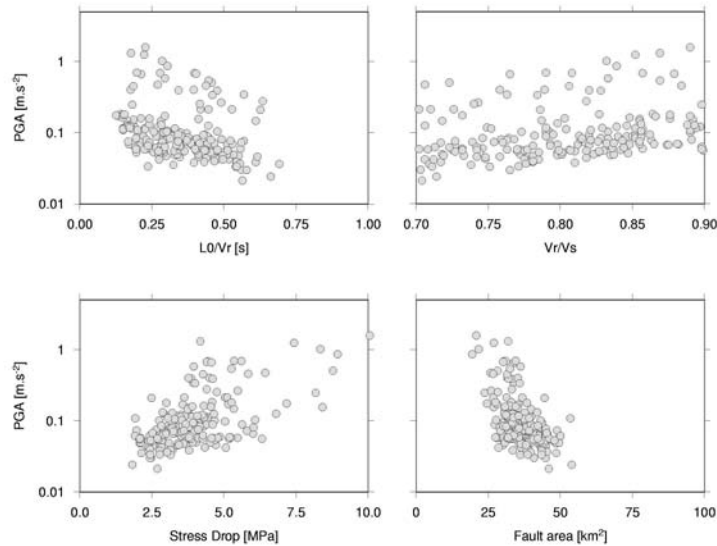


Figure 7. Influence of k^2 model parameters on the PGA for M5.5 on segment 3

Figure 9 (left) shows a comparison between the acceleration response spectra predicted for a punctual source according to the RFS regulation and the synthetic acceleration spectra we obtained on both Segment 3 and 4 for the $k-2$ extended source. We considered a M5.5 + 0.5 “SSE” located at 15 km hypocentral distance. This distance corresponds to the mean hypocentral distance of our closest scenarios. Notice however that the application of the RFS regulation would lead to consider an hypocentral distance without taking into account the fault dip (see Cushing et al., 2004). This figure shows that our “SSE” spectrum covers most of our synthetics, except in the frequency range 0.8 to 3 Hz where a few scenarios overcome the RFS prediction. To further test the robustness of the seismic hazard assessment according to the RFS, we propose to model M6.2 events rupturing most of segment 3, which may represent a moderate paleo-earthquake scenario. Figure 9 (right) shows the preliminary results after few realizations (dark gray curves). The M6.2 scenarios are associated on average to larger pseudo-acceleration. This is particularly noticeable at low frequency where many response spectra exceed the SSE response spectrum.

All these results are only preliminary, and one should not forget the approximations that were made at the different steps of the modeling, in particular the use of a simplistic velocity model for computing the GFs. A more realistic evaluation is envisaged using Empirical Green Functions, however, this will necessarily be limited to very short distance configurations (Segment 4) and will required to evaluate the low frequency response of the 3-D velocity model. Further studies should also be conducted to better evaluate the quality factor in this area, to better define the plausible range values of the model parameters (V_r/V_s , L_0/V_r , roughness of the slip distribution). Beyond this, an in-depth study must be conducted to understand the behavior of the fault when it reaches the superficial layers

(e.g. J. Ruiz, 2004), and in particular concerning the relative importance of the surface-wave and body-waves in the strong ground motion modeling.

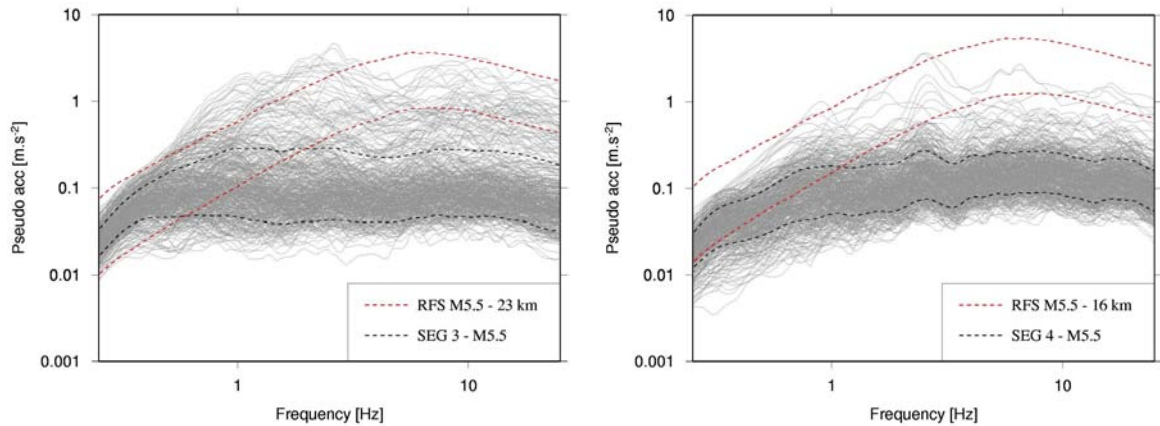


Figure 8. Acceleration response spectra for M5.5 extended source k^2 modeling on segments 3 and 4.

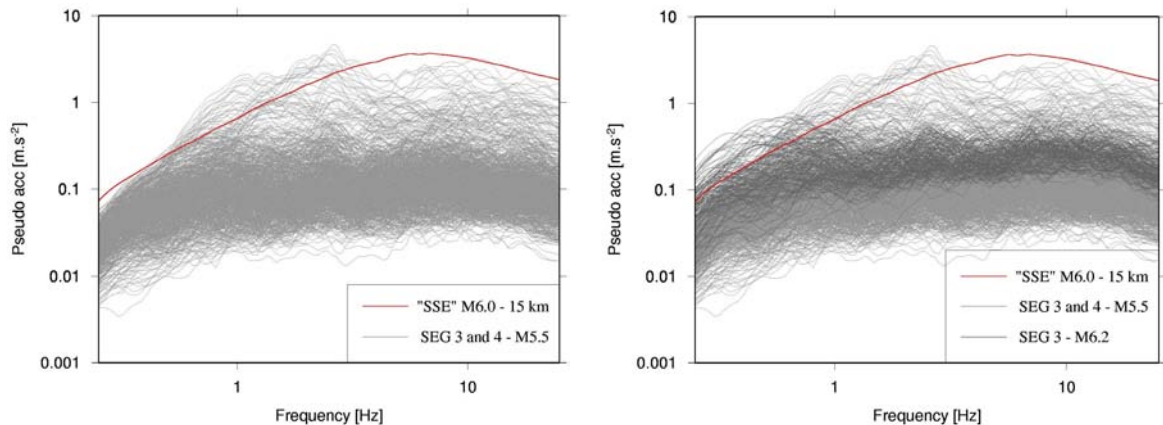


Figure 9. Acceleration response spectra according to RFS and source modeling

5. Magnitude 6.8, event modeling

To address the question of the magnitude of the largest rupture scenarios on the Durance fault system, Aochi et al. (2004) performed several dynamic rupture modeling on a simplified fault geometry (Figure 2). Under their working assumptions, these authors could model scenarios involving several segments. Even if there is no surface rupture evidence attesting the occurrence in the past of such large events, we are nonetheless interested to predict the ground motion they could induce. To better characterize the variability of the ground motion, synthetics were computed on a 2.5 km staggered grid covering a 15 km area surrounding the fault trace. Several rupture scenarios were considered (unilateral NS or SN) involving the three segments 2, 3 and 4 for M 6.8 events. Given the large number of sites considered, calculations were only performed up to 5 Hz. Moreover, we focus only on the effects induced by the source complexity, and considered an homogeneous half-space. Figure 10 shows the mean PGA and significant duration distributions for a 0.9 Vs, NS unilateral rupture, and 30 slip realizations (e.g. Figure 4). Notice the large variability of these two indicators. The largest PGA values are found close to the trace of the segment 3 (about 1 g). The mean PGA at station CAD reaches almost 0.4g, a greater value than the

one predicted by the RFS prediction. Examples of synthetic accelerograms are shown on Figure 11.

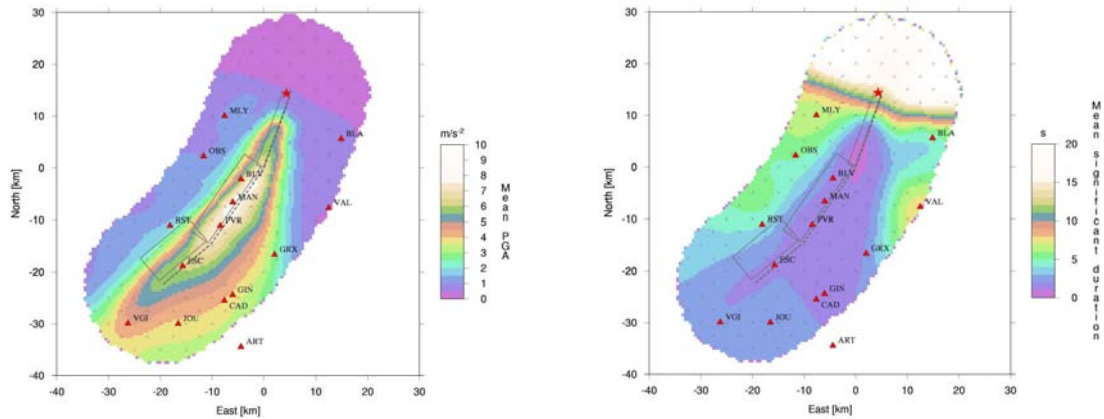


Figure 10. Mean PGA and significant duration distributions for a M6.8 event rupturing three segments

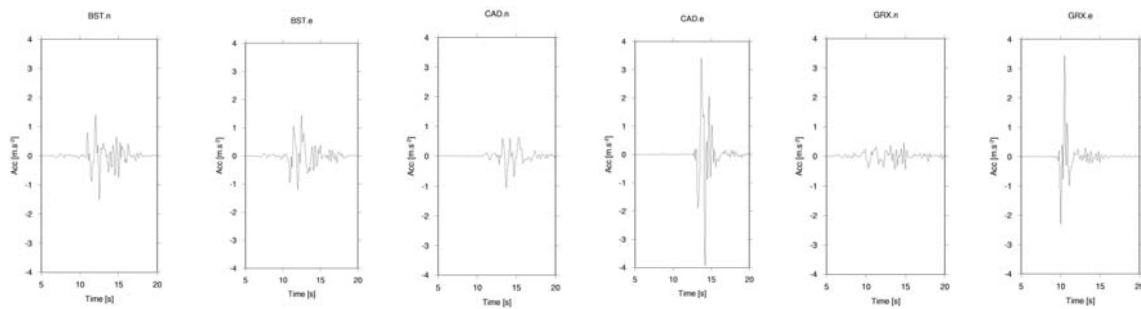


Figure 11. Example of 5Hz synthetic ground motions for a M6.8 event on the Durance fault

6. Conclusions

The k^{-2} spectral source modeling was used to test, for a specific site, the safety margin of the seismic hazard predicted according to the RFS. In particular, we were interested to test close source-site configurations. We chose the case study of the Durance fault system because its geometry and its segmentation are overall well constrained, which limit the plausible event space model. Assuming a simplified, 3-segment fault geometry, rupture scenarios were randomly generated for historically realistic M5.5 events and M6.2-6.8 paleo-earthquakes. The synthetic acceleration response spectra obtained were compared to the prediction according to the French Nuclear Regulation (RFS). Even if the results are preliminary, it is interesting to notice that the SSE spectrum covers most of our synthetics, except at low frequency where few scenarios overcome the RFS prediction. On this example, it seems that the effects of the rupture complexity on the ground motion, that are not taken into account in the RFS, are compensated by the safety margins applied on the distance and magnitude to produce the SSE. Nevertheless, further studies are needed to clearly identify the parameters that control the most the predictions (velocity model with in particular the presence of the Triassic LVZ, and the low quality factor, the radiation pattern for this specific focal mechanism). Moreover, it is important to recall that these results are

site specific, strongly depending of the fault geometry, focal mechanism, and velocity model chosen. In this sense, they cannot be extrapolated to another site.

References

- [1] Aochi H., C. Berge-Thierry, M. Cushing, O. Scotti and P. Volant (2004). Probabilistic and Dynamic Approaches of Earthquake Scenarios in the Moyenne Durance, France. ESC Potsdam, 13 September 2004.
- [2] Berge-Thierry C., M. Cushing, O. Scotti, and F. Bonilla (2004). Determination of the seismic input in France for the nuclear power plants safety: regulatory context, hypothesis and uncertainties treatment. OECD/NEA Workshop, Tsukuba, Japan. This issue.
- [3] Berge-Thierry C., D. Griot-Pommer, F. Cotton et Y. Fukushima (2003). New empirical response spectral attenuation laws for moderate European earthquakes. *Journal of Earthquake Engineering*, Vol. 7, No 2, pp 193-222.
- [4] Berge C., A. Herrero, P. Bernard, M. Bour, and P. Dominique (1998). The spectral source model: a tool for deterministic and probabilistic seismic hazard assessment. *Earthquake spectra*, 14 (1), 35-57.
- [5] Bernard P., A. Herrero, and C. Berge (1996). "Modeling directivity of heterogeneous earthquake ruptures". *Bull. Seism. Soc. Am.*, 86, 1149-1160.
- [6] Bouchon M., and K. Aki (1977). "Discrete Wave Number Representation of seismic-source wave fields". *Bull. Seism. Soc. Am.*, 67, 259-277.
- [7] Cushing M., O. Bellier, P. Volant, H. Aochi, S. Baize, and C. Berge-Thierry (2004). Recent findings integrated for seismic hazard assessment: the case study of the Durance Fault. OECD/NEA Workshop, Tsukuba, Japan. This issue.
- [8] Cushing E.M. and Bellier O. (2003). Technical report IRSN n° 03-21. Faille de la Moyenne Durance : précisions concernant le tracé en surface de la faille entre Pertuis et Château Arnoux.
- [9] Herrero A., and P. Bernard (1994). "A kinematic self-similar rupture process for earthquakes". *Bull. Seism. Soc. Am.*, 84, 1216-1228.
- [10] Kennett B.L.N., and N.J. Kerry (1979). "Seismic waves in a stratified half space". *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 57, 557-583.
- [11] Levret A., Backe J. and Cushing M. (1994), Atlas of macroseismic maps for French earthquakes with their principal characteristics. *Natural Hazards*, 10, 19-46.
- [12] Nechtschein S., 2003, Moment Magnitude Mw Calculation for Seismic Events Recorded by the Durance Network, IRSN Report, 29P.
- [13] Quenet G., D. Baumont, O. Scotti, and A. Levret (2004). The 14 August 1708 Manosque, France earthquake: New constraints on the damage area from in-depth historical studies. Special Issue of the Proceedings of the Workshop "Investigating the records of past earthquakes", July 2002, Erice, Italy.
- [14] Ruiz J. (2004). "Génération d'accélérogrammes synthétiques large-bande par modélisation cinématique de la rupture sismique". PhD thesis in preparation within the framework of a collaboration between IRSN and IPGP.
- [15] Volant P., A. Lomax, S. Nechtschein, M. Cushing, T. Ait-Ettajer, C. Berge-Thierry, P. Dervin (2003). Localisation 3D et calcul de magnitude pour les événements du réseau Durance. 6ème Colloque National AFPS, Actes Vol.1, pp21-32.

- [16] Wells, D. and K. Coppersmith (1994). New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement, Bull. Seismol. Soc. Am., 84, 974-1002.