



**HAL**  
open science

# Simulation aveugle large bande du mouvement sismique

Mathieu Causse

► **To cite this version:**

Mathieu Causse. Simulation aveugle large bande du mouvement sismique. Géophysique [physics.geoph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT : . tel-00392066

**HAL Id: tel-00392066**

**<https://theses.hal.science/tel-00392066>**

Submitted on 5 Jun 2009

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

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

---

# Simulation aveugle large bande du mouvement sismique

---

par Mathieu CAUSSE

Pour obtenir le grade de  
Docteur de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I  
Mention : Sciences de la Terre, de l'Univers et de l'Environnement

*Thèse soutenue le 30 janvier 2009 devant le jury composé de :*

Pascal BERNARD	Rapporteur
Fabian BONILLA	Rapporteur
Fabrice COTTON	Directeur de thèse
Bruno HERNANDEZ	Invité
Nikos THEODULIDIS	Examineur
Jean VIRIEUX	Président du jury



# Avant Propos

Ce travail de thèse a été financé par le CNRS et le CEA.

Mes remerciements vont tout d'abord à Fabrice Cotton, mon directeur de thèse au LGIT. Je lui suis très reconnaissant d'avoir été constamment présent, tout en m'accordant liberté et confiance dans les orientations de ce travail.

Je remercie Pascal Bernard et Fabian Bonilla d'avoir accepté d'être rapporteurs du manuscrit ainsi que Nikos Theodulidis et Jean Virieux qui ont été membres du jury en tant qu'examineurs.

Merci également à Emmanuel Chaljub, Cécile Cornou et Bruno Hernandez qui ont co-encadré cette thèse. Un merci particulier à Cécile grâce à qui j'ai participé à une mission de terrain d'un mois à Caracas.

Au cours de ma thèse, j'ai participé aux enseignements du master MEEES (Earthquake Engineering and Engineering Seismology) dans le cadre d'un module sur la sismologie de la source. Je remercie Pierre-Yves Bard pour cette initiation à l'enseignement.

Pierre-Yves Bard, Michel Bouchon, Michel Campillo, Philippe Guéguen, Isabelle Manighetti et Christophe Voisin m'ont fait bénéficier de leurs connaissances sur les failles, la source sismique, la propagation des ondes ou la sismologie de l'ingénieur.

Enfin, je remercie tous les étudiants du LGIT avec qui j'ai partagé des moments bien conviviaux ! Merci particulièrement à Benjamin Causse pour des sorties en montagne familiales et sportives. Merci aussi à Pierre gouédard, voisin de bureau très sympathique, pour son aide précieuse dans des domaines variés (informatique, physique, psychologie...).



# Table des matières

<b>Avant Propos</b>	<b>3</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>9</b>
<b>1 Problématique : comment prédire le mouvement sismique « en aveugle » ?</b>	<b>11</b>
1.1 Introduction	12
1.2 Comment modéliser la source sismique ?	12
1.2.1 Du modèle du point source à la cinématique de la rupture	12
1.2.2 Les lois d'échelle : contraintes fondamentales sur la source	13
1.2.3 De nombreuses approches pour décrire la cinématique de la source	14
1.3 Comment modéliser les effets de propagation dans un milieu complexe ?	17
1.3.1 Introduction	17
1.3.2 Une méthode pratique : la sommation de fonctions de Green empiriques	19
1.4 Quelle stratégie adopter pour prédire le mouvement sismique généré par un séisme futur ?	27
1.4.1 Introduction	27
1.4.2 Variabilité du mouvement sismique : « sigma »	28
1.4.3 Analyse de la variabilité	30
1.4.4 Les limites des modèles empiriques	35
1.4.5 Les difficultés pour simuler « en aveugle » avec une méthode déterministe	39
<b>2 Nouvelle approche pour calibrer les simulations par fonctions de Green empiriques</b>	<b>43</b>
2.1 Résumé	44
2.2 Abstract	45
2.3 Introduction	45
2.4 Direct-Parameter-Input Approach	47
2.4.1 Method	47
2.4.2 Source parameter distributions	48
2.4.3 Results	50
2.5 Screened-Parameter-Input Approach	53
2.5.1 Method	53

2.5.2	Results . . . . .	57
2.6	Discussion and conclusion . . . . .	57
2.7	Appendix . . . . .	59
<b>3</b>	<b>Nouvelle approche pour coupler modèle de <math>k^{-2}</math> et fonctions de Green empiriques</b>	<b>61</b>
3.1	Résumé . . . . .	62
3.2	Abstract . . . . .	62
3.3	Introduction . . . . .	63
3.4	Source model . . . . .	64
3.4.1	Static slip distribution . . . . .	64
3.4.2	Source kinematics . . . . .	65
3.5	Summation algorithm . . . . .	67
3.6	Green's functions . . . . .	72
3.6.1	EGFs . . . . .	72
3.6.2	EGF uncertainties . . . . .	74
3.6.3	HGFs . . . . .	76
3.7	Ground-motion predictions . . . . .	80
3.7.1	Ground-motion variability assessment . . . . .	80
3.7.2	Simulation on rock and validation . . . . .	80
3.7.3	Simulation on sediment . . . . .	83
3.8	Conclusion . . . . .	85
3.9	Appendices . . . . .	89
3.9.1	Appendix A: Static slip generation . . . . .	89
3.9.2	Appendix B: Calculation of the theoretical ASTF high-frequency spectral level . . . . .	89
3.9.3	Appendix C: Calculation of the EGF number to sum for the high-frequency ASTF level correction . . . . .	91
<b>4</b>	<b>Comment déterminer la « rugosité » d'un séisme futur ?</b>	<b>95</b>
4.1	Introduction . . . . .	96
4.2	Contraindre $K$ par analyse des séismes passés . . . . .	99
4.2.1	Introduction . . . . .	99
4.2.2	Détermination directe de $K$ par retour d'expérience sur les distributions de glissements statiques . . . . .	99
4.2.3	Les limites de cette approche . . . . .	105
4.3	Contraindre $K$ à partir des bases de données accélérométriques . . . . .	107
4.3.1	Introduction . . . . .	107
4.3.2	Comment relier rugosité et mouvement sismique ? . . . . .	107
4.3.3	Contraintes apportées par les modèles empiriques et variabilité de la rugosité . . . . .	109
4.4	Synthèse : loi de distribution de la rugosité . . . . .	110
<b>5</b>	<b>Peut-on estimer la rugosité des séismes par inversion cinématique ?</b>	<b>113</b>
5.1	Introduction . . . . .	114
5.2	Sources d'incertitudes dans les méthodes d'inversion cinématique . . . . .	114

---

5.3	Tests synthétiques sur une méthode particulière . . . . .	116
5.3.1	Méthode d'inversion en fréquence . . . . .	116
5.3.2	Principe des test . . . . .	118
5.3.3	Résultats . . . . .	120
5.4	Conclusion . . . . .	124
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>131</b>



# Introduction générale

Prédire les mouvements du sol générés par un séisme futur en milieu urbain est une étape fondamentale pour anticiper les dommages et dimensionner les structures. Dans les régions à sismicité modérée, faute d'enregistrements de mouvements forts, il n'est pas souvent possible d'observer directement les effets d'un fort séisme potentiel. Il s'avère donc indispensable de générer des accélérogrammes synthétiques.

Calculer les mouvements du sol créés en cas de séisme sur une gamme fréquentielle pertinente pour le génie parasismique [0.1-20 Hz] n'est cependant pas aisé. Ces mouvements dépendent de deux phénomènes complexes qui sont le processus de rupture sur la faille et la propagation des ondes émises depuis la source jusqu'à la surface du sol. Dans la plupart des régions, les connaissances sur le milieu de propagation ne sont pas assez précises pour modéliser numériquement la propagation des ondes au-delà de 1 Hz. Une approche alternative, proposée par [Hartzell \[1978\]](#), est la méthode des fonctions de Green empiriques (FGE), qui consiste à simuler en un site donné le mouvement du sol produit par un séisme majeur en sommant des enregistrements au même site de petits séismes. Cette méthode présente l'avantage de prendre naturellement en compte les effets de propagation et de site et de s'affranchir ainsi de reconnaissances géotechniques détaillées sur le site d'étude, effets non-linéaires mis à part.

De nombreuses simulations de forts séismes, réalisées *a posteriori* à partir de répliques plus faibles, ont souligné toutes les potentialités de la méthode des FGE. Néanmoins, le fait d'expliquer les observables pour un événement particulier ne fournit aucune information sur l'estimation des paramètres de la rupture d'un séisme futur, qu'il faudra pourtant déterminer *a priori*. A des fins de prédictions « en aveugle » mais réalistes des mouvements forts, il est nécessaire de développer des techniques de simulations prenant en compte la variabilité des paramètres de la source, de façon à ce que la variabilité finale du mouvement sismique soit cohérente avec la variabilité des prédictions purement empiriques des mouvements du sol (« lois d'atténuation »). Par ailleurs, bien que la méthode des FGE soit particulièrement séduisante, cette technique n'est pas adaptée pour représenter la partie basse fréquence du mouvement sismique, à cause des problèmes de faible rapport signal sur bruit du petit séisme à ces fréquences et ce, notamment en milieu urbain.

Le but de cette thèse est de développer une méthodologie pour calculer les mouvements du sol dus à un événement futur sur une large bande de fréquences, en un site spécifique, et prenant en compte la variabilité du processus de rupture. Le manuscrit présente la démarche que nous avons suivie en cinq chapitres.

Les objectifs du chapitre 1 sont de définir notre problématique, de décrire les principales approches possibles et enfin, de présenter les choix effectués. La problématique se décline en trois questions fondamentales : comment caractériser les effets de source ? Comment modéliser la propagation des ondes ? Et enfin, quelle stratégie adopter pour calculer le mouvement sismique « en aveugle » ? Nous verrons que cette notion de simulation « en aveugle » est délicate puisqu'elle soulève deux difficultés supplémentaires : l'estimation de la variabilité du mouvement sismique et la validation des prédictions.

Le chapitre 2 présente une étude de l'aléa sismique dans le bassin grenoblois. A partir de la méthode des FGE, nous simulons un séisme potentiel de magnitude 5.5, se produisant à 15 km environ de l'agglomération grenobloise. Notre objectif n'est pas ici de développer la technique de sommation des FGE, ou d'utiliser un modèle de source complexe. Au contraire, nous adoptons volontairement une représentation simple de la source (méthode de simulation de [Pavic et al. \[2000\]](#)) pour nous focaliser sur l'estimation des paramètres de la rupture. Nous avons développé deux approches. Dans la première, nous définissons *a priori* les lois de distribution des paramètres de la rupture, à partir du retour d'expérience sur la source sismique. Dans la seconde, nous avons adopté une démarche « inverse », qui consiste à estimer les paramètres de la source en calibrant les simulations du mouvement sismique au rocher à partir d'un modèle de prédiction empirique.

Dans le chapitre 3, afin d'obtenir une représentation plus réaliste de la rupture, nous adoptons un modèle de source plus complexe, de type  $k^{-2}$ . Nous verrons en particulier comment coupler modèle de  $k^{-2}$  et FGE. D'autre part, dans le but de déterminer la partie basse fréquence du mouvement sismique ( $< 1$  Hz), nous avons opté pour une méthode de simulation « hybride ». Autrement dit, les basses fréquences sont calculées de manière purement numérique. La méthode est appliquée pour simuler les effets d'un séisme de magnitude 5.5 à Grenoble. Il ressort de cette étude que les prédictions du mouvement sismique sont très sensibles à un des paramètres de la source en particulier. Ce paramètre, qui contrôle la « rugosité » du glissement statique, reste cependant mal contraint.

Les chapitres 4 et 5 sont ainsi consacrés à l'étude de la « rugosité » du glissement statique. Dans le chapitre 4, nous analysons une base de données de modèles de séismes obtenus par inversion cinématique. Ce retour d'expérience sur les événements passés nous permet de définir une loi de distribution pour le paramètre de « rugosité » du glissement et de réactualiser les résultats établis par [Somerville et al. \[1999\]](#), basés sur un très petit nombre de modèles. Néanmoins, peut-on réellement retrouver la « rugosité » des séismes passés par inversion cinématique ? Cette problématique est abordée dans le chapitre 5. A travers une série de tests sur des données synthétiques, nous testons l'aptitude d'une méthode d'inversion particulière à déterminer le paramètre de « rugosité ».

# Chapitre 1

## Problématique : comment prédire le mouvement sismique « en aveugle » ?

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>12</b>
<b>1.2</b>	<b>Comment modéliser la source sismique ?</b>	<b>12</b>
1.2.1	Du modèle du point source à la cinématique de la rupture	12
1.2.2	Les lois d'échelle : contraintes fondamentales sur la source	13
1.2.3	De nombreuses approches pour décrire la cinématique de la source	14
<b>1.3</b>	<b>Comment modéliser les effets de propagation dans un milieu complexe ?</b>	<b>17</b>
1.3.1	Introduction	17
1.3.2	Une méthode pratique : la sommation de fonctions de Green empiriques	19
<b>1.4</b>	<b>Quelle stratégie adopter pour prédire le mouvement sismique généré par un séisme futur ?</b>	<b>27</b>
1.4.1	Introduction	27
1.4.2	Variabilité du mouvement sismique : « sigma »	28
1.4.3	Analyse de la variabilité	30
1.4.4	Les limites des modèles empiriques	35
1.4.5	Les difficultés pour simuler « en aveugle » avec une méthode déterministe	39

---

## 1.1 Introduction

Comment simuler des accélérogrammes réalistes générés par un séisme potentiel en un site spécifique ? Pour proposer une solution à cette problématique, nous nous sommes posés trois questions fondamentales : comment représenter les effets d'une source sismique ? Comment modéliser les effets de propagation dans un milieu complexe ? Et enfin, quelle méthodologie adopter pour simuler le mouvement sismique « en aveugle », c'est à dire prédire les effets d'un événement qui n'a pas encore été enregistré ? Ce dernier problème est sans doute le plus délicat. En effet, l'analyse des données accélérométriques montre que pour une magnitude, une distance et un type de sol donnés, le mouvement sismique est fortement variable. Ainsi, prédire en aveugle les mouvements du sol ne signifie pas fournir une solution unique mais un ensemble de simulations, représentatives de la variabilité naturelle du mouvement sismique. L'objectif de ce premier chapitre est de présenter les principales approches possibles et les choix réalisés dans le cadre de cette thèse. Nous fournirons également les bases théoriques nécessaires pour comprendre la suite du manuscrit.

## 1.2 Comment modéliser la source sismique ?

### 1.2.1 Du modèle du point source à la cinématique de la rupture

La manière la plus simple de modéliser un séisme est de l'assimiler à un point source. [Aki and Richards \[2002\]](#) montrent que la représentation d'une source sismique par un double couple de forces permet d'expliquer la polarité des ondes de volume observées autour d'un séisme. Ils développent une expression analytique du champ de déplacement pour un milieu élastique homogène. Cette expression montre que le déplacement du sol en champ lointain est proportionnel à la dérivée temporelle du moment sismique  $M_0$  des couples de forces. Bien que très simple, ce modèle de point source est encore actuellement utilisé pour déterminer les mécanismes au foyer ou les moments sismiques des petits séismes.

La réalité est bien entendu très éloignée du point source. Un séisme correspond à la rupture du milieu le long d'une faille, dont la trace au sol peut, en général, être observée pour les séismes suffisamment forts (magnitude supérieure à 6). Le moment sismique dépend alors de trois paramètres : la longueur de la faille  $L$ , sa largeur  $W$  et le déplacement moyen  $D$  entre les deux compartiments de la faille. Il s'exprime selon la relation :

$$M_0 = \mu DLW, \quad (1.1)$$

où  $\mu$  représente la rigidité du milieu autour de la faille. La façon la plus simple de décrire la rupture est d'imaginer deux blocs glissant l'un sur l'autre. Le glissement est dans ce cas supposé invariant spatialement durant toute la durée de la rupture. [Haskell \[1969\]](#) propose d'assimiler la rupture à une somme de points sources décalés dans le temps, chaque point source correspondant au glissement d'un bloc de taille infiniment petit. Il introduit ainsi la notion de cinématique

de la rupture. Le processus de rupture débute en un point de la faille, appelé point de nucléation, et se propage avec une vitesse de rupture  $v$ . Chaque point commence à glisser à l'arrivée du front de rupture jusqu'à son glissement final  $D$  pendant une durée  $\tau$  appelée temps de montée de la dislocation. Ainsi, représenter la rupture revient à décrire en chaque point de la faille l'évolution temporelle du glissement. Le modèle de Haskell [1969] est fondé sur des hypothèses très simples (glissement final et temps de montée identiques en chaque point, vitesse de glissement constante, vitesse de rupture constante, propagation de la rupture unilatérale). Néanmoins, ce type de modèle permet d'expliquer deux phénomènes fondamentaux observés sur les enregistrements de séismes. La première observation concerne la forme du spectre en déplacement des séismes, qui est en général caractérisé par une décroissance en  $\omega^{-2}$  au-delà d'une fréquence caractéristique (Aki [1967]; Hanks [1981]). Dans le modèle de Haskell [1969], cette fréquence est proportionnelle à la durée de la rupture  $v/L$ . La seconde observation est une variation de la forme des pulses de déplacement enregistrés proches d'une faille en fonction de la position des stations. Les pulses sont très resserrés (amplitude forte et durée courte) pour les stations placées selon la direction de la propagation de la rupture (Boatwright and Choy [1992]). Ce phénomène, appelé effet de directivité, est analogue à l'« effet Doppler ». Il peut être quantifié par le coefficient de directivité (Ben-Menahem [1961])

$$C_d = \frac{1}{1 - (v/c)\cos\Theta}, \quad (1.2)$$

où  $\Theta$  représente l'angle entre les directions de propagation de la rupture et des ondes vers la station, et  $c$  la vitesse des ondes de volume. Pour tenir compte de la directivité, la durée de la rupture observée à la station est remplacée par une durée de rupture apparente proportionnelle à  $C_d v/L$ .

### 1.2.2 Les lois d'échelle : contraintes fondamentales sur la source

Il existe deux lois d'échelles, établies à partir d'observations sur les données.

#### ► Loi d'échelle des spectres source

L'analyse des données montre qu'en moyenne le spectre d'amplitude en déplacement des séismes, après correction des effets de propagation, est caractérisé par un plateau de niveau proportionnel au moment sismique  $M_0$ , puis, comme nous l'avons vu, une décroissance en  $\omega^{-2}$  au-delà d'une fréquence coin  $F_c$ . Ainsi, Brune [1970] propose de définir le spectre en déplacement d'un séisme selon l'expression :

$$|U(f)| \propto \frac{M_0}{1 + (f/F_c)^2}. \quad (1.3)$$

Dans toute la suite de notre étude, ce modèle servira de modèle de référence.

### ► Loi d'échelle des paramètres source

Cette loi est fondée sur l'hypothèse qu'un séisme est un phénomène invariant d'échelle, c'est-à-dire qu'un petit et un gros séisme, s'ils se produisent dans des milieux équivalents (module de rigidité  $\mu$  constant) sont similaires à un facteur d'échelle près. [Brune \[1970\]](#), en supposant que  $D \propto L$  puis que  $L \propto W$  montre ainsi qu'un séisme, au lieu d'être représenté par trois paramètres (équation 1.1), peut n'être décrit que par sa longueur :

$$M_0 \propto L^3. \quad (1.4)$$

L'hypothèse de l'invariance d'échelle implique que la chute de contrainte est constante, indépendante de la magnitude. La chute de contrainte moyenne d'un séisme est définie par la relation :

$$\Delta\Sigma = C_f \cdot \mu \cdot \frac{D}{L}, \quad (1.5)$$

où  $C_f$  est le facteur de forme de la zone de rupture et  $L$  est la dimension caractéristique de la rupture. A titre d'exemple, pour une faille circulaire,  $C_f = \frac{7\pi}{16}$  et  $L$  est le rayon de la source. Pour un mécanisme décrochant,  $C_f = \frac{2}{\pi}$  et  $L = W$  ([Kanamori and Anderson \[1975\]](#)). La chute de contrainte est un paramètre essentiel pour le calcul du mouvement sismique puisqu'elle contrôle en partie l'amplitude des hautes fréquences générées par la source. Par le biais d'analyses de données sur les failles, plusieurs auteurs montrent que la chute de contrainte des séismes est effectivement assez stable et que les paramètres  $D$  et  $L$  peuvent être reliés par une loi simple ([Kanamori and Anderson \[1975\]](#); [Shaw and Scholz \[2001\]](#)). Cependant, la dispersion observée autour de la loi moyenne est en générale importante ([Wells and Coppersmith \[1994\]](#); [Scholz et al. \[1986\]](#); [Manighetti et al. \[2007\]](#)). En outre, certaines études récentes suggèrent que l'hypothèse d'une chute de contrainte constante n'est pas valide sur une large gamme de magnitude ([Kanamori and Rivera \[2004\]](#)). Dans le cadre de notre étude, nous considérerons la condition de chute de contrainte constante comme valable en moyenne et autoriserons donc une certaine variabilité autour de cette loi.

### 1.2.3 De nombreuses approches pour décrire la cinématique de la source

Les développements théoriques sur la dynamique de la rupture et l'analyse de séismes passés par inversion cinématique montrent que la rupture sur une faille est un phénomène complexe. Depuis le modèle très simple de [Haskell \[1969\]](#) où tous les paramètres de la rupture sont constants (glissement statique, vitesse de glissement et de rupture), une grande variété de modèles cinématiques ont vu le jour pour justifier le rayonnement haute fréquence en  $\omega^{-2}$  de la source. Le but de cette section est de présenter les grandes catégories de modèles, les principaux problèmes rencontrés et de définir les choix effectués dans notre étude.

### ► Le modèle de « crack »

C'est le modèle de base issu de la dynamique de la rupture ([Madariaga \[1977\]](#); [Kostrov and Das \[1988\]](#); [Hutchings \[1994\]](#)). Il a l'avantage d'être beaucoup plus réaliste que le modèle de [Haskell \[1969\]](#), qui présente une singularité des contraintes sur les bords de la faille. La rupture en un point débute à l'arrivée du front de rupture qui se propage à vitesse constante. Elle se termine au passage d'une phase d'arrêt générée lorsque la rupture atteint un bord de la faille. La zone de rupture est de forme elliptique. Les profils de glissement statiques sont également elliptiques, ce qui n'est pas conforme aux observations. Notamment, les travaux de [Manighetti et al. \[2005\]](#) suggèrent que les profils de glissement sont triangulaires et asymétriques.

### ► Les modèles composites

Le principe de base de ces modèles est qu'un séisme est la somme de plusieurs sous-événements. Partant du principe que les propriétés mécaniques sur une faille sont autosimilaires, c'est-à-dire identiques à petite ou grande échelle, [Frankel \[1991\]](#) propose de représenter le choc principal par une distribution fractale de sous-événements. La décroissance en  $\omega^{-2}$  est obtenue pour une dimension fractale  $D = 2$ , si la chute de contrainte des sous-événements est constante et si leurs surfaces de rupture remplissent celle du choc principal. Cette représentation de la rupture est également suggérée par [Scholz \[1998\]](#). En effectuant une synthèse sur les distributions des tailles des séismes passés, il observe que pour une échelle de 1 à 10 km, les failles ne sont pas des milieux continus mais composés d'un ensemble de sous-failles parallèles non connectées dont la distribution des tailles est fractale, avec  $D \approx 2$ .

Néanmoins, reproduire correctement la forme du spectre en  $\omega^{-2}$  à partir d'un modèle composite n'est pas aisé. [Tumarkin et al. \[1994\]](#) démontrent que, quelle que soit la distribution de tailles de sous-événements, les conditions d'une chute de contrainte constante et d'une pente en  $\omega^{-2}$  ne peuvent être vérifiées simultanément, à moins de sous-estimer le moment sismique ou de surestimer le niveau haute-fréquence (au-delà de la fréquence coin du plus petit sous-événement). D'autre part, obtenir les bons niveaux basse et haute fréquence implique que la surface totale des sous-événements dépasse celle du séisme simulé. [Zeng et al. \[1994\]](#) soumettent ainsi un modèle où cette dernière condition est vérifiée. Le séisme simulé est une somme d'événements circulaires se superposant et représentés par un modèle de [Brune \[1970\]](#). Cependant, le phénomène de superposition des événements est susceptible de générer trop de hautes fréquences.

[Tumarkin and Archuleta \[1994\]](#) mettent aussi en évidence un problème de sous-estimation des fréquences intermédiaires et définissent une fonction particulière pour la vitesse de rupture. [Hartzell et al. \[1999\]](#) suggèrent également de résoudre ce problème en faisant varier la vitesse de rupture et incluent une composante aléatoire dans la vitesse de rupture des sous-événements. Une alternative est d'adopter une méthode « hybride » qui consiste à coupler un modèle composite avec un autre modèle cinématique ([Hartzell et al. \[1999\]](#); [Gallovic and Brokesova \[2007\]](#)). Le modèle composite sert alors uniquement à simuler l'énergie

haute fréquence.

► **Le modèle du  $k^{-2}$**

Ce modèle a été initié par [Hanks \[1979\]](#). Comme pour le modèle de [Frankel \[1991\]](#), l'idée générale est que l'autosimilarité de l'énergie radiée par le source (pente en  $\omega^{-2}$ ) s'explique par le caractère autosimilaire de la rupture. [Hanks \[1979\]](#) fait l'hypothèse que la distribution des chutes de contraintes sur un plan de faille est décrite dans le domaine des nombres d'ondes par une loi puissance en  $k^{-n}$  et montre qu'il faut  $n = 2$  pour interpréter la radiation de l'énergie observée.

Partant de cette hypothèse, [Herrero and Bernard \[1994\]](#) ont développé un modèle cinématique complet pour générer des sismogrammes réalistes. Le spectre du glissement statique est défini par une décroissance en  $k^{-2}$  au-delà d'un nombre d'onde coin  $k_c = 1/L$  où  $L$  représente la taille de la rupture. Pour  $k \leq k_c$ , les phases sont choisies de manière à concentrer le glissement au centre de la faille. En revanche, pour  $k > k_c$ , les phases sont aléatoires. Ainsi, les distributions de glissement statiques sont obtenues en sommant une aspérité (glissement « basse fréquence ») et un ensemble d'hétérogénéités de différentes tailles réparties aléatoirement sur le plan de faille. D'autre part, la vitesse de rupture  $v$  est supposée constante. [Herrero and Bernard \[1994\]](#) démontrent que le modèle du  $k^{-2}$  conduit au modèle en  $\omega^{-2}$  si la durée du glissement  $\tau$  en un point est inversement proportionnelle au nombre d'onde  $k$ . Une telle condition est atteinte dans le cas très simple d'un glissement instantané. Pour abandonner cette hypothèse physiquement irréaliste, [Bernard et al. \[1996\]](#) introduisent dans le modèle le concept proposé par [Heaton \[1990\]](#) (« self-healing slip pulse »). Le front de rupture est suivi d'un front d'arrêt qui stoppe le glissement. La rupture est alors modélisée comme une bande de glissement, se déplaçant à vitesse constante  $v$ . Pour les hétérogénéités de glissement de petites tailles (contenues dans la bande de glissement), la durée du glissement  $\tau$  est proportionnelle à la taille de l'hétérogénéité. Le glissement des hétérogénéités de dimension supérieure est stoppé par le front d'arrêt :

$$\begin{aligned} \tau(k) &= \tau_{max} = \frac{L_0}{v}, \quad \text{si } k < a/L_0 \\ \tau(k) &= \frac{a}{vk}, \quad \text{si } k > a/L_0. \end{aligned} \tag{1.6}$$

[Bernard et al. \[1996\]](#) suggèrent  $a = 1/2$ , pour modéliser la rupture des petites hétérogénéités à la manière d'une fissure classique. Par ailleurs, l'introduction d'une durée du glissement finie contribue à réduire les effets de directivité à haute fréquence. Dans le cas initial d'un glissement instantané (bande de glissement infiniment étroite), l'amplification dans la direction de la rupture est contrôlée par  $C_d^2$  pour  $f > f_c$ , ce qui conduit à des facteurs de directivité extrêmes non observés. Elargir la bande de glissement permet de réduire le facteur à  $C_d$  pour  $f > f_0 = v/L_0$ .

Depuis les approches classiques de [Herrero and Bernard \[1994\]](#) et [Bernard et al. \[1996\]](#), le modèle du  $k^{-2}$  a été perfectionné par plusieurs auteurs. [Hisada \[2000\]](#) proposent un nouveau modèle autorisant une vitesse de rupture variable

et introduit une fonction plus réaliste pour la vitesse de glissement. Récemment, [Ruiz et al. \[2008\]](#) ont développé un nouveau modèle de source composite générant des distributions de glissement statique en  $k^{-2}$ . Les fonctions vitesses de glissement obtenues sont compatibles avec la dynamique de la rupture ([Kostrov \[1964\]](#) ; [Tinti et al. \[2005\]](#)). [Gallovic and Burjanek \[2007\]](#) étudient les effets de directivité générés par un modèle en  $k^{-2}$ . Suivant l'idée de [Bernard and Herrero \[1994\]](#), ils proposent de réduire encore les effets de directivité à haute fréquence en imposant une rupture aléatoire pour les petites hétérogénéités de glissement. Enfin, [Somerville et al. \[1999\]](#), puis [Gallovic and Brokesova \[2004a\]](#) introduisent le paramètre  $K$  dans la définition du nombre d'onde coin, qui s'exprime selon :  $k_c = K/L$ . Ce paramètre, qui contrôle la « rugosité » du glissement statique, fera l'objet d'une étude précise dans le quatrième chapitre du manuscrit.

### ► D'autres approches

Il existe bien entendu beaucoup d'autres études qui décrivent la cinématique de la rupture. Citons parmi les plus récentes la méthode développée par [Liu et al. \[2006\]](#), qui définit les paramètres de la source (l'amplitude et la direction du glissement, la vitesse de rupture, la durée du glissement) comme des variables aléatoires corrélées. La distribution du glissement statique est générée à partir de la relation empirique de [Mai and Beroza \[2002\]](#), issue de l'analyse d'un grand nombre de modèles de glissements réels obtenus par inversion cinématique.

### ► Synthèse : les choix effectués pour notre étude

Notre objectif principal est de simuler les effets d'une source étendue reproduisant un spectre en  $\omega^{-2}$  et prenant en compte les effets de directivité. Dans le chapitre 2 de ce manuscrit, nous utilisons volontairement un modèle de source simple (modèle de « fissure » (crack) de [Hutchings \[1994\]](#)). Les paramètres du modèle sont la chute de contrainte, la position du point d'initiation de la rupture sur la faille et la vitesse de rupture. Dans un second temps, afin de générer des distributions de glissement plus réalistes et de mieux simuler les effets de directivité, nous décrirons la source avec un modèle de type  $k^{-2}$  ([Bernard et al. \[1996\]](#)). Cette méthode est adoptée dans le troisième chapitre. Comme nous l'avons remarqué, le quatrième chapitre sera consacré à l'analyse du paramètre  $K$ , introduit dans le modèle pour permettre une variabilité de la rugosité du glissement statique.

## 1.3 Comment modéliser les effets de propagation dans un milieu complexe ?

### 1.3.1 Introduction

Pour calculer les effets produits par un séisme à la surface du sol, il faut coupler la cinématique de la source à la réponse du milieu de propagation des ondes. On peut utiliser pour ceci le théorème de représentation sous sa forme discrétisée ([Aki and Richards \[2002\]](#)). Le plan de faille est découpé en  $n$  sous-failles de

surfaces  $a_i$ . Les effets de propagation entre une sous-faille  $i$  et le récepteur, à la position  $r$ , sont caractérisés par la fonction de Green  $G(r, t)_i$ . Cette fonction représente la réponse du milieu à une force impulsionnelle. Le déplacement du sol  $U(r, t)$  est donné par la relation :

$$U(r, t) = \sum_{i=1}^n \frac{\mu_i a_i}{m_{0_i}} s(t - t_{s_i} - t_{r_i})_i * G(r, t)_i. \quad (1.7)$$

Les termes  $\mu_i$ ,  $m_{0_i}$  et  $t_{s_i}$  sont respectivement la rigidité du milieu, le moment sismique associé à la fonction de Green et le temps d'arrivée des ondes à la sous-faille  $i$ . La cinématique de la rupture est définie par l'histoire du glissement  $s(t)_i$  et le temps de rupture  $t_{r_i}$ .

L'expression analytique de la fonction de Green est connue dans le cas d'un milieu élastique homogène (Aki and Richards [2002]). Pour calculer les effets de propagation des ondes dans un milieu plus complexe, il faut avoir recours à des méthodes numériques. Par exemple, la méthode des nombres d'ondes discrets (Bouchon and Aki [1977]) est couramment utilisée pour calculer la réponse d'un milieu 1D constitué de couches horizontales élastiques. Des méthodes plus complexes comme les différences finies ou les éléments spectraux (Komatitsch and Vilotte [1998]; Chaljub et al. [2007]), permettent de modéliser des milieux 2D ou 3D comme des bassins sédimentaires. Ces approches sont en générales très coûteuses en temps de calcul.

De plus, les propriétés mécaniques des milieux de propagation à petite échelle sont souvent mal connues. Les méthodes numériques sont donc en générale inadaptées pour le calcul des fonctions de Green à haute fréquence ( $>1-2$  Hz). Des méthodes « hybrides » ont donc vu le jour, couplant fonctions de Green numériques à basse fréquence et approches stochastiques à haute fréquence (Kamae et al. [1998]; Pulido and Kubo [2004]; Pacor et al. [2005]). Une alternative séduisante est la méthode des fonctions de Green empiriques (FGE). Au lieu de chercher à calculer analytiquement, numériquement ou de manière stochastique les fonctions de Green  $G(r, t)_i$  dans l'équation 1.7, Hartzell [1978] propose de les remplacer simplement par des enregistrements de petits séismes, qui contiennent naturellement les effets de propagation et de site entre la source et le récepteur. Le mouvement sismique s'obtient donc en sommant des petits séismes. C'est l'approche que nous avons choisie dans le cadre de cette thèse. Dans cette section, nous présentons les fondements de la méthode et la mise en place d'un schéma de sommation des FGE basé sur les lois d'échelle (section 1.2.2). Ce schéma simple permettra de bien saisir la problématique de la sommation des petits séismes et d'illustrer les problèmes classiques rencontrés. Nous expliquons enfin comment adapter le schéma de sommation en cas d'écart aux lois d'échelle et décrivons les approches envisagées dans notre étude.

### 1.3.2 Une méthode pratique : la sommation de fonctions de Green empiriques

#### ► Les hypothèses et conditions d'application de la méthode

**Sommation d'un unique séisme.** Dans notre étude, les effets de propagation entre chaque point de la source et le récepteur seront représentés par un unique séisme. En effet, dans les régions à sismicité modérée, le nombre d'enregistrements de petits séismes de qualité n'est pas toujours suffisant pour permettre un bon échantillonnage du plan de faille. De plus, calculer le mouvement sismique en ajoutant des petits séismes dont les localisations et les moments sismiques sont différents devient techniquement plus complexe (Tumarkin and Archuleta [1994]). Pour que le petit séisme soit représentatif des effets de propagation entre les différents points de la faille et le récepteur, la première condition à respecter est que le petit séisme soit inclus dans la surface de rupture de l'événement ciblé. Puisque nous souhaitons simuler des événements futurs, le plan de faille sera construit autour du petit séisme. Il conviendra également de se placer en champ lointain, c'est-à-dire à une distance supérieure à la longueur de rupture du séisme simulé. A une distance trop proche du plan de faille, la radiation des ondes de volume et les milieux traversés de la source au récepteur vont fortement dépendre de la position sur la faille. De plus, Bour and Cara [1997] ont démontré qu'il n'était pas possible de reconstituer correctement les termes de champ proche du gros séisme à partir de ceux du petit séisme.

**Linéarité de la réponse du sol.** Reconstituer les mouvements du sol en ajoutant des petits séismes implique que la réponse du milieu de propagation soit linéaire. Autrement dit, la méthode est basée sur l'hypothèse que les caractéristiques mécaniques du milieu ne dépendent pas des ondes qui s'y propagent. Notre méthode ne permettra donc pas de modéliser les effets non linéaires comme la liquéfaction des sols. Ces effets, qui se manifestent essentiellement dans le cas de forts séismes, seront négligés dans notre étude.

**Mécanismes au foyer.** Pour que les formes d'ondes du petit et du gros séisme soient comparables, il faut en théorie que leurs mécanismes au foyer soient identiques. Dans le cas où les mécanismes sont trop différents, il sera nécessaire d'introduire une correction afin de modifier le diagramme de radiation du petit séisme. Une procédure simple a été proposée par Irikura [1983] pour adapter le spectre d'amplitude de la FGE. Cette correction, fondée sur l'hypothèse que le petit séisme est un point source, sera donc adaptée si celui-ci est suffisamment petit.

**Taille du petit séisme.** Le choix de la magnitude du petit séisme est délicat et sera toujours un compromis. S'il est trop gros, il ne pourra plus être assimilé à un point source. L'énergie émise sera dans ce cas fortement dépendante des effets dus à la directivité de la rupture. Une solution consisterait à utiliser plusieurs petits séismes afin de « moyenner » les effets de directivité mais comme nous l'avons déjà précisé, cela n'est pas toujours envisageable. Si le séisme est trop

petit, à basse fréquence, l'énergie radiée sera trop faible par rapport au bruit de fond. Le signal obtenu par sommation des FGE ne sera alors que du bruit amplifié. Dans notre étude, nous utiliserons des séismes de magnitude faible ( $\approx 3$ ) et imposerons que les FGE aient un rapport signal sur bruit supérieur à 3.

► **Schéma de sommation basé sur les lois d'échelle**

**Notion de fonction source apparente.** Le déplacement du sol  $U(t)$  créé par l'événement simulé est calculé en ajoutant des FGE décalées dans le temps et représentées par le signal  $u(t)$ . Il peut s'écrire sous la forme d'un produit de convolution :

$$U(t) = S(t) * u(t), \quad (1.8)$$

où

$$S(t) = \sum_{i=1}^{\eta} k_i \delta(t - t_i). \quad (1.9)$$

$S(t)$ , appelée fonction source apparente, est la représentation mathématique du schéma de sommation temporel des FGE. Le paramètre  $\eta$  est le nombre de FGE à ajouter aux instants  $t_i$ . Dans le domaine fréquentiel, l'équation 1.8 permet de définir la fonction source apparente selon l'équation :

$$S(f) = U(f)/u(f). \quad (1.10)$$

Dans les deux paragraphes qui font suite, nous verrons que les lois d'échelles apportent des contraintes sur la fonction source apparente et aboutissent à un modèle de référence dans le domaine spectral.

**Loi d'échelle des paramètres source.** Rappelons que cette loi est fondée sur l'hypothèse d'une chute de contrainte indépendante de la magnitude. Elle montre qu'un séisme peut être représenté par un unique paramètre (équation 1.4). Soient  $(M_0, m_0)$ ,  $(L, l)$ ,  $(W, w)$  et  $(D, d)$  respectivement le moment sismique, la longueur, la largeur et le glissement moyen du séisme simulé et du petit séisme choisi comme FGE. En supposant que les modules de rigidité des milieux des deux événements sont identiques (profondeurs équivalentes), le rapport des moments sismiques  $M_0$  et  $m_0$  s'exprime selon :

$$\begin{aligned} \frac{M_0}{m_0} &= \frac{L}{l} \cdot \frac{W}{w} \cdot \frac{D}{d} \\ &= \left(\frac{L}{l}\right)^3 \\ &= N^3. \end{aligned} \quad (1.11)$$

L'équation 1.11 signifie qu'à partir du seul facteur

$$N = \left(\frac{M_0}{m_0}\right)^{1/3}, \quad (1.12)$$

il est possible de déterminer les caractéristiques géométriques et physiques du séisme simulé à partir de celles du petit séisme. Autrement dit, si le plan de faille est discrétisé en  $N \times N$  sous-failles, alors la surface d'une sous-faille est égale à la surface de rupture du petit événement. D'autre part, le glissement final du séisme simulé est reconstitué en sommant en moyenne  $N$  petits séismes en chaque sous-faille (figure 1.1).

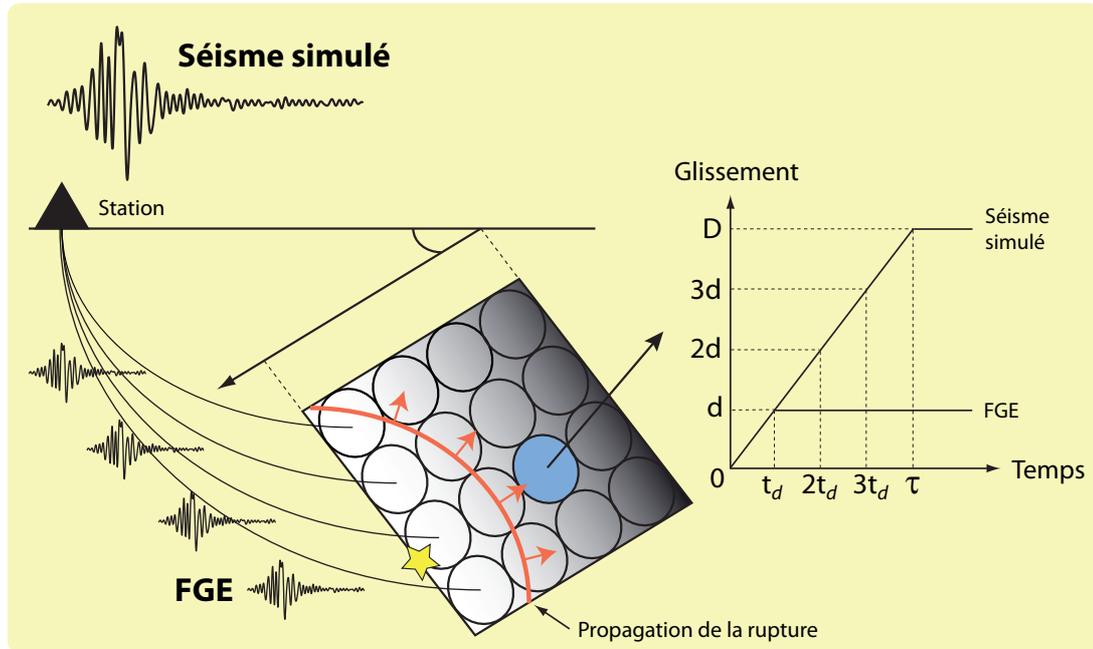


FIGURE 1.1 ► Principe de sommation des FGE fondé sur la loi d'échelle des paramètres sources. Le mouvement sismique généré par le séisme simulé s'obtient en ajoutant  $\frac{M_0}{m_0} = N^3$  petits séismes. Le plan de faille est découpé en  $N \times N$  sous-failles de surface égale à la surface de rupture de la FGE. La montée du glissement en une sous-faille, qui débute à l'arrivée du front de rupture, s'effectue à vitesse constante sur une durée  $\tau$ . Elle est reconstituée en sommant  $N$  petits séismes dont la durée du glissement est  $t_d = \frac{\tau}{N}$ .

**Loi d'échelle des spectres source.** C'est le modèle défini par Brune [1970]. L'hypothèse la plus simple est d'imaginer qu'en moyenne, le petit et le gros séisme sont en accord avec ce modèle. Cela se traduit par le fait que leurs spectres d'amplitude en déplacement  $|s(f)|$  et  $|S(f)|$  sont définis par un plateau à basse fréquence suivi d'une décroissance en  $\omega^{-2}$  au-delà d'une fréquence coin, inversement proportionnelle à la taille de la source. Ainsi, l'équation 1.10 fournit un modèle de référence moyen, dans le domaine spectral, pour la fonction source apparente (figure 3.2).

**Les difficultés rencontrées pour reproduire la référence.** La problématique de la sommation des FGE se résume à générer des décalages temporels  $t_i$  permettant de reproduire un spectre de référence. Le problème peut être appréhendé de deux façons : soit en déterminant les décalages  $t_i$  de manière purement statistique, c'est-à-dire en s'affranchissant des connaissances sur la physique de

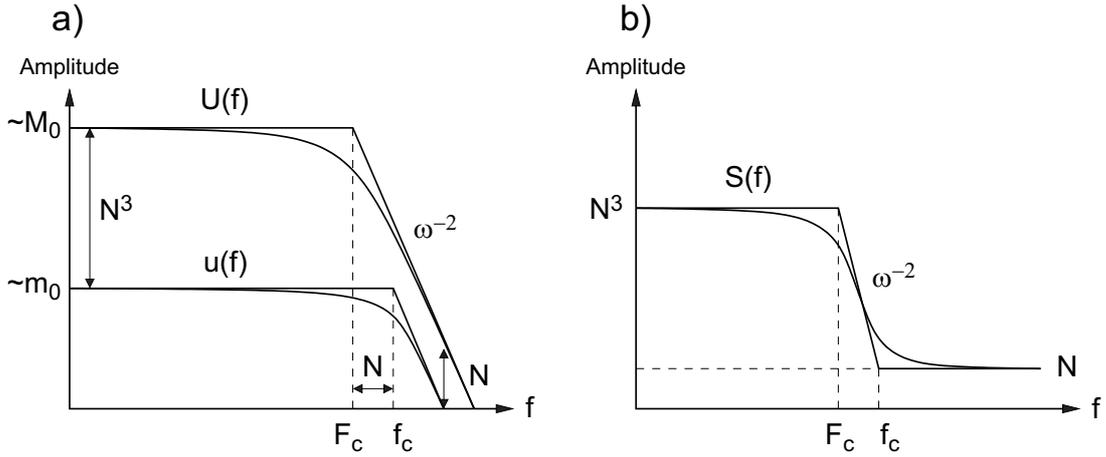


FIGURE 1.2 ► a) Représentation des spectres théoriques en déplacement du séismes simulé et de la FGE selon un modèle de Brune [1970] (loi d'échelle des spectres sources). Les niveaux des plateaux basse fréquence sont supposés proportionnels aux moments sismiques, ce qui se traduit par la relation :  $M_0 = N^3 m_0$ . Cette hypothèse implique que les effets de propagation du séisme simulé sont identiques à ceux de la FGE. Elle est donc valide en conditions de champ lointain et si la surface de rupture de l'événement simulé englobe celle du petit séisme. Par ailleurs, les fréquences coins  $F_c$  et  $f_c$  sont inversement proportionnelles aux dimensions caractéristiques des sources, d'où la relation :  $\frac{f_c}{F_c} = N$ . b) Représentation du spectre moyen de référence pour la fonction source apparente, égal au rapport des spectres théoriques du séisme simulé et de la FGE.

la rupture (méthodes stochastiques : Joyner and Boore [1986] ; Kohrs-Sansorny et al. [2005]) ; soit en intégrant les effets d'une source étendue, ce que nous souhaitons dans notre étude (méthodes cinématiques : Irikura and Kamae [1994] ; Hutchings [1994] ; Pavic et al. [2000]).

Il n'est pas aisé de reproduire le modèle de référence à partir du schéma de sommation que nous avons décrit. En effet, au-delà de la fréquence coin du petit séisme  $f_c$ , un certain nombre d'artefacts numériques apparaissent. Ils sont liés à la discrétisation spatiale et temporelle du séisme simulé, imposée par les lois d'échelle et la taille du petit séisme. Ces artefacts peuvent prendre la forme de pics. Citons par exemple une série de pics dus à la duplication régulière de la fonction source du petit séisme, apparaissant aux fréquences  $1/t_d, 2/t_d, \dots$  (figure 1.1). Afin de les supprimer, Irikura [1983] propose de diviser la montée du glissement du petit séisme en intervalles de temps plus petits, de manière à repousser les pics vers les hautes fréquences. D'autre part, la distribution régulière des petites sources sur le plan de faille peut également générer un pic perturbant la fonction source apparente autour de la fréquence coin  $f_c$ . Bour and Cara [1997] adoptent une procédure simple qui consiste à appliquer un filtre passe bas. La fréquence de coupure est fixée par inspection visuelle de la fonction source apparente. Enfin, au-delà de la fréquence coin  $f_c$ , la sommation des petits séismes devient incohérente. Le spectre de la fonction source apparente se caractérise donc par un plateau de niveau égal à la racine carrée du nombre de petits séismes à ajouter :

$$|S(f \rightarrow \infty)| = \sqrt{\frac{M_0}{m_0}} = N^{\frac{3}{2}}. \quad (1.13)$$

Afin de surmonter ce problème de surestimation de l'énergie haute fréquence (niveau  $N^{\frac{3}{2}}$  au lieu du niveau attendu  $N$ ), Kohrs-Sansorny [2005] montrent qu'il est nécessaire d'adapter le schéma de sommation des FGE. Seule une sommation en  $N^4$  permet d'obtenir à la fois les niveaux basse fréquence et haute fréquence définis par le modèle théorique.

Notons qu'un moyen de s'affranchir simplement de tous ces types d'artefacts est d'utiliser des enregistrements de séismes de magnitude très faible (Wössner et al. [2002]). Dans ce cas, le petit séisme se rapproche d'un point source. Sa fréquence coin est alors repoussée au-delà des fréquences utiles pour le génie parasismique (<20-30 Hz). La limite de cette approche est que les FGE sont en générale très bruitées à basse fréquence.

### ► Méthodologies adoptées dans notre étude

Dans le cadre de cette thèse, deux approches ont été utilisées. Bien que la cinématique soit relativement complexe (variations du glissement statique et de la vitesse de glissement), le principe de sommation des FGE reste analogue au schéma de sommation décrit figure 1.1. Comme le petit séisme est de magnitude faible ( $\approx 3$ ) quelle que soit l'approche adoptée, nous admettrons qu'il n'est pas affecté par les effets de directivité. Nous déterminerons la relation entre la fréquence coin et la taille de la source grâce à un simple modèle de Brune [1970]. Le rayon de la source  $r_S$  est alors inversement proportionnel à la fréquence coin et suit la relation ( $V_s$  représente la célérité des ondes S) :

$$r_S = 0.33 \frac{V_s}{f_c}. \quad (1.14)$$

En faisant l'hypothèse d'un plan de faille carré (dimension  $l \times l$ ) et de même surface, on en déduit :

$$l = 0.33 \sqrt{\pi} \frac{V_s}{f_c}. \quad (1.15)$$

Ainsi, par lecture de la fréquence coin sur le spectre en déplacement de la FGE, nous pouvons obtenir les dimensions d'une sous-faille, maille élémentaire permettant de reconstituer le plan de faille du séisme simulé. La figure 1.3 représente les spectres en déplacement de la FGE, enregistrée au rocher, utilisée dans la première approche. Notons que la détermination de  $f_c$  n'est pas aisée pour un séisme de si petite taille. En effet, il y a risque de confusion avec  $f_{max}$ , fréquence au-delà de laquelle la décroissance en  $\omega^{-2}$  du spectre en déplacement est masquée par des phénomènes d'atténuation des ondes, dus aux effets de propagation et de site. Dans la première approche, comme nous souhaitons étudier la variabilité « naturelle » du mouvement sismique due aux seuls effets de source, nous nous ferons l'hypothèse que les paramètres de la FGE sont parfaitement déterminés. Dans la seconde approche, les effets des incertitudes sur la FGE, en particulier sur la valeur de  $f_c$ , seront analysés.

**Méthode de Pavic et al. [2000].** Dans le second chapitre de ce manuscrit, nous avons adopté la méthode de simulation développée par Pavic et al. [2000],

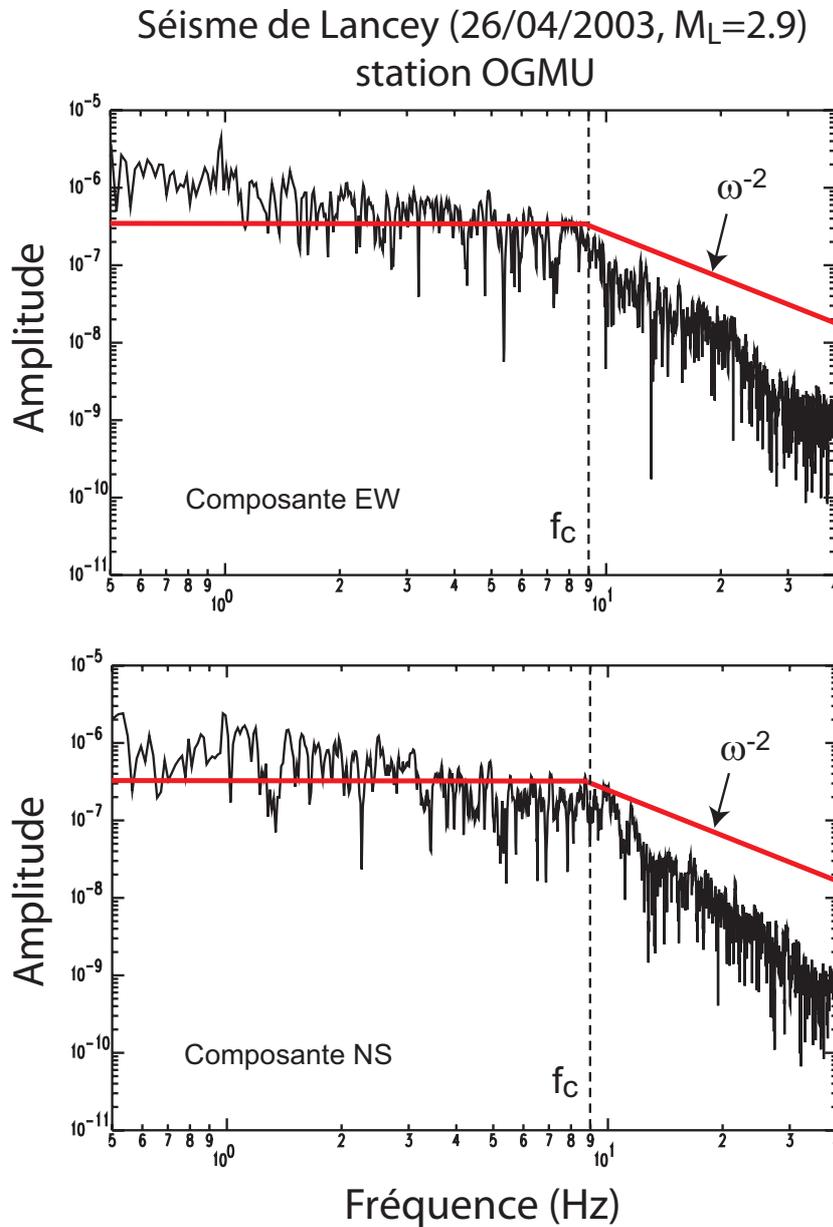


FIGURE 1.3 ► Spectre en déplacement du petit séisme utilisé dans la première approche développée, enregistré à la station au rocher OGMU (Réseau Accélérométrique Permanent, Grenoble). La distance épacentrale est de 15 km. Le niveau spectral est plat en-dessous de la fréquence coin  $f_c$ , estimée à 9 Hz. Notons qu'il y a un risque de confusion entre  $f_c$  et  $f_{max}$ , fréquence au-delà de laquelle le spectre décroît plus rapidement que le modèle classique en  $\omega^{-2}$ , du aux effets d'atténuation des ondes. L'estimation de  $f_c$  représente donc une valeur minimum. Enfin, le spectre est fortement bruité en dessous de 1 Hz (Cf. figure 1.6).

basé sur un modèle de source de type « fissure » (Hutchings [1994]). Dans le but de modéliser des séismes dont la chute de contrainte ( $\Delta\Sigma$ ) est différente de celle du petit séisme ( $\Delta\sigma$ ), la loi d'échelle des paramètres source est modifiée selon l'expression :  $M_0 = \Delta\Sigma \cdot L^3$ . Ainsi, le rapport des moments sismiques s'écrit (Irikura and Kamae [1994]) :

$$\frac{M_0}{m_0} = cN^3, \quad (1.16)$$

où  $c$  est défini comme le rapport des chutes de contraintes du gros et du petit événement :

$$c = \frac{\Delta\Sigma}{\Delta\sigma}. \quad (1.17)$$

Pour tenir compte d'une déviation de  $c = 1$ , le spectre de la FGE est multiplié par le facteur  $c$  et le nombre de sommations sur le plan de faille est adapté de manière à conserver le moment sismique du séisme simulé. Les dimensions du plan de faille sont donc modifiées.

Dans le but de supprimer les artefacts apparaissant au-delà de  $f_c$ , en particulier la surestimation du niveau haute fréquence (en  $N^{\frac{3}{2}}$  au lieu de  $N$ ), Pavic et al. [2000] proposent une approche stochastique. La fonction source apparente est simplement filtrée puis remplacée, au-dessus de  $f_c$ , par un bruit blanc de niveau spectral égal à  $N$  et suivant une enveloppe temporelle spécifique (Figure 1.4).

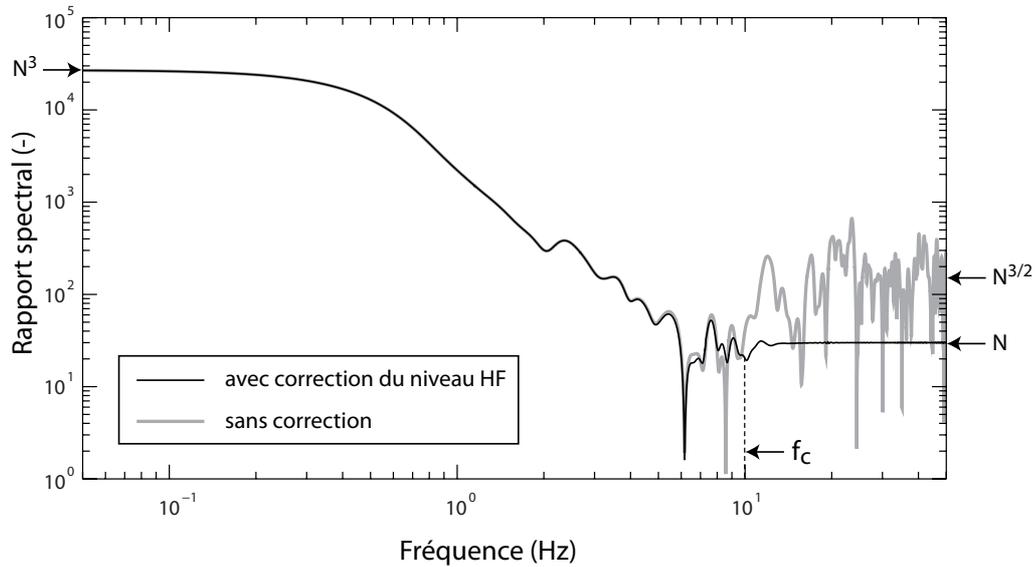


FIGURE 1.4 ► Exemple de spectre de fonction source apparente obtenu avec la méthode développée par Pavic et al. [2000], avec et sans correction du niveau haute fréquence. Dans cet exemple,  $N = 30$ ,  $f_c = 10 \text{ Hz}$  et  $l = 200 \text{ m}$ . D'autre part, la rupture s'initie au centre de la faille et l'angle entre les directions de propagation de la rupture et des ondes vers la station est  $\Theta = 90^\circ$ .

Néanmoins, cette procédure ne permet pas de supprimer systématiquement les pics générés par la répartition régulière des FGE sur le plan de faille. En effet, dans certaines configurations, ces pics peuvent apparaître à des fréquences inférieures à  $f_c$ . Afin de les réduire, nous proposons d'ajouter une composante

aléatoire au temps de rupture de chacune des sous-failles. Cette composante est distribuée uniformément dans l'intervalle  $[-0.5v/l, 0.5v/l]$ . Le spectre de la fonction source apparente est moyenné sur 50 réalisations. L'effet de cette procédure est illustré sur la figure 1.5.

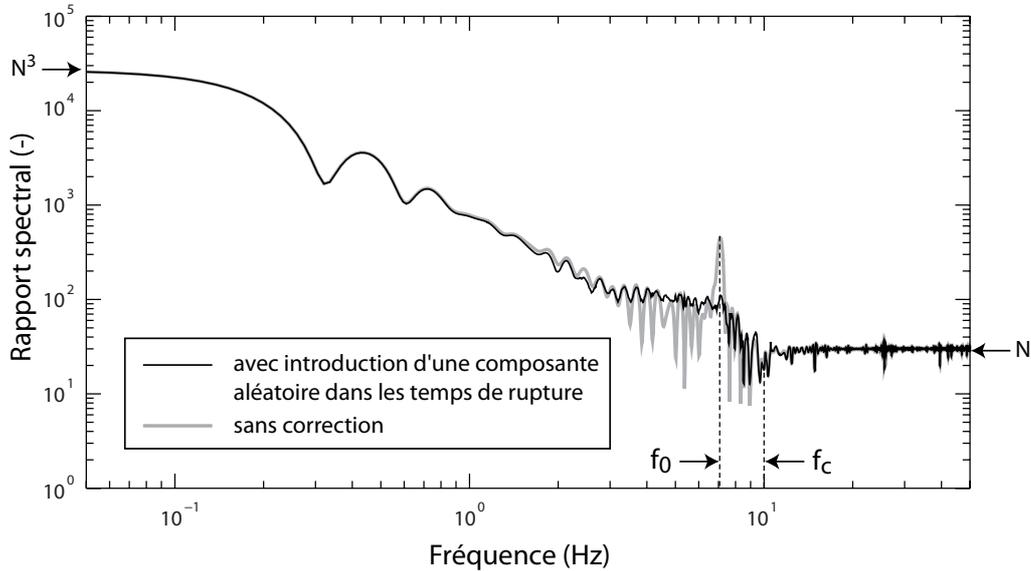


FIGURE 1.5 ► Effet, sur le spectre de la fonction source apparente, de l'introduction d'une composante aléatoire dans les temps de rupture des FGE. Comme dans l'exemple précédent,  $N = 30$ ,  $f_c = 10 \text{ Hz}$  et  $l = 200 \text{ m}$ . Cependant, la rupture s'initie sur un bord de la faille et  $\Theta = 150^\circ$ . Enfin,  $v = 2400 \text{ m/s}$  et  $v/V_s = 0.8$ . La distribution périodique des FGE sur le plan de faille génère un pic à la fréquence  $f_0 = vC_d/l = 7 \text{ Hz}$ , sensiblement réduit par l'ajout de la composante aléatoire.

Enfin, dans cette approche, nous n'avons pas simulé le mouvement sismique pour les fréquences inférieures à 1 Hz. En effet, le rapport signal sur bruit de la FGE est alors insuffisant ( $<3$ ) (Figure 1.6).

**Méthode de sommation suivant un modèle de  $k^{-2}$ .** Un algorithme de sommation spécifique, présenté dans le troisième chapitre, a été développé afin de coupler méthode des FGE et modèle cinématique de  $k^{-2}$ . Dans cette approche, la chute de contrainte du séisme simulé n'est pas contrôlée par le facteur  $c$  mais par le paramètre  $K$ , introduit dans la section consacrée aux modèles de source. Les dimensions du plan de faille sont tout d'abord fixées, en supposant que les chutes de contrainte  $\Delta\Sigma$  et  $\Delta\sigma$  sont égales. Nous verrons que l'écart par rapport à cette hypothèse correspond alors à une déviation de  $K = K_s$ ,  $K_s$  représentant la rugosité du petit séisme.

En outre, dans le but de simuler les basses fréquences du mouvement sismique ( $<1 \text{ Hz}$ ), une méthode hybride a été employée. Le principe est de recalculer numériquement la partie basse fréquence des FGE, trop bruitées en-dessous de 1 Hz. Les FGE sont donc remplacées par un ensemble de fonctions de Green hybrides, qui, par sommation, permettent de déterminer le mouvement sismique de 0.1 à 30 Hz.

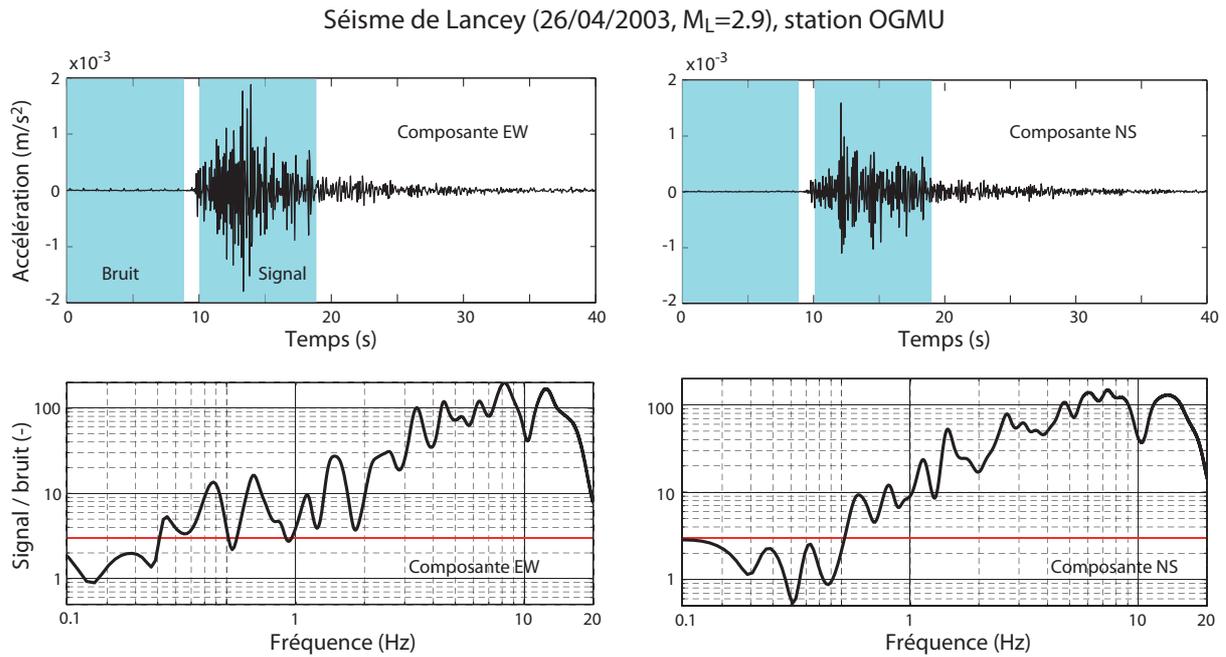


FIGURE 1.6 ► Représentation, à la station au rocher OGMU, de la FGE utilisée. Les fenêtres de temps prises en compte pour le calcul du rapport signal sur bruit sont indiquées en bleu. Le signal est bruité en-dessous de 1 Hz ( $\frac{signal}{bruit} < 3$ ).

## 1.4 Quelle stratégie adopter pour prédire le mouvement sismique généré par un séisme futur ?

### 1.4.1 Introduction

Dans la majorité des études de cas consacrées au calcul du mouvement sismique, le séisme simulé est un événement passé (*e.g.* Hutchings [1994]; Hartzell et al. [1999]; Galovic and Brokesova [2004b], Liu et al. [2006]). L'objectif est alors de tester la capacité du modèle, par une étude paramétrique, à reproduire certains indicateurs du mouvement sismique enregistré pendant l'événement (traces en temps, spectres de Fourier, spectres de réponse, distribution des PGA et PGV,...). Dans le cadre de la prédiction d'un événement futur pour une faille et un site particuliers (prédiction « en aveugle »), puisqu'aucune information concernant les mouvements du sol n'est disponible, il sera nécessaire d'estimer *a priori* les paramètres du modèle (paramètres de la source). D'autre part, l'analyse des données accélérométriques de ces 30 dernières années a mis en évidence que pour une magnitude, une distance et un type de sol donnés, le mouvement sismique obtenu était fortement variable. Pour prédire les mouvements du sol générés par une faille en un site, il faudra donc calculer non pas une solution mais une population de solutions, caractéristique de la distribution du mouvement sismique. La notion de variabilité du mouvement sismique est détaillée dans la section qui fait suite. Nous décrirons après les limites des modèles empiriques, méthodes classiquement employées dans les études d'aléa. Enfin, nous présenterons la démarche adoptée dans cette thèse.

### 1.4.2 Variabilité du mouvement sismique : « sigma »

#### ► Les Modèles empiriques

Actuellement, les bases de données accélérométriques contiennent plusieurs milliers d'enregistrements de séismes, fournissant des informations essentielles sur la nature du mouvement sismique. Cette grande quantité de données permet d'obtenir des modèles empiriques de prédiction du mouvement du sol, appelés couramment « lois d'atténuation ». Ces équations empiriques sont obtenues par régression en faisant l'hypothèse d'une relation simple entre un indicateur du mouvement du sol  $Y$ , la magnitude  $M$  et la distance entre la source et le récepteur  $R$ . La relation est parfois complétée pour tenir compte du type de mécanisme de la rupture et des conditions de site. La forme classique des équations utilisées pour dériver les modèles est la suivante :

$$\underbrace{\log_{10}(Y)}_1 = \underbrace{a_1 + a_2M + a_3M^{a_4}}_2 + \underbrace{a_5 \log_{10}[R + a_6 10^{a_7 M}]}_3 + \underbrace{a_8 R}_5 + \underbrace{f(site)}_6 + \underbrace{\epsilon \cdot \sigma}_7 \quad (1.18)$$

1.  $Y$  représente l'indicateur du mouvement du sol (PGA, PGV, SA(f),...).
2. La magnitude est souvent définie comme le logarithme d'un paramètre indiquant l'amplitude des mouvements du sol. Par conséquent,  $\log_{10}(Y)$  est approximativement proportionnel à  $M$ .
3. L'atténuation géométrique est en  $1/R$  pour des ondes de volume et en  $1/\sqrt{R}$  pour les ondes de surface.
4. Les ondes générées sur le plan de faille proviennent d'une distance supérieure ou égale à  $R$ . D'autre part, la surface de rupture des séismes augmente avec la magnitude. La distance « effective » parcourue par les ondes est donc d'autant plus grande que la magnitude est élevée.
5. Une partie de l'énergie portée par les ondes est absorbée par le milieu de propagation. Cette atténuation, dite anélastique, entraîne une décroissance exponentielle de  $Y$  avec  $R$ .
6. Les mouvements du sols sont affectés par les conditions de site (rocher dur, rocher mou, sédiments,...).
7. Les termes  $\epsilon$  et  $\sigma$  décrivent la dispersion de l'indicateur  $Y$  autour du modèle médian (Cf. paragraphes suivants).

La formulation du problème selon l'équation 1.18 est extrêmement simplifiée. Par exemple le processus de rupture sur la faille qui, nous l'avons vu, est un phénomène complexe, n'est pris en compte que par l'intermédiaire de la magnitude et éventuellement un terme précisant le type de mécanisme. On comprend donc que ces équations empiriques ne peuvent pas expliquer la totalité des données mais fournissent un modèle « moyen ».

► **Variabilité « sigma »**

La répartition des données autour du modèle moyen est caractérisée par la variabilité  $\sigma$  de l'indicateur  $Y$ , définie comme l'écart-type des résidus logarithmiques :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\log_{10} Y_{i_{obs}} - \log_{10} Y_{i_{prdit}})^2}. \quad (1.19)$$

Dans la mesure où  $\sigma$  décrit la dispersion naturelle des valeurs de  $Y$  autour du modèle empirique pour des valeurs de  $M$ , de  $R$  et un site fixées,  $\sigma$  est appelée variabilité aléatoire. Les valeurs de  $\sigma$  obtenues classiquement sont aux alentours de 0.3 pour des modèles en  $\log_{10}$  (Ambraseys et al. [1996] ; Abrahamson and Silva [1997]).

► **Loi de distribution**

Le terme  $\epsilon$  dans l'équation 1.18 symbolise le résidu de la valeur particulière  $Y$  de l'indicateur du mouvement du sol, exprimé en fractions de  $\sigma$ . La distribution des logarithmes des résidus est en général en accord avec une loi de type normal (Bommer et al. [2005]). Autrement dit, l'indicateur  $Y$  est conforme à une loi de type lognormal. A titre d'exemple, la valeur  $\epsilon = 0$  correspond au fractile d'ordre 50% (mouvement médian) et  $\epsilon = 1$ , au fractile d'ordre 84 % (la probabilité de dépassement de  $Y$  est de 16%). Enfin, pour une loi de type lognormal, le résidu  $\epsilon = 1$  se traduit par une déviation d'un facteur  $10^\sigma$ , soit environ 2 pour  $\sigma \approx 0.3$ . Ainsi, l'équation 1.18 ne fournit pas une valeur  $Y$  unique mais décrit une distribution de valeurs  $(Y)_\epsilon$ . L'espace possible des résidus  $\epsilon$  reste cependant mal défini. On considère en général que l'hypothèse d'une loi normale pour  $\log(Y)$  est valable pour  $\epsilon \in [-3, 3]$ . Mais existe-t-il un mouvement sismique maximal ? Bommer et al. [2004] montrent qu'il n'y a pas de raison de tronquer la loi de distribution de  $Y$ , la valeur  $\epsilon = 3$  étant parfois dépassée.

► **Importance de « sigma » dans les études d'aléa**

On peut aisément comprendre l'influence de  $\sigma$  dans le cadre d'une étude déterministe (une source et un site) puisque sa valeur contrôle directement la forme de la loi de distribution du mouvement sismique au site étudié. Les résultats des études d'aléas probabilistes dépendent également fortement de la valeur de  $\sigma$ . Les méthodes probabilistes (Cornell [1968]) intègrent l'ensemble des scénarii de séismes en un site. Chaque événement est caractérisé par sa magnitude, sa distance au site et sa période de retour (définie comme l'inverse de la probabilité annuelle de dépassement). Le mouvement sismique généré par un séisme particulier au site étudié est en général évalué par un modèle empirique car cette approche robuste, calée sur des données, est de plus large bande. La combinaison de l'ensemble des événements résulte en une courbe d'aléa représentant les probabilités de dépassement, sur une période donnée, des valeurs de l'indicateur  $Y$  du mouvement sismique (Figure 1.7).

Dans la première approche développée par Cornell [1968] pour le calcul probabiliste de l'aléa, la variabilité  $\sigma$  issue du modèle empirique n'était pas incluse dans

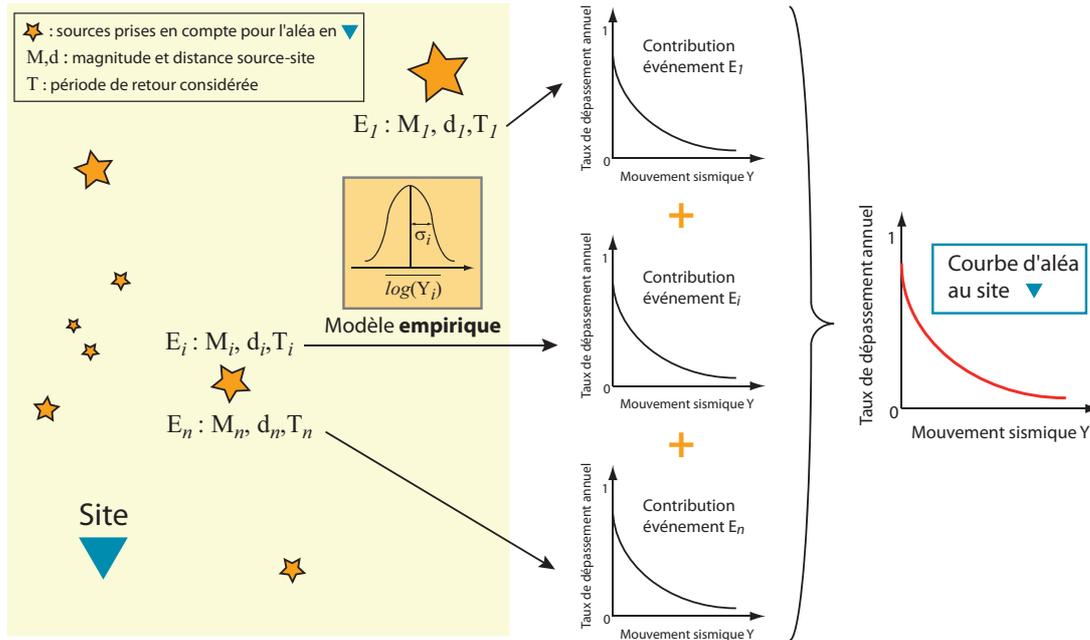


FIGURE 1.7 ► Schéma de principe d'une étude d'aléa probabiliste. L'aléa sismique au site étudié tient compte de l'intégralité des sources potentielles  $(E)_i$ , c'est-à-dire de l'ensemble des failles à risque et pour chaque faille, de séismes de différentes magnitudes associés à leur période de retour. Le mouvement sismique généré par une source  $E_i$  est en général évalué par un modèle empirique de prédiction du mouvement sismique.

le calcul des effets d'un événement particulier. Cependant, la prise en compte de  $\sigma$  dans les études probabilistes est désormais reconnue indispensable, son absence contribuant à sous-estimer l'aléa en particulier pour les fortes périodes de retour (Figure 1.8).

D'autre part, la figure 1.9 illustre la sensibilité des courbes d'aléa à la valeur de  $\sigma$ . Les différences observées deviennent très significatives pour les périodes de retour élevées. Par d'exemple, pour une période de retour de 10000 ans, une modification de  $\sigma = 0.21$  en  $\sigma = 0.25$  induit une augmentation de 0.3 g dans l'estimation du PGA. Ainsi, le choix de la valeur de  $\sigma$  exerce une forte influence dans les études d'aléa probabilistes.

### ► Bilan

Les modèles empiriques montrent que pour une distance et une magnitude données, le mouvement sismique est distribué selon une loi de type lognormal, avec une écart-type  $\sigma$  proche de 0.3. La valeur de  $\sigma$  joue un rôle essentiel dans les études d'aléa déterministes ou probabilistes.

## 1.4.3 Analyse de la variabilité

### ► Origine de la variabilité

Les sources de variabilité dans les modèles empiriques sont multiples. Autrement dit, les écarts observés par rapport au modèle moyen pour une magnitude et une

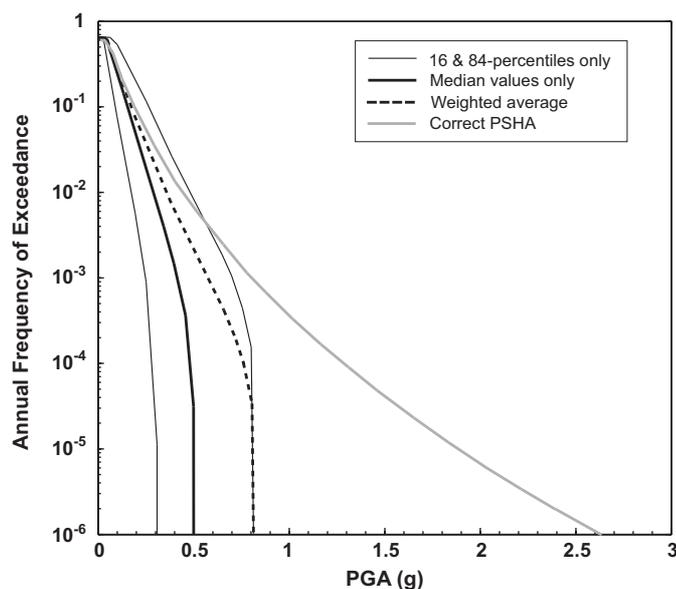


FIGURE 1.8 ► D'après Bommer and Abrahamson [2006]. Courbes d'aléa générées à partir du modèle empirique de Boore et al. [1997]. Les calculs ont été réalisés en considérant 2 zones sources potentielles. Les courbes sont obtenues en considérant le modèle empirique comme une fonction déterministe, fixée à la valeur médiane, aux fractiles 16% et 84% ou à une moyenne pondérée des trois. Elle sont comparées à la courbe d'aléa calculée correctement, c'est-à-dire en intégrant l'ensemble des fractiles.

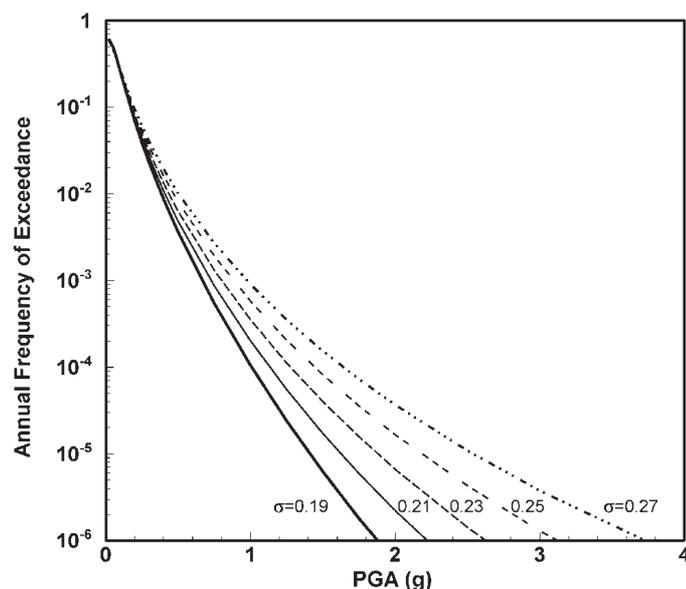


FIGURE 1.9 ► D'après Bommer and Abrahamson [2006]. Courbes d'aléa obtenues pour différentes valeurs de  $\sigma$ ,  $\sigma = 0.23$  correspondant à la valeur originelle du modèle. Le scénario est identique à celui utilisé pour la figure 1.8.

distance données ont plusieurs origines. On peut distinguer :

**L'incertitude épistémique.** Elle est induite par une mauvaise estimation des paramètres du modèle (magnitude, localisation,...) et par une forme fonctionnelle trop simple (1.18). On peut supposer que cette erreur va naturellement diminuer au cours du temps, grâce à la densification des réseaux de localisation et à l'amélioration de l'estimation des magnitudes.

**L'incertitude aléatoire.** Par définition, elle correspond à la dispersion naturelle du mouvement sismique autour du modèle empirique moyen. Elle comprend :

- **La variabilité de la source** qui provient, pour une magnitude donnée, de changements naturels dans le processus de rupture sur la faille (chute de contrainte, vitesse de rupture, distribution du glissement, nucléation de la rupture,...).
- **La variabilité dues aux conditions de sites**, issue du mélange de plusieurs sites spécifiques, regroupés en catégories de sols standards.
- **La variabilité dues aux effets de propagation**, induite par le mélange de plusieurs milieux de propagation.
- **La variabilité dues aux effets de directivité** qui provient de la variation, pour une faille donnée, de la position des stations vis-à-vis de la direction de la rupture.

La variabilité due aux effets de propagation et de directivité est illustrée sur la figure 1.10, présentant les valeurs de PGA enregistrées lors du séisme de Parkfield (septembre 2004,  $M=6$ ).

► « **sigma** » : borne supérieure de la variabilité due aux seuls effets de source

Dans les méthodes déterministes ou probabilistes d'estimation de l'aléa, l'incertitude qui doit être prise en compte pour le calcul du mouvement sismique généré par l'événement particulier  $E$  au site  $S$  est la variabilité obtenue en cas de répétitions du séisme  $E$  sur la même faille (Anderson and Brune [1999]). C'est la définition même de la variabilité de la source, issue de variations naturelles dans la physique de la rupture. Cependant, les équations classiquement utilisées pour obtenir les modèles empiriques (Cf. equation 1.18) ne sont pas suffisamment précises et les bases de données accélérométriques pas assez riches pour capturer la complexité du mouvement du sol généré par une source unique en un site particulier. Notamment, nous avons mentionné que les effets de source ne sont souvent représentés que par la magnitude dans les modèles empiriques. Quant aux effets de site, ils sont en principe uniquement modélisés par une classe de sol standard (rocher, sol dur, sol mou,...). Ainsi, la description par un si petit nombre de paramètres d'un phénomène aussi complexe que le mouvement sismique entraîne une confusion entre incertitudes aléatoires et épistémiques (Anderson and Brune

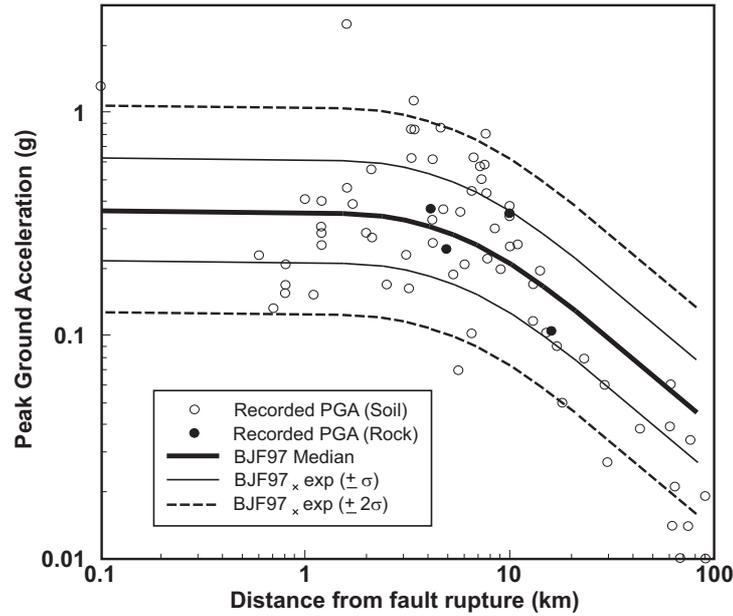


FIGURE 1.10 ► D'après Bommer and Abrahamson [2006]. PGA enregistrés lors du séisme de Parkfield en 2004 (California Strong-Motion Instrumentation Program network), comparées au modèle empirique de Boore et al. [1997] (BJF97). La dispersion observée provient plus de la variation des effets de propagation et de directivité que des conditions de site.

[1999]). Pour illustrer cette confusion, considérons une suite d'événements  $(E)_i$  de magnitude donnée  $M$  enregistrés en un même site  $S$ . Dans cette configuration, les effets de propagation sont identiques. La variabilité associée à ces effets devrait donc être considérée comme épistémique et réduite à zéro. Néanmoins, dans l'équation 1.18, les effets de propagation sont caractérisés uniquement par la distance source-récepteur. La variabilité provenant des différences azimutales (diagramme de radiation, directivité) et des milieux de propagation est dans ce cas intégrée dans la variabilité aléatoire. Ainsi, à l'incertitude épistémique liée à une mauvaise estimation des paramètres du modèle vient s'ajouter l'incertitude épistémique due à une représentation incomplète de la physique des séismes par les modèles empiriques. Par conséquent, on comprend bien que la variabilité aléatoire  $\sigma$  représente une borne supérieure de la variabilité réelle due aux seuls effets de source pour une faille et un site fixés (cas de notre étude).

### ► Décomposition de « sigma »

**Dépendance avec la magnitude.** Plusieurs études montrent que  $\sigma$  diminue avec la magnitude (*e.g.* Abrahamson [1997]; Ambraseys et al. [2005]; Cotton et al. [2008]). Par exemple Cotton et al. [2008], en analysant les données accélérométriques du réseau KiK-net par classes de magnitudes, ont mis en évidence une décroissance linéaire de  $\sigma$  avec la magnitude. Néanmoins, ce résultat n'est pas confirmé par les nouveaux modèles empiriques issus de la base de données NGA (<http://peer.berkeley.edu/products/>).

**Contributions des effets de source et de site.** Une revue des équations empiriques publiées depuis les 30 années précédentes a été effectuée par [Douglas \[2003\]](#). Cette étude montre que malgré l'évolution des modèles empiriques et l'enrichissement des bases de données, les valeurs de  $\sigma$  n'ont que très peu diminué depuis les premiers modèles développés (Figure 1.11). Notamment, les tentatives de réduction de  $\sigma$  en affinant les modèles par ajouts de composantes supplémentaires ou de classes de sites plus précises n'ont pas abouti à des diminutions significatives. [Bommer and Douglas \[2003\]](#) ont ainsi montré que l'introduction d'un terme de source supplémentaire pour tenir compte de l'effet du mécanisme dans les équations avait une influence négligeable sur la valeur de  $\sigma$ . [Lee et al. \[1998\]](#) proposent une méthode pour découpler les incertitudes dues aux effets de source et propagation ( $\sigma_{et}$ ) des contributions des effets de site ( $\sigma_s$ ). Ils concluent que dans le contexte particulier de la Californie du sud, la variabilité de  $SA(f)$  à haute fréquence est largement dominée par les effets de source et de propagation ( $\sigma_{et}(PGA) = 0.24$  et  $\sigma_s(PGA) = 0.06$ ). A basse fréquence, l'incertitude due aux effets de site est plus importante ( $\sigma_{et}[SA(3\text{ sec})] = 0.25$  et  $\sigma_s[SA(3\text{ sec})] = 0.13$ ). On remarque que l'utilisation de classes de site spécifiques ne diminue pas la variabilité obtenue avec la simple classification en 2 catégories « rocher » et « sol ». [Baturay and Stewart \[2003\]](#) étudient l'influence de l'apport d'informations plus précises sur les conditions de site (facteur d'amplification basé sur la valeur de  $V_{S30}$  ou réponse 1D du site couplée avec un modèle de référence au rocher) et aboutissent à une conclusion similaire. Ils montrent que la variabilité aléatoire de  $SA(f)$  diminue uniquement pour  $f > 1$  Hz et pour la classe de sites sols « mous ». Elle reste inchangée pour les catégories de sites « rocher » ou « sols raides ». L'utilisation de modèles plus sophistiqués et la définition de catégories de sites plus précises n'a donc pas permis de diminution nette des valeurs de  $\sigma$ . Ces observations suggèrent que les effets de source ont une forte contribution dans la variabilité.

► **Résultats récents : vers une réduction de « sigma » pour une source et un site spécifiques ?**

Trois études récentes suggèrent que la variabilité pour une faille et un site fixés est sensiblement inférieure à la variabilité fournie par les modèles empiriques. [Chen and Peter Tsai \[2002\]](#) ont ainsi développé un nouvel algorithme pour séparer les incertitudes en 3 composantes dans les modèles empiriques :  $\sigma_e$  représente la variabilité pour un ensemble d'événements enregistrés en 1 site (variabilité « interséisme »),  $\sigma_s$  est l'incertitude due aux variations de conditions de sites (variabilité « intraséisme »), et  $\sigma_r$  regroupe les incertitudes restantes. La méthode est appliquée pour estimer la variabilité du pic d'accélération (PGA). La base de données taïwanaise utilisée dans cette étude est composée de 424 enregistrements de 48 séismes en 45 stations. La variabilité aléatoire globale est  $\sigma = 0.32$ . La décomposition en 3 termes donne :  $\sigma_e = 0.21$ ,  $\sigma_s = 0.16$  et  $\sigma_r = 0.17$ . Cette étude suggère donc que la variabilité « interséisme » est sensiblement plus faible que la variabilité totale. [Atkinson \[2006\]](#) étudie la variabilité aléatoire à partir d'une base de données comprenant les enregistrements, en 21 stations de la région de Los Angeles, d'événements de magnitude 3.5 à 7 répertoriés en Californie du sud.

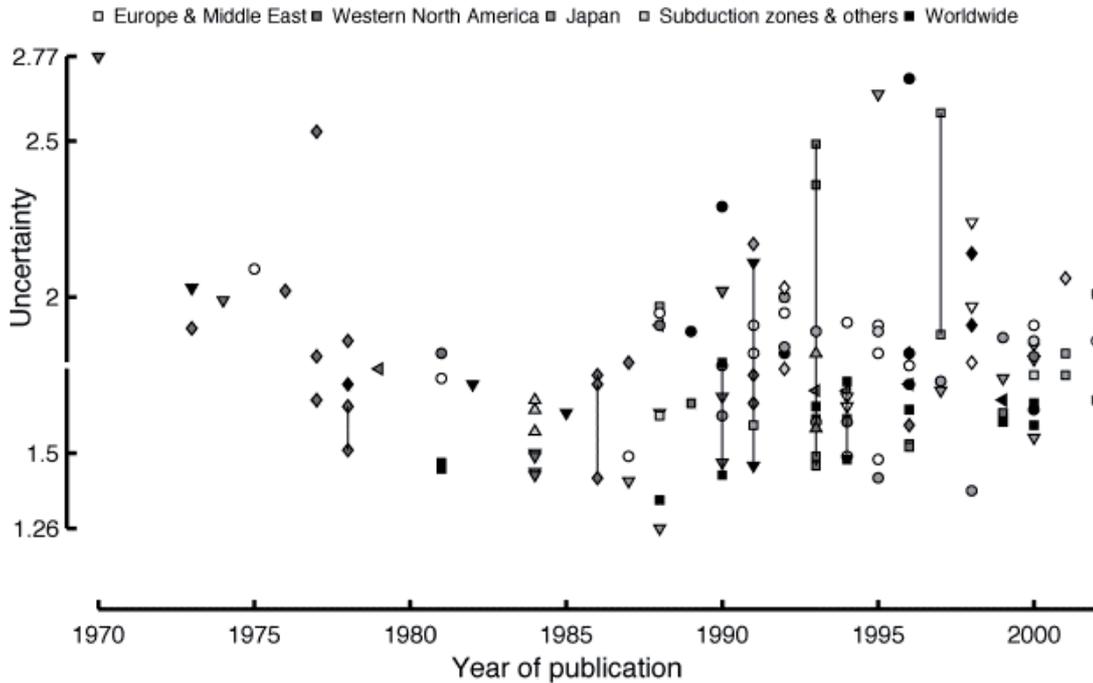


FIGURE 1.11 ► D'après Douglas [2003]. Evolution des valeurs de l'incertitude aléatoire dans les modèles empiriques. L'écart-type est exprimée sous forme de facteur. Un facteur 2 correspond approximativement à  $\sigma = 0.3$ .

Atkinson [2006] réalise une analyse séparée des résidus pour les séismes localisés uniquement sur la faille de Landers (choc principal et répliques) enregistrés en 10 stations situées à plus de 100 km de la faille. Puisque pour chaque station, les effets de propagation et la source sont identiques, la variabilité obtenue en une station est supposée représenter la variabilité minimale, due aux variations naturelles du processus de rupture. La variabilité du PGA moyennée sur les 10 stations est  $\sigma_{ie} = 0.18$  et la variabilité obtenue en intégrant l'ensemble de la base de données est  $\sigma_{reg} = 0.30$ . Ainsi, Atkinson [2006] conclue que pour une source unique et un azimut fixés, la variabilité aléatoire liée à la variabilité de la rupture correspond à 60% de la variabilité issue du modèle empirique régional. Dans cette analyse, les séismes considérés ont été générés sur la même faille mais sont de magnitude variable. Comme la physique de la rupture est très probablement dépendante de la taille des séismes, il se peut que dans les conditions idéales décrites par Anderson and Brune [1999] (répétition d'un événement  $E$  de magnitude  $M$ ), la variabilité obtenue soit encore plus faible. Enfin, une étude très récente de Bragato [2008] révèle que les effets de site pourraient contribuer à 33% de la variabilité globale. Il montre que le meilleur compromis pour réduire la variabilité est une classification en 6 catégories de sols. La diminution de  $\sigma$  est alors de 27%.

#### 1.4.4 Les limites des modèles empiriques

Les modèles empiriques sont les méthodes les plus fréquemment utilisées pour estimer l'aléa sismique. Ces modèles présentent l'avantage d'être calibrés sur des

données réelles et d'être très simples d'utilisation. En outre elles fournissent directement une estimation de la variabilité du mouvement sismique même si, nous venons de l'expliquer, celle-ci doit sans doute être réduite pour une source et un site fixés. Néanmoins, ces approches comportent un certain nombre d'inconvénients.

**Limitation pour des études en un site spécifique.** Le problème majeur des modèles empiriques est l'impossibilité de prendre en compte les effets de propagation et de site en un lieu donné. Cette limitation est illustrée sur la figure 1.12, représentant les mouvements du sol générés par un petit séisme, sous forme de spectres de réponse, en trois points de l'agglomération grenobloise. L'un est situé au rocher et les deux autres dans le bassin sédimentaire. Les données réelles sont comparées au modèle empirique développé par [Bragato and Slejko \[2005\]](#). L'écart entre les prédictions empiriques et les données est assez faible pour la station au rocher. En revanche, cet écart est beaucoup plus important (facteur 10 autour de 2 Hz) aux stations installées au sédiment. La raison est double. D'une part, il n'existe dans les bases de données aucun site rigoureusement semblable au site d'étude spécifique. D'autre part, comme les types de sols des différentes stations sont regroupés en catégories de sols standards, les effets de site représentent une moyenne sur plusieurs sites. Par conséquent, les modèles empiriques sont utilisés essentiellement pour estimer l'aléa sismique au rocher. Une alternative est de coupler la réponse au rocher à la fonction de transfert d'un site spécifique.

**Limitation en champ proche.** Les bases de données accélérométriques sont désormais très riches. La figure 1.13 montre la répartition des données de la base NGA (Next Generation Attenuation models, <http://peer.berkeley.edu/products/>) en fonction de la magnitude et de la distance. Cette base de données, composée de plus de 3500 enregistrements provenant du monde entier, est actuellement la plus complète utilisée par la communauté du génie parasismique. Elle a servi de base aux nouveaux modèles empiriques américains (*e.g.* [Abrahamson and Silva \[2008\]](#); [Boore and Atkinson \[2008\]](#)). Cependant, elle montre la faible quantité d'enregistrements de séismes à faible distance des failles ( $<10$  km). On remarque que les modèles empiriques, mal contraints par les données pour les petites distances épacentrales, ne sont pas adaptés pour étudier la distribution du mouvement sismique en champ proche. Dans le contexte particulier de l'évaluation probabiliste de l'aléa sismique en France, cette limitation des modèles empiriques est contraignante. En effet, la déagrégation, qui permet d'identifier l'origine de toutes les contributions au taux annuel de dépassement d'une accélération, montre que les événements qui contrôlent l'aléa sismique en France sont les séismes proches, de magnitude modérée ( $3.5 \leq M \leq 6.5$  et  $d \leq 20$  km). La figure 1.14 montre les résultats issus de la déagrégation pour 2 sites.

**Absence de prise en compte précise de la directivité.** Comme nous l'avons déjà remarqué, les effets de source dans les modèles empiriques classiques ne sont représentés que par la magnitude et éventuellement un terme tenant

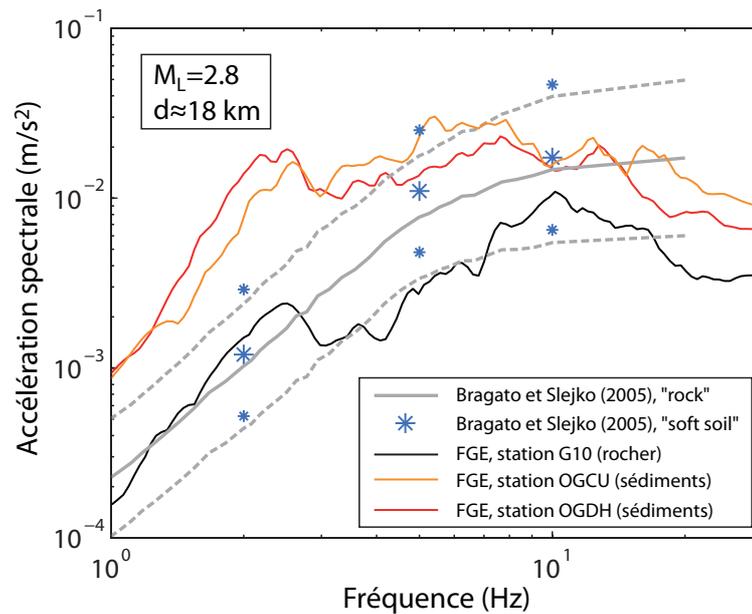


FIGURE 1.12 ► Spectres de réponses (composante EW) obtenus en 3 points de l'agglomération grenobloise, pour un séisme de magnitude 2.9 enregistré à une distance d'environ 18 km. Les spectres sont comparés au modèle empirique de [Bragato and Slejko \[2005\]](#), pour des catégories de sols « rocher » et « sol mou ». La ligne horizontale et les petites étoiles indiquent les mouvements médians plus ou moins un écart type. Le modèle empirique ne permet pas de décrire la complexité des phénomènes d'amplification du mouvement sismique dans le bassin, en particulier autour de 2 Hz.

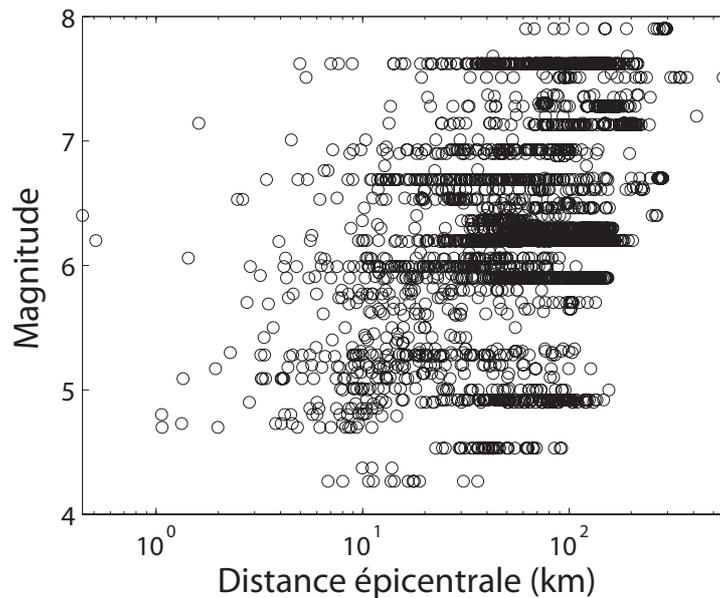


FIGURE 1.13 ► Répartition des données de la base NGA en fonction de la magnitude et de la distance épacentrale. La figure met en évidence la faible proportion de données enregistrées à faible distance des failles (<10 km).

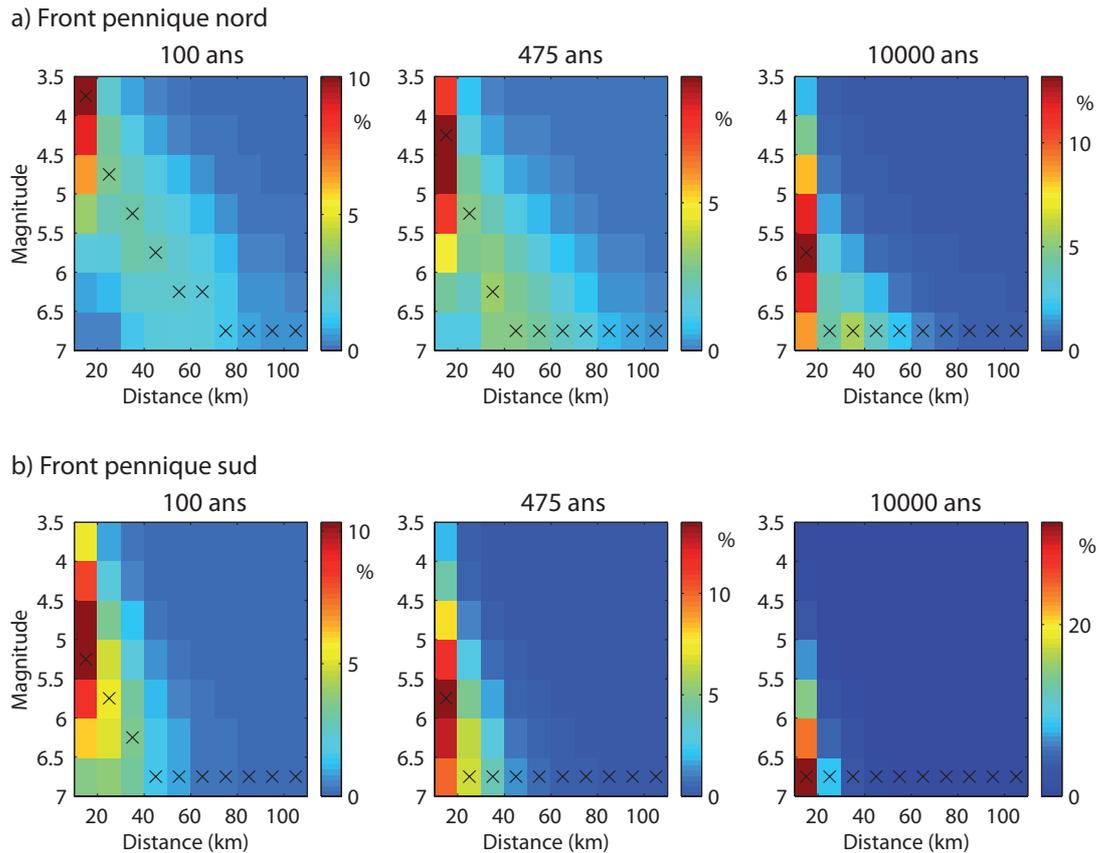


FIGURE 1.14 ► D'après Beauval [2003]. Déaggrégation en magnitude et distance pour 2 zones en France (Front pennique nord et sud) et pour 3 périodes de retour (100, 475 et 10000 ans). Les contributions sont exprimées en % par rapport au taux annuel total. On remarque que pour une période de retour « classique » de 475 ans, l'aléa sismique est contrôlé par des séismes de magnitude inférieure à 6 à moins de 20 km.

compte du type de mécanisme. Ainsi, les modèles empiriques ne permettent pas, en principe, de modéliser les effets de directivité. Néanmoins, certains modèles comme celui de [Abrahamson and Silva \[1997\]](#) ou les nouveaux modèles NGA ([Spudich and Chiou \[2008\]](#)) prennent en compte « grossièrement » la directivité.

**Absence de simulation de traces en temps.** Enfin, les modèles empiriques donnent une estimation d'un indicateur du mouvement sismique (PGA, PGV, SA(f),...) mais ne sont pas adaptées pour caractériser toute la complexité des mouvements du sol. D'autres approches alternatives permettent de simuler des traces en temps. Citons par exemple la méthode développée par [Pousse et al. \[2006\]](#). Le principe est de simuler le mouvement sismique par une méthode stochastique, les paramètres de la méthode (PGA, durée, intensité d'Arias et fréquence centrale) étant déterminés par un modèle empirique. La méthode prend en compte la variabilité du mouvement sismique. Néanmoins, cette approche ne permet pas de calculer les mouvements du sol en un site spécifique, en champ proche, et ne prend pas en compte les effets de directivité.

#### 1.4.5 Les difficultés pour simuler « en aveugle » avec une méthode déterministe

##### ► Problème de validation des prédictions

Si la « forme » de la loi de distribution du mouvement sismique (valeur médiane et  $\sigma$ ) est naturellement déterminée dans les modèles empiriques, il n'en est pas de même pour les approches déterministes comme la méthode des FGE. Pour calculer le mouvement sismique et sa variabilité pour un séisme futur, il nous faudra estimer a priori les distributions des paramètres de la rupture (chute de contrainte, position du point de nucléation, vitesse de rupture,...). Les informations sur les paramètres de la source sont issues des résultats théoriques de la dynamique de la rupture et du retour d'expérience sur l'inversion cinématique des séismes passés. Etant donné la complexité du processus de rupture, ces paramètres sont assez mal contraints. Par exemple, [Kohrs-Sansorny et al. \[2005\]](#) ont abouti à des valeurs du paramètre  $c$  (rapport des chutes de contraintes de l'événement simulé et du petit séisme) entre 1 et 15 pour reproduire les niveaux observés. Ainsi, comment garantir la fiabilité des prédictions ?

Deux études récentes proposent de remplacer les modèles empiriques par une méthode de simulation déterministe dans les études d'aléa probabilistes. [Convertito et al. \[2006\]](#) utilisent pour simuler les mouvements du sol générés par une source en un site spécifique un modèle cinématique de  $k^{-2}$ . La variabilité d'une source particulière est issue d'une part de la variétés des distributions de glissement statique générées et d'autre part par la position du point de nucléation, distribué uniformément sur la partie inférieure du plan de faille. Les valeurs médianes des PGA obtenus sont comparées à deux modèles empiriques. Cependant, aucune analyse de la variabilité n'est effectuée. [Hutchings et al. \[2007\]](#) adoptent une méthode de simulation par FGE. La source est modélisée par la superposition d'un simple « crack » ([Hutchings \[1994\]](#)) et d'un ensemble de petites aspérités

(cracks circulaires) réparties aléatoirement. La vitesse de rupture, la vitesse du front d'arrêt dans un crack, la chute de contrainte ainsi que la position du point de nucléation sont supposées variables. Dans le but de valider les prédictions, la procédure est appliquée au cas réel du séisme d'Athènes (1999,  $M=6$ ). Le résultat est un ensemble de 57 simulations, représentant la variabilité des paramètres de la source et de sa position dans une zone potentielle pour un séisme de cette magnitude autour d'Athènes. Les prédictions sont comparées aux données réelles, qui correspondent approximativement au mouvement médian simulé plus un écart-type. Hutchings et al. [2007] montrent qu'un des 57 scénarii de rupture permet un bon accord avec les sismogrammes observés. Ainsi, quelle stratégie adopter pour simuler en aveugle ?

### ► Démarche adoptée dans notre étude

Dans le chapitre 2 de ce manuscrit, nous proposons deux méthodes. La première consiste à définir des fonctions densité de probabilité pour les paramètres de la source. La vitesse de rupture, la position du point de nucléation et la forme du plan de faille sont choisies en fonction du retour d'expérience sur les modèles d'inversion cinématique (Somerville et al. [1999]; Mai et al. [2005]). La chute de contrainte est déterminée par une approche originale, qui sera détaillée dans le second chapitre. Une population de simulations, représentative de la variabilité de la source, est ensuite générée. Dans la seconde approche, les prédictions du mouvement sismique (médiane et variabilité) en un site spécifique sont calibrées grâce à un modèle empirique définissant le mouvement de référence à une station au rocher. Cette procédure garantit la compatibilité des simulations au rocher avec un modèle empirique de référence, tout en permettant le calcul d'accélérogrammes en des sites spécifiques. Le modèle de référence choisi correspond aux équations empiriques développées par Ambraseys et al. [1996]. Scherbaum et al. [2004] et Drouet et al. [2007] ont montré que ces équations étaient bien adaptées pour les études d'aléa probabilistes en France. Cependant le modèle de Ambraseys et al. [1996] est ajusté selon la procédure définie par Cotton et al. [2006] pour tenir compte des conditions de site spécifiques à la station au rocher de référence utilisée dans notre étude (station OGMU du Réseau Accélérométrique Permanent). Ainsi, la valeur de  $V_{S_{30}}$  est fixée à 1000 m/s. Notons que depuis la réalisation de cette étude, une campagne de sismique active (Multi-channel analysis of surface waves) a montré que cette valeur était nettement supérieure  $V_{S_{30}} \approx 2200$  m/s (Cornou, communication personnelle).

Dans le chapitre 3 de cette thèse, nous définissons également les lois de distributions des paramètres de la source (modèle de type  $k^{-2}$ ) pour obtenir un ensemble de simulations. Dans le but de valider les prédictions, les simulations au rocher sont comparées à deux types de méthodes : les équations empiriques de Bragato and Slejko [2005] et la méthode stochastique de Pousse et al. [2006]. Le modèle empirique de Bragato and Slejko [2005] a été obtenu à partir d'une base de données composée d'enregistrements de séismes de magnitudes 2.5 à 6.3 dans les massifs est alpins. Il est valable pour des distances inférieures à 130 km. La méthode de Pousse et al. [2006] permet de générer des accélérogrammes suivant une enveloppe temporelle spécifique. Le contenu fréquentiel suit un modèle

en  $\omega^{-2}$  et les phases sont supposées aléatoires. La méthode dépend de quatre indicateurs (PGA, durée, intensité d'Arias et fréquence centrale), reliés empiriquement aux données japonaises du réseau K-net. L'avantage de cette méthode, basée sur des données réelles, est de fournir également une population de simulations au rocher. La procédure proposée par [Cotton et al. \[2006\]](#) est également utilisée pour adapter la valeur de  $V_{S30}$ . Les effets de cette correction sont illustrés sur la figure 1.15. Ainsi, plutôt que de comparer nos résultats à un événement particulier, nous avons jugé plus pertinent de les confronter à un ensemble de prédictions définissant la médiane et la variabilité du mouvement sismique attendues au rocher pour notre scénario. Enfin, les chapitres 4 et 5 sont consacrés à une analyse détaillée du paramètre de rugosité  $K$  afin de mieux estimer sa loi de distribution. Dans le chapitre 4, nous réanalysons les bases de données existantes de modèles de glissement obtenus par inversion cinématique et proposons une méthode complémentaire pour définir plus précisément la variabilité de  $K$ . Dans le chapitre 5, nous étudions une méthode d'inversion particulière et testons son aptitude à déterminer la rugosité du glissement.

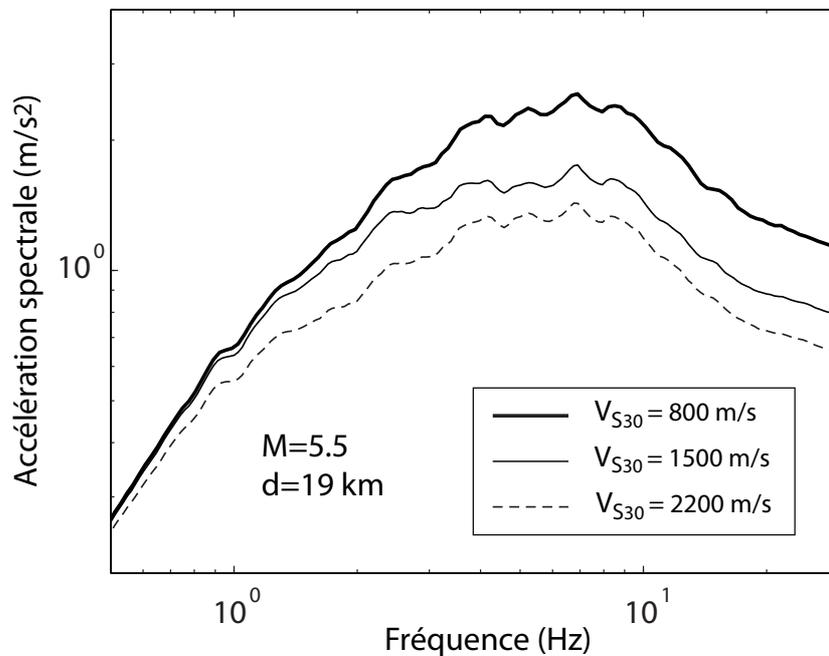


FIGURE 1.15 ► Sensibilité du mouvement sismique au rocher à la valeur de  $V_{S30}$ . Les spectres de réponses au rocher ont été calculés par la méthode stochastique de [Pousse et al. \[2006\]](#), les valeurs de  $V_{S30}$  étant corrigées selon la procédure de [Cotton et al. \[2006\]](#). Une modification de  $V_{S30}$  affecte essentiellement les fréquences supérieures à 1 Hz.



# Chapitre 2

## Nouvelle approche pour calibrer les simulations par fonctions de Green empiriques

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Résumé</b>	44
<b>2.2</b>	<b>Abstract</b>	45
<b>2.3</b>	<b>Introduction</b>	45
<b>2.4</b>	<b>Direct-Parameter-Input Approach</b>	47
2.4.1	Method	47
2.4.2	Source parameter distributions	48
2.4.3	Results	50
<b>2.5</b>	<b>Screened-Parameter-Input Approach</b>	<b>53</b>
2.5.1	Method	53
2.5.2	Results	57
<b>2.6</b>	<b>Discussion and conclusion</b>	<b>57</b>
<b>2.7</b>	<b>Appendix</b>	<b>59</b>

---

Ce chapitre est constitué d'un article paru au journal BSSA sous la référence:

M. Causse, F. Cotton, C. Cornou and P-Y. Bard (2008). Calibrating median and uncertainty estimates for a practical use of Empirical Green's Functions technique, *Bull. Seismol. Soc. Am.* 95, no. 1, 344-353.

La méthodologie présentée dans ce chapitre a permis de fournir des simulations du mouvement du sol réalistes pour une analyse de la vulnérabilité sismique dans la ville de Grenoble (Michel [2007]). Cette étude fait l'objet d'un article en préparation.

## 2.1 Résumé

Nous proposons deux approches, basées sur la méthode des fonctions de Green empiriques, pour prédire le mouvement sismique généré par un séisme futur dans un bassin sédimentaire. Ces deux approches fournissent une estimation de la variabilité du mouvement sismique. Elles sont appliquées au cas du bassin grenoblois. Le principe des deux méthodes est de générer un ensemble de combinaisons de paramètres de la source à partir d'un algorithme en grille. Ces combinaisons sont ensuite utilisées pour calculer une population de spectres de réponse, au moyen d'une méthode des FGE cinématique, puis pour estimer la variabilité du mouvement sismique. La première approche, nommée méthode "directe", consiste à déterminer les combinaisons de paramètres de la source à partir de leurs fonctions densité de probabilité, supposée *a priori*. Nous montrons que cette approche conduit à une surestimation de la variabilité du mouvement sismique. De plus, les simulations ne sont pas calibrées. Une nouvelle procédure est donc proposée ("méthode indirecte") : (1) un ensemble de spectres de réponse de référence est simulé, au rocher, avec un modèle empirique de prédiction du mouvement sismique. Ces spectres correspondent à des fractiles de différents ordres; (2) une population de spectres de réponse est générée au rocher par la méthode des FGE, à partir de différentes combinaisons de paramètres de la source; (3) les spectres qui ne sont pas en accord avec le modèle empirique pour les fractiles choisis sont éliminés. Un ensemble de combinaisons de paramètres est ainsi obtenu; (4) Ces combinaisons sont utilisées pour simuler par FGE, en un site au sédiment, un ensemble de spectres de réponse; (5) la médiane et l'écart type de l'accélération spectrale sont enfin estimés pour chaque fréquence.

# Calibrating median and uncertainty estimates for a practical use of Empirical Green's Functions technique

## 2.2 Abstract

The empirical Green's functions (EGF) technique is used to investigate two methods for predicting ground motion in a sedimentary basin for a future earthquake, including variability assessment. This study focuses on the Grenoble basin (French Alps). The basic principle of both method is to generate a variety of source parameter sets based on a grid testing approach. Next, these sets are used to compute a population of ground motions by means of a kinematic EGF method and to estimate ground-motion variability. The first method tried, called the direct-parameter-input approach, selects input parameter combinations from assumed source parameter probability density functions. It is demonstrated that this approach leads to overestimated variability. Moreover, these simulation results are not calibrated. A new (screened-parameter-input) procedure is therefore proposed: (1) reference rock site response spectra are simulated for fractiles of several orders using empirical ground-motion prediction equations; (2) a large population of rock site response spectra is generated by means of the EGF method with varying rupture parameters combinations; (3) the spectra that do not fit the empirical motion for the chosen fractiles are screened out and sets of permissible source parameter combinations are thus obtained; (4) sediment site response spectra are computed with this EGF procedure and with these permissible parameter combinations; (5) for each frequency median spectral acceleration and standard-deviation values are derived.

## 2.3 Introduction

The prediction of realistic ground motion produced by a hypothetical future earthquake is a fundamental stage in anticipating potential damage. This is particularly the case in European alpine valleys where moderate potential earthquakes may have serious consequences caused by major site effects. However, in such areas, the lack of detailed knowledge of the properties of the *in situ* medium makes it difficult to use numerical methods for estimating ground motion above 1 - 2 Hz, *e.g.* in the relevant frequency range for earthquake engineering (0.1 - 20 Hz). Moreover, empirical ground motion equations are not able to account for complex 2D/3D site effects properly. An alternative approach is the empirical Green's functions (EGF) method, which automatically includes specific site effects assuming a linear soil response. However, some input parameters still remain difficult to estimate. In addition, ground motion variability needs to be assessed, especially for an application in probabilistic estimations. The goal of this article is thus to present a procedure for providing reliable site specific blind ground-motion predictions with the EGF method, including ground-motion

variability.

The paper consists of two parts called the direct-parameter-input approach and the screened-parameter-input approach, respectively, presenting two different ways of assessing the ground-motion variability. Both approaches are based on grid testing to explore the EGF summing-up parameter space (referred to as the input parameter space). Each of the procedures introduces a specific constraint to define the parameter space grid and permissible parameter combinations. These parameter sets lead to a variety of EGF simulations that are used to derive the ground motion variability. The first part investigates a method (Latin hypercube sampling [LHS]) in which the input source parameters are described using *a priori* probability density functions. The ground motion variability is then directly derived with the constraint of the assumed input parameter uncertainties. The second part presents a new procedure (the screened-parameter-input approach), the principle of which is to calibrate rock EGF predictions with empirical ground-motion equations. This method involves screening out source parameters combinations that do not provide results in agreement with the chosen reference empirical equations. In this way it will be possible (1) to calibrate EGF simulations on soil with rock values obtained with empirical ground-motion equations; (2) to obtain a variability of site specific ground-motion predictions in agreement with that given by empirical rock ground-motion equations. This study focuses on the Grenoble basin (Fig. 2.1), which is a deep sedimentary basin (depth > 500-m deep). The Grenoble area is a typical example of an alpine valley: (1) the seismic history shows the possibility of  $M$  5.5 earthquakes in the vicinity of the city (Chamonix, 1905 and Corrençon, 1962); (2) large site effects (amplification factors equal to 10-15) have been underlined (Lebrun et al. [2001]). Response spectra due to a hypothetical  $M$  5.5 earthquake occurring 15 km from the city are predicted on two stations (rock and sediment).

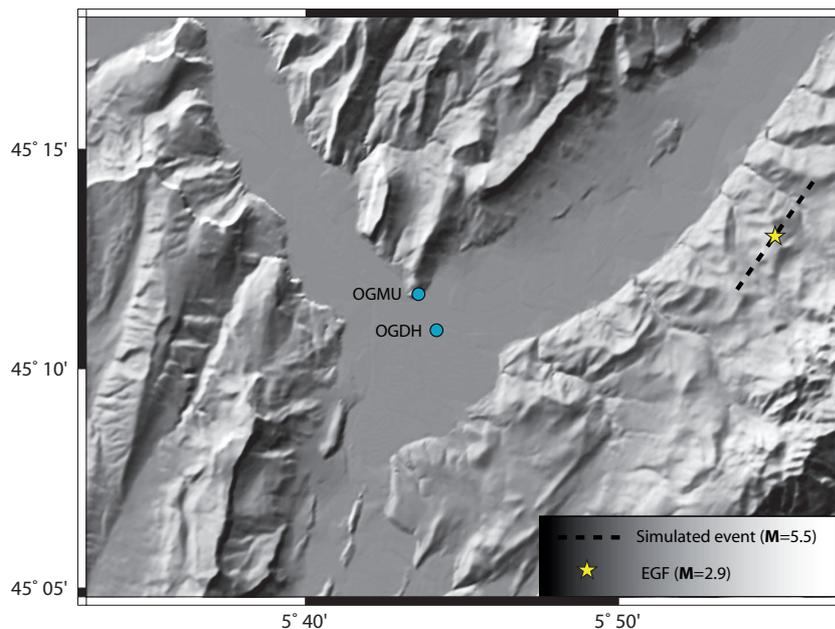


Figure 2.1 ► Map of the Grenoble basin (French Alps).

## 2.4 Direct-Parameter-Input Approach

### 2.4.1 Method

An initial technique is proposed for evaluating the uncertainties of our EGF ground motion predictions (Fig. 2.2). More precisely, the aim is to evaluate for each frequency the probability density functions of the spectral acceleration. In our example, the event used as EGF is a  $M_L$  2.9 earthquake. Given its signal-to-noise ratio only ground motion above 1 Hz can be simulated and the frequency range is limited to 1-20 Hz. The EGF summing-up algorithm closely follows a kinematic modeling technique developed in Hutchings [1994].

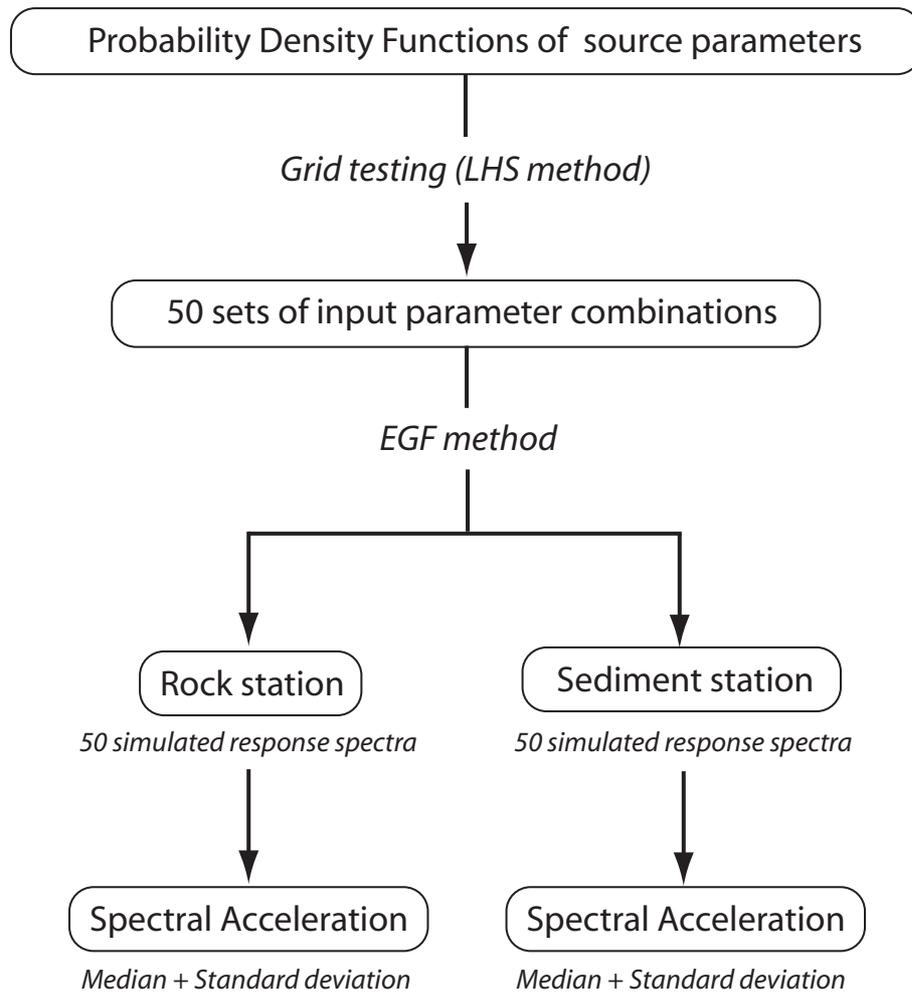


Figure 2.2 ► Flow chart of the "direct-parameter-input" approach.

The input parameters are first split into two categories: constant (epistemic) and variable (aleatory) parameters. The first category refers to the EGF parameters that are considered to be fixed (Tab. 3.1). The second category includes the

Constant parameters	Value
Target event seismic moment	$2.2E + 17$ N.m
EGF seismic moment	$2.8E + 1313$ N.m
EGF length	0.195 km
EGF corner frequency	9 Hz
Strike	$35^\circ$
Dip	$90^\circ$
Epicentral distance	15.3 km
Source-receiver azimuth	$268^\circ$
Focal depth	3 km
$V_S$ (at source)	3000 m/s

Table 2.1 ► Constant (epistemic) EGF summing-up parameters

source parameters: the ratio between the stress drop of the target event and the EGF event ( $c$ ), the position of the rupture nucleation ( $X_{nuc}$ ,  $Y_{nuc}$ ), the rupture velocity ( $V_R$ ) and the shape factor ( $L/W$ ) of the fault, assumed to be rectangular. The variable parameters are then assigned a probability density function. These 5 parameters have a considerable influence on the EGF simulations because they affect the rupture size of the target event and the directivity effects.

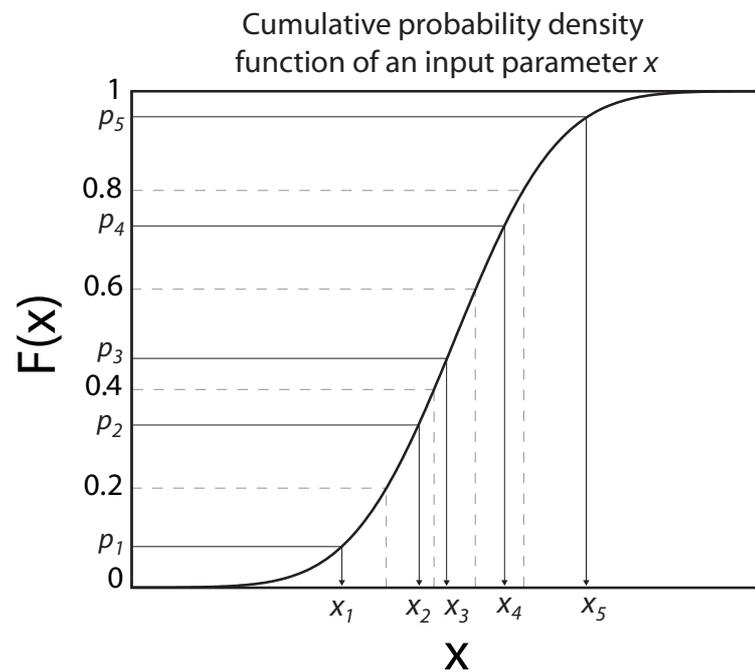
Secondly, following the procedure of Pavic et al. [2000], the effects of the five variable parameter uncertainties on the simulated ground motion are calculated by means of the LHS method (McKay [1988]). This method can be just seen as an adapted grid testing, in which a parameter sampling is defined with respect to its probability density function (Fig. 2.3). Moreover, it provides a reliable estimate of the actual uncertainty in the final results with only  $n$  combinations of input parameters (instead of  $n^5$  for a classical grid testing). These  $n$  samples are then used to generate a population of response spectra. In our study, a value of  $n = 50$  is taken. The output spectral acceleration is characterised by its mean value and standard deviation.

Because many studies have shown that spectral acceleration values follow a lognormal distribution (e.g., Bommer et al. [2004]), the Kolmogorov-Smirnov (KS) test (Chakravarti et al. [1967]) was applied to validate this property. Next the resulting standard deviation was compared to several classical empirical ground-motion equations, that provide values of around  $0.3 \log 10$  units.

## 2.4.2 Source parameter distributions

First, the stress drop ratio ( $c$ ) distribution is defined (Fig. 2.4). It has been demonstrated that the peak ground acceleration (PGA) is proportional to  $c^{\frac{5}{6}}$  (Boore [1983]; Atkinson [1984]. Details about the calculation can also be found in appendix). It leads to the following relation:

$$SA(f \rightarrow \infty) \equiv c^{\frac{5}{6}}. \quad (2.1)$$



**Figure 2.3** ► Determination of the  $n$  values of an input parameter according to the LHS method. In this example,  $n = 5$  and the parameter  $x$  follows a normal distribution. The probability interval  $[0,1]$  is divided into  $n$  intervals with equal length and a number  $p_i$  is drawn randomly in each of these intervals. The inverse of the cumulative probability density function  $F^{-1}(x)$  is then used to provide a set of  $n$  values  $x_i$ . The resulting values are mainly concentrated around the median value.

Therefore, the only way to obtain a lognormal distribution for the spectral acceleration at high frequency is to assign  $c$  a lognormal distribution. The use of other distributions for  $c$  (*e.g.*, uniform) would effectively give rise to a decrease in the KS-test statistics  $p$ -values. Then a standard deviation of 0.3 on  $\log(c)$  was chosen since it theoretically produces a standard deviation of 0.25 on  $\text{SA}(f \rightarrow \infty)$ . The scattering of the  $c$  values obtained is wide but consistent with the results of Kohrs-Sansorny et al. [2005] that mentioned values ranging from 1 to 15.

Second, the parameters  $(X_{nuc}, Y_{nuc})$ ,  $V_R$  and  $L/W$  are determined by investigating their scattering obtained in past studies (Fig. 2.4). The recent results of kinematic inversion provided essential information. Mai et al. [2005] analysed the hypocenter position by studying a database of more than 80 finite-source rupture models and defined probability density functions that were used in this study. Somerville et al. [1999] also detailed the characteristics of 15 crustal earthquake slip models. The distributions chosen here for the rupture velocity and the shape factor are consistent with the scattering observed in their study.

### 2.4.3 Results

The aforementioned direct-parameter-input procedure is applied to simulate ground motion on rock (at OGMU station which is part of the French Accelerometric Permanent network, <http://www-rap.obs.ujf-grenoble.fr>) caused by a potential  $M$  5.5 earthquake. The results are presented in Figures 2.5 (statistical results) and 2.6 (response spectra).

First, the KS test shows that the hypothesis of a lognormal distribution cannot be rejected at high confidence level (the minimum  $p$ -value equals 0.2). The  $p$ -values are very high at high frequency and decrease significantly below  $f_c = 9$  Hz. Second, the standard deviation value rises to 0.25 at high-frequency (as predicted by equation 2.1), starts increasing below 5 Hz and exceeds the value given by the empirical ground-motion equations below 3 Hz. These observations confirm that ground motion is mainly controlled by the ratio  $c$  at high frequency, especially above  $f_c$ . The parameters  $(X_{nuc}, Y_{nuc})$ ,  $V_R$  and  $L/W$ , involved in the directivity effects, essentially influence the low frequencies. The chosen probability density functions for these parameters lead to a slight overestimation of the variability at low frequency. This indicates that the probability density functions of some of the rupture process parameters, and their likely cross correlations, are not yet well known.

In addition, the median values of the direct-parameter-input approach will be strongly dependent on the particular stress-drop ratio  $c$ . There is, therefore, also a need for calibrating the EGF calculations (Fig. 2.6).

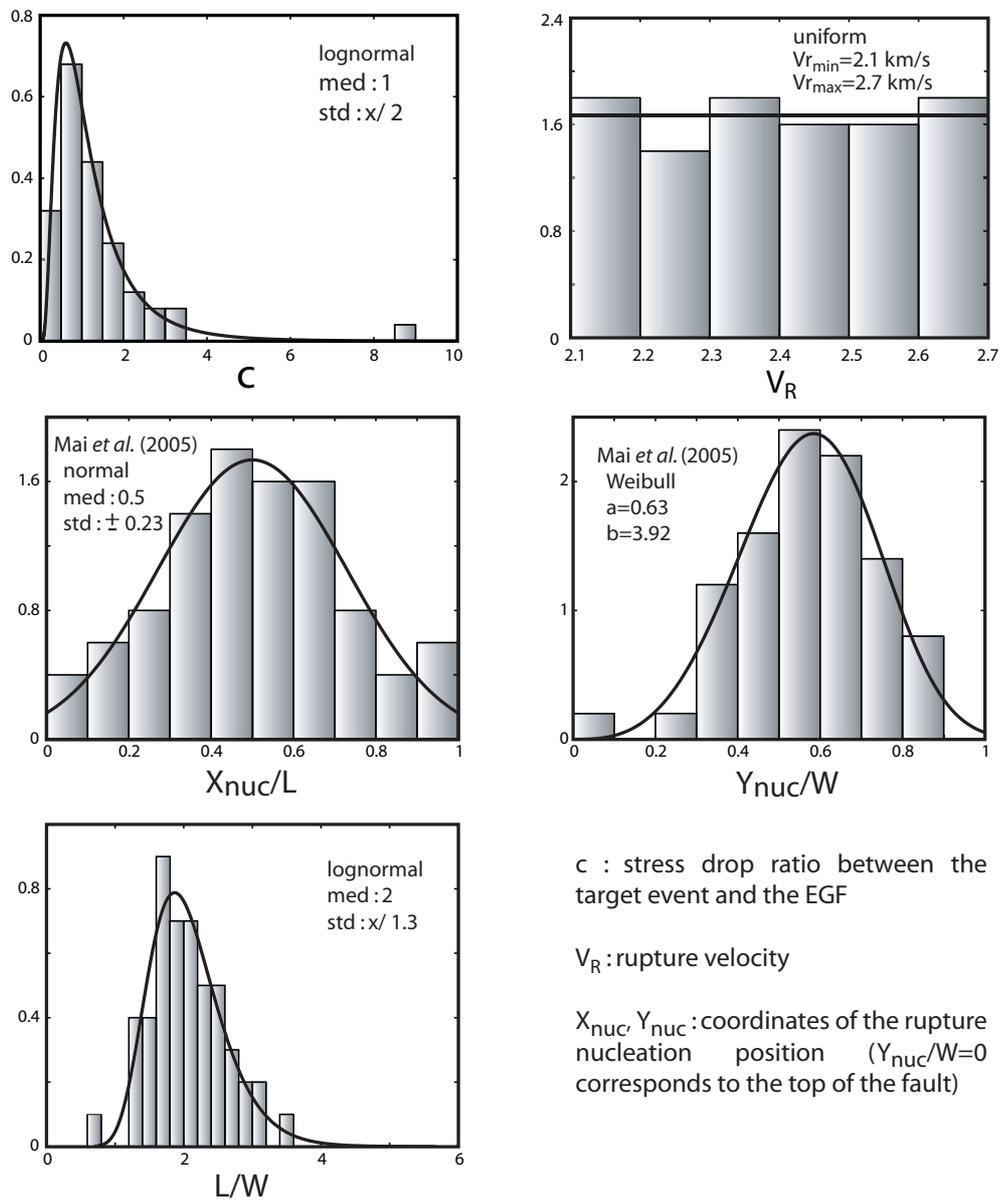


Figure 2.4 ► Probability density functions of the variable parameters.

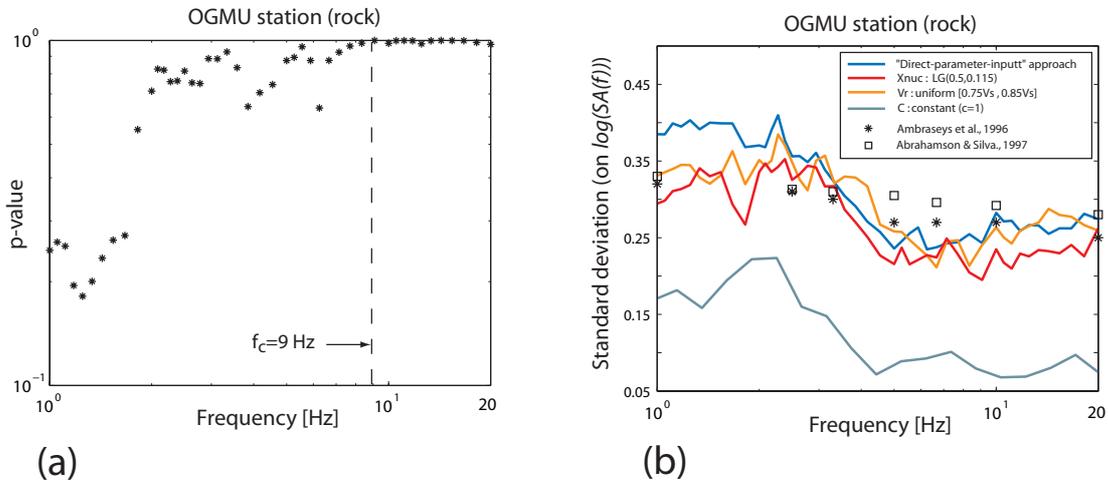


Figure 2.5 ► (a) p-values of the KS-test statistics. (b) Ground motion variability resulting from the "direct-parameter-input" approach: (1) with the probability density functions described on Figure 3 (blue line); (2) by reducing  $X_{nuc}$  standard deviation (red line); (3) by reducing  $V_R$  scattering (orange line); (4) by keeping  $c$  constant. Comparison with classical empirical ground motion equations.

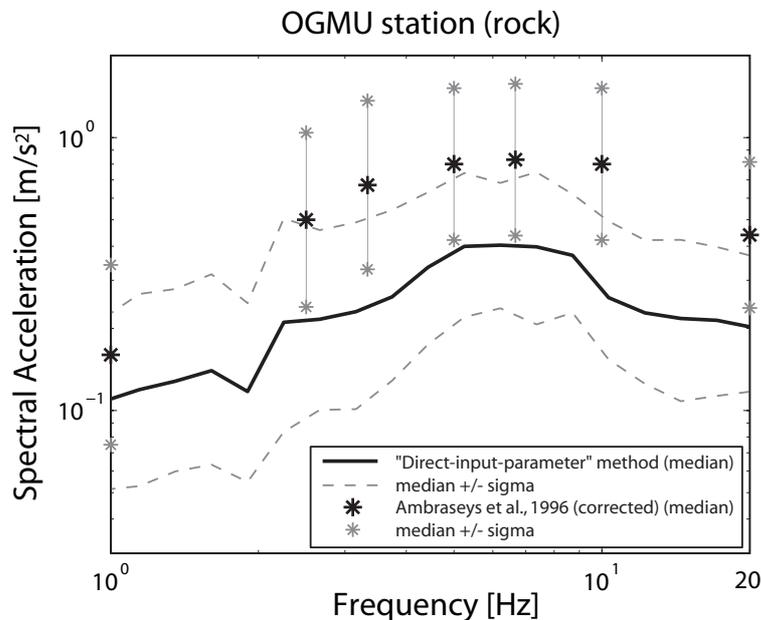


Figure 2.6 ► Median spectral acceleration and standard deviation on rock from the direct-parameter-input approach. Comparison with Ambraseys *et al.* (1996) equations.

## 2.5 Screened-Parameter-Input Approach

### 2.5.1 Method

It is then proposed to calibrate our EGF simulations on rock with empirical ground-motion equations. Rock empirical equations are used in probabilistic seismic hazard assessment (PSHA) analysis. Such a calibration will then help to compute EGF simulations consistent with PSHA studies. As in the direct-parameter-input method, a population of response spectra is generated by means of grid testing. The difference lies in the constraint introduced to select sets of parameter combinations. The principle is to screen out the parameter sets that do not provide spectra expected from a rock site (Fig. 2.7): (1) first  $k$  reference response spectra on rock are computed with [Ambraseys et al. \[1996\]](#) equations corresponding to fractiles of different orders. These  $k$  fractiles are easily obtained as the standard deviation on  $\log[\text{SA}(f)]$  is known, and  $\text{SA}(f)$  follows a lognormal distribution. [Ambraseys et al. \[1996\]](#) equations have been derived from 422 triaxial records generated by 157 earthquakes in Europe, with surface wave magnitude  $M_S$  between 4.0 and 7.9 and source-site distances up to 200 km. The model is well constrained for a  $M$  5.5 event at 15 km, with 48 records in the magnitude range 5-6 and with distances between 10 and 30km (Cf. figure 3 of [Ambraseys et al. \[1996\]](#)). [Scherbaum et al. \[2004\]](#) and [Drouet et al. \[2007\]](#) have shown that these equations are well adapted for PSHA analyses in France. Nevertheless, ground-motion equations are initially adjusted according to the [Cotton et al. \[2006\]](#) procedure in order to adapt the definitions of rock type and parameters used by [Ambraseys et al. \[1996\]](#). First the  $V_{S30}$  is set equal to 1000 m/s (the supposed value at the OGMU rock station). Second, the initial definitions of distance and component type are changed into epicentral distance and geometric mean of the horizontal components. The definition of magnitude is kept as it is moment magnitude. (2) A large population of response spectra on rock is generated using the EGF method with varying source parameters combined by means of a grid search algorithm. To reduce the number of computations, the  $L/W$  ratio was assumed to be fixed. The permissible parameter values are given in Table 2.2. The number of generated response spectra is then 9000. (3) The  $k$  best-fitting spectra are selected (by assessing the misfit on  $\log[\text{SA}(f)]$ , in the least-squares sense), leading to  $k$  sets of source parameters. ; (4) For each frequency, Monte Carlo simulations are performed to assess with the KS test the lognormal distribution that best fits the  $k$  values sample (Fig. 2.8). Median ground-motion and standard-deviation values are thus obtained (Fig. 2.9a and c). In this study, a value of  $k = 10$  was chosen (the KS test is already quite accurate for  $k \geq 4$ ) with the following fractile orders: 5%, 15%, 25%,...,95%. For a frequency  $f_i$ , the reference parameters  $(m_i, \sigma_i)$  of the ground-motion equations can be found accurately with this particular choice from the corresponding 10 values samples; (5) Finally response spectra on the sediment station (OGDH station of the French Accelemetric Permanent network, located less than 2 km from the rock station) are calculated with the EGF method and the same source parameters. Median values and standard deviation are determined the same way (Fig.2.9b and c). The method is valid on the condition that both sed-

iment and reference rock stations have sufficiently close source-receiver distance and azimuth, which is the case in this study.

Variable parameters	Min. permissible value	Max. permissible value	Number of values
$c$	0.15	14	60
$X_{nuc}/L$	$\frac{1}{11}$	$\frac{10}{11}$	10
$Y_{nuc}/W$	0.5	0.7	3
$V_R$	1900 m/s	2900 m/s	5

Table 2.2 ► Permissible space for variable parameters for the screened-parameter-input approach. Parameters are regularly distributed in their variation space.  $Y_{nuc}/W = 1$  corresponds to the bottom of the fault.

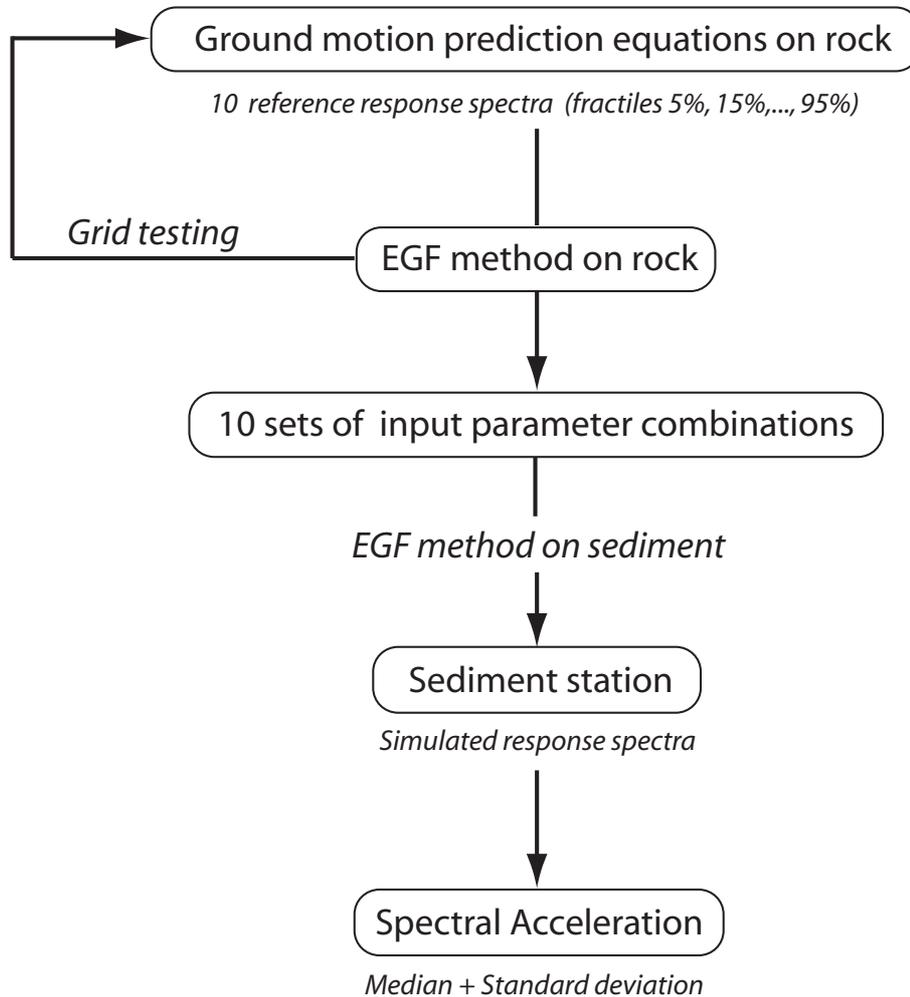


Figure 2.7 ► Flow chart of the "screened-parameter-input" approach.

The aforementioned procedure is based on the assumption that there is a single source parameter set associated with the same fractile for the whole frequency range. However, as shown in the previous part (Direct-Parameter-Input Approach), the influence of some source parameters on spectral acceleration

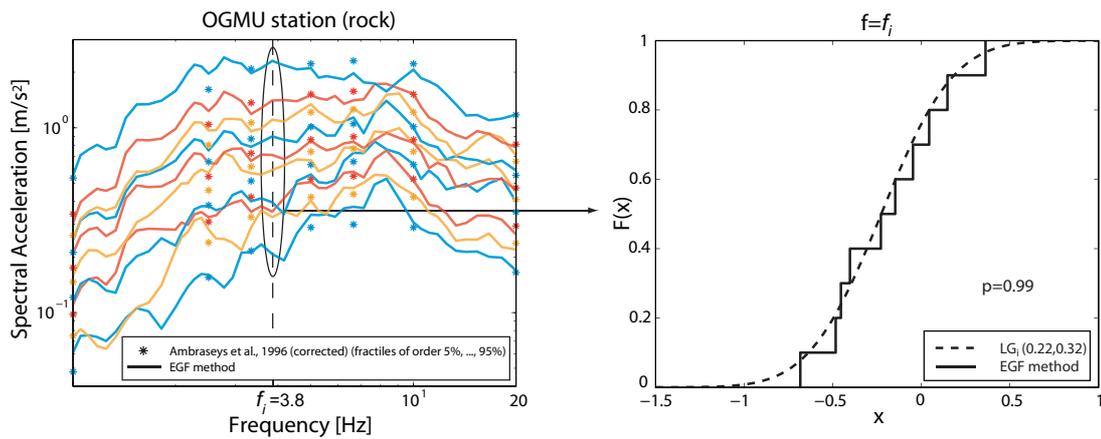


Figure 2.8 ► Computation of the median spectral acceleration and the standard deviation.  $LG_i(m_i, \sigma_i)$  denotes the normal law that best fits the sample  $\log(SA(f_i))$ .

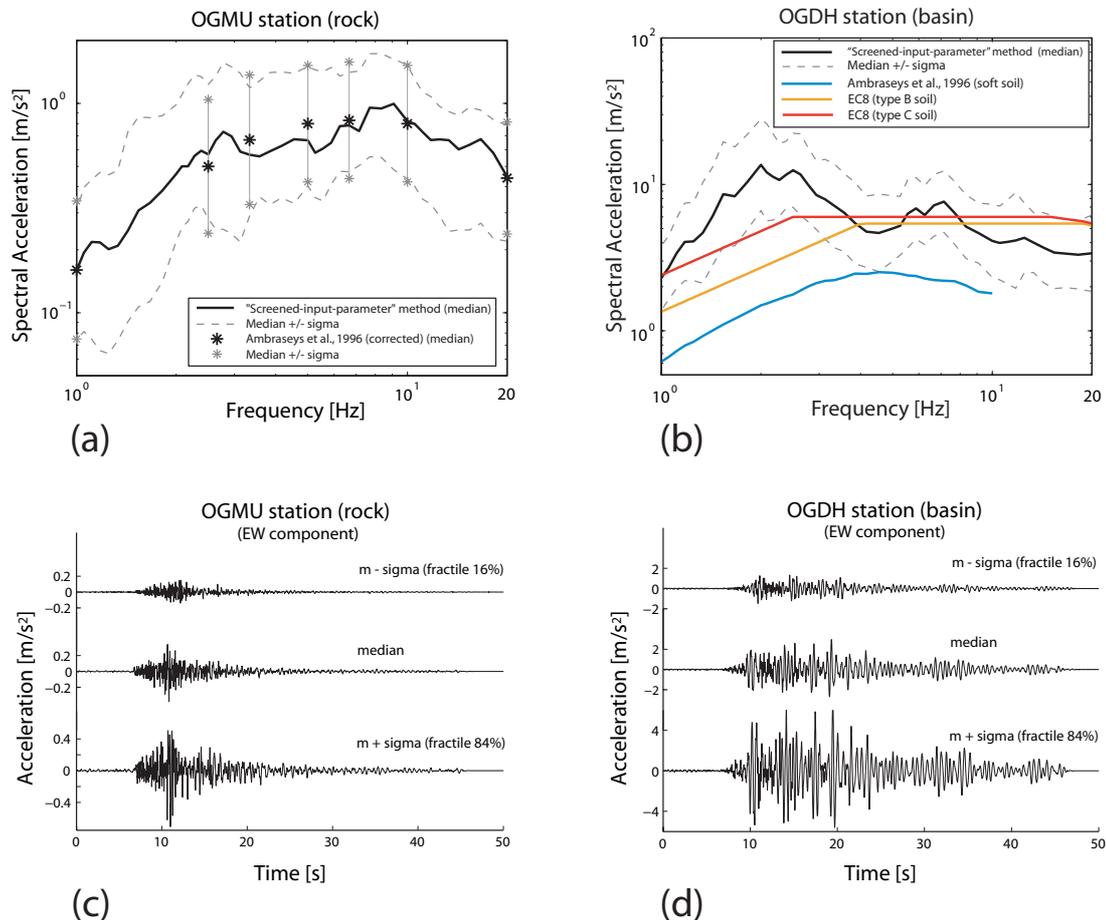


Figure 2.9 ► (a) Median spectral acceleration and standard deviation on rock from the screened-parameter-input approach and comparison with Ambraseys *et al.* (1996) equations. (b) The same as (a) on basin and comparison with EC8. (c) and (d) Simulated accelerograms on rock and on basin, respectively

strongly depends on the frequency: high frequencies are essentially controlled by the stress-drop ratio  $c$ , whereas low frequencies are affected by the parameters  $V_R$  and  $(X_{nuc}, Y_{nuc})$  as well. The same scheme as in the preceding discussion is therefore followed but by deriving frequency-dependent sets of source parameters; that is, the misfit is computed for each frequency (screened-parameter-input approach 2: Figs. 2.10 and 2.11). This modification leads to a better fit with the rock reference spectra, but does not significantly change the simulation results in this case.

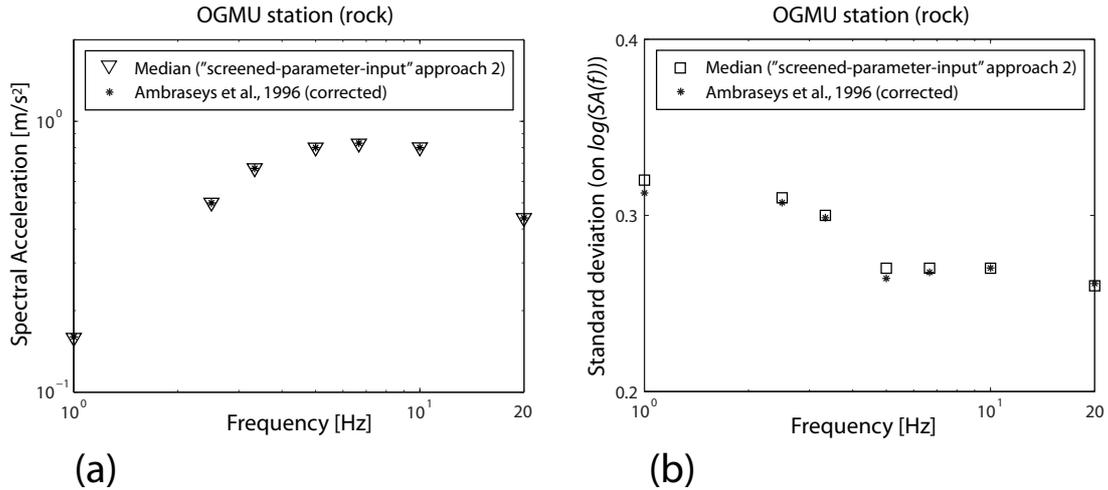


Figure 2.10 ► (a) Median spectral acceleration and (b) standard deviation on rock obtained with frequency-specific source parameter sets (screened-parameter-input approach 2).

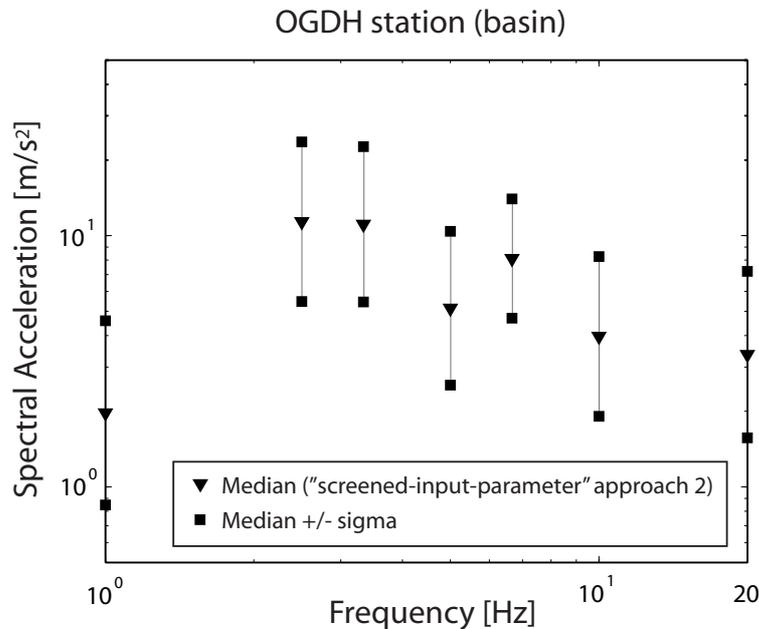


Figure 2.11 ► Median spectral acceleration and standard deviation on the basin obtained with frequency-specific source parameter sets (screened-parameter-input approach 2).

### 2.5.2 Results

First, it has been shown (Fig. 2.6) that the direct-parameter-input procedure underestimates the median spectral acceleration on rock by a factor of about 2 in relation to Ambraseys et al. [1996] equations (modified). In the screened-parameter-input approach a  $c$  value of about 3.5 is necessary to fit the reference, whereas in the direct-parameter-input approach the  $c$  distribution is centred around 1. This result confirms that it is imperative to calibrate our EGF predictions. Fitting the rock reference ground motion involves a magnitude-increasing stress drop. Note that the discrepancy observed in Figure 2.6 could also arise from even stiffer rock conditions on the reference station OGMU.

Second, the OGDH station exhibits very large amplification effects, especially a peak around 2 Hz (Fig. 2.9b). This peak has been clearly identified in different studies, from geophysical and geotechnical surveys (standard spectral ratio, horizontal-to-vertical spectral ratio of noise, multichannel analysis of surface waves, cone penetration test, standard penetration test, cross hole) (Guéguen et al. [2006b]; P. Guéguen and S. Garambois, unpublished manuscript, 2007) and from global inversion methods (Drouet et al. [2007]). It is due to a 15-20-m-thick soft clay layer ( $V_S \approx 150$  m/s) over a sandy gravel layer. This amplification effect, which is not accounted for by Ambraseys et al. [1996] equations for soft soils, confirms that empirical equations are inadequate for assessing site effects in complex 3D basins.

Third, our predictions at the OGDH station exceed the future European regulation spectra (EC8) for standard to stiff soils (category B or C in EC8 classification). This would seem to indicate that European regulations are not suitable for designing structures in the Grenoble basin and that microzonation studies are needed in such a geological context (Fig. 2.9b). It should nevertheless be mentioned that the EGF approach does not account for possible nonlinear effects.

## 2.6 Discussion and conclusion

A new method has been introduced for predicting ground motion for a future earthquake that includes specific site effects and a variability assessment. Its main advantage is that it can be used to calibrate the simulations on rock by means of rock empirical equations. The mean and standard deviation obtained on sediment are then consistent with rock calculations used in PSHA studies in France. A simple illustration of the procedure is given in the framework of the Grenoble valley.

The approach described nonetheless needs a reliable assessment of the variability observed in nature by the rock empirical equations, *e.g.* the variability due to the unpredictable nature of a unique earthquake, which may be questionable. Anderson and Brune [1999] mentioned that the ergodic assumption - confusion between epistemic and aleatory uncertainties - in empirical equations can indeed bring about a variability overestimation. Chen and Peter Tsai [2002] proposed a method to split the variance into different components. They

conclude that the site-to-site component is not negligible compared to the total deviation. Recently, [Atkinson \[2006\]](#) performed regression analyses on a single-station database and drew the same conclusion. If the hazard from a single source is considered, the site standard deviation would be 60% of that predicted by regional empirical equations. In order to apply the new procedure described here in the framework of a PSHA and to calibrate ground-motion variability correctly, it is thus imperative to undertake further investigations of the variability due to multiple earthquake sources for a single station.

## Acknowledgments

Mathieu Causse's grant is funded by CEA and CNRS. This work benefits from ANR-QSHA, Sismo-DT (MEDD) and Interreg IIIB Sismoalp programs. The authors would also like to thank the French Accelerometric Permanent network (RAP) for making their data available.

## 2.7 Appendix

The appendix demonstrates the proportionality relation between  $PGA$  and the stress drop ratio  $c$ .

The simulated accelerogram  $S(t)$  is given by :  $S(t) = R(t) * s(t)$ , where  $R(t)$  denotes the apparent source time function and  $s(t)$  the EGF. Thus, in the frequency domain:

$$R(f) = S(f)/s(f). \quad (2.2)$$

According to the classical  $\omega$ -squared model (Brune [1970]), the theoretical shapes of displacement amplitude spectra of both simulated and small events are:

$$|U(f)| = C_S \frac{M_0}{1 + \left(\frac{f}{F_c}\right)^2} \quad (2.3)$$

and

$$|u(f)| = c_S \frac{m_0}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2}, \quad (2.4)$$

where  $(M_0, F_c)$  and  $(m_0, f_c)$  refers to the seismic moment and corner frequency of the large and small event respectively. Constants  $C_S$  and  $c_S$  describe the propagation and directivity effects and are assumed to be equal in EGF method. Using equation 3.7 we find:

$$|R(f)| = \frac{|S(f)|}{|s(f)|} = \frac{|U(f)|}{|u(f)|} = \frac{M_0}{m_0} \frac{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2}{1 + \left(\frac{f}{F_c}\right)^2}. \quad (2.5)$$

The ratio  $M_0/m_0$  represents the number of EGF to sum up and is equal to  $N_L \cdot N_W \cdot N_D$ , where  $N_L$ ,  $N_W$  and  $N_D$  denote the numbers of EGF to sum up along the strike, the dip and in the time respectively. Using the proposed EGF summing-up algorithm, the theoretical spectral ratio defined in equation 2.5 can be closely monitored: (1) the Kostrov source model ensures the  $\omega^{-2}$  spectral decay; (2) we apply a procedure to fix the spectral level equal to  $M_0/m_0$  above  $f_c$ . Thus, if the EGF amplitude spectrum is assumed to follow the Brune's model, the acceleration amplitude spectrum of the simulated event takes the form:

$$|S(f)| = 4\pi^2 f^2 \cdot C_S \frac{M_0}{1 + \left(\frac{f}{F_c}\right)^2}. \quad (2.6)$$

The *rms* acceleration is defined as:

$$a_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T_D} \int_0^{T_D} S(t)^2 dt}, \quad (2.7)$$

where  $T_D$  stands for the simulated event duration. Parseval's relation gives:

$$\int_0^{T_D} S(t)^2 dt = \frac{1}{\pi} \int_0^{f_{max}} |S(f)|^2 df, \quad (2.8)$$

where  $f_{max}$  is the cutoff frequency. Using equation 3.12 and assuming  $T_D \approx \frac{1}{F_c}$ , we obtain:

$$a_{rms} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} 4\pi^2 C_S M_0 F_c^{1/3} \sqrt{\frac{f_{max}}{F_c} - \frac{4}{5}}. \quad (2.9)$$

The theory of stationary Gaussian random functions is then used to express the *PGA* versus  $a_{rms}$  (Vanmarcke and Lai [1980]):

$$PGA = a_{rms} \sqrt{2 \ln(2 f_{max} T_D)} \approx a_{rms} \sqrt{2 \ln(2 f_{max} / F_c)}. \quad (2.10)$$

Consequently, since  $f_{max} \gg F_c$ :

$$PGA = \frac{1}{\sqrt{\pi}} 4\pi^2 C_S M_0 \sqrt{2 \ln(2 f_{max})} F_c^{1/3} \sqrt{\frac{f_{max}}{F_c}}. \quad (2.11)$$

This leads to the following proportionality relation between *PGA* and  $F_c$ :

$$PGA \equiv F_c^{\frac{5}{2}} \quad (2.12)$$

Finally the scaling relation of source parameters (Brune [1970]) is used to define  $F_c$  versus  $c$ . This scaling relation assumes a constant stress drop scaling:  $M_0 \propto F_c^{-3}$ . This gives the following classical relationship between both small and large events:

$$\frac{M_0}{m_0} = \left( \frac{f_c}{F_c} \right)^3. \quad (2.13)$$

Since the hypothesis of a constant stress drop scaling is now much debated (*e.g.* Kanamori and Rivera [2004]), the large event stress drop  $\Delta\Sigma$  is chosen to be different from the small event stress drop (ratio  $c$  different from 1). Under this condition, the scaling relation of source parameters takes the form:  $M_0 \propto \Delta\Sigma \cdot F_c^{-3}$ . Thus, the relation between small and large events of equation 2.13 becomes (Kohrs-Sansorny et al. [2005]):

$$\frac{M_0}{m_0} = c \cdot \left( \frac{f_c}{F'_c} \right)^3, \quad (2.14)$$

where  $F'_c = c^{\frac{1}{3}} \cdot F_c$  stands for the simulated event corner frequency without the constant stress drop scaling assumption. Consequently, by replacing  $F_c$  with  $F'_c$  in equation 4.12, we obtain:

$$PGA \equiv c^{\frac{5}{6}}. \quad (2.15)$$

# Chapitre 3

## Nouvelle approche pour coupler modèle de $k^{-2}$ et fonctions de Green empiriques

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Résumé</b>	<b>62</b>
<b>3.2</b>	<b>Abstract</b>	<b>62</b>
<b>3.3</b>	<b>Introduction</b>	<b>63</b>
<b>3.4</b>	<b>Source model</b>	<b>64</b>
3.4.1	Static slip distribution	64
3.4.2	Source kinematics	65
<b>3.5</b>	<b>Summation algorithm</b>	<b>67</b>
<b>3.6</b>	<b>Green's functions</b>	<b>72</b>
3.6.1	EGFs	72
3.6.2	EGF uncertainties	74
3.6.3	HGFs	76
<b>3.7</b>	<b>Ground-motion predictions</b>	<b>80</b>
3.7.1	Ground-motion variability assessment	80
3.7.2	Simulation on rock and validation	80
3.7.3	Simulation on sediment	83
<b>3.8</b>	<b>Conclusion</b>	<b>85</b>
<b>3.9</b>	<b>Appendices</b>	<b>89</b>
3.9.1	Appendix A: Static slip generation	89
3.9.2	Appendix B: Calculation of the theoretical ASTF high-frequency spectral level	89
3.9.3	Appendix C: Calculation of the EGF number to sum for the high-frequency ASTF level correction	91

---

Ce chapitre est constitué d'un article accepté avec révisions mineures au journal GJI.

## 3.1 Résumé

Nous proposons une nouvelle approche pour réaliser des prédictions large-bande du mouvement sismique (0.1-30 Hz) pour un événement futur dans un bassin sédimentaire. Les synthétiques sont calculés au moyen d'une méthode hybride, combinant simulations numériques 3D par éléments spectraux à basse fréquence ( $< 1$  Hz) et fonctions de Green empiriques (FGE) à haute fréquence ( $> 1$  Hz). Le couplage entre les simulations numériques et les FGE résulte en un ensemble de fonctions de Green hybrides (FGH). Ces FGH sont ensuite sommées selon un nouvel algorithme, basé sur un modèle cinématique de  $k^{-2}$ . L'algorithme de sommation permet de supprimer les artefacts numériques apparaissant au-delà de la fréquence coin de la FGE. La variabilité du mouvement sismique est estimée en déterminant un ensemble de combinaisons de paramètres de la source, obtenu à partir de lois de distribution déterminées *a priori*. Ces combinaisons permettent de générer une population de spectres de réponse, à partir desquels sont calculés la valeur médiane du mouvement sismique et son écart type. Cette méthode est appliquée afin de simuler un séisme de magnitude 5.5 dans le bassin grenoblois. La comparaison avec les spectres réglementaires EC8 montre la nécessité de prendre en compte des spectres de dimensionnement spécifiques à la vallée grenobloise.

## New Approach for coupling $k^{-2}$ and Empirical Green's Functions: Application to the Blind Prediction of Broadband Ground-motion in the Grenoble Basin

by Mathieu CAUSSE, Emmanuel CHALJUB, Fabrice COTTON, Cécile CORNOU, Pierre-Yves BARD

## 3.2 Abstract

We present a new approach for performing broadband ground-motion time histories (0.1-30 Hz) of a future earthquake in a sedimentary basin. Synthetics are computed with an hybrid scheme combining reciprocity-based 3D-spectral element method simulations at low frequencies and empirical Green's functions (EGF) at high frequencies. The combination between both deterministic and empirical parts results in a set of hybrid Green's functions, summed according to a new  $k^{-2}$  kinematic model algorithm. The summation technique enables to remove the high-frequency artefacts that appear above the EGF corner frequency. The ground motion variability is assessed by generating a variety of source parameter sets selected from *a priori* probability density functions. This leads to a population of response spectra, from which the median spectral acceleration and

standard-deviation values are derived. The method is applied to simulate a **M** 5.5 event in the deep Grenoble basin (French Alps). The comparison with EC8 regulations suggests the need of specific design spectra in the Grenoble valley.

### 3.3 Introduction

Synthesizing time histories of ground motion in urban areas is useful to design specific structures and to estimate potential damages for a future earthquake. This is particularly true in European alpine valleys where moderate earthquakes may have large consequences caused by large 2D/3D site effects. The Grenoble city is a typical example of alpine valley: first, historic seismicity shows the possibility of **M** 5.5 events at the vicinity of the city ( $\approx 20$  km); second, this deep sedimentary valley exhibits large complex site effects (Lebrun et al. [2001]; Cornou et al. [2003]; Guéguen et al. [2006b]; Drouet et al. [2007]). In order to analyse seismic hazard in the Grenoble valley, a **M** 5.5 scenario earthquake occurring on the Belledonne border fault south of the city is assumed (Thouvenot et al. [2003]). The source proximity makes it necessary to use a finite-extent source description. The ground motion predictions are thus performed with a new approach coupling the  $k^{-2}$  source model (Herrero and Bernard [1994]) and hybrid Green's functions (HGF), that incorporate 3D site effects. This new procedure provides an estimation of the ground motion variability.

Ground motion characteristics are strongly affected by the velocity structure. The lack of detailed knowledge of the propagation medium makes it usually difficult to use numerical methods for estimating ground motion at high frequency (generally above 1-2 Hz). An alternative approach is then the empirical Green's functions (EGF) method (Hartzell [1978]), when good quality small earthquake recordings are available. This method automatically includes propagation and site effects, under the assumption of the soil response linearity. Nevertheless it is inadequate for assessing low-frequency ground motion, because of the often bad signal-to-noise ratio in the small event recordings below 1 Hz. Thus, several authors (Kamae et al. [1998]; Pulido and Kubo [2004]; Pacor et al. [2005]) proposed to calculate broadband ground motion with a hybrid scheme combining deterministic and stochastic approaches: low-frequency Green's functions are evaluated by numerical algorithms whereas high-frequency Green's functions are obtained from filtered white noise. In the present paper, a hybrid method is also proposed. First low-frequency ground-motion ( $<1$  Hz) is modelled with 3D spectral element method (Komatitsch and Vilotte [1998]; Komatitsch and Tromp [1999]; Komatitsch et al. [2004]; Chaljub et al. [2007]) calculations based on reciprocity. Second, the good quality recordings of a **M** 2.8 earthquake provided by the 2005 Grenoble experiment (Chaljub et al. [2006]) and the french permanent accelerometric network (<http://www-rap.obs.ujf-grenoble.fr>), are used as EGFs to simulate high-frequency ground motion (1-30 Hz). The advantage of such a combination is that both methods are adequate for simulating 3D basin effects.

In addition, in the relevant frequency range for earthquake engineering and within a few fault lengths, ground-motion simulations highly depend on the rupture process complexity. Thanks to its ease of application, kinematic modelling

remains the best way to perform physically based ground-motion predictions. Moreover [Hartzell et al. \[2005\]](#) compared a class of kinematic models based on fractal distribution of subevent sizes with a simple slip-weakening dynamic model and concluded that at present the kinematic simulations match better the 1994 Northridge ground motion than the dynamic ones. A now classical approach is a self-similar rupture model in which the spatial static slip distribution is described in the wave-number domain by a  $k^{-2}$  power law decay ([Herrero and Bernard \[1994\]](#); [Berge et al. \[1998\]](#)). This model leads to the commonly observed  $\omega^{-2}$  displacement amplitude spectrum decay under the two constraints that the rupture front propagates with a constant rupture velocity and that the rise time is inversely proportional to the wave-number  $k$ . Ground motion is next computed by summing up the hybrid Green's functions according to a  $k^{-2}$  source model. In order to couple  $k^{-2}$  model and the EGF method, a specific summation algorithm is developed. It enables to correct the high-frequency artefacts that appear above the EGF corner frequency. Finally source parameters are defined with probability density functions and the resulting ground motion variability is assessed by means of the Latin Hypercube Sampling (LHS) method. Effect of the source parameter variability and the EGF uncertainties on ground motion are thoroughly investigated. As a result, median and standard deviation of the spectral acceleration are predicted on 9 stations within the Grenoble valley in the frequency range [0.1-30 Hz]. In order to test the reliability of the ground-motion predictions, simulations on rock station are compared to the empirical ground motion equations developed by [Bragato and Slejko \[2005\]](#) and to the stochastic method of [Pousse et al. \[2006\]](#). The comparison of the predictions at sediments stations with Eurocode 8 suggests the need of specific design spectra in the framework of the Grenoble basin.

## 3.4 Source model

### 3.4.1 Static slip distribution

The complexity of the static slip is described with a self-similar distribution of slip heterogeneities. Following [Herrero and Bernard \[1994\]](#) the static slip is supposed to have a  $k^{-2}$  asymptotic decay in the wave-number domain beyond the corner wave-number  $k_c$ , inversely proportional to the ruptured fault dimension. For a rectangular fault plane with length  $L$  and width  $W$  we define the slip amplitude spectrum in a way similar to [Somerville et al. \[1999\]](#) and [Gallovic and Brokesova \[2004a\]](#):

$$D_k(k_x, k_y) = \frac{\bar{D}LW}{\sqrt{1 + \left( \left( \frac{k_x L}{K} \right)^2 + \left( \frac{k_y W}{K} \right)^2 \right)^2}}, \quad (3.1)$$

where  $k_x$  and  $k_y$  are the wave-numbers along the strike and the dip directions respectively,  $\bar{D}$  refers to the mean slip and  $K$  is a dimensionless constant controlling the corner wave number  $k_c = K/\sqrt{(L^2 + W^2)}$ . The parameter  $K$  is fundamental because it determines the amplitude of the slip heterogeneities generating the

high-frequency source energy. At low wave-number ( $k_x^2 + k_y^2 \leq (1/L)^2 + (1/W)^2$ ) the slip spectrum phases are chosen to concentrate the slip on the fault center whereas for high wave-numbers, phases are random. Consequently the static slip is the sum of a deterministic and a stochastic part. The deterministic part of the slip generates a smooth asperity with mean slip  $\bar{D}$ , the size of which depends on the corner wave-number, *i.e.* the dimensionless parameter  $K$ . Large values of  $K$  lead to a small asperity. The main asperity is then added to the high wave-number slip contributions, corresponding to a set of zero mean slip heterogeneities. This leads to a variety of heterogeneous slip models. All the details to generate the static slip distributions can be found in Appendix A.

Since for a given wave-number  $k > k_c$ , the slip fluctuation amplitudes are proportional to  $K^2$ ,  $K$  controls the roughness of the static slip. Figure 3.1 displays examples of static slip distributions obtained for different  $K$  values. The case  $K = 0.35$  results in one large smooth asperity covering the whole fault plane. For  $K = 1.4$  the maximum slip increases and a large part of the fault has zero slip. Consequently, the gradient of the slip distribution increases as well and static slip is rougher. This emphasizes the link between  $K$  and the average static stress drop  $\Delta\sigma$ . To better illustrate this correlation, we calculate  $\Delta\sigma$  following Kanamori and Anderson [1975]:

$$\Delta\sigma = C_f \mu \frac{\bar{D}}{\tilde{L}}, \quad (3.2)$$

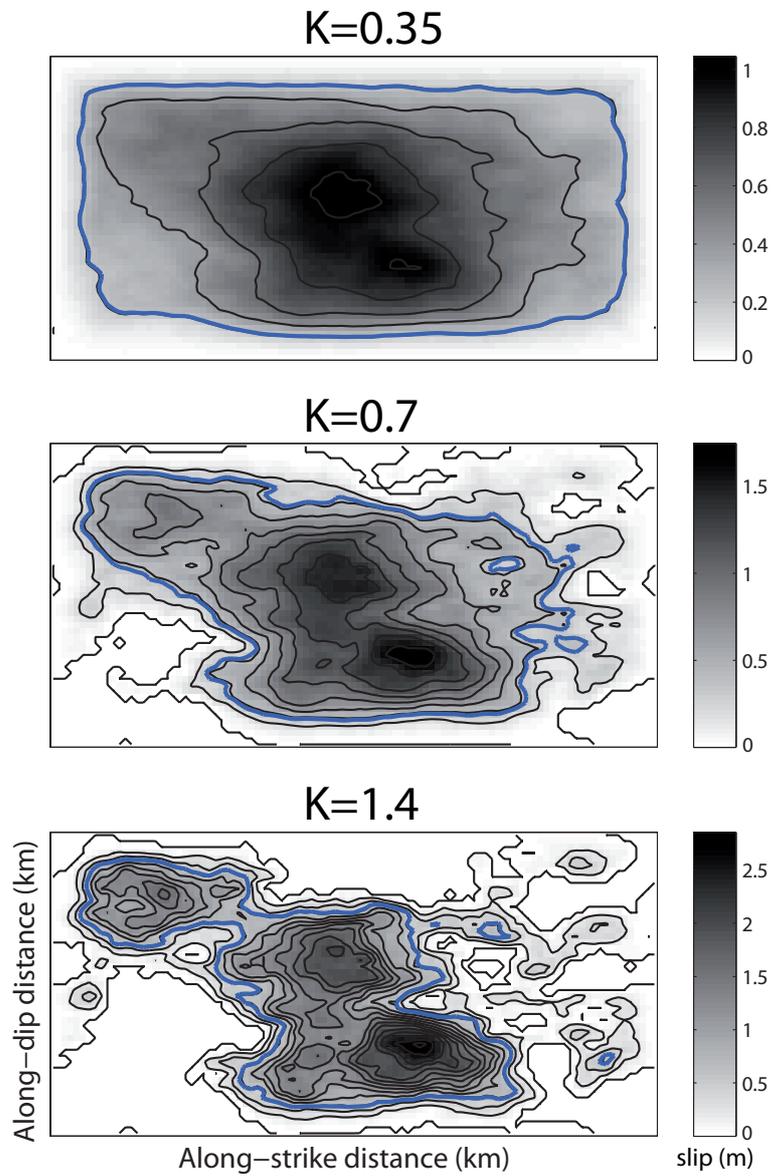
where  $C_f$  is a nondimensional shape factor ( $C_f \approx 1$  in all cases),  $\mu$  is the rigidity and  $\tilde{L}$  represents the characteristic length of the rupture area. We define  $\tilde{L}$  as the square root of the main slip area, defined by the fault surface with slip over 20% of the maximum slip. This simple test shows the average static stress drop increase with  $K$  (see legend of Figure 3.1 for more details).

### 3.4.2 Source kinematics

Following Bernard et al. [1996], we model the rupture process as a "self-healing" slip pulse of width  $L_0$  propagating at constant rupture velocity  $v$ . For wave-numbers  $k < \frac{1}{2L_0}$ , the rise time is  $\tau_{max} = L_0/v$  whereas for higher wave-numbers, the rise time is inversely proportional to  $k$ . These choices ensure the commonly observed flat level of the acceleration amplitude spectrum beyond the corner frequency  $F_c$ . Gallovic and Brokesova [2004a] derived a general equation of the ground-motion acceleration spectrum for a 2D rectangular fault model with a  $k$ -dependent rise time. They developed an analytical formula of the amplitude spectrum for a line fault in a homogeneous elastic medium, in the Fraunhofer's approximation. The authors show evidence of two characteristic frequencies. First, the corner frequency can be expressed as:

$$F_c = \frac{v C_d K}{L}, \quad (3.3)$$

where  $C_d = \frac{1}{1-(v/c)\cos\Theta}$  is the directivity coefficient (Ben-Menahem 1961).  $\Theta$  denotes the directivity angle, defined as the angle between the rupture front



**Figure 3.1** ▶ Example of static slip distributions for different  $K$  values. The mean slip is  $\bar{D} = 0.4m$  in all cases. The blue line defines the area with slip above  $0.2D_{max}$ . To calculate the static stress drop values, we assume  $C_f = 1$  and  $\mu = 10^{10} N.m$ . The  $\Delta\Sigma$  values are 18, 34 and 65 bars for  $K = 0.35$ ,  $K = 0.7$  and  $K = 1.4$  respectively.

propagation and the source-receiver direction, and  $c$  is the shear wave velocity. The second characteristic frequency is defined as:  $F_t = (vC_d)/(2L_0)$ . Beyond  $F_t$ , the high-frequency energy comes from the coherent summation of the small scale ruptures within the slip band. Gallovic and Burjanek [2007] showed that such constructive interferences result in overestimated high-frequency directivity effects. Thus, following Bernard and Herrero [1994] and Gallovic and Burjanek [2007], we assign the small scale heterogeneities ( $k > \frac{1}{2L_0}$ ) random rupture directions to reduce the high-frequency spectral level dependence on the rupture propagation direction. According to Gallovic and Burjanek [2007], at frequencies above the transition frequency

$$F_0 = \frac{v}{L_0} = \frac{1}{\tau_{max}}, \quad (3.4)$$

the acceleration amplitude spectral level for  $\Theta = 0^\circ$  and  $\Theta = 180^\circ$  is such that:

$$A_o = 4\pi^2 C_s M_o \left(\frac{v}{L}\right)^2 \cdot K^2 \cdot RMS(C_d(\Theta)^2 X(C_d(\Theta)/2)), \quad (3.5)$$

where  $C_s$  contains the propagation information and radiation pattern and  $X$  is the amplitude spectrum of the slip velocity function corresponding to unit slip and a one second rise time. In this paper, a gaussian function with standard deviation  $\sigma = \tau_{max}/10$  is assumed for the slip velocity function. For  $\Theta = 90^\circ$ , the spectral level is flat above the corner frequency. It is given by:

$$A_{\Theta=90^\circ} = 4\pi^2 C_s M_o \left(\frac{v}{L}\right)^2 \cdot K^2 \cdot X(1/2). \quad (3.6)$$

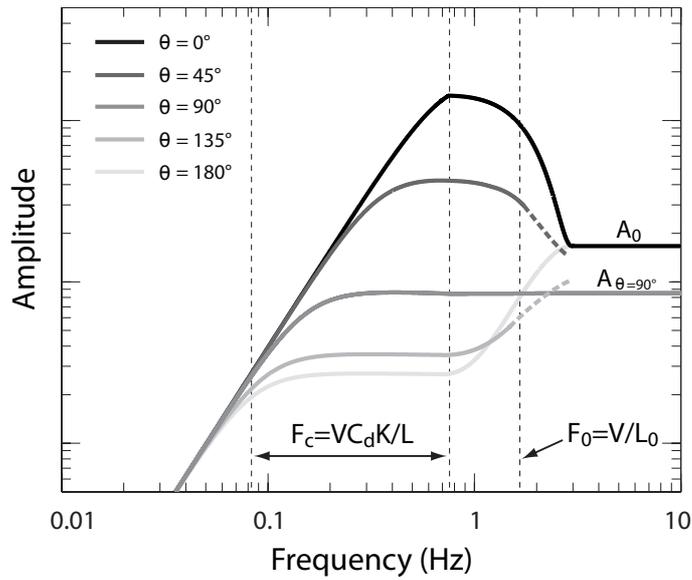
The levels obtained for the other values of  $\Theta$  range from  $A_0$  to  $A_{\Theta=90^\circ}$ . A representation of the ground acceleration amplitude spectrum is given in Fig. 3.2. The whole rupture process is illustrated on Fig. 3.3. Note that the resulting slip velocity functions exhibits negative values at some points, which is physically unrealistic. Ruiz et al. [2007] developed a recombination scheme of the Fourier slip components to get slip velocity functions compatible with earthquake dynamic (e.g. Tinti et al. [2005]). Nevertheless, studying the shape of this function is not the purpose of our study and we do not apply any other correction than removing the negative static slip values.

### 3.5 Summation algorithm

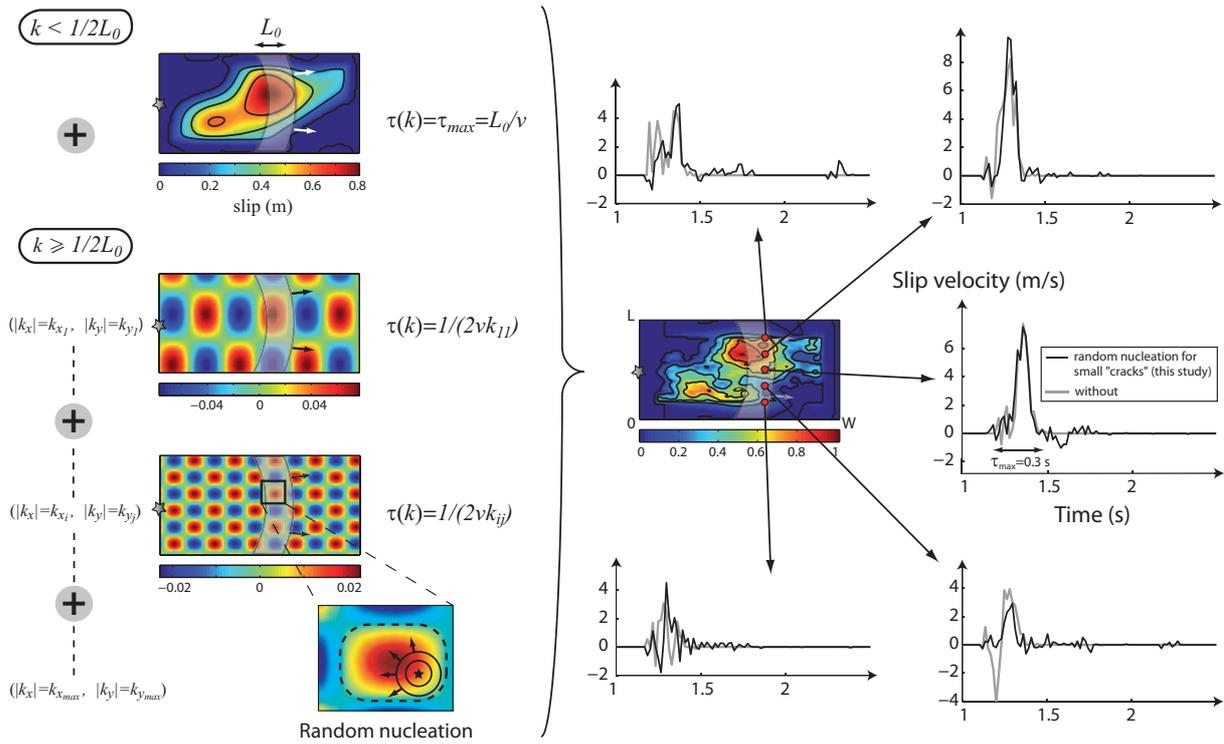
The simulated event ground-motion displacement  $U(r, t)$  at position  $r$  is numerically expressed according to the discretized representation theorem (Aki and Richards 2002):

$$U(r, t) = \sum_{ij} \frac{\mu_{ij} a_{ij}}{m_{oij}} s_{ij}(t - t_{r_{ij}}) * G_{ij}(r, t), \quad (3.7)$$

where  $\mu_{ij}$ ,  $a_{ij}$ ,  $m_{oij}$  and  $G(r, t)_{ij}$  refer to the rigidity, area, seismic moment and Green's function at the subfault  $(i, j)$  respectively. The slip histories  $s_{ij}(t)$



**Figure 3.2** ► Representation of the acceleration spectra for different values of the directivity angle  $\Theta$ . A gaussian slip velocity function with standard deviation  $\sigma = \tau_{max}/10$  is assumed. In this example,  $L=20$  km,  $K=1$ ,  $L_0=0.1L$ ,  $v=3000$  m/s and  $v/c=0.8$ . Introducing rupture incoherence does not modify the spectrum for  $\Theta = 90^\circ$ . Nevertheless, for  $\Theta = 0^\circ$  and  $\Theta = 180^\circ$ , the directivity coefficient is the quadratic sum of  $C_d^2$  coefficients with variable  $\Theta$  (Bernard and Herrero [1994]). To obtain the curves for  $\Theta = 0^\circ$  and  $\Theta = 180^\circ$ , following Galovic and Burjanek [2007], the theoretical spectra for a classical  $k^{-2}$  model are modified by setting their level to  $A_0$  above the frequency  $2f_0$ . A cosine function is then applied between frequencies  $f_0/2$  and  $2f_0$  to ensure a smooth transition. The high-frequency levels for the other values of  $\Theta$  range from  $A_{\Theta=90^\circ}$  to  $A_0$ .



**Figure 3.3** ► Representation of the rupture process, modelled as a slip pulse propagating at constant rupture velocity  $v$ . The slip distribution is split into its low and high components at frequency  $k = \frac{1}{2L_0}$ . The low wave-number slip has a rise time equal to  $\tau_{max} = L_0/v$ . The high wave-number slip is composed of a set of heterogeneities of different scales, considered as independent subevents. These subevents start slipping as the main rupture front reaches one point, randomly chosen, from which a secondary rupture front propagates (see bottom left box). The slip duration for a given subevent is proportional to its wave number. The figure also displays example of resulting slip velocity functions, compared with the functions that would be obtained from a classical  $k^{-2}$  model (without random nucleation points). In this example,  $L=5$  km,  $W=2.5$  km,  $\bar{D}=0.2$  m,  $K=1$  and  $\tau_{max}=0.3$  s.

and the rupture times  $t_{r_{ij}}$  arise from the  $k^{-2}$  source model described above. In this study  $G_{ij}(r, t)$  is replaced with the recording of a small earthquake  $u(r, t)$  used as EGF. According to [Hartzell \[1978\]](#) the summation is valid only below the EGF corner frequency  $f_c$ . The small event is supposed to follow a  $k^{-2}$  model as well. In the following  $(l, w, K_S, \bar{d}, m_o)$  stands for the fault length, width,  $K$  value, mean dislocation and seismic moment of the small event, respectively.

### Fault plane discretization

The EGF fault plane is assumed to be a square. Its length is determined from the corner frequency. The EGF is supposed to be small enough ( $M_L = 2.8$  in this study) to neglect directivity effects. This common assumption is controversial (*e.g.* [Boatwright \[2007\]](#)) and is discussed in the section "EGF uncertainties". Thus, assuming a  $k^{-2}$  model, the EGF corner frequency is such that:

$$f_c = \frac{vK_S}{l}. \quad (3.8)$$

Assessing the rupture length implies to determine the  $K_S$  value. An approximation of  $K_S$  can be obtained by considering the model of [Brune \[1970\]](#), which gives for a circular fault:  $f_c = 0.33c/r_{fge}$ , where  $c$  is the shear wave velocity and  $r_{fge}$  is the fault radius. In the case of a square fault plane, the conservation of the EGF rupture surface between a square and a circular fault gives:  $f_c = 0.33\sqrt{\pi}c/l$ . By considering:  $v = 0.8c$ , which is consistent with dynamic rupture modelling, we get:  $f_c \approx 0.74v/l$ . This suggests  $K_S \approx 0.74$ . Thus, from equation 3.8, we obtain the small earthquake rupture length.

The dimensions of the target event fault plane are next assessed using the scaling laws between small and large earthquakes. The classical law of [Brune \[1970\]](#), based on the assumption of self-similarity between the small and the large events, gives:

$$\frac{L}{l} = \frac{W}{w} = \frac{\bar{D}}{\bar{d}} = N, \text{ with } N = \left(\frac{M_0}{m_0}\right)^{1/3}. \quad (3.9)$$

$M_0$  denotes the seismic moment of the target event. Note that equation 3.9 is valid provided that both events have the same  $K$  value. In other words, the choices  $L = W = N \cdot l$  and  $K = K_S$  lead to a target event stress drop equal the EGF one. In our procedure,  $L$  and  $W$  are fixed. Consequently, the natural variability of the simulated event stress drop is accounted for by a deviation from  $K = K_S$ . The choice of the  $K$  value distribution will be discussed later. The fault plane discretization parameters can be found in Table 1.

### Summation along dislocation rise-time

As explained above, the static slip consists in a deterministic part, with mean slip  $\bar{D}$  and a stochastic zero mean high wave-number part. It leads us to split the summation along the dislocation rise-time in two parts. The number of EGFs to sum on a given subfault  $(i, j)$  is:  $N_{ij} = N_{DET_{ij}} + N_{STO_{ij}}$ , where  $DET$  and

*STO* indices stand for deterministic and stochastic slip, respectively.  $N_{DET_{ij}}$  is such that  $\sum_{ij} N_{DET_{ij}} = N^3$  and  $N_{STO_{ij}} = \sum_k \frac{1}{d} |D_{k_{ij}}|$ , where  $D_{k_{ij}}$  is the slip contribution of the  $k^{th}$  spectrum component at the subfault  $(i,j)$ . The global summation algorithm can be expressed as:

$$U(r, t) = R(t) * u(r, t), \quad (3.10)$$

where the site-dependent apparent source-time function (ASTF)  $R(t)$  is:

$$R(t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{r}{r_{ij}} \left[ \sum_{q=1}^{N_{DET_{ij}}} \delta(t - t_{r_{ij}} - t_{s_{ij}} - t_{DET_q}) + \sum_{q=1}^{N_{STO_{ij}}} p \cdot \delta(t - t_{r_{ij}} - t_{s_{ij}} - t_{STO_q}) \right]. \quad (3.11)$$

The indice  $q$  denotes the summation along the dislocation rise time. The constant  $p$  is defined according to:  $p = 1$  for  $D_{k_{ij}} > 0$  and  $p = -1$  for  $D_{k_{ij}} < 0$ . At last the term  $t_{s_{ij}}$  is introduced to account for the different subfault/receiver S-wave travel time delays and  $r/r_{ij}$  is the geometric spreading factor.

### Summation process beyond the EGF corner frequency

Beyond  $f_c$  the main event energy is purely stochastic because the EGF summation becomes incoherent. Hence the ASTF spectral level is flat and corresponds approximately to the square root of the total number of EGFs to sum up. Thus the resulting high-frequency level is not in agreement with the desired level for the source model. The theoretical level expected for  $f \geq f_c$  is  $\Theta$ -dependent (see section ‘‘Source kinematics’’). However, for simplicity, we assume that this level is the same whatever the value of  $\Theta$  is. We then set the acceleration spectrum level to its maximum value  $A_0$  (note that after equations 3.5 and 3.6, the largest error induced corresponds to a factor of  $A_0/A_{\Theta=90^\circ} \approx 2$ ). Consequently, the theoretical ASTF level is supposed to be (see Appendix B):

$$|R(f \geq f_c)_{theo}| = \beta N K^2, \quad (3.12)$$

where  $\beta \approx 3.5$ .

Following Kohrs-Sansornny et al. [2005], the number of EGFs to sum along the dislocation rise time is modified to reproduce the required high-frequency spectral level. The following procedure is proposed (see Appendix C): (1) the EGF dislocation  $d$  is adapted so that the average number of EGF summed on each subfault is not  $N$  but  $\left(\frac{\alpha(N)}{\beta}\right)^2 \cdot \frac{N^2}{K^2}$ , where  $\alpha(N) = 2\sqrt{\ln\left(\frac{N-1}{4}\right)}$  and  $\beta \approx 3.5$ ; (2) the deterministic slip contribution to the ASTF is low-pass filtered to keep only the zero mean slip fluctuations contributions beyond  $f_c$ ; (3) the spectrum is divided by  $\left(\frac{\beta}{\alpha(N)}\right)^2 \cdot \frac{K^2}{N}$  to conserve the seismic moment.

### Resulting ASTF

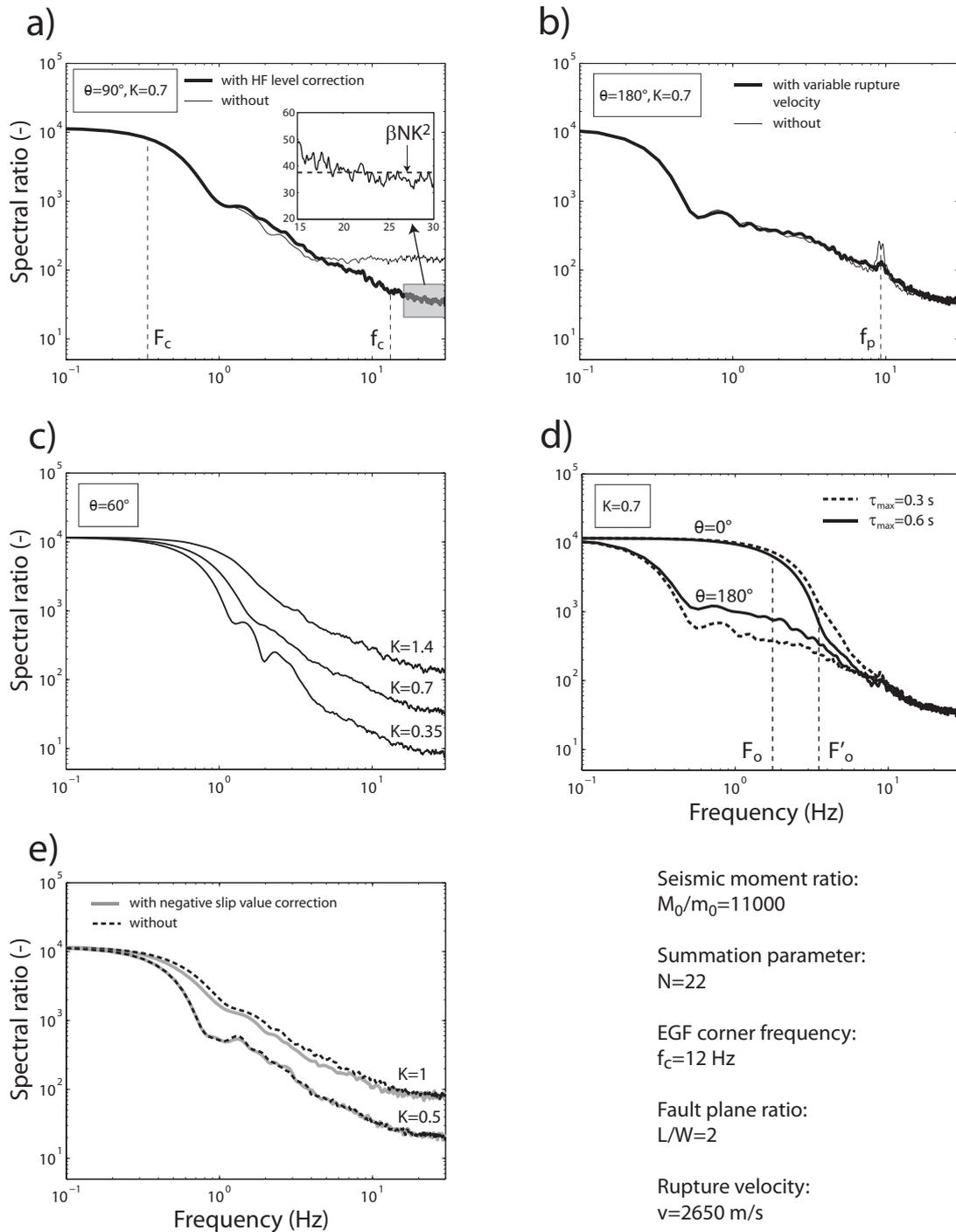
Fig. 3.4(a) displays the effects of the above-described EGF summation scheme correction on the average ASTF amplitude spectra. The spectra are calculated

for an unilateral rupture and a rectangular fault with  $L/W = 2$ . This fault ratio is in agreement with the results of [Somerville et al. \[1999\]](#) and will be kept in the following. Fig. 3.4(a) shows that the high-frequency procedure based on the assumption of a square fault plane holds for  $L/W = 2$  and the target high-frequency level is reached. Note that in addition to the misestimation of the high-frequency spectral level, another type of numerical artifact appears due to the finite distances between the small-event sources ([Bour and Cara 1997](#)). It corresponds to a peak occurring approximatively at:  $f_p = vC_d/l$  (Fig. 3.4b). In order to reduce this peak, a random component is introduced in the rupture velocity  $v$ .  $v$  is thus uniformly distributed in the interval  $[v-100 \text{ m/s}, v+100 \text{ m/s}]$ . Are also shown the effects of the source (Figs 3.4c and d). These figures shows that the main theoretical characteristics of the amplitude spectrum for a line fault are preserved (*i.e.* corner frequencies,  $\Theta$ ,  $K$  and  $\tau_{max}$ -dependence of the model). It should be noticed that  $R(f)$  phases are necessarily stochastic beyond  $f_c$ . Nevertheless this is consistent with the rupture process that is purely stochastic above  $F_0$ .

## 3.6 Green's functions

### 3.6.1 EGFs

On october 1<sup>st</sup>, 2005 a small earthquake occurred on the southern tip of the Belledonne border fault, about 15 km south of the Grenoble city ( $M_L = 2.8$ , Local magnitude Sismalp, <http://sismalp.obs.ujf-grenoble.fr>). This event has been recorded by the french accelerometric permanent network and by a temporary array from the French mobile network (INSU/CNRS), composed of velocimetric sensors (CMG40T, with a flat response from 20 to 60 s) and deployed in the Grenoble city from June 15 to October 30, 2005 ([Chaljub et al. \[2006\]](#)). These good quality recordings provide an opportunity to simulate the effects of a moderate sized earthquake with the EGF method. Velocities are first differentiated to get the ground acceleration. Twenty-seven three-component accelerograms are then used as EGFs to compute ground motion at 9 stations in the Grenoble city (Figure 3.5). Seven of the stations are installed on soft soil within the sediment-filled valley, while two are located at rock sites. The hypothesized scenario is a  $M$  5.5 left-lateral strike slip event. The fault plane is supposed to be vertical with a strike of  $120^\circ$ . The small earthquake characteristics and the rupture plane discretization parameters are displayed in Table 3.1. Note that the strike of the small event ( $160^\circ$ ) is different from that of the target event. Indeed a value of  $120^\circ$  seems more appropriate for a  $M$  5.5 scenario in the Laffrey area ([Thouvenot et al. \[2003\]](#)). In order to account for differences in focal mechanism, a simple procedure is applied to correct the EGF radiation pattern. It has been observed that the radiation pattern of small earthquakes is frequency dependent and characterized by a transition from the theoretical double-couple radiation pattern at low frequencies to a totally isotropic radiation pattern at high frequencies ([Satoh \[2002\]](#)). Following [Pulido and Kubo \[2004\]](#) we assume a radiation pattern with a linear variation from 1 Hz to 3 Hz between the theoretical double-couple ra-



**Figure 3.4** ► Average apparent source-time function spectra (quadratic mean of 100 simulated spectra) in the case of an unilateral rupture and a rectangular fault plane with  $L/W = 2$ . The parameters used to compute the spectra are in agreement with the Grenoble application. They are displayed at the bottom right. a) Effect of the high-frequency spectral level correction. The dashed line in the zoomed box indicates the expected theoretical level. b) Effect of the addition of a random component to the rupture velocity. c) Effect of the roughness parameter  $K$ . d) Effect of the angle  $\Theta$  and the rise time  $\tau_{max}$ . Frequencies  $f_0$  and  $f'_0$  denotes the transition frequencies for  $\tau_{max} = 0.6$  s and  $\tau_{max} = 0.3$  s respectively. e) Effect of removing the negative slip value.

radiation and a spherical radiation. We only consider the contributions of the SH and SV waves. The theoretical radiation patterns  $F^{SH}$  and  $F^{SV}$  are given in [Aki and Richards \[2002\]](#) (equations 4.90 and 4.91). To estimate the take-off angle, an homogeneous medium is hypothesized. Finally, to assess the contributions of the SH and SV waves to the different ground-motion components, we assume a vertically incident wave-field, which is the most plausible given the impedance contrast ( $\approx 4$ ) between the bedrock and the sedimentary basin. This leads to a frequency-dependent factor used to correct the EGF amplitude spectrum. This factor equals 1 above 3 Hz and does not change the vertical component. The EW and NS-component modifications at 1 Hz do not exceed a factor of 5, except for station G15 for which a change in the fault azimuth shifts from a maximum to a node of the SH radiation pattern, and the EW-component correction factor equals 0.05. The resulting EGF amplitude spectrum modification is large but significantly improves the fit between the 3D simulation and the EGFs (Figure 3.7.a).

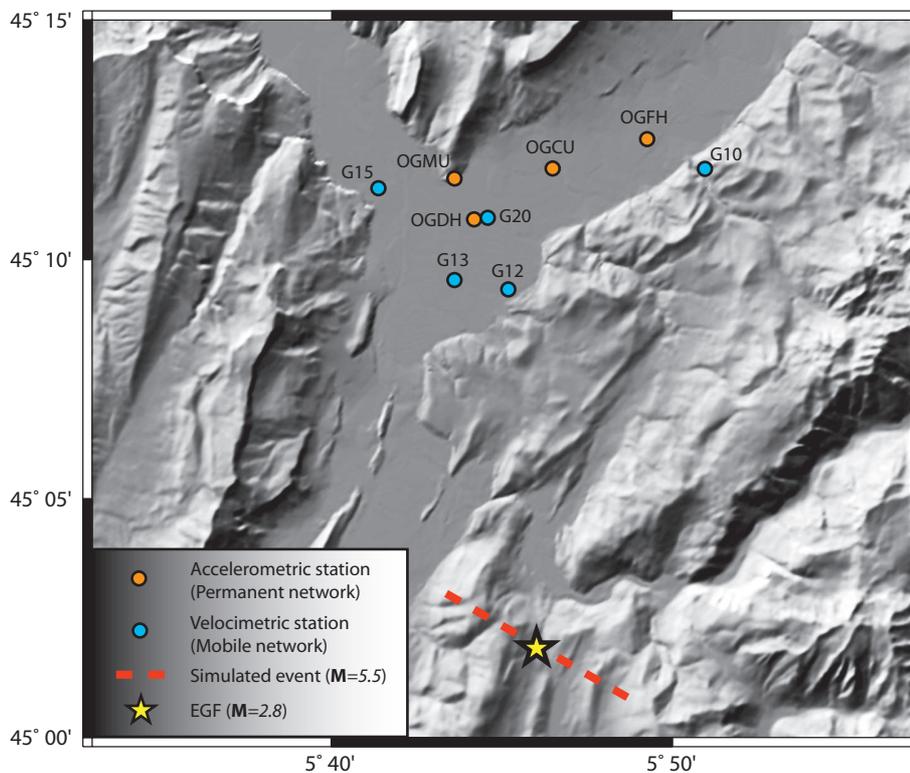


Figure 3.5 ► Map of the Grenoble valley, station and fault location.

### 3.6.2 EGF uncertainties

The small event input parameters (moment magnitude  $m_W$ , corner frequency  $f_c$  and  $K$  value  $K_s$ ) are only known with large uncertainties. Here we analyze the influence of a potential parameter value misestimation on the simulated ground motion. More precisely, the sensitivity to each EGF parameter is investigated by looking ASTF changes when varying the given parameter around its supposed

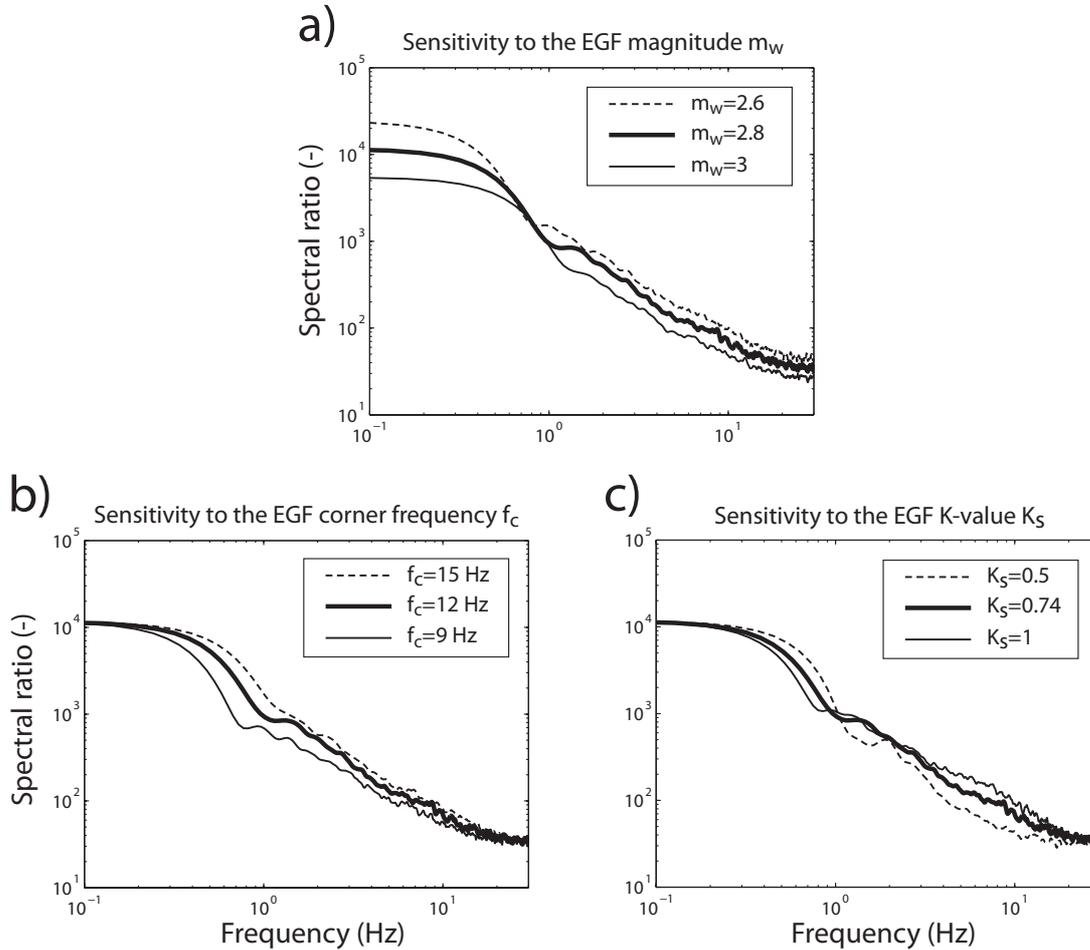
Parameters	Value
$M_0$	$2.2 \cdot 10^{17}$ N.m
$m_0$	$2.0 \cdot 10^{13}$ N.m
$L/W$	2
$f_c$	12 Hz
$l$	0.160 km
$N_L$	36
$N_W$	18
$N_D$	18
Target event strike	$120^\circ$
EGF strike	$160^\circ$
Dip	$90^\circ$
EGF focal depth	3 km

**Table 3.1** ► Fault plane discretization and EGF parameters.  $N_L$ ,  $N_W$  and  $N_D$  denotes the EGF number to sum along the strike, the dip and the dislocation rise time, respectively. The seismic moments of the EGF and the simulated event are directly obtained from the moment magnitude. We assume that local magnitude and moment magnitude are the same for the EGF. The corner frequency  $f_c$  is assessed from the EGF displacement amplitude spectrum.

best estimate value, while keeping the other parameters unchanged. First, the  $m_W$  reference value is chosen by assuming  $m_L = m_W$  for small events, which leads to  $m_W = 2.8$ . A deviation of plus or minus 0.2 from the  $m_W$  reference value results in a change of a factor 2 in the seismic moment value  $m_0$ , and consequently, in the number of EGF to sum up. Therefore the simulations are largely sensitive to the  $m_W$  value at low frequency (Fig. 3.6a). Furthermore, the corner frequency controls the EGF rupture length  $l$  (equation 3.8), and consequently, the target event fault plane dimension. For instance, underestimating the  $f_c$  value leads to increased rupture length  $L$  and decreased target event corner frequency  $F_c$ . Since the number of summed EGF is unchanged, the  $f_c$  uncertainty does not concern the low-frequency and high-frequency expected spectral levels (Fig. 3.6b). Finally, Fig. 3.6(c) shows the effects of varying the  $K_s$  value, assuming selfsimilarity between the small and the target events ( $K = K_s$ ). As  $f_c$  is kept constant, changing  $K_s$  also affects the rupture lengths  $l$  and  $L$ .

In addition it has been assumed that the small event is not affected by directivity effects. If this hypothesis is rejected, first, the simple correction applied to account for the EGF fault strike modification (initial estimated value of  $160^\circ$  set equal to  $120^\circ$ , see section “EGFs”) should also include a modification of  $f_c$ . Nevertheless, the procedure applied in this study to simulate ground motion above  $f_c$  ensure that the expected ASTF spectral level at  $f_c$  is obtained, whatever the  $f_c$  value is. Consequently, the particular EGF directivity effects are not expected to significantly modify the simulation results. Second, although the  $\Theta$  values differ from one station to the other (Fig. 3.5), the  $f_c$  reference value has been set from the data recorded at OGMU rock station and is supposed to be the same for all the stations. However, the difference in the  $\Theta$  values is not large. Thus, once again, this approximation is expected to bring only minor modifications on ground motion. Using several EGFs would ensure that the potential small event

directivity effects are averaged. However, in moderate seismicity area like the Grenoble basin, very few events are available.



**Figure 3.6** ► Sensitivity of the ASTF to the EGF parameters  $m_W$ ,  $f_c$  and  $K_s$ . The assumed reference values are  $m_W = 2.8$ ,  $f_c = 12$  Hz and  $K_s = 0.74$ . The spectra correspond to the quadratic mean of 100 simulated spectra for  $\Theta = 90^\circ$  and  $\tau_{max} = 0.6$  s.

### 3.6.3 HGFs

Since the EGFs have a satisfactory signal-to-noise ratio ( $> 2$ ) only beyond about 1 Hz, they are not adequate to simulate the low-frequency ground motion. Consequently low frequencies are computed with the spectral element method (SEM) and combined in the time domain with the EGFs to obtain a set of HGFs (Kamae et al. [1998]). The SEM is a high-order method that combines the ability of finite element methods to handle 3D geometries and the minimal numerical dispersion of spectral methods (Komatitsch and Vilotte [1998], Komatitsch and Tromp [1999]). The reader is referred to Chaljub et al. [2007], Komatitsch et al. [2004], Lee et al. [2008], Chaljub [2008] for details about the application of the SEM to ground motion estimation in sedimentary basins or valleys. The SEM is particularly well-suited for ground motion estimation in alpine valleys because of its natural ability to account for free-surface topography and its great accuracy

to model the propagation of surface waves, such as those diffracted off the valley edges. The numerical prediction of ground motion with the SEM presented hereafter have been carefully validated by comparison with those of other advanced 3D methods, during the numerical benchmark organized within the 2006 symposium on the effects of surface geology (ESG) on ground motion (Chaljub et al. [2008], Tsuno et al. [2008a]).

Deterministic ground motion calculations implicitly assume that the 3D structure (i.e. the positions of the physical interfaces, seismic wave velocities, densities, attenuation factors, ...) is known from the source region to the receivers. For the Grenoble area, we use a simple 1D model of the crust combined with a 3D model of the sedimentary valley. The crustal model is defined following Thouvenot et al. [2003] and given in Table 3.2.

Depth of top layer (km)	$a$ (km/s)	$b$ (km/s)	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	Quality factor
0	5.60	3.20	2.72	$\infty$
3	5.92	3.43	2.72	$\infty$
27	6.60	3.81	2.92	$\infty$
35	8.00	4.45	3.32	$\infty$

Table 3.2 ► 1D velocity and density model of the bedrock used for estimating the deterministic part of the Hybrid Green's Functions.

The 3D valley model is bounded by the sediment-bedrock interface obtained by Vallon [1999]. Within the sedimentary cover, seismic velocities and densities are only allowed to vary with depth as:

$$\begin{cases} a = 300.0 + 19.0 \times \sqrt{d} , \\ b = 1450.0 + 1.2 \times d, \\ \rho = 2140.0 + 0.125 \times d, \end{cases} \quad (3.13)$$

where depth  $d$  is given in m,  $P$  (resp.  $S$ ) velocities  $a$  (resp.  $b$ ) in m/s and mass density  $\rho$  in kg/m<sup>3</sup>. Finally, we account for attenuation only in the sediments by assuming a finite shear quality factor  $Q_\mu = 50$  and an infinite bulk quality factor  $Q_\kappa$ .

The depth dependence of seismic velocities given by eq. 3.13 relies on direct measurements made for depths larger than 40 m in a deep borehole drilled in 1999 in the eastern part of the valley (Nicoud et al. [2002]). It also matches closely the values derived from a refraction profile in the western part of the valley (Cornou [2002]; Dietrich et al. [2006]). This is consistent with the early geological history of the valley since the deep part of the sedimentary cover (i.e. below about -30 m) was formed by the sedimentation of post-glacial lacustrine deposits, a smooth process that did not produce strong lateral variations. The shallower part, filled by the deposits of the Isère and Drac rivers, is known to be much more heterogeneous and a continuous effort is deployed to map these lateral variations into a fully 3D model of the valley. The 1D model defined by eq. 3.13 provides a crude average of the shallow subsurface but it has been shown to explain reasonably well the ground motion characteristics for frequencies below

1.5 Hz, in particular the level of amplification between bedrock and sediments (Chaljub et al. [2004, 2005], Chaljub [2008]) and the ambient noise propagation properties (Cornou et al. [2008]).

In order to define the low frequency part of the HGFs, we need to compute the ground motion at a small number of stations (9 for the results presented in this paper) due to a large number of point sources distributed on the fault plane. The fault plane is discretized into  $36 \times 18 = 648$  square subfaults of length 160 m. It is therefore indicated to invoke the reciprocity of the wave equation and to switch the respective roles of sources and receivers, as suggested by Eisner and Clayton [2001], Graves and Wald [2001] and recently implemented by Zhao et al. [2006] for tomographic applications.

Let  $\mathbf{x}^{\mathbf{R}}$  stand for the position of one of the receivers. The  $i^{\text{th}}$  component of the displacement field due to a double-couple punctual source located at  $\mathbf{x}^{\mathbf{S}}$  is:

$$u_i(\mathbf{x}^{\mathbf{R}}, t) = \frac{\partial G_{ji}}{\partial x_k^{\mathbf{S}}}(\mathbf{x}^{\mathbf{R}}, \mathbf{x}^{\mathbf{S}}, t) * M_{jk}(\mathbf{x}^{\mathbf{S}}, t), \quad (3.14)$$

where  $G$  is the Green's function and  $M$  gathers the seismic moment tensor and the source time function. Note that  $G$  has to be evaluated at the receiver position. Applying reciprocity yields:

$$u_i(\mathbf{x}^{\mathbf{R}}, t) = \frac{\partial G_{ij}}{\partial x_k^{\mathbf{S}}}(\mathbf{x}^{\mathbf{S}}, \mathbf{x}^{\mathbf{R}}, t) * M_{jk}(\mathbf{x}^{\mathbf{S}}, t), \quad (3.15)$$

where now the Green's function is the displacement field evaluated at the source position due to a unit force located at the receiver. The final seismic moment is described with a Heaviside function, scaled to the EGF magnitude ( $\mathbf{M} = 2.8$ ).

Following eq. 3.15, we thus performed a total of 27 simulations, 3 unit forces in the  $x$ ,  $y$ , and  $z$  directions for each of the 9 receivers, and recorded the spatial derivatives of the ground displacement at the 648 points defining the fault plane. The grid used for those calculations contains about 40,000 elements (2,600,000 points) and provides a sampling of at least 5 grid points per wavelength for frequencies up to 2 Hz. The computation of 90 s of these 157464 derivatives of Green's functions required a continuous access to 32 CPUs during about 2 months.

Next, both deterministic and empirical parts of the Green's functions are summed in the time domain on each subfault by adjusting the P-waves arrival times (Figure 3.7.b). Numerical simulations and EGFs are respectively low-passed and high-passed filtered with a pair of complementary filters. A set of 648 3-component HFG is obtained for each station. Given that the EGFs do not have a satisfactory signal-to-noise ratio below 1 Hz and that deterministic Green's functions are calculated up to 2 Hz, the value of the filter cut-off frequency can be chosen within this range. Numerical simulations result in a set of Green's functions specific to the subfault-receiver path. This is not the case for the empirical part since the same EGF is used for each part of the fault plane. Nevertheless, the numerical simulation accuracy is strongly limited by the lack of detailed knowledge of the propagation medium. Therefore the cut-off frequency is chosen to be 1 Hz (Figure 3.7.b).

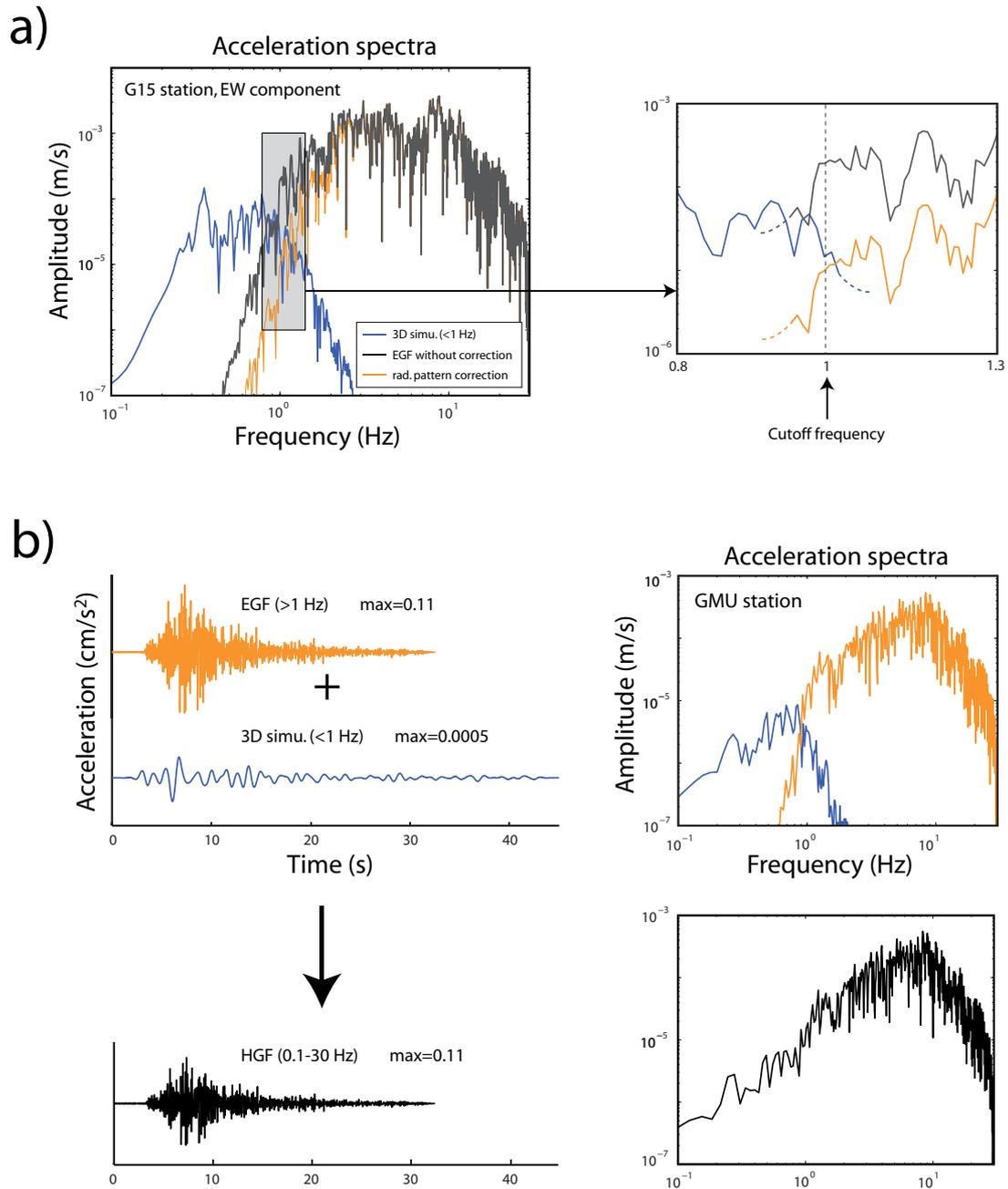


Figure 3.7 ► (a) Effect of the EGF radiation pattern correction on the fitting between the deterministic and the empirical ground-motion. (b) Principle of the low-frequency ground-motion simulation. 3D-simulations and EGFs are filtered and summed on each subfault to obtain a set of HGFs.

## 3.7 Ground-motion predictions

### 3.7.1 Ground-motion variability assessment

The ground-motion prediction variability is evaluated by first defining the source parameter uncertainties and then calculating their effects on the spectral acceleration (SA). More precisely the  $k^{-2}$  model parameters are assigned probability density functions. The Latine hypercube sampling (LHS) method (McKay [1988]) is next applied to select for each parameter a set of  $n$  values, chosen with respect to its distribution. These values are randomly combined for obtaining a set of  $n$  samples of source parameters (see Pavic et al. [2000] for more details). Finally the resulting parameter combinations are used to simulate, with the aforementioned summation algorithm, a class of  $n$  response spectra, from which the median and standard-deviation of SA are calculated. In this study, a value of  $n = 50$  is taken. For each simulation the high wave-number slip spectrum phases are randomly defined.

The source parameter distributions are assessed by investigating their scattering obtained from past kinematic inversion studies. Mai et al. [2005] have analyzed the hypocenter position by studying a database of more than 80 finite-source rupture models and defined probability density functions that we used in this paper. Somerville et al. [1999] also detailed the characteristics of 15 crustal earthquake slip models, from which they derived a relation between the corner wave-number  $k_c = K/L$  and the seismic moment. For a M 5.5 event, the relation gives a median  $K$  value of 0.5 with a standard error of 0.26. Taking this distribution, the  $n = 50$   $K$ -values range from 0.17 to 1.2. Consequently, according to the discussion of Appendix A, the slip model correction proposed to remove the negative slip areas can be applied. Next we supposed that the rupture velocity  $v$  is uniformly distributed between  $0.7c$  and  $0.9c$ , where  $c$  is the shear wave velocity. Finally, we assume a constant rise-time  $\tau_{max}$  equal to 0.25 s, which is the average value proposed by Somerville et al. [1999] for a M 5.5 earthquake. Figure 3.8 displays the effects of the source parameters uncertainties on the ground acceleration and velocity at rock station OGMU. Are also shown examples of amplitude acceleration Fourier spectra for unilateral directive and anti-directive ruptures (Figure 3.9).

### 3.7.2 Simulation on rock and validation

In order to test the reliability of the ground motion predictions, simulations on rock site are compared to the empirical ground-motions equations of Bragato and Slejko [2005] and to the stochastic method developed by Pousse et al. [2006]. Both methods, based on real data, provide estimation of the ground-motion median and standard deviation expected at a rock station. Bragato and Slejko [2005] empirical equations have been derived from a large dataset of seismometric and accelerometric records collected in the Eastern Alps and are valid in the magnitude range 2.5-6.3 for distances of up to 130 km. Pousse et al. [2006] method generates time-domain accelerograms following a specific time envelope and based on the assumption that phases are random. The frequency content of

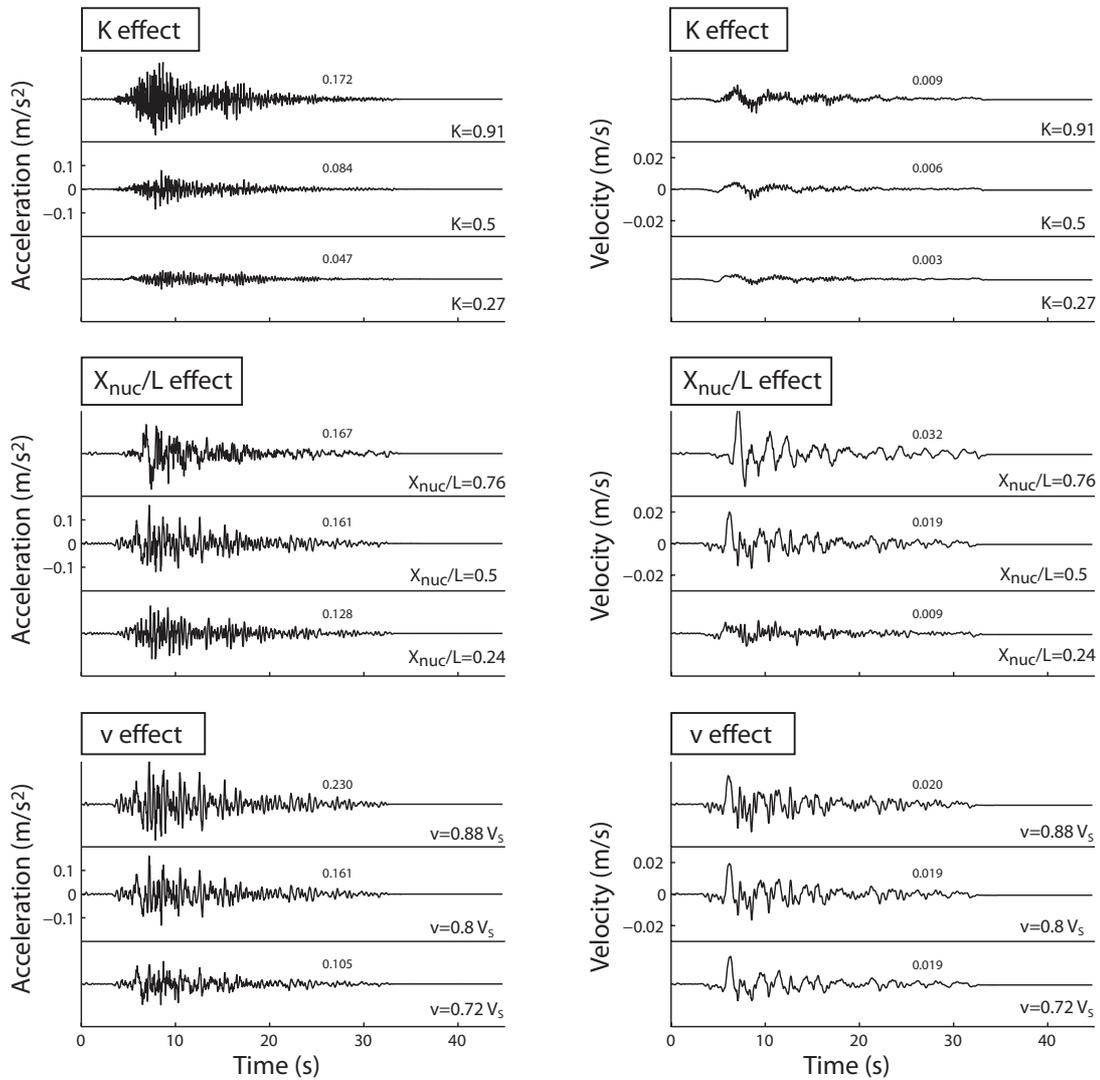
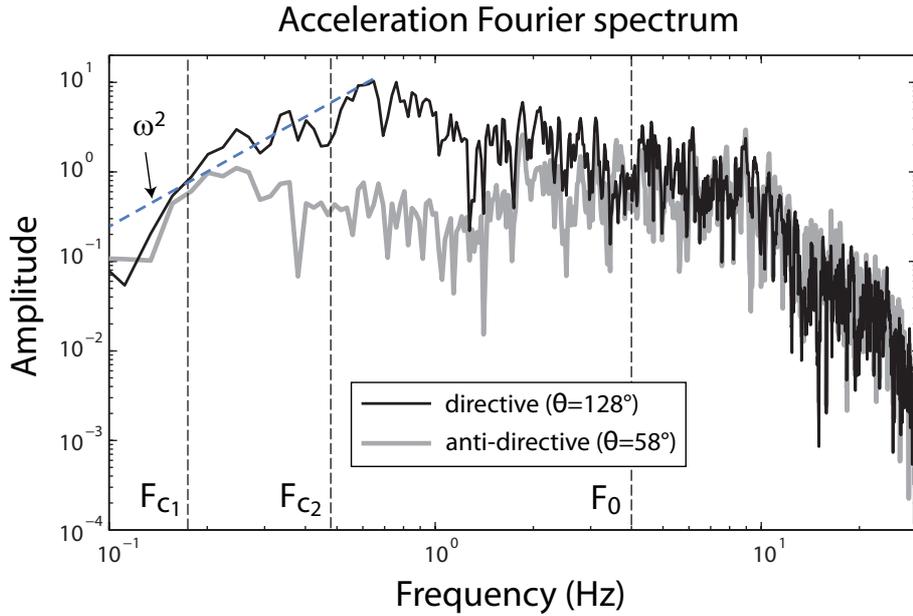


Figure 3.8 ► Sensitivity of the ground acceleration with respect to the variation by one standard deviation of the parameter  $K$ , the hypocenter abscissa  $X_{nuc}$  and the rupture velocity  $v$ . Acceleration and velocity time histories are the EW-components at station OGMU. The maximum value is indicated on the right of each time series.  $X_{nuc}/L \leq 0.5$  corresponds to the northwestern part of the fault. In order to show the  $K$  effects, an antidirective unilateral rupture is supposed. This way the sensitivity to  $K$  can be observed not only on the ground acceleration but also on the velocity. To study the  $v$  effects, the hypocenter is set on the middle of the fault.



**Figure 3.9** ► Example of amplitude acceleration Fourier spectra for unilateral directive and anti-directive ruptures, at OGMU rock station (EW component). The slope is approximately  $\omega^2$  below  $F_{C1}$  and  $F_{C2}$  (theoretical corner frequency values for a non-directive and a directive propagation, respectively). The spectral level is flat and equal for both rupture types beyond the transition frequency  $F_0$ , and starts decreasing above about 10 Hz, due to the seismic wave attenuation.

the signal follows a modified  $\omega^{-2}$  model. The method depends on four indicators (peak ground acceleration, strong-motion duration, Arias intensity and central frequency), empirically connected to Japanese data recorded by the K-net array.

Figure 3.10 stands for the comparison between the EGF response spectra at rock stations (OGMU and G10) and [Bragato and Slejko \[2005\]](#) predictions. The good agreement between the data and [Bragato and Slejko \[2005\]](#) model in the frequency range 0.5-3 Hz, especially for station G10, shows that the EGF seismic moment estimation is correct. Discrepancies observed at frequencies above 3 Hz can be explained by the rock stiffness differences at stations OGMU and G10.  $V_{S30}$  is close to 2200 m/s at OGMU and 1500 m/s at G10, whereas [Bragato and Slejko \[2005\]](#) model includes softer rock types ( $800 \text{ m/s} < V_{S30} < 1500 \text{ m/s}$  on average, P.L. Bragato, personal communication). In the following station G10, which best fits the empirical model rock site definition, is kept as the reference rock station.

Comparison between our  $k^{-2}$  hybrid calculations, [Bragato and Slejko \[2005\]](#) predictions and [Pousse et al. \[2006\]](#) stochastic simulations is displayed on Figure 3.11. Stochastic simulations are initially adjusted to adapt the definition of rock. Indeed the K-net array rock types used in [Pousse et al. \[2006\]](#) correspond to  $V_{S30} \approx 800 \text{ m/s}$ . [Pousse et al. \[2006\]](#)  $V_{S30}$  is thus set equal to 1500 m/s using generic rock model adjustments. Since the roughness parameter  $K$  median value is poorly constrained by [Somerville et al. \[1999\]](#) empirical model, ground-motion predictions are shown not only for a median value  $K = 0.5$  but also for  $K = K_S = 0.74$  (selfsimilarity between the small and the simulated

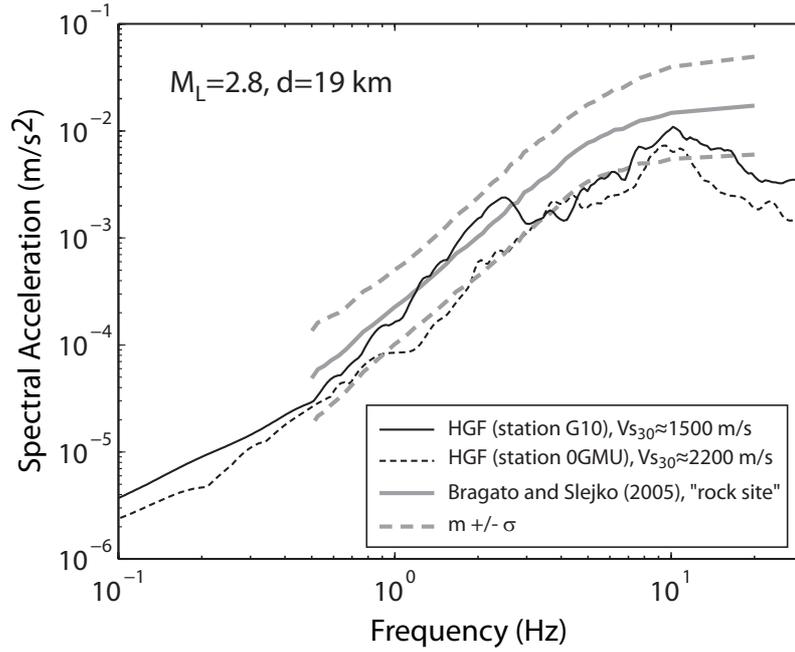


Figure 3.10 ► Comparison between the EGF response spectra at rock stations OGMU and G10 (EW component) and [Bragato and Slejko \[2005\]](#) empirical ground-motion equations for a rock site,  $M_L = 2.8$  and an epicentral distance equal to 19 km.

events) and for  $K = 1$  (value used in the classical model of [Herrero and Bernard \[1994\]](#)). First, for  $K = 0.5$ , our ground-motion simulations well match [Bragato and Slejko \[2005\]](#) empirical equations in the frequency range 0.5-2 Hz and predict lower values for higher frequencies (Figure 3.11.a). This is consistent with the comparison between the EGF and the empirical equation predictions, showing a similar tendency (Figure 3.10). The difference observed at high frequency decreases with an increasing  $K$  value. Second, a value of  $K = 1$  is necessary to improve the agreement between  $k^{-2}$  hybrid simulations and [Pousse et al. \[2006\]](#) corrected response spectra. For  $K = 1$ , the obtained time series are also similar in terms of amplitude and duration (Figure 3.11.b). Note that below 1 Hz, the stochastic simulations exceed the other predictions of a factor of about 2. This difference may come from [Pousse et al. \[2006\]](#) procedure, that overestimates the acceleration Fourier amplitude below the corner frequency for moderate sized earthquakes (Fabian Bonilla, personal communication. See also Figure 8 of [Pousse et al. \[2006\]](#)).

Despite the discrepancies observed at high frequency, one can conclude that our simulations are consistent with [Bragato and Slejko \[2005\]](#) empirical equations and the stochastic simulations, for the three tested  $K$  values.

### 3.7.3 Simulation on sediment

In order to simulate ground motion at sediment stations, a  $K$  value of 0.5 is kept, since it results from past earthquake analysis ([Somerville et al. \[1999\]](#) relationships). The comparison at the rock station G10 with [Bragato and Slejko \[2005\]](#) empirical equation results and [Pousse et al. \[2006\]](#) corrected simulations

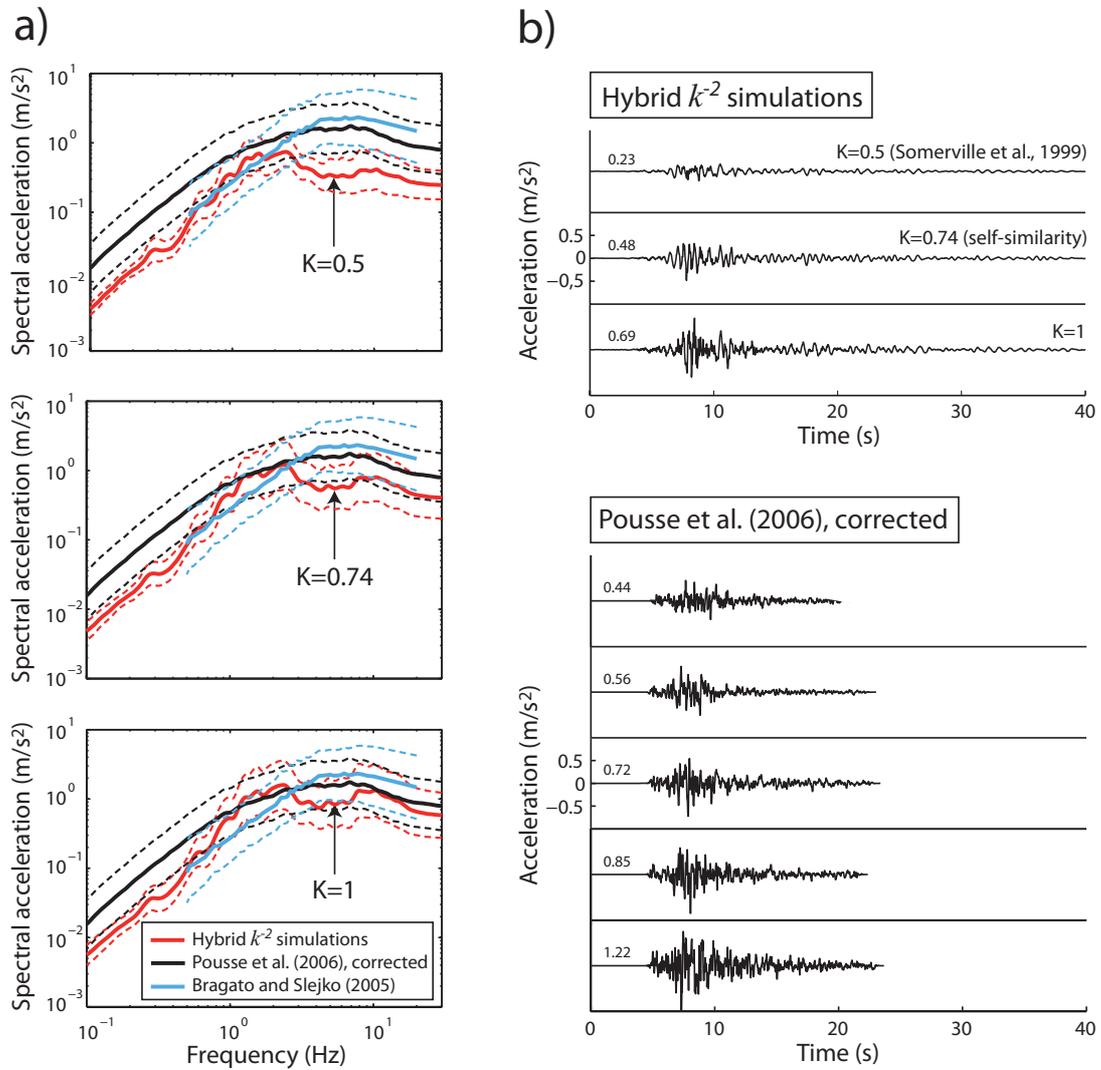


Figure 3.11 ► (a) Comparison between the response spectra obtained from our  $k^{-2}$  hybrid predictions (station G10, EW component), Bragato and Slejko [2005] empirical ground-motion equations and Pousse et al. [2006] stochastic simulations, corrected according to Cotton et al. [2006] procedure ( $V_{S30} = 1500$  m/s). The dashed line correspond to the plus and minus standard deviation spectra. (b) Example of accelerograms (station G10, EW component) obtained from the  $k^{-2}$  hybrid procedure. Are also shown example of Pousse et al. [2006] corrected stochastic simulations. The 6 time series span the median ground motion within plus or minus one standard deviation.

suggests that  $K = 0.5$  does not lead to overestimated ground-motion. Figure 3.12 displays the accelerograms derived from median source parameter values at the 9 stations and figure 3.13 displays median and standard deviation of the simulated response spectra. The spectra are compared with the European regulation spectra (EC8) for rock site (category A in EC8 classification) or for standard to stiff soils (category B and C) for the stations located within the basin. First our predictions exceed the EC8 spectra at some sites and some frequencies, especially at station OGDH, which exhibits two peaks at 0.3 Hz and 2 Hz. The first peak, generated by 3D-simulations ( $< 1$  Hz), corresponds to the fundamental resonance frequency of the sedimentary basin (Lebrun et al. [2001]; Guéguen et al. [2006a]). This peak also clearly appears at stations OGFH, G15 and G20. This confirms the importance of coupling the EGF with 3D-numerical calculations. The second peak at 2 Hz has been well identified from geophysical and geotechnical surveys (Guéguen et al. [2006b]; P. Guéguen and S. Garambois, unpublished manuscript) and from global inversion methods (Drouet et al. [2007]). This is interpreted as the resonance effects within a surficial soft clay layer overlaying more competent sandy graver layers. Second, the spectral responses at stations G20 and OGDH, located only a few hundreds of meters away, obviously diverge beyond 1 Hz. This points out the large spatial variability of the high-frequency amplification effects, caused by fast lateral variations of the upper soft sediment layers (Tsunno et al. [2008b]). Such variations are observed from several drillings and surface wave measurements performed in this area. Third, the EC8 design spectra largely exceed our simulations at rock stations OGMU and G10. These results indicate that standard European regulations provide a frequency-dependent and site-dependent safety margin. The use of HGFs suggests the need of specific design spectra in Grenoble, with increased low-frequency level in the valley and much smaller spectra on rock. Microzonation studies are thus preferable in such a specific geological context.

### 3.8 Conclusion

A new method has been introduced for performing broadband ground-motion time histories from a finite-extent source model. This method includes specific site effects and is adequate for simulating ground-motion in 3D deep alluvial valleys. The ground acceleration is computed in the frequency range 0.1-30 Hz with a new approach coupling  $k^{-2}$  source model and HGFs, obtained by summing reciprocity-based SEM 3D-simulations ( $< 1$  Hz) and EGFs. A procedure is proposed to assess the ground-motion prediction variability due to the source rupture process, from specific distributions of the  $k^{-2}$  model parameters. We used this new approach for predicting ground motion for a potential M 5.5 earthquake in the Grenoble valley. At sediment sites, the simulated response spectra significantly differ from one station to the other. At some sites simulations present large response spectra both at high-frequency ( $> 1$  Hz) and low-frequency ( $\approx 0.3$  Hz) and EC8 spectra are exceeded. This points out the interest of coupling EGFs and 3D-numerical simulations in such deep valleys.

The method presented relies on reliable estimation of the source model pa-

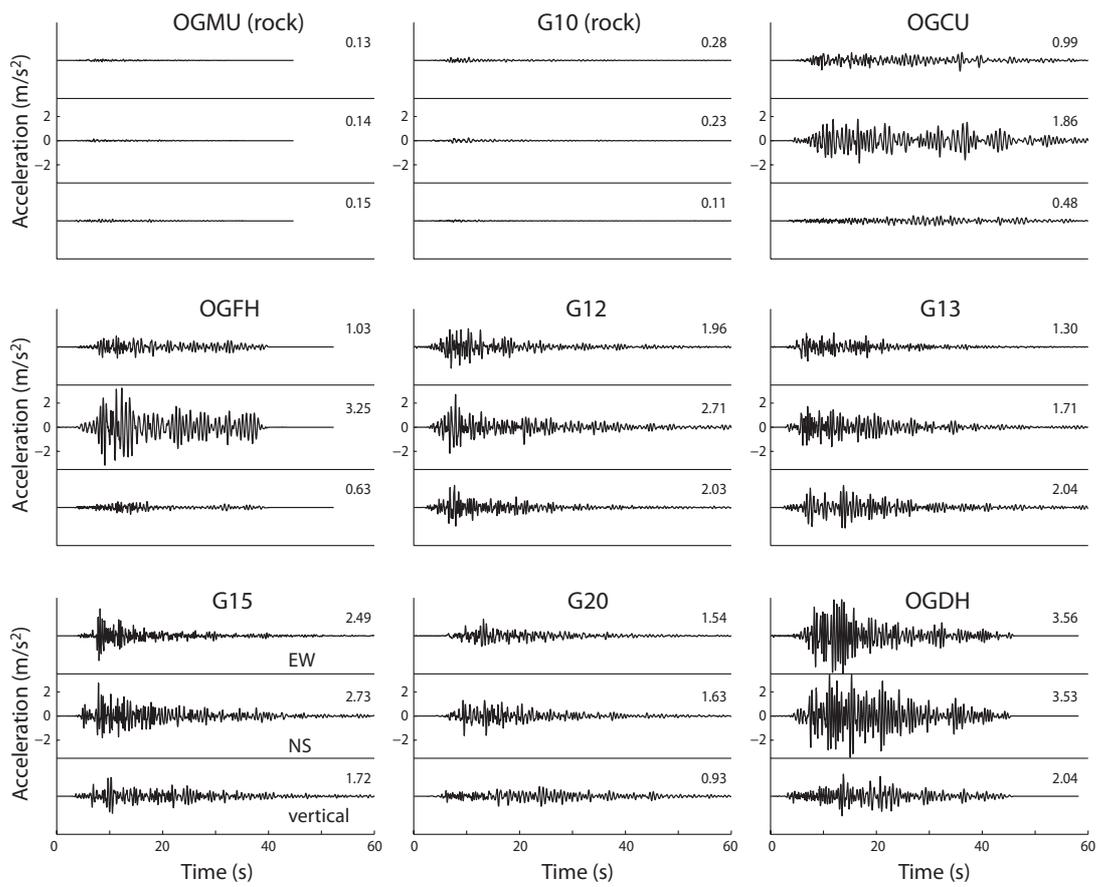


Figure 3.12 ► Simulated accelerograms (EW component) for median parameter values. The maximum value is indicated on the right of each accelerogram.

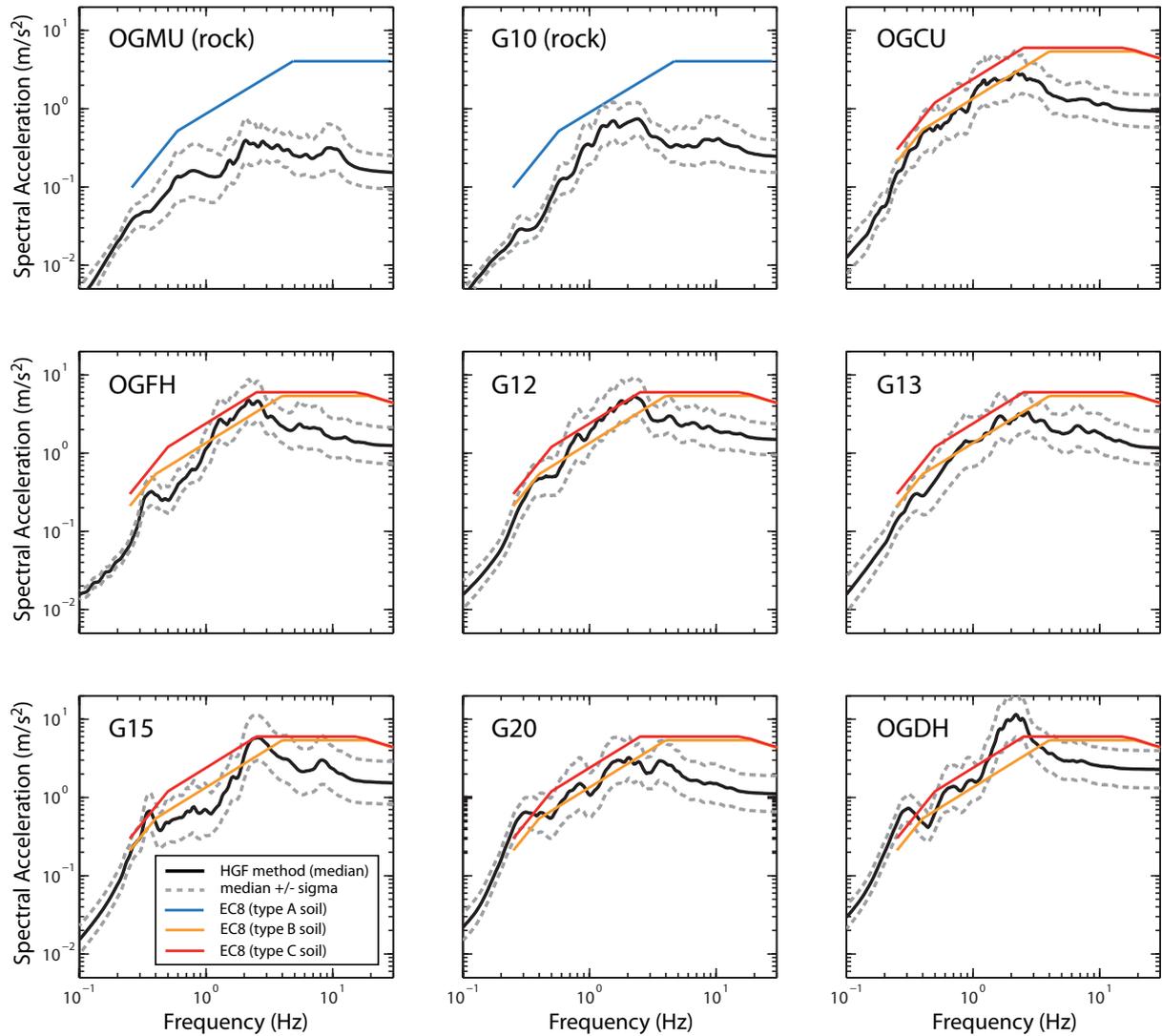


Figure 3.13 ► Simulated median and standard deviation of the spectral acceleration (EW component), compared with EC8 spectra. The median  $K$  value is  $K = 0.5$ , as suggested by Somerville et al. [1999] empirical model.

parameter distributions. Our ground-motion estimations especially depends on the slip distribution roughness, controlled by the parameter  $K$ . In order to estimate the *a priori*  $K$  value distribution, Somerville et al. [1999] scaling laws have been used. Nevertheless, the reliability of these relationships may be questionable. First, Somerville et al. [1999] results have been derived from a small number of inverted source models (15) and the event magnitudes  $M$  range from 5.6 to 7.2, which decreases the  $K$  estimation robustness for a  $M$  5.5 event. Second, the inverse problem parameterization often involves subjective decision resulting in highly different inverted slip images and there is no basis to distinguish between artefacts, smoothing constraints and real features (Beresnev [2003]). The comparison made in Figure 3.11 indicates that a median  $K$  value of 0.5 may result in underestimated ground-motion. There is thus a need of improving earthquake model databases to better constrain source parameters for performing blind predictions. An other approach would have been to set the median  $K$  value equal to 1, which leads to the best fit between the predictions at rock station G10, Bragato and Slejko [2005] predictions and Pousse et al. [2006] corrected simulations. Such a calibration is also proposed by Causse et al. [2008]. Nevertheless, this approach would not change the general conclusion on the comparison between the ground-motion predictions at sediment stations and the EC8 design spectra.

## Acknowledgments

Mathieu Causse's grant is funded by CEA and CNRS. This work benefits from ANR-QSHA and SISREG(MEDAD) programs. Fabrice Cotton's work is supported by Institut Universitaire de France. All the computations presented in this paper were performed at the Service Commun de Calcul Intensif de l'Observatoire de Grenoble (SCCI). The authors would also like to thank the French Accelerometric Permanent network and all the participants to the 2005 Grenoble experiment (Chaljub et al. [2006]).

## 3.9 Appendicies

### 3.9.1 Appendix A: Static slip generation

The static slip models are obtained by inverse Fourier transform from equation 3.1. They result from the superposition of a deterministic part ( $k \leq k_c$ ) and a stochastic part ( $k > k_c$ ). From numerical considerations the deterministic slip is defined in the Fourier domain by a limited number of points (only 3 points in 1D, Figure 3.14a). This results in spurious artefacts in the space domain, in particular strongly negative slip zones. A simple process is thus introduced to enhance the low wave-number asperity features (Figure 3.14b): (1) the low wave-number slip amplitude spectrum is resampled using  $n$  times the original sampling rate. The resulting spatial slip covers a fictitious fault plane of size  $(nL, nW)$ . In practice, we used  $n = 4$ ; (2) the centre window of size  $(L, W)$  is selected; (3) the remaining negative slip areas and the fault edges are assigned zero slip; (4) a constant scaling factor is applied to conserve the mean slip. This procedure brings about only minor modifications on the slip amplitude spectrum (Figure 3.14c).

The deterministic slip is next added the high wave-number slip contributions. A classical problem of this superposition is the emergence of negative slip areas in the final slip distributions. In order to remove the unphysical negative slip values, the slip fluctuation amplitudes are just reduced at any point with negative slip to reach a zero slip. The slip is next tapered on the edges and normalized again to get the right mean slip. The effect of the negative slip removing is to decrease the slip spectrum amplitude at high-frequency, and consequently the source energy. However this reduction remains weak for  $K \leq 1$  because most of the slip is positive (Figure 3.14c). Besides our tests show that the apparent source time function spectral decay is preserved and that the high-frequency energy decrease is also weak for  $K \leq 1$  (Cf. section "Summation Algorithm", Figure 3.4). For simulating with higher  $K$  values, negative slip values can be kept but the  $k^{-2}$  source model has to be considered as a purely mathematical tool providing the expected source spectrum characteristics.

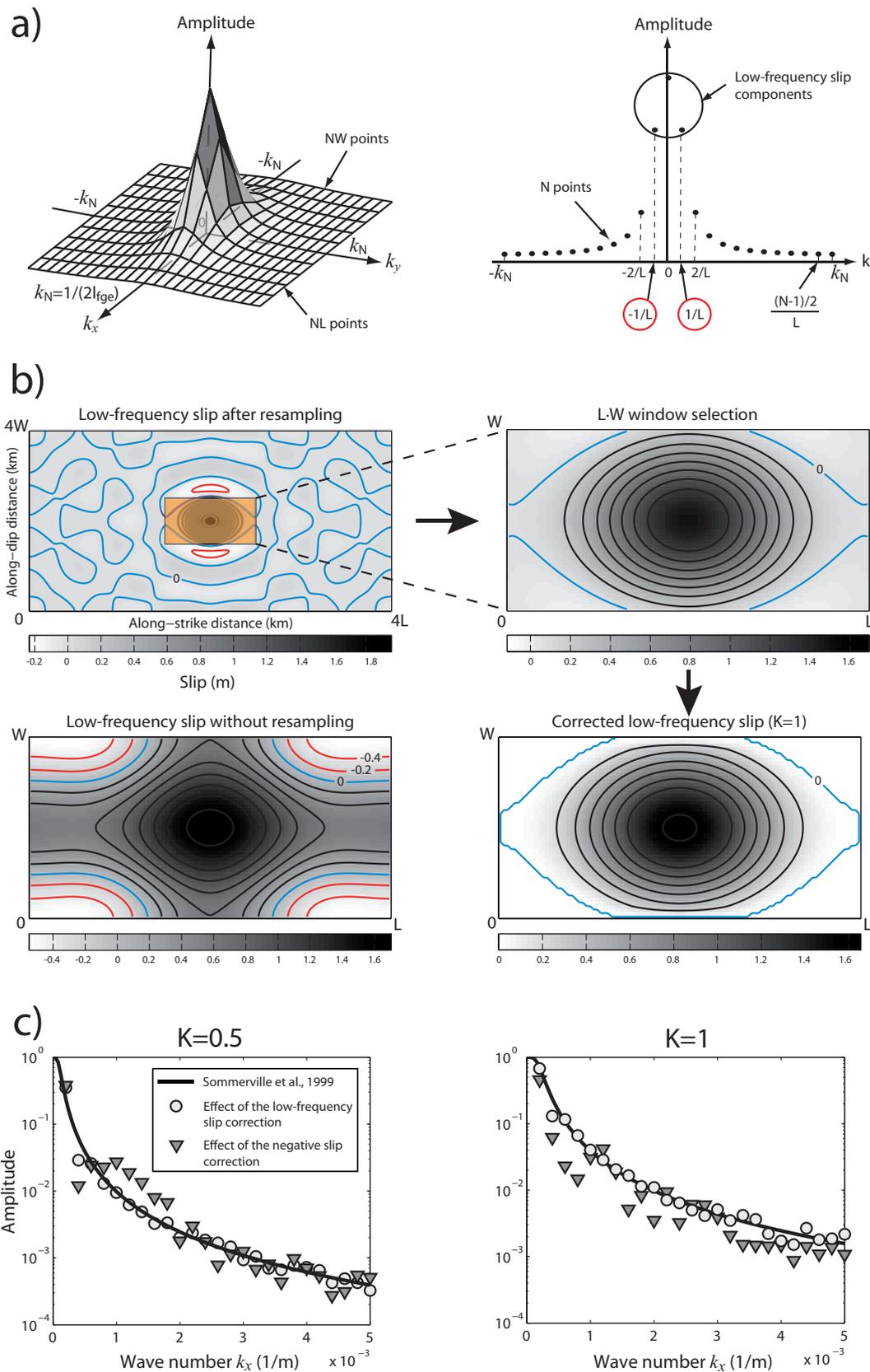
### 3.9.2 Appendix B: Calculation of the theoretical ASTF high-frequency spectral level

From equation 3.11, the ASTF amplitude spectrum is such that:

$$|R(f)| = |U(f)|/|u(f)|, \quad (3.16)$$

where  $U(f)$  and  $u(f)$  denotes the simulated event and the EGF displacement spectra respectively. Beyond the EGF corner frequency  $f_c$ , both events have a  $\omega^{-2}$  spectral decay. Hence the theoretical ASTF amplitude spectrum is a plateau, the level of which is:

$$|R(f \geq f_c)|_{theo} = |U(f_c)|_{theo}/|u(f_c)|_{theo}. \quad (3.17)$$



**Figure 3.14** ▶ (a) Slip amplitude spectrum in 2D (left) and 1D (right). The deterministic slip ( $k \leq 1/L$ ) is defined by only 3 points. (b) Deterministic slip correction procedure. The mean slip is 0.4 m and the  $K$  value equals 1. The space between the slip contourlines is 0.2 m. (c) Effect of the slip correction procedure on the amplitude slip spectrum. The curves correspond to the 1D along-strike Fourier transforms. The high-frequency amplitude reduction caused by the negative slip removing is all the larger that  $K$  is high.

The theoretical displacement spectrum amplitude of the target event at frequency  $f_c$  is:

$$|U(f_c)|_{theo} = \frac{A_o}{4\pi^2 f_c^2}. \quad (3.18)$$

The  $A_o$  value is given by equation 3.5 and the corner frequency of the small event, that is assumed to follow a  $k^{-2}$  model, is such that:  $f_c = \frac{vK_S}{l}$ , with  $K_S \approx 0.74$  (equation 3.8).

Besides, the propagation effects and radiation patterns and supposed to be the same for both EGF and simulated event. It leads to:

$$|u(f_c)|_{theo} = C_s m_o, \quad (3.19)$$

After equations 3.17, 3.18 and 3.19, and by assuming that both events have the same rupture velocity, we obtain:

$$|R(f \geq f_c)|_{theo} = RMS(C_d(\Theta)^2 X(C_d(\Theta)/2)) \left(\frac{M_o}{m_o}\right) \left(\frac{l}{L}\right)^2 \left(\frac{K}{K_S}\right)^2. \quad (3.20)$$

For a ratio  $v/c = 0.8$  and for a gaussian slip velocity function with a standard deviation  $\sigma = \tau/10$ :  $RMS(C_d(\Theta)^2 X(C_d(\Theta)/2)) \approx 1.9$ . Thus, equation 3.20 gives:

$$|R(f_c)|_{theo} = \beta N K^2, \quad (3.21)$$

with  $\beta \approx 3.5$ .

### 3.9.3 Appendix C: Calculation of the EGF number to sum for the high-frequency ASTF level correction

In order to obtain the expected level  $|R(f \geq f_c)|_{theo}$ , the average number of EGFs to sum along the rise time dislocation is adapted. This choice comes to assume a new EGF dislocation. Let  $d/\gamma$  be the modified EGF dislocation. At low-frequency, the EGF summing up is coherent. Hence the ASTF amplitude becomes  $\gamma N^3$ . To conserve the seismic moment, the whole spectrum is divided by  $\gamma$ . Besides, beyond  $f_c$ , the summation is incoherent. Therefore the ASTF level becomes the square root of the EGF quadratic sum, each EGF being represented by a Dirac function with amplitude 1 or -1. This leads to:

$$|R(f \geq f_c)|_{obs} = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\gamma(N_{STO} + N_{DET})}, \quad (3.22)$$

where  $N_{DET} = N^3$  and  $N_{STO}$  is the total number of summed EGF resulting from the stochastic slip heterogeneities. The deterministic slip contribution to the ASTF is low-pass filtered to keep only the stochastic slip contributions beyond  $f_c$ . Thus, equation 3.22 gives:

$$|R(f \geq f_c)|_{obs} = \left(\frac{N_{STO}}{\gamma}\right)^{1/2}. \quad (3.23)$$

►  $N_{STO}$  calculation

In order to estimate  $N_{STO}$ , the surfacic slip density for a given wavenumber  $k > 1/\sqrt{L^2 + W^2}$  is calculated. It is defined as:

$$\sigma_k = \frac{1}{LW} \int_0^L \int_0^W |D_k(x, y)| dx dy, \quad (3.24)$$

where  $D_k(x, y)$  represents the slip distribution for the wave number  $k$ . Using the integrals  $I_1$  and  $I_2$  of  $|D_k(x, y)|$  over the surfaces  $S_1$  and  $S_2$  respectively (Figure 3.15), we obtain:

$$\begin{aligned} \sigma_k &= \frac{1}{LW} \cdot 2(I_1 + I_2) \cdot 2Lk_x \cdot 2Wk_y \\ &= 8k_x k_y (I_1 + I_2), \end{aligned} \quad (3.25)$$

with

$$\begin{aligned} I_1 &= 2D_k(k_x, k_y) \int_0^{\frac{1}{4k_x}} \int_0^{\frac{1}{4k_y}} |\sin(2\pi(k_x x + k_y y))| dx dy \\ &= \frac{D_k(k_x, k_y)}{\pi^2 k_x k_y} \end{aligned} \quad (3.26)$$

and

$$\begin{aligned} I_2 &= 2D_k(k_x, k_y) \int_0^{\frac{1}{4k_y}} \int_0^{\frac{1}{4k_y} - \frac{k_y}{k_x}} |\cos(2\pi(k_x x + k_y y))| dx dy \\ &= \frac{(\pi - 2)}{2} \frac{D_k(k_x, k_y)}{\pi^2 k_x k_y}. \end{aligned} \quad (3.27)$$

It leads to:

$$\sigma_k = \frac{4D_k(k_x, k_y)}{\pi}. \quad (3.28)$$

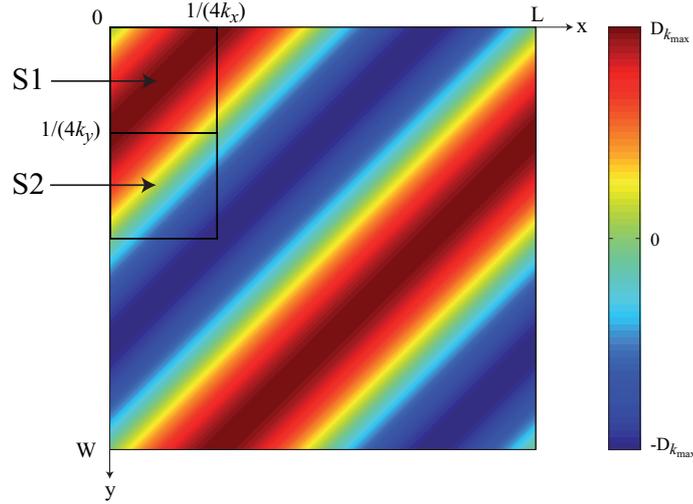
The overall surfacic slip density  $\sigma$  is obtain by summing all the high wave-number contributions:

$$\sigma = 2 \int_{k_{xmin}}^{k_{xmax}} \int_{k_{ymin}}^{k_{ymax}} \sigma_k dk_x dk_y. \quad (3.29)$$

From equation 3.1 we come to:

$$\sigma \approx \frac{8}{\pi} DK^2 \int_{k_{xmin}}^{k_{xmax}} \int_{k_{ymin}}^{k_{ymax}} \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} dk_x dk_y. \quad (3.30)$$

In the following a square fault plane is assumed ( $L = W$ ). Hence from numerical considerations (see Appendix A, figure 3.14.a):  $k_{xmin} = k_{ymin} = \frac{2}{l(N-1)}$  and



**Figure 3.15** ► Representation of the slip distribution  $D_k(x, y)$  for a given wave-number  $k$ . The integrals  $I_1$  and  $I_2$  (equations 3.26 and 3.27) represents the integrals of  $|D_k(x, y)|$  over the suraces  $S_1$  and  $S_2$  respectively.

$k_{x_{max}} = k_{y_{max}} = k_N = \frac{1}{2l}$ . Next cartesian coordinates are replaced with polar coordinates  $(r, \Theta)$  in equation 3.30. It leads to the following approximation:

$$\begin{aligned} \sigma &\approx \frac{8}{\pi} \bar{D} K^2 \int_0^{\pi/2} \int_{\frac{1}{l(N-1)}}^{\frac{1}{2l}} \frac{1}{r^2 \cos^2 \Theta + r^2 \sin^2 \Theta} r dr d\Theta \\ &\approx 4 \bar{D} K^2 \ln \left( \frac{N-1}{4} \right). \end{aligned} \quad (3.31)$$

Besides  $N_{STO}$  is related to  $\sigma$  according to:

$$N_{STO} = \frac{\sigma L^2}{dl^2}. \quad (3.32)$$

Then, inserting 3.31 into 3.32 we get:

$$N_{STO} \approx \alpha(N)^2 N^3 K^2, \quad (3.33)$$

with  $\alpha(N) = 2 \sqrt{\ln \left( \frac{N-1}{4} \right)}$ .

► **Calculation of the adapted EGF dislocation  $d/\gamma$**

After equations 3.23 and 3.33, the observed ATSF spectral level is:

$$|R(f \geq f_c)|_{obs} = \frac{\alpha(N)}{\gamma^{1/2}} N^{3/2} K. \quad (3.34)$$

Finally, after equation 3.21, the condition:  $|R(f \geq f_c)|_{obs} = |R(f_c)|_{theo}$  leads to:

$$\frac{\alpha(N)}{\gamma^{1/2}} N^{3/2} K = \beta N K^2. \quad (3.35)$$

Consequently, the new EGF dislocation to be considered is  $d/\gamma$  with:

$$\gamma = \left( \frac{\alpha(N)}{\beta} \right)^2 \frac{N}{K^2}, \quad (3.36)$$

where  $\alpha(N) = 2\sqrt{\ln\left(\frac{N-1}{4}\right)}$  and  $\beta \approx 3.5$ .

# Chapitre 4

## Comment déterminer la « rugosité » d'un séisme futur ?

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>96</b>
<b>4.2</b>	<b>Contraindre <math>K</math> par analyse des séismes passés</b>	<b>99</b>
4.2.1	Introduction	99
4.2.2	Détermination directe de $K$ par retour d'expérience sur les distributions de glissements statiques	99
4.2.3	Les limites de cette approche	105
<b>4.3</b>	<b>Contraindre <math>K</math> à partir des bases de données accélérométriques</b>	<b>107</b>
4.3.1	Introduction	107
4.3.2	Comment relier rugosité et mouvement sismique ?	107
4.3.3	Contraintes apportées par les modèles empiriques et variabilité de la rugosité	109
<b>4.4</b>	<b>Synthèse : loi de distribution de la rugosité</b>	<b>110</b>

---

## 4.1 Introduction

La méthode des FGE présentée dans le chapitre 2 de ce manuscrit utilise la loi d'échelle des paramètres sources (Brune [1970]) :  $M_0 \propto L^3$ . On rappelle que ce modèle empirique est fondé sur le principe d'autosimilarité, autrement dit sur l'hypothèse d'une chute de contrainte indépendante de la magnitude. Afin d'autoriser une déviation de ce modèle, le paramètre  $c$  (rapport des chutes de contrainte de l'événement simulé et du petit séisme) a été introduit. Cette déviation est essentielle, d'une part pour modéliser la variation naturelle de la chute de contrainte pour des événements de même magnitude se produisant sur la même faille, et d'autre part pour calibrer la valeur médiane de la chute de contrainte du séisme simulé, qui n'est pas nécessairement égale à celle de la FGE. Dans l'approche développée dans le chapitre 3, qui couple FGE et modèle cinématique de type  $k^{-2}$ , a été introduite la notion de rugosité du glissement statique (paramètre adimensionnel  $K$ ). Les écarts au principe d'autosimilarité sont alors contrôlés par les variations de  $K$ . Le modèle classique de Brune [1970] est ainsi adapté selon :  $M_0 \propto (L/K)^3$ ,  $K$  étant indépendant de la magnitude dans le cas de l'autosimilarité. La grandeur  $K/L$  représente la longueur de corrélation, caractérisant la taille de l'aspérité générée par les composantes basse fréquence du glissement statique. Par ailleurs, nous avons mis en évidence la forte sensibilité du mouvement sismique à ce paramètre, qui détermine le niveau de l'énergie haute-fréquence libérée par la source. Afin de réaliser, en aveugle, des prédictions du mouvement sismique généré par un séisme futur, il s'avère donc indispensable de fournir une bonne estimation *a priori* de la valeur médiane de  $K$  et de sa dispersion naturelle autour de la médiane. Pour simuler les effets d'un séisme de magnitude 5.5 dans le bassin grenoblois, nous avons fondé l'estimation de  $K$  sur le modèle empirique de Somerville et al. [1999], qui provient de l'analyse de séismes passés par inversion cinématique. Cependant, la robustesse du modèle est limitée par la faible quantité de données utilisées (seulement 15 modèles de séismes). D'autre part, la comparaison du mouvement sismique, obtenu au rocher, à deux autres méthodes de simulation (modèle empirique de Bragato and Slejko [2005] et méthode stochastique de Pousse et al. [2006]) suggère que la valeur de  $K$  issue du modèle de Somerville et al. [1999] est sous-estimée. Les effets d'une augmentation de la valeur médiane de  $K$  sur le mouvement sismique médian sont illustrés sur la figure 4.1. Les résultats montrent qu'il est important d'améliorer la quantification *a priori* de la rugosité du glissement statique.

Nous développons dans ce but deux méthodes, dénommées respectivement « approche directe » et « approche indirecte », permettant de déterminer le paramètre de rugosité  $K$  (figure 4.2). L'approche directe consiste à étudier le nombre d'onde coin  $k_c = K/L$  en fonction de la magnitude en analysant des distributions de glissements statiques d'un grand nombre de séismes passés. Le principe de la méthode indirecte est d'utiliser les connaissances sur la variabilité du mouvement sismique, issues de l'étude des bases de données accélérométriques, pour contraindre la variabilité de ce nombre d'onde coin  $k_c$ . A partir de ces deux approches complémentaires, nous proposons finalement une loi de distribution pour le paramètre  $K$ . Cette loi peut être utilisée pour simuler les effets d'un séisme

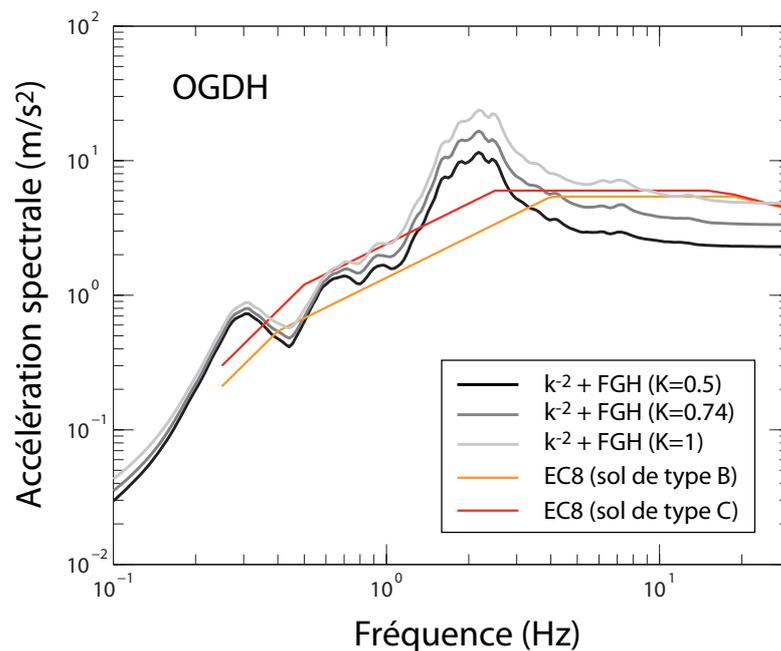


FIGURE 4.1 ► Spectres de réponse médians obtenus à la station OGDH pour un séisme de magnitude 5.5. La valeur  $K = 0.5$  est issue du modèle empirique de [Somerville et al. \[1999\]](#) (valeur utilisée dans le chapitre 3),  $K = 0.74$  est fondé sur l'hypothèse de l'autosimilarité entre le petit séisme (FGE) et le séisme simulé, et  $K = 1$  est la valeur utilisée dans le modèle classique de [Herrero and Bernard \[1994\]](#). Notons que pour  $K = 1$ , la marge de sécurité par rapport aux spectres de dimensionnement EC8 devient très faible, y compris au-delà de 4-5 Hz.

futur, connaissant les dimensions de la rupture, à partir d'un modèle cinématique de type  $k^{-2}$ .

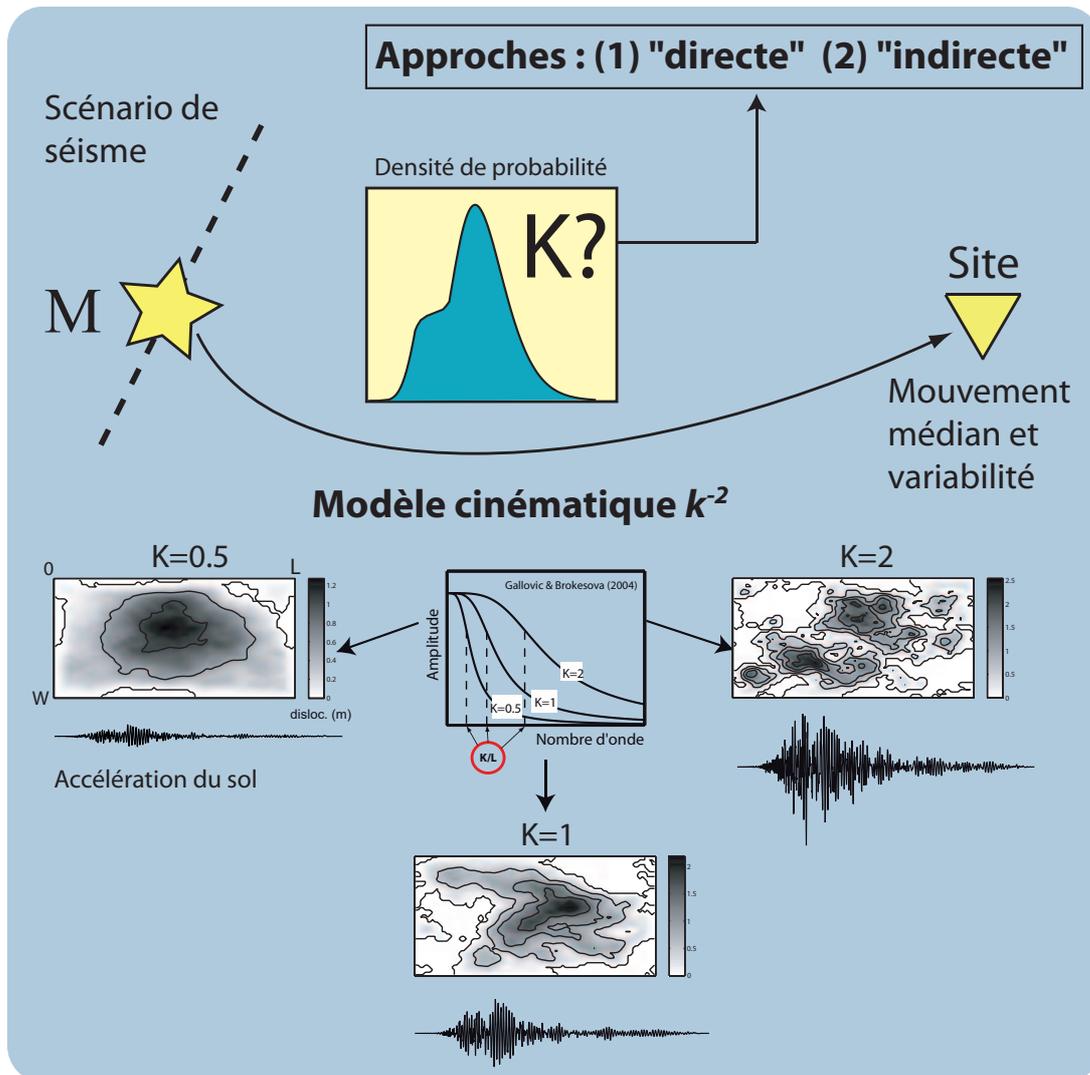


FIGURE 4.2 ► Afin de prédire le mouvement sismique généré par un séisme futur à partir d'un modèle cinématique de type  $k^{-2}$  (Cf. chapitre 3), il est nécessaire d'estimer a priori la rugosité du glissement statique. La figure illustre la forte sensibilité de l'accélération du sol à ce paramètre. Afin de déterminer la loi de distribution de  $K$ , deux approches, complémentaires, sont proposées.

## 4.2 Approche « directe » : contraindre la rugosité du glissement à partir des modèles obtenus par inversion cinématique

### 4.2.1 Introduction

Les méthodes d'inversions cinématiques sont très largement utilisées pour retracer l'histoire de la rupture des séismes (distribution du glissement statique, du temps de rupture et du temps de montée de la dislocation). Depuis la première étude publiée (Trifunac [1974]), qui retrace la rupture du séisme de San Fernando (1971) à partir d'un simple modèle de dislocation de Haskell [1969], les méthodes d'inversions, les moyens de calculs ainsi que la quantité et la qualité des données disponibles se sont considérablement développés. Ainsi, de nombreux modèles de séismes passés sont désormais disponibles. L'analyse de ces événements permet d'obtenir des informations essentielles pour contraindre la cinématique des séismes futurs. L'objectif de cette section est d'étudier les contraintes apportées par ce retour d'expérience sur la rugosité du glissement statique (figure 4.3).

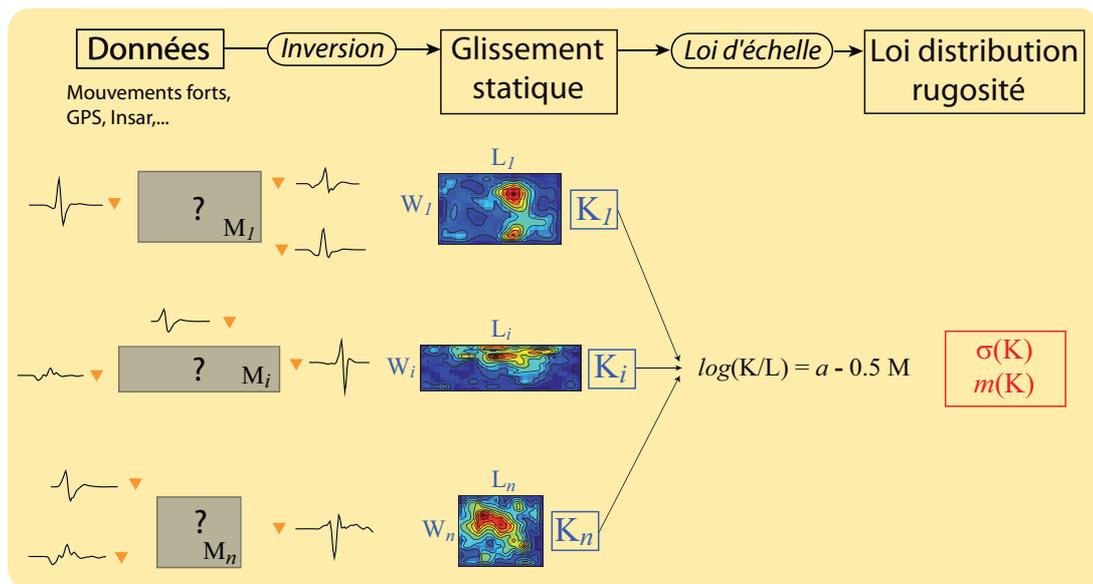


FIGURE 4.3 ► Principe de l'« approche directe » pour déterminer la rugosité  $K$  d'un séisme futur pour un modèle cinématique de type  $k^{-2}$ . Les contraintes sur  $K$  sont directement obtenues par analyse des distributions de glissements statiques des séismes passés. Cette méthode a été utilisée pour la première fois par Somerville et al. [1999]

### 4.2.2 Détermination directe de $K$ par retour d'expérience sur les distributions de glissements statiques

#### ► Introduction

Somerville et al. [1999] étudient certaines caractéristiques du glissement statique en fonction de la magnitude à partir d'une base de données constituées de 15

modèles de séismes obtenus par inversion cinématique (surface de rupture, glissement moyen, taille et position des aspérités). Ils montrent que dans le domaine spectral, le glissement est en bon accord avec un modèle de type  $k^{-2}$  et proposent un modèle empirique définissant en fonction de la magnitude le nombre d'onde coin  $k_c = K/L$ . Somerville et al. [1999] distinguent  $k_{c_x} = K_x/L$  et  $k_{c_y} = K_y/W$ , nombres d'onde coins selon l'azimut et le plongement de la faille respectivement. Cependant, la robustesse des résultats est limitée par la faible quantité de données utilisées par ces auteurs (15 séismes). Afin de contraindre la rugosité  $K$  des séismes futurs, nous proposons d'analyser la distribution du nombre d'onde coin  $k_c$  en réactualisant le modèle obtenu par Somerville et al. [1999] à partir de la base de données développée par Martin Mai (<http://www.seismo.ethz.ch/srcmod>). Elle est composée de 152 modèles de rupture issus de 80 séismes de magnitudes 4.1 à 8.9, datant de 1906 à 2005.

### ► Méthode

- **Traitement des modèles de glissement** : les distributions de glissements statiques comportant moins de 5 sous-failles selon une direction sont tout d'abord éliminés, afin de conserver au minimum 3 points dans le domaine de Fourier. Sont également supprimés les modèles obtenus avec des schémas de failles à plusieurs segments discontinus. Pour homogénéiser les modèles sélectionnés, les valeurs de glissement sont interpolées bilinéairement afin d'obtenir des sous-failles de  $1 \times 1$  km. Les lignes et colonnes dont le glissement moyen est inférieur à 30% du glissement moyen sont ensuite supprimées. Enfin, les bords des modèles sont complétés par des lignes et des colonnes de glissement nul afin d'obtenir  $256 \times 256$  sous-failles.
- **Calcul des nombres d'onde coins** : les transformées de Fourier, suivant l'azimut et le plongement, sont calculées pour chaque modèle. Les spectres d'amplitude sont normalisés et comparés à un modèle théorique 1D de  $k^{-2}$  défini selon :

$$D_{mod}(k) = \frac{1}{\sqrt{1 + (k/k_c)^4}}. \quad (4.1)$$

Les paramètres  $k_{c_x}$  et  $k_{c_y}$  sont obtenus en minimisant l'erreur calculée selon l'une des deux expressions suivantes :

$$\begin{aligned} E_1 &= \sum_{k \in [0, k_N]} [\log(D_{obs}(k)) - \log(D_{mod}(k))]^2 \\ E_2 &= \sum_{k \in [0, k_N]} (D_{obs}(k) - D_{mod}(k))^2, \end{aligned} \quad (4.2)$$

où  $k_N$  représente le nombre d'onde de Nyquist du modèle original, non traité. L'erreur selon  $E_1$ , qui permet d'attribuer un poids équivalent à toutes les composantes du spectre, est la définition adoptée par Somerville et al. [1999]. En revanche, utiliser l'erreur  $E_2$  contribue à donner beaucoup plus de poids aux composantes basses fréquences du spectre, supposées

mieux contraintes dans les méthodes d'inversions cinématiques. Les valeurs de  $k_c$  obtenues sont en général plus faibles (Figures 4.4 et 4.5).

- **Détermination du modèle empirique** : la loi d'échelle des paramètres sources (Brune [1970]) est adaptée selon l'expression :  $M_0 \propto (L/K)^3$ . Par définition de la magnitude de moment ( $\mathbf{M} = \frac{2}{3} \log M_0 + cste$ ), on en déduit :  $\mathbf{M} = 2 \log(L/K) + cste$ . On obtient le modèle suivant, également utilisé par Somerville et al. [1999] :

$$\begin{aligned} \log(k_{c_x}) &= \log\left(\frac{K_x}{L}\right) = a_x - 0.5M \\ \log(k_{c_y}) &= \log\left(\frac{K_y}{W}\right) = a_y - 0.5M. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Les constantes  $a_x$  et  $a_y$  sont obtenues par calcul des moindres carrés. La variabilité  $\sigma(k_c)$  est définie selon l'expression :

$$\sigma[\log(k_c)] = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \log(k_{c_{i_{obs}}}) - a + 0.5M_i \right)^2}, \quad (4.4)$$

$N$  étant le nombre d'événements considérés.

#### ► Résultats « bruts »

Le modèle empirique, obtenu à partir de 95 modèles de glissement, est représenté figure 4.4. Les nombres d'onde coins  $k_{c_x}(\mathbf{M})$  et  $k_{c_y}(\mathbf{M})$  sont calculés. On établit aussi  $k_c(\mathbf{M}) = \sqrt{k_{c_x} \cdot k_{c_y}}$ , nombre d'onde coin à prendre en compte si les rugosités selon l'azimut et le plongement sont supposées identiques (cas des simulations présentées dans le chapitre 3). La variabilité obtenue est  $\sigma[\log(k_c)] = 0.19$ .

#### ► La variabilité $\sigma[\log(\mathbf{k}_c)]$ est elle surestimée ?

Pour étudier l'aléa sismique généré par une source unique suivant un modèle en  $k^{-2}$ , la variabilité  $\sigma[\log(k_c)]$  ne doit contenir que les variations naturelles de la grandeur  $K/L$  pour une magnitude donnée. Cependant, deux catégories d'incertitudes contribuent à la variabilité de  $k_c$  :

- l'**erreur aléatoire**  $\sigma[\log(k_c)]$  (équation 4.4), issue de la dispersion naturelle des valeurs de  $k_c$  autour du modèle théorique supposé (équation 4.3),
- l'**erreur épistémique**, qui provient tout d'abord de l'incertitude sur l'estimation des valeurs de  $k_c$ . La variabilité des valeurs de  $k_c$  obtenues pour un événement unique, analysé par différents auteurs, est révélée figure 4.4). Elle est due à la variabilité des distributions de glissement calculées (Figure 4.5). L'erreur épistémique est également issue d'une connaissance incomplète de la physique de la rupture. Le modèle théorique utilisé est fondé sur le principe d'autosimilarité entre petits et gros séismes, actuellement discuté (*e.g.* Kanamori and Rivera [2004]). La simplicité du modèle

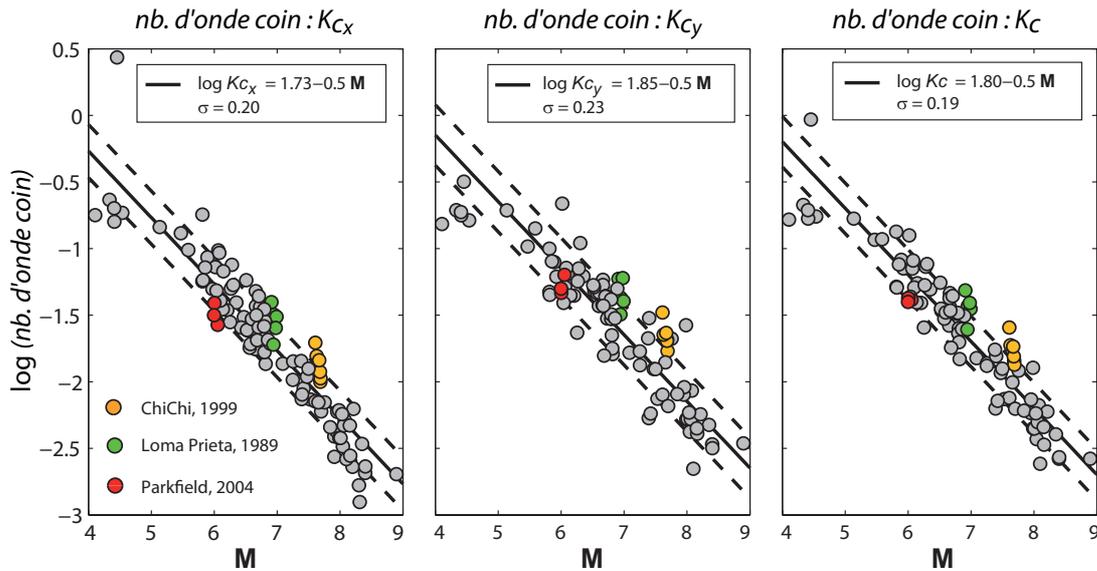


FIGURE 4.4 ► Représentation des nombres d'onde coins obtenus pour les 95 modèles de glissement sélectionnés dans la base de données (<http://www.seismo.ethz.ch/srcmod>). Les nombres d'ondes coins sont calculés en définissant l'erreur selon  $E_1$ . La ligne noire continue représente le modèle médian obtenu par calcul des moindres carrés. Les lignes pointillées indiquent la médiane plus ou moins un écart type. Le modèle établi en utilisant l'erreur  $E_2$  aboutit à des valeurs plus faibles :  $\log(k_c) = 1.61 - 0.5M$ . Enfin, les cercles de couleur illustrent la variabilité des valeurs de  $k_c$  obtenues pour un même événement.

entraîne nécessairement une confusion entre erreurs aléatoires et épistémiques. Ainsi, la valeur de  $\sigma[\log(k_c)]$  représente probablement une borne supérieure de la variabilité naturelle du nombre d'onde coin  $k_c$  pour une source unique.

#### ► Résultats obtenus après modification de la base de données

Plutôt que de définir un modèle plus complexe, nous pouvons tenter de diminuer l'incertitude épistémique en sélectionnant de manière différente les modèles de la base de données. Premièrement, nous ne conservons qu'un seul modèle par événement. Le modèle privilégié est celui qui combine le plus de données de types différents (mouvements forts, télésismiques, GPS, Insar). Ensuite, nous éliminons les modèles jugés trop mal contraints par les données ainsi que les modèles établis uniquement à partir de données GPS ou d'un petit nombre de données de mouvements forts ( $<10$ ). Enfin, nous supprimons de la base les séismes de subduction, dont la physique est supposée différente de celle des séismes crustaux. Les modèles de glissement statique finalement utilisés sont indiqués dans la table 4.1.

Par ailleurs, une étude récente menée par Manighetti et al. [2007] suggère que la chute de contrainte des séismes dépend principalement du degré de maturité structurale des failles. Ces auteurs proposent que la variabilité de la chute de contrainte soit liée aux variations du nombre de segments de faille rompus, ce nombre dépendant lui-même de la maturité des failles. La variabilité observée

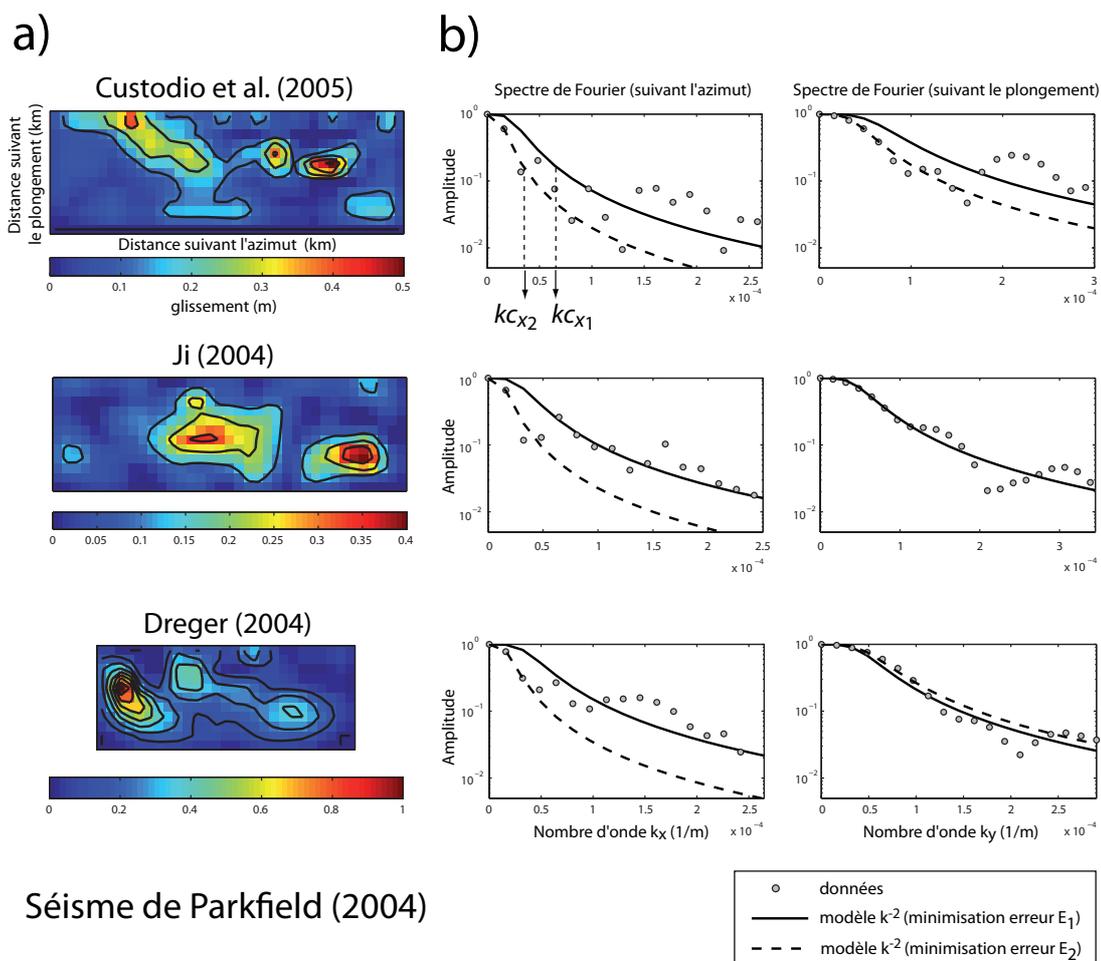


FIGURE 4.5 ► a) Représentation des modèles de distribution du glissement statique obtenus par différents auteurs pour le séisme de Parkfield (2004). b) Représentation des distributions de glissement dans le domaine de Fourier. Les lignes en traits continus et pointillés indiquent le modèle théorique (équation 4.1) calculé en minimisant respectivement les erreurs  $E_1$  et  $E_2$  (équation 4.2).

sur les segments individuels, bien que plus faible, est également conditionnée par la maturité structurale. Les failles matures, anciennes et caractérisées par des vitesses de déplacement élevées, sont associées à des chutes de contraintes plus faibles que les failles immatures. Ainsi, afin de réduire d'avantage l'incertitude épistémique, nous proposons de regrouper les séismes de notre base de données selon trois catégories, traduisant le degré de maturité des failles qui les ont générés : (1) failles immatures ; (2) failles de maturité intermédiaire ; (3) failles matures. Le degré de maturité des failles, estimé au premier ordre (Isabelle Manighetti, communication personnelle) est mentionné dans la table 4.1.

No.	Localisation	Date	Référence	Maturité faille
1	Fukuoka	20/03/2005	<a href="#">Asano et al. [2005]</a>	1
2	Parkfield	28/09/2004	<a href="#">Dreger et al. [2005]</a>	3
3	Boumerdes	21/05/2003	<a href="#">Semmane et al. [2005a]</a>	?
4	Geiyo	24/03/2001	<a href="#">Sekiguchi and Iwata [2002]</a>	1
5	Bhuj	23/01/2001	<a href="#">Antolik and Dreger [2003]</a>	1
6	Tottori	06/10/2000	<a href="#">Semmane et al. [2005b]</a>	1
7	Oaxaca	30/09/1999	<a href="#">Hernandez et al. [2001]</a>	2
8	ChiChi	20/09/1999	<a href="#">Ma et al. [2001]</a>	1
9	Kagoshima	26/03/1997	<a href="#">Miyakoshi et al. [2000]</a>	1
10	Colfiorito	14/10/1997	<a href="#">Hernandez et al. [2004]</a>	1
11	Colfiorito	26/09/1997	<a href="#">Hernandez et al. [2004]</a>	1
12	Hyuga-nada	02/12/1996	<a href="#">Yagi et al. [1999]</a>	?
13	Hyuga-nada	19/10/1996	<a href="#">Yagi et al. [1999]</a>	?
14	Northridge	17/01/1994	<a href="#">Wald et al. [1996]</a>	1
15	Landers	28/06/1992	<a href="#">Hernandez et al. [1999]</a>	1
16	Sierra Madre	28/06/1991	<a href="#">Wald [1992]</a>	1
17	Ungava	25/12/1989	<a href="#">Hartzell et al. [1994]</a>	1
18*	Loma Prieta	18/10/1989	<a href="#">Wald et al. [1991]</a>	1
19	Saguenay	25/11/1988	<a href="#">Hartzell et al. [1994]</a>	1
20*	Whittier Narrows	01/10/1987	<a href="#">Hartzell and Iida [1990]</a>	1
21*	Superstition Hills	24/11/1987	<a href="#">Wald et al. [1990]</a>	2
22*	North Palm Springs	08/07/1986	<a href="#">Hartzell [1989]</a>	1
23*	Nahanni	23/12/1985	<a href="#">Hartzell et al. [1994]</a>	1
24*	Nahanni	05/10/1985	<a href="#">Hartzell et al. [1994]</a>	1
25*	Morgan Hill	24/04/1984	<a href="#">Hartzell and Heaton [1986]</a>	2
26*	Borah Peak	28/10/1983	<a href="#">Mendoza and Hartzell [1988]</a>	1
27*	Imperial Valley	15/10/1979	<a href="#">Hartzell and Heaton [1983]</a>	2
28*	Coyote Lake	06/08/1979	<a href="#">Liu and Helmberger [1983]</a>	2
29*	Tabas	16/09/1978	<a href="#">Hartzell and Mendoza [1991]</a>	2

TABLE 4.1 ► Événements et modèles d'inversion sélectionnés dans la base de données. Les astérisques indiquent les modèles de séismes également utilisés dans l'étude réalisée par [Somerville et al. \[1999\]](#). Les degrés de maturité des failles estimés (Isabelle Manighetti, communication personnelle) sont caractérisés selon 3 classes : (1) failles immatures ; (2) failles de maturité intermédiaire ; (3) failles matures.

La figure 4.6 représente le modèle empirique  $\log(k_c) = f(\mathbf{M})$  établi en intégrant uniquement les événements de la table 4.1. L'écart type obtenu est alors

sensiblement réduit ( $\sigma[\log(k_c)] = 0.13$ ). Sur la figure 4.7, les séismes sont de plus distingués selon la classe de maturité des failles. Etant donné la faible proportion de failles matures et intermédiaires, le modèle empirique est calculé en ne prenant en compte que les failles immatures (classe 1). La tendance générale est que les valeurs de  $k_c$  sont un peu plus élevées dans le cas des failles immatures. Cette tendance est en accord avec les résultats de [Manighetti et al. \[2007\]](#). En effet, à magnitude fixée, des valeurs de  $k_c$  plus élevées signifient des tailles caractéristiques d'aspérités plus faibles et, par conséquent, des chutes de contraintes plus fortes. Néanmoins, la différence obtenue reste très faible et l'on n'observe pas de réduction supplémentaire de l'écart type ( $\sigma[\log(k_c)] = 0.13$ ). Les degrés de maturité n'étant qu'une estimation au premier ordre, ces résultats restent donc à confirmer.

La table 4.2 synthétise les résultats obtenus et montre la comparaison avec le modèle classique de [Somerville et al. \[1999\]](#). Les modèles médians établis sont dans l'ensemble très proches. Cependant, l'écart type déterminé par [Somerville et al. \[1999\]](#) est nettement plus élevé. Nous n'avons pas trouvé d'explication à cette différence.

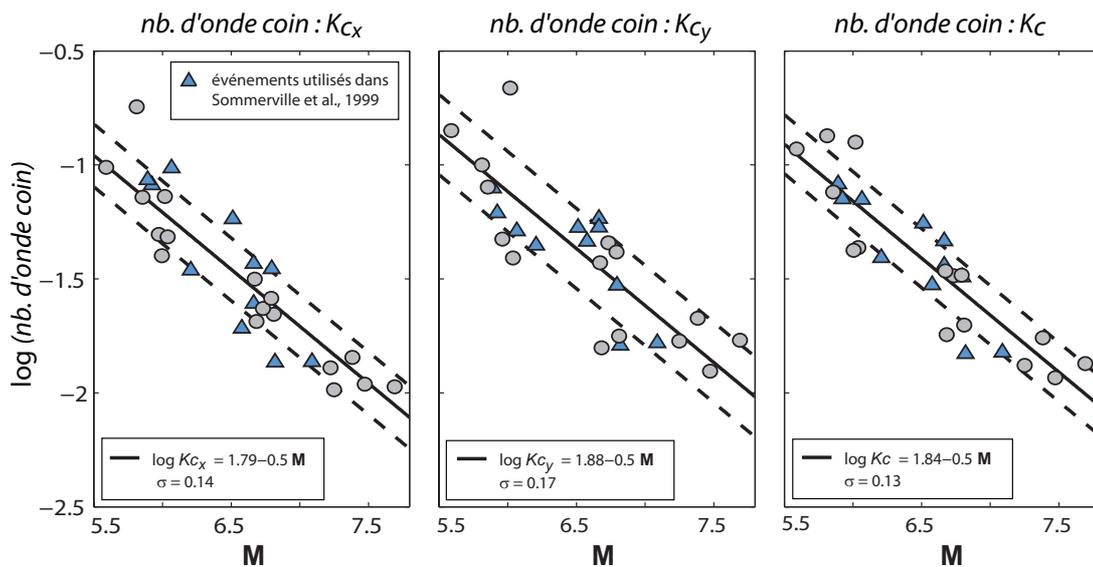


FIGURE 4.6 ► Représentation des nombres d'onde coins obtenus à partir de la base de données modifiée (29 modèles de glissement). Les valeurs de  $k_c$  sont calculées en minimisant l'erreur  $E_1$ . La ligne noire continue représente le modèle empirique médian obtenu par calcul des moindres carrés, les lignes pointillées indiquant l'écart type. Les triangles bleus correspondent aux données également utilisées dans [Somerville et al. \[1999\]](#). Le modèle établi en utilisant l'erreur  $E_2$  aboutit à :  $\log(k_c) = 1.75 - 0.5M$ .

### 4.2.3 Les limites de cette approche

La principale limite de cette étude est que la robustesse des modèles empiriques obtenus dépend directement de la fiabilité des distributions de glissement statique inversées. Le chapitre 5 sera consacré spécifiquement à l'analyse de la rugosité des séismes par inversion cinématique. D'autre part, comme nous l'avons vu, la

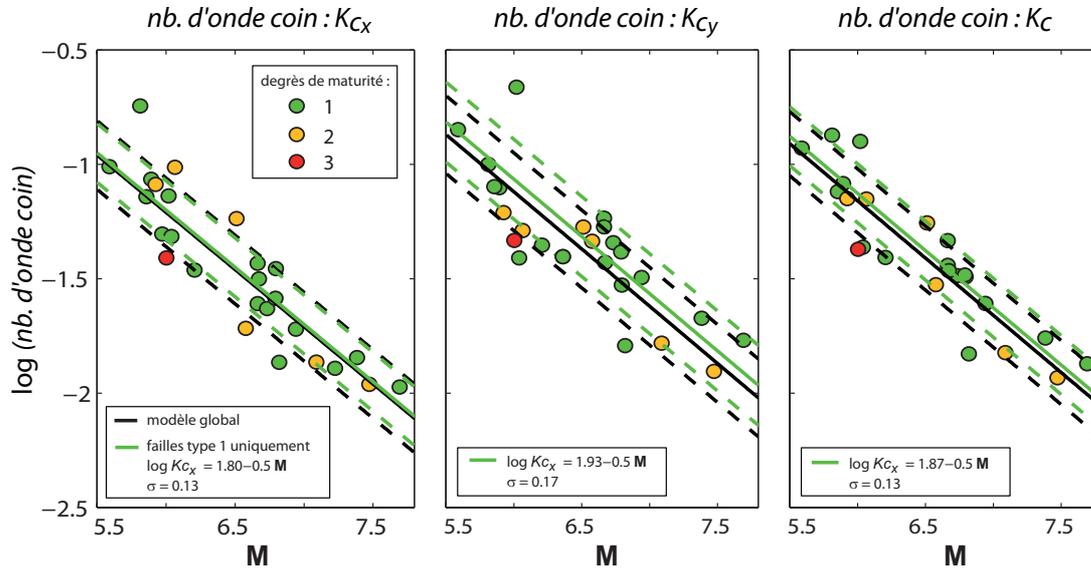


FIGURE 4.7 ► Distinction des nombre d'ondes coins obtenus selon le degré de maturité des failles : (1) failles immatures; (2) failles de maturité intermédiaire; (3) failles matures. Les lignes noires indiquent le modèle empirique obtenu à partir de l'ensemble des 29 modèles (Cf. figure 4.6) tandis que les lignes vertes correspondent au modèle établi en ne considérant que les failles immatures (cercles verts).

Données utilisées	Modèle médian	Ecart type
Somerville et al. [1999]	$\log(k_c) = 1.82 - 0.5M$	0.26
Base complète (95 modèles)	$\log(k_c) = 1.80 - 0.5M$	0.19
Base modifiée (29 modèles, table 1)	$\log(k_c) = 1.84 - 0.5M$	0.13
Base modifiée (failles immatures)	$\log(k_c) = 1.87 - 0.5M$	0.13

TABLE 4.2 ► Comparaison au modèle de Somerville et al. [1999] des modèles empiriques obtenus à partir de la base de données modifiée (Table 4.1). L'erreur est définie selon  $E_1$  dans chacun des cas.

réduction de l'incertitude épistémique implique l'élimination d'un grand nombre de modèles de glissement de la base de données utilisée, et par conséquent une réduction sensible de la quantité de données disponibles. Notre étude de la rugosité n'est ainsi fondée que sur 29 modèles de glissement. Bien que cette quantité soit doublée par rapport aux travaux de [Somerville et al. \[1999\]](#), elle reste insuffisante pour mener une étude précise sur la loi de distribution du nombre d'onde coin et sur sa variabilité. Notamment, il n'est pour l'instant pas envisageable d'étudier la variabilité de  $k_c$  en fonction de la magnitude. Nous proposons donc une approche alternative, permettant une analyse différente de cette variabilité.

### 4.3 Approche « indirecte » : peut-on contraindre la rugosité du glissement à partir des bases de données de mouvements forts ?

#### 4.3.1 Introduction

Les bases de données accélérométriques permettent de développer des modèles empiriques de prédiction du mouvement du sol. Rappelons que ces équations empiriques, que nous avons détaillées dans le premier chapitre, fournissent une estimation de la dispersion du mouvement sismique autour de la médiane, pour une magnitude et une distance données. S'il existe une relation simple entre l'indicateur du mouvement sismique considéré et le nombre d'onde coin  $k_c = K/L$ , il semble alors possible d'utiliser les résultats des modèles empiriques pour estimer, indirectement et avec certaines hypothèses sur la rupture, la variabilité de  $k_c$ . Nous proposons ainsi une nouvelle procédure dont le principe est expliqué figure 4.8.

#### 4.3.2 Comment relier rugosité et mouvement sismique ?

Dans ce paragraphe, nous établissons une relation entre le PGA et le nombre d'onde coin  $K/L$ . Nous considérons un modèle cinématique de type  $k^{-2}$ , comme présenté dans le chapitre 3 (section "Source model"). Nous faisons l'hypothèse d'un plan de faille de dimensions  $(L, W)$  tel que  $L \gg W$ . D'autre par, la rupture est supposée unilatérale et le glissement en un point donné, instantané. Enfin, nous nous plaçons en champ lointain (Figure 4.9).

Dans ces conditions, l'expression analytique de l'amplitude du spectre de l'accélération du sol  $|S(f)|$  en ondes S est la suivante ([Herrero and Bernard \[1994\]](#)) :

$$|S(f)| = 4\pi^2 f^2 \cdot C_S \frac{M_0}{1 + \left(\frac{f}{F_c}\right)^2}, \quad (4.5)$$

où  $C_S$  est un coefficient contenant le diagramme de radiation et les effets de propagation entre la source et le récepteur. Par ailleurs, l'accélération *rms* est

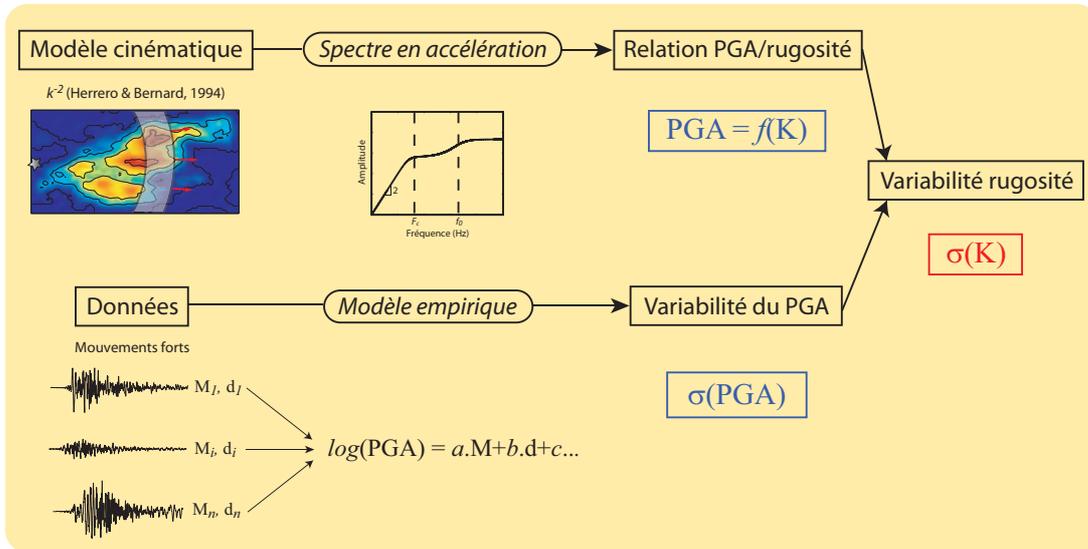


FIGURE 4.8 ► Principe de la nouvelle « **approche indirecte** » pour déterminer la variabilité du nombre d'onde coin  $k_c$  d'un séisme futur pour un modèle cinématique de type  $k^{-2}$ . Une relation de proportionnalité peut être établie entre le PGA et  $K/L$  (voir texte). D'autre part, les modèles empiriques obtenus à partir des bases de données accélérométriques fournissent une estimation de la variabilité du PGA. On accède ainsi à la variabilité du paramètre  $K/L$ .

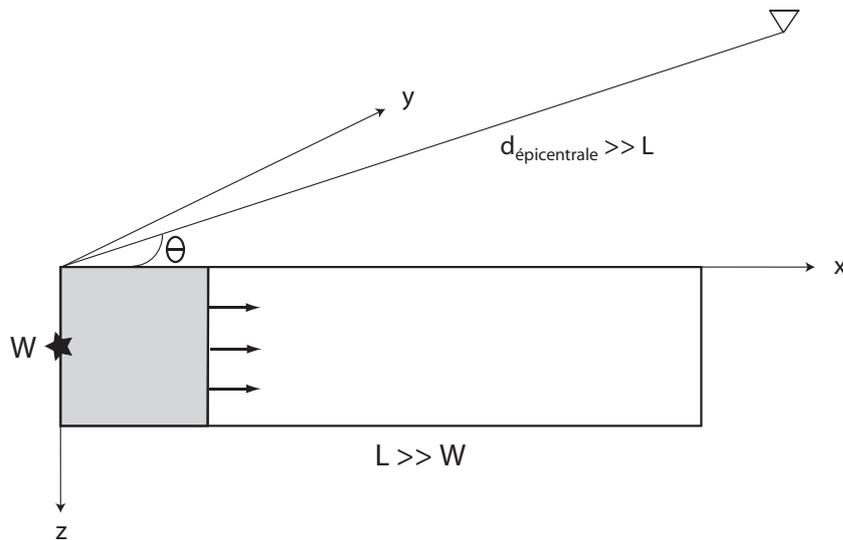


FIGURE 4.9 ► Hypothèses effectuées dans le modèle cinématique de  $k^{-2}$ . On considère la rupture unilatérale d'une faille 1D en champ lointain. Le glissement en un point est supposé instantané

définie selon :

$$a_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T_D} \int_0^{T_D} S(t)^2 dt}, \quad (4.6)$$

où  $T_D$  représente la durée de la rupture de l'événement simulé. D'autre part, le théorème de Parseval's donne :

$$\int_0^{T_D} S(t)^2 dt = \frac{1}{\pi} \int_0^{f_{max}} |S(f)|^2 df. \quad (4.7)$$

En combinant les équations 4.5, 4.6 et 4.7, on obtient :

$$a_{rms} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} 4\pi^2 C_S M_0 \cdot \frac{1}{T_D} F_c^2 \sqrt{\frac{f_{max}}{F_c} - \frac{4}{5}}. \quad (4.8)$$

A vitesse de rupture constante et pour un site donné (azimut source-récepteur  $\Theta$  fixé), la durée de la rupture est proportionnelle à la longueur de la zone de faille rompue, soit :  $T_D \propto L$ . Puis, pour la gamme de magnitude des séismes ciblés ( $M > 5$ ), on peut supposer que  $f_{max} \gg F_c$ . D'après l'équation 4.8, on en déduit la relation de proportionnalité suivante :

$$a_{rms} \propto F_c^{3/2}. \quad (4.9)$$

La théorie des vibrations aléatoires est ensuite utilisée pour exprimer le  $PGA$  en fonction de  $a_{rms}$  :

$$PGA = a_{rms} \sqrt{2 \ln(2 f_{max} T_D)}. \quad (4.10)$$

Par conséquent, sous l'hypothèse que  $T_D$  et  $K$  sont indépendants,  $PGA$  et  $a_{rms}$  sont des grandeurs proportionnelles. Ceci conduit à la relation :

$$PGA \propto F_c^{3/2}. \quad (4.11)$$

Pour le modèle cinématique considéré, la fréquence coin s'exprime selon  $F_c = \frac{v C_d K}{L}$  (équation 3.3). Pour un site fixe, le coefficient de directivité est constant. On en déduit finalement :

$$\boxed{PGA \propto \left(\frac{K}{L}\right)^{3/2}} \quad (4.12)$$

Nous avons ainsi démontré qu'il existe une relation de proportionnalité entre le  $PGA$  et le nombre d'onde coin  $k_c = K/L$ , valable en champ lointain et pour un modèle de source simple uniquement. Pour déterminer la variabilité de  $K/L$ , il n'est donc pas nécessaire d'étudier directement la rugosité des distributions de glissement statique. Le problème ainsi transposé revient à étudier la variabilité du  $PGA$  en champ lointain.

### 4.3.3 Contraintes apportées par les modèles empiriques et variabilité de la rugosité

Nous avons tout d'abord démontré la relation de proportionnalité :  $PGA \propto (K/L)^{3/2}$ , valable pour un modèle de type  $k^{-2}$  dans des conditions de champ

lointain et pour un type de rupture simple. En outre, l'analyse des bases de données accélérométriques révèle que (Cf. chapitre 1, section « Analyse de la variabilité ») : (1) le logarithme du PGA est en accord avec une distribution de type normale (2) d'après Atkinson [2006], la variabilité du logarithme du PGA pour une source et un site donnés est approximativement 60% de la variabilité fournie par le modèle empirique régional ( $\approx 0.3$ ), soit  $\sigma \approx 0.18$ . On obtient donc que  $\log(K/L)$  suit une loi normale, telle que  $\sigma[\log(K/L)] \approx 0.12$  (figure 4.10). Notons que cette approche ne permet pas de définir directement la valeur médiane de la loi de distribution. Une alternative est de quantifier la valeur médiane de  $K$  en calibrant, en un site au rocher de référence, les simulations cinématiques à la valeur du PGA médian issu du modèle empirique régional (voir chapitre 1, section « Screened-Parameter-Input Approach »). L'inconvénient de cette méthode est la nécessité d'une station de référence au rocher, située à proximité de chaque site spécifique étudié.

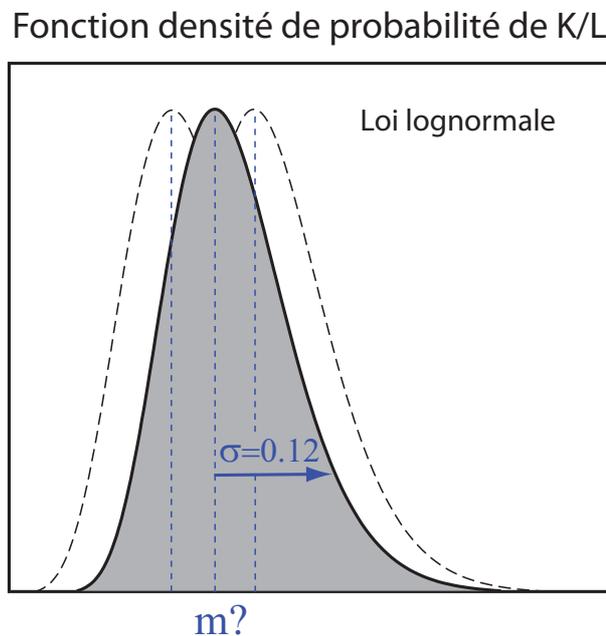


FIGURE 4.10 ► Contraintes obtenues sur le nombre d'onde coin  $K/L$  à partir de la variabilité du mouvement sismique observée dans les bases de données accélérométriques (« approche indirecte »).  $\log(K/L)$  suit une loi normale. Autrement dit,  $K/L$  est en accord avec une loi de type lognormal. La valeur médiane est  $m$  et la variabilité est caractérisée par l'écart type :  $\sigma = \sigma[\log(K/L)]$ . L'approche ne permet pas de déterminer directement  $m$ .

## 4.4 Synthèse : loi de distribution de la rugosité

Nous avons développé deux approches complémentaires afin de déterminer la rugosité d'un séisme futur. La première méthode présentée, « approche directe », est fondée sur l'analyse de distributions de glissement statique de séismes passés. Elle permet de définir la valeur médiane du nombre d'onde coin  $k_c$  en fonction de la magnitude, à partir d'un modèle empirique basé sur l'hypothèse de l'auto-

similarité entre petits et gros séismes. L'analyse des données regroupées selon le degré de maturité des failles reste à approfondir. Nous proposons donc de définir la valeur médiane de  $k_c$  selon (Cf. figure 4.6) :

$$\log(k_c) = 1.84 - 0.5M. \quad (4.13)$$

La variabilité obtenue est :  $\sigma[\log(k_c)] = 0.13$ . La quantité de données utilisées reste néanmoins insuffisante pour analyser précisément le type de la loi de distribution de  $k_c$ . Pour estimer cette loi, nous avons donc proposé de « transposer » le problème en reliant le nombre d'onde coin à un indicateur du mouvement sismique (PGA). La distribution de  $k_c$  est ainsi établie à partir de la loi de distribution de l'indicateur, mieux contrainte étant donné la richesse des bases de données de mouvements forts. Cette approche conduit à définir  $\log(k_c)$  selon une loi normale telle que :

$$\sigma[\log(k_c)] \approx 0.12. \quad (4.14)$$

Autrement dit,  $k_c$  suit une distribution de type lognormal. On remarque que les deux approches, bien que très différentes, conduisent à des valeurs d'écart types quasi identiques.

Connaissant les dimensions de la rupture  $(L, W)$ , l'équation 4.13 fournit la valeur médiane de la rugosité  $K$ . Enfin, si les dimensions du plan de faille sont supposées constantes (cas de l'étude décrite dans le chapitre 3), la variabilité du nombre d'onde coin est entièrement portée par le paramètre  $K$ , soit  $\sigma(K) = \sigma(k_c)$ . La distribution de  $K$  ainsi établie peut être adoptée pour simuler le mouvement sismique généré par un séisme futur, pour un modèle de  $k^{-2}$  simple. L'avantage d'utiliser cette distribution est qu'elle aboutit, en principe, à la distribution du PGA attendue pour une source et un site fixés. Ainsi, il semble possible d'intégrer au sein des études d'aléa probabiliste, très sensibles à la variabilité du mouvement sismique  $\sigma$ , une méthode de simulation par modèle de source en  $k^{-2}$  associé à cette distribution de la rugosité. Le remplacement des modèles empiriques de prédiction du mouvement sismique par cette méthode de simulation permettrait de réaliser des études d'aléa probabiliste en des sites spécifiques.



# Chapitre 5

## Peut-on faire confiance aux modèles d'inversion cinématique pour estimer la « rugosité » des séismes ?

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	114
<b>5.2</b>	<b>Sources d'incertitudes dans les méthodes d'inversion cinématique</b>	114
<b>5.3</b>	<b>Tests synthétiques sur une méthode particulière</b>	116
5.3.1	Méthode d'inversion en fréquence	116
5.3.2	Principe des test	118
5.3.3	Résultats	120
<b>5.4</b>	<b>Conclusion</b>	124

---

## 5.1 Introduction

Les méthodes d'inversion cinématique sont désormais très fréquemment utilisées pour reconstruire l'histoire de la rupture des séismes majeurs. Les modèles inversés sont souvent analysés en détails, en accordant une confiance importante aux informations obtenues sur la cinématique de la rupture. Ces informations sont même utilisées pour établir de nouveaux modèles de source (Heaton [1990]; Somerville et al. [1999]; Mai and Beroza [2002]). Cependant, plusieurs études montrent qu'il existe une forte incertitude sur les images inversées (Beresnev [2003]; Delouis et al. [2002]). Ainsi, les détails interprétés comme des caractéristiques physiques ne sont parfois que des artefacts.

Dans le chapitre 4 du manuscrit, nous avons étudié une base de données de modèles d'inversion cinématique dans le but de définir la rugosité des séismes futurs (paramètre  $K$ ). Cette étude a abouti à un modèle empirique permettant de déterminer la valeur médiane de  $K$ . Etant données les incertitudes existantes, quelle confiance accorder aux résultats obtenus? Peut-on réellement retrouver la rugosité du glissement statique par inversion cinématique? Pour tenter de répondre à cette question, nous avons réalisé un ensemble de tests simples sur des données synthétiques, à partir d'une méthode d'inversion particulière (méthode utilisée par Cotton and Campillo [1995], Hernandez et al. [1999], Semmane et al. [2005b]).

## 5.2 Sources d'incertitudes dans les méthodes d'inversion cinématique

Beresnev [2003] ont réalisé une synthèse des sources d'incertitudes existant dans les modèles d'inversion cinématique. Tout d'abord, la solution d'un problème inverse en géophysique est par essence non unique et instable. Autrement dit, il existe en général plusieurs solutions, parfois très différentes, permettant de bien expliquer les données inversées. Afin de stabiliser le problème, l'espace des solutions est alors souvent réduit en imposant certaines contraintes (positivité du glissement statique, contrainte de lissage limitant les écarts de valeurs de glissement entre deux sous-failles voisines,...). Une autre condition souvent imposée est la compatibilité entre le glissement statique inversé et le glissement réellement observé en surface, si le séisme rompt la surface de la croûte et que la trace de la rupture est bien déterminée. Néanmoins, la solution dépend du choix des contraintes imposées et de la technique d'inversion adoptée. Dans une étude récente, Hartzell et al. [2007] analysent le séisme de Parkfield (2004) à partir de deux méthodes d'inversion (méthode des moindres carrés linéaire et algorithme de recherche global non linéaire) et testent l'influence des contraintes imposées *a priori* sur la solution et du type de données inversées (données de mouvements forts ou données GPS). Ils montrent que les solutions obtenues à partir des deux méthodes sont compatibles à conditions que les contraintes imposées soient identiques. Par ailleurs, la solution obtenue est très dépendante du type de données inversé. La variabilité des modèles de glissement établis pour le séisme

de Parkfield (2004), par différents auteurs, est également illustrée sur la figure 4.5.a.

Puisqu'il est impossible de comparer les résultats de l'inversion d'un séisme passé à la distribution du glissement « réelle », la seule manière de tester la fiabilité d'une méthode d'inversion consiste à travailler sur des données synthétiques, créées à partir d'une cinématique prédéfinie. Notons cependant que dans cette démarche, les données synthétiques sont nécessairement calculées à partir du théorème de représentation sous sa forme discrétisée. Elle ne permet donc pas de tester les erreurs induites par la représentation d'un problème continu en un problème discret. Une des premières études de ce type publiée est celle de [Olson and Anderson \[1988\]](#). Ces auteurs synthétisent des histoires temporelles à partir d'un modèle de source très simple (glissement homogène) et regardent l'influence de la géométrie du réseau de stations sur les résultats de l'inversion. Malgré la simplicité du modèle de source supposé, le glissement statique n'est retrouvé correctement dans aucun des cas. De plus, la solution dépend de la géométrie du réseau. Depuis, d'autres auteurs ont étudié l'influence d'une mauvaise estimation de certains paramètres du modèle (géométrie de la faille, paramètres du milieu de propagation, vitesse de rupture,...) sur la qualité des images inversées. Citons par exemple [Graves and Wald \[2001\]](#), qui ont montré que le remplacement d'un milieu de propagation 3D, utilisé pour générer les données synthétiques, par un milieu 1D pour l'inversion des données, ne permettait qu'une retranscription « grossière » des caractéristiques du glissement. Mentionnons également les travaux de [Delouis et al. \[2002\]](#) sur le séisme d'Izmit (1999), accompagnés d'une analyse de la résolution du glissement en effectuant une série de tests synthétiques. Ces tests révèlent que les modèles de glissement les plus réalistes pour le séisme d'Izmit sont ceux établis en inversant conjointement l'ensemble des données disponibles (mouvements forts, téléseismiques, interférométrie radar et GPS). Afin d'encourager les utilisateurs des méthodes d'inversion à porter un regard plus critique sur leurs résultats, Martin Mai pris l'initiative d'organiser un « test en aveugle » (Blind test on kinematic source inversion, projet SPICE, <http://www.seismo.ethz.ch/staff/martin/BlindTest.html>). Les différents participants peuvent tester leurs techniques d'inversion en essayant de retrouver l'histoire d'un processus de rupture fictif à partir de données synthétiques. Les résultats partiels, présentés lors du congrès AGU en 2007, montrent que même dans des cas simples, les modèles obtenus par différents participants peuvent différer largement.

Partant de cette démarche, nous proposons de réaliser un ensemble de tests synthétiques, adaptés à notre problème particulier qui, nous le rappelons, est la détermination de la rugosité du glissement statique.

## 5.3 Tests synthétiques sur une méthode particulière

### 5.3.1 Méthode d'inversion en fréquence

La technique utilisée a été adoptée pour étudier plusieurs séismes majeurs, notamment ceux de Landers (Cotton and Campillo [1995]; Hernandez et al. [1999]) et de Tottori (Semmane et al. [2005b]). Elle permet d'imager la rupture de la source par inversion de données de champ proche dans le domaine fréquentiel. L'histoire spatio-temporelle de la rupture est décrite en chaque point par trois paramètres : le temps du début de la rupture, la durée et l'amplitude du glissement. La fonction définissant le glissement en un point donné de la faille est supposée *a priori*. Les données sont inversées en utilisant un algorithme de minimisation par le critère des moindres carrés généralisés et une méthode de gradient. Comme nous l'avons expliqué, notre objectif n'est pas ici d'analyser un événement particulier, mais de tester la procédure elle-même en inversant des données synthétiques.

#### ► Problème direct

Dans cette méthode, le plan de faille est discrétisé en  $n$  sous-failles de tailles identiques. Le déplacement du sol à une station  $i$  et à la pulsation  $\omega$  s'exprime selon :

$$V_i(\omega) = \sum_{k=1}^n G_{ki}(\omega) U_k e^{-i\omega t_k} S_k(\tau_k, \omega), \quad (5.1)$$

où  $G_{ki}(\omega)$  représente le déplacement du sol pour un glissement unitaire sur la sous-faille  $k$  et pour la fréquence  $\omega$ ,  $S_k$  est la fonction source, dans le domaine fréquentiel, correspondant à un déplacement unitaire et à une durée caractéristique égale au temps de montée  $\tau_k$ . La fonction source utilisée est une rampe lisse (fonction tangente hyperbolique). Enfin,  $U_k$  est le glissement final et  $t_k$  représente le temps d'arrivée du front de rupture.

Afin de modéliser un processus de rupture continu, chaque sous-faille est représentée comme une somme de points sources décalés dans le temps (Figure 5.1). La réponse d'une sous-faille donnée s'obtient en sommant les réponses de chacun des points sources. Les fonctions de Green entre les différents points sources et les points d'observation sont calculées, en supposant un milieu stratifié plan, par la méthode des nombres d'ondes discrets (Bouchon and Aki [1977]). Le code de calcul utilisé est AXITRA (Coutant [1989]).

#### ► Technique d'inversion

Le problème inverse, non linéaire, est résolu dans le domaine fréquentiel au moyen de l'algorithme développé par Tarantola and Valette [1982]. Le vecteur « paramètres »  $m$ , composé de  $U_k$ ,  $t_k$  et  $\tau_k$ , et le vecteur « données »  $d$ , constitué des parties réelles et imaginaires des spectres de Fourier des déplacements du sol, enregistrés aux différentes stations selon les trois composantes, sont reliés par

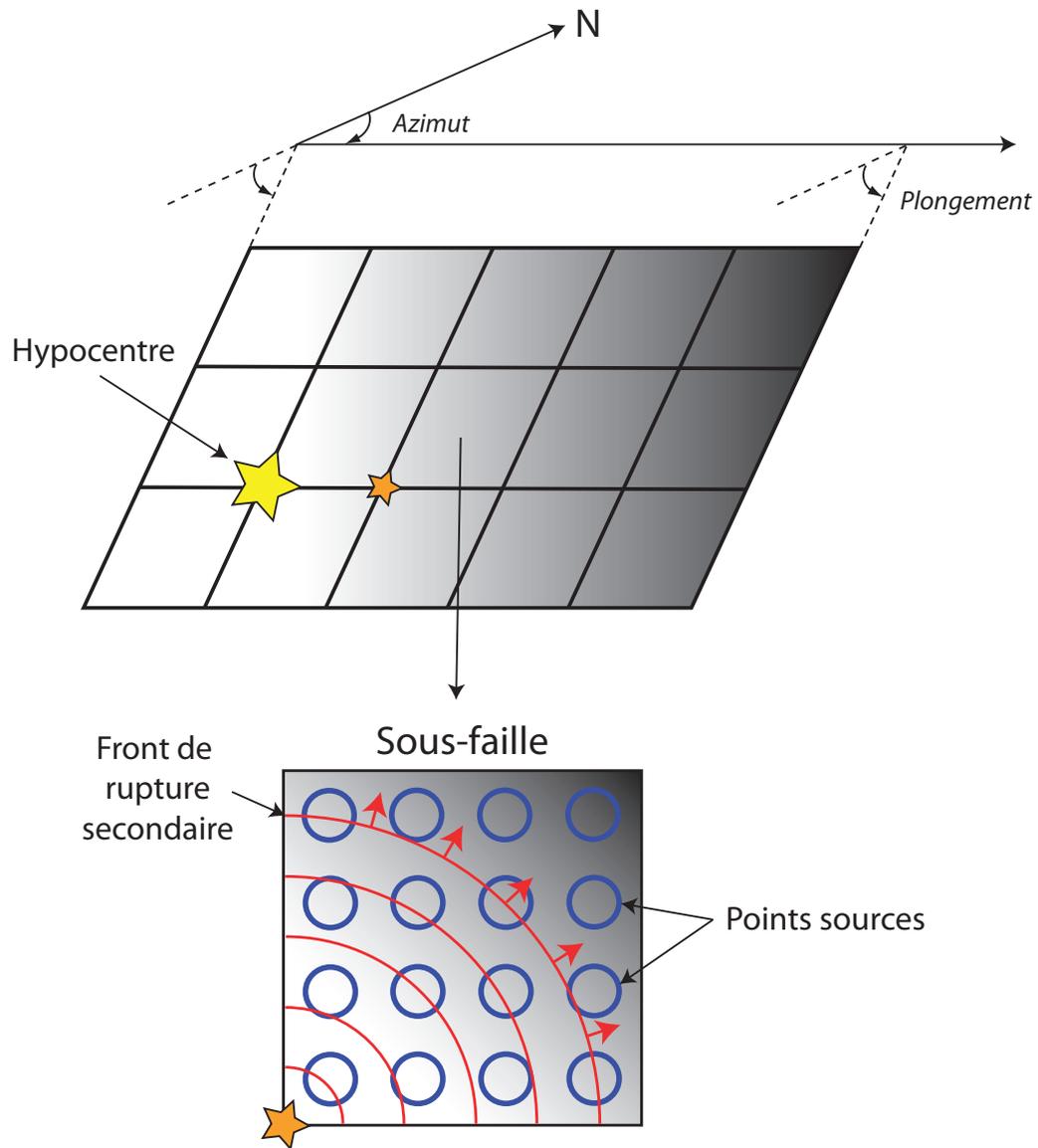


FIGURE 5.1 ► Le plan de faille est discrétisé en un ensemble de sous-failles carrées, ce qui permet de diminuer le nombre de paramètres à inverser. Sur chaque sous-faille seront calculés le temps d'arrivée de la rupture, le glissement final et la durée du glissement. Chacune des sous-faille est elle même considérée comme une somme de points sources, la vitesse de rupture au sein d'une sous-faille étant supposée constante. Les fonctions de Green sont évaluées numériquement entre l'ensemble des points sources et des points d'observation. Pour atteindre la stabilité numérique, il est nécessaire que la distance  $d$  entre deux points sources satisfasse la condition :  $d < \lambda_0$ ,  $\lambda_0$  étant la plus petite longueur d'onde pour le modèle de vitesse considéré.

la fonction  $g : d = g(m)$ . Dans le cas où  $g$  est linéaire, la solution du problème peut être déterminée directement. Dans notre cas, il s'agit d'une fonction non linéaire de  $t_k$  et  $\tau_k$ . La fonction  $g$  est donc linéarisée, afin d'obtenir la solution itérative  $m_{i+1}$ , tout d'abord autour d'un modèle  $m_0$  supposé *a priori*, puis autour du modèle  $m_i$ , à chaque itération suivante. L'algorithme d'inversion s'exprime selon :

$$m_{i+1} = m_i + b(A_i^t C_d^{-1} A_i + C_m^{-1})^{-1} [A_i^t C_d^{-1} (g(m_i) - d_0) + C_m^{-1} (m_i - m_0)]. \quad (5.2)$$

$A_i$  représente la matrice jacobienne de  $g(m_i)$ ,  $b$  est un facteur d'amortissement compris entre 0 et 1 évitant la divergence (nous utiliserons  $b = 0.05$ , comme suggéré par Cotton and Campillo [1995]),  $d_0$  est le vecteur de données observées et  $C_m$  et  $C_d$  sont les matrices de covariance des vecteurs « paramètres » et « données ». Dans notre étude, nous supposons que les valeurs des paramètres sur deux sous-failles adjacentes sont indépendantes. Cela se traduit par le fait que  $C_m$  ne comporte des éléments non nuls que sur sa diagonale, égaux à la variance  $\sigma_m^2$ . Nous caractériserons  $C_m$  et  $C_d$  par les scalaires  $\sigma_m^2$  et  $\sigma_d^2$ .

La fonction coût minimisée au cours des itérations successives est définie selon :

$$S(m_i) = \frac{1}{2} [(g(m_i) - d_0)^t C_d^{-1} (g(m_i) - d_0) + (m_i - m_0)^t C_m^{-1} (m_i - m_0)]. \quad (5.3)$$

On remarque que cette fonction comporte un terme caractérisant l'écart entre les synthétiques et les données observées, et un terme quantifiant l'écart entre la solution et le modèle  $m_0$  supposé *a priori*. La solution fournie est donc un compromis entre un modèle expliquant correctement les données observées, mais suffisamment proche du modèle de départ  $m_0$ . Ce compromis est souvent délicat à déterminer puisqu'il dépend de la confiance, subjective, accordée au modèle estimé *a priori* et à la paramétrisation du problème (fiabilité du modèle de vitesse, des paramètres de la faille,...). Il est contrôlé par le rapport :

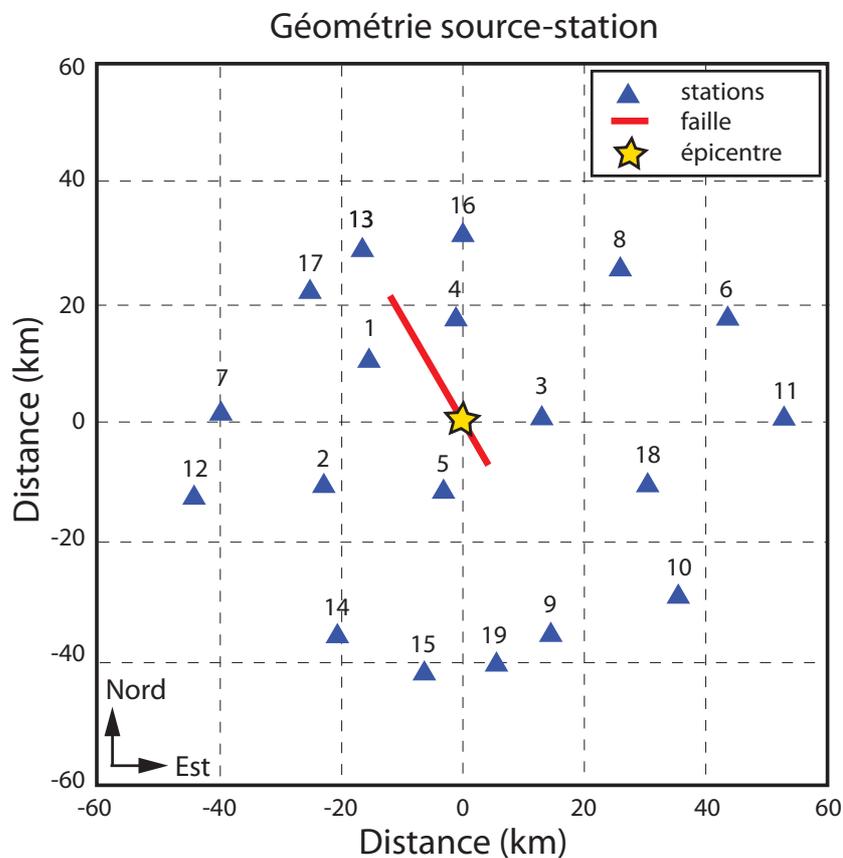
$$\lambda = \frac{\sigma_m^2}{\sigma_d^2}. \quad (5.4)$$

Le rapport  $\lambda$  peut être également interprété comme un paramètre de lissage. Choisir une valeur de  $\lambda$  élevée signifie que l'on autorise le modèle final à diverger fortement du modèle initial  $m_0$ , l'essentiel étant d'obtenir un bon accord entre les synthétiques et les données observées. En revanche, une valeur de  $\lambda$  plus faible génèrera un modèle plus lisse, plus proche du modèle initial. Comme nous souhaitons étudier en particulier la rugosité du glissement statique, on comprend que ce paramètre est essentiel. Sekiguchi et al. [2000] et Mai and Beroza [2002] ont effectivement montré que la longueur de corrélation du glissement statique obtenu était d'autant faible que la valeur de  $\lambda$  est forte. Cependant, ces auteurs n'ont pas quantifié l'erreur induite sur l'estimation de la rugosité par un choix de  $\lambda$  inadapté.

### 5.3.2 Principe des test

Afin de créer les données synthétiques, une source sismique, un réseau de stations et un milieu de propagation sont fixés *a priori* (Figure 5.2 et Table 5.1). La

géométrie de la faille et la répartition des stations sont celles adoptées dans le « blind test » proposé par Martin Mai. Le glissement statique sur le plan de faille, composé de 13 sous-failles de 2.5 km de côté, est décrit dans le domaine des nombres d'ondes par une décroissance en  $k^{-2}$ , au-delà du nombre d'onde coin  $k_c = K/L$  (Cf. chapitre 3, section « Static slip distribution »). Deux distributions de glissements sont envisagées : un modèle « lisse » ( $K = 0.5$ ) et un modèle « rugueux » ( $K = 1$ ). Les dimensions de la rupture, la position du point de nucléation, la vitesse de rupture et la durée du glissement sont supposées connues ( $v=2700$  km/s et  $\tau=0.8$  s). Le principe des tests consiste alors à confronter les images du glissement statique, issues de l'inversion des données synthétiques de mouvements du sol, aux images réelles. Pour réaliser l'inversion, nous partons d'un modèle de glissement  $m_0$  homogène. D'autre part, les données synthétiques sont préalablement filtrées entre 0.1 et 0.8 Hz.



**FIGURE 5.2** ► Géométrie du plan de faille et du réseau de stations (19) utilisée pour réaliser les tests. Le plan de faille est supposé vertical. Son bord supérieur est à 2.5 km de profondeur. La géométrie de la faille et la répartition des stations sont celles utilisées dans le cadre du « blind test » organisé par Martin Mai (projet SPICE, <http://www.seismo.ethz.ch/staff/martin/BlindTest.html>).

L'objectif des tests est d'analyser en particulier les valeurs de la rugosité  $K$ , obtenues pour différentes valeurs du paramètre de lissage  $\lambda$ . Pour déterminer  $K$ , nous adoptons la technique employée dans le chapitre 4 (section 4.2.2). Ainsi, nous calculons tout d'abord, pour chaque modèle, l'amplitude des spectres de

Profondeur (m)	$V_p$ (m/s)	$V_s$ (m/s)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )
0	5500	3180	2600
2000	6050	3500	2700
16000	6600	3810	2800
38000	8030	4620	3100

TABLE 5.1 ► Modèle de vitesse utilisé pour les tests synthétiques.

Fourier du glissement selon l'azimut et le plongement de la faille. Les spectres obtenus sont ensuite comparés à un modèle théorique de  $k^{-2}$ . Les valeurs du nombre d'onde coin  $k_c$ , et par conséquent du paramètre  $K$ , sont enfin estimées par minimisation de l'erreur définie selon l'une des deux expressions  $E_1$  ou  $E_2$  (équation 4.2).

Plusieurs scénarii sont envisagés. Dans un premier temps, nous imaginons un cas « idéal » où tous les paramètres du modèle sont parfaitement connus. Dans un second temps, nous testons des cas plus réalistes, en introduisant volontairement des erreurs dans la paramétrisation du problème (modèle de vitesse, forme de la fonction source, géométrie du plan de faille,...).

### 5.3.3 Résultats

#### ► Cas « idéal »

Ce scénario constitue le test de référence. Tous les paramètres du modèle sont connus, exceptée la distribution du glissement statique. Nous testons ici uniquement l'aptitude de la méthode d'inversion à imager le glissement, partant d'un modèle de glissement homogène. Les résultats, décrits sur la figure 5.3, montrent que pour estimer correctement la rugosité  $K$ , il est nécessaire d'utiliser une valeur de  $\lambda$  élevée, c'est-à-dire de ne pas trop lisser les modèles. La valeur  $\lambda = 20000$  permet une excellente retranscription de l'image du glissement réel pour les deux cas,  $K = 0.5$  et  $K = 1$ . Ce premier résultat permet de valider le code d'inversion, dans le cas particulier étudié.

L'analyse de l'accord entre les synthétiques obtenus et les données, caractérisé par la réduction de variance (Cohee and Beroza [1994]; une valeur de 1 signifie un accord parfait), indique que les modèles établis expliquent très bien les données quelle que soit la valeur de  $\lambda$ . Un exemple est donné par la figure 5.4, comparant les données et les synthétiques en 10 stations, pour  $K = 1$  et  $\lambda = 50$ . Bien que l'accord semble visuellement très bon (réduction de variance égale à 97%), l'inversion fournit une image du glissement trop lisse et aboutit à une sous-estimation de la rugosité  $K$ . L'avantage de réaliser l'inversion dans le domaine fréquentiel est la possibilité de visualiser la réduction de variance en fonction de la fréquence. Cette analyse (figure 5.3) montre que pour les fréquences inférieures à environ 0.5 Hz, l'accord entre les synthétiques et les données dépend très peu de la valeur de  $\lambda$ . En revanche, le lissage exerce une forte influence sur cet accord pour les fréquences supérieures. Autrement dit, pour retrouver précisément la rugosité du glissement, il est impératif de bien expliquer la partie haute fréquence des données ( $\approx > 0.5$  Hz), ce qui est garanti par le choix d'une forte valeur de

$\lambda$ . Ainsi, le choix de la gamme de fréquence inversée est essentiel.

► **Cas « réalistes »**

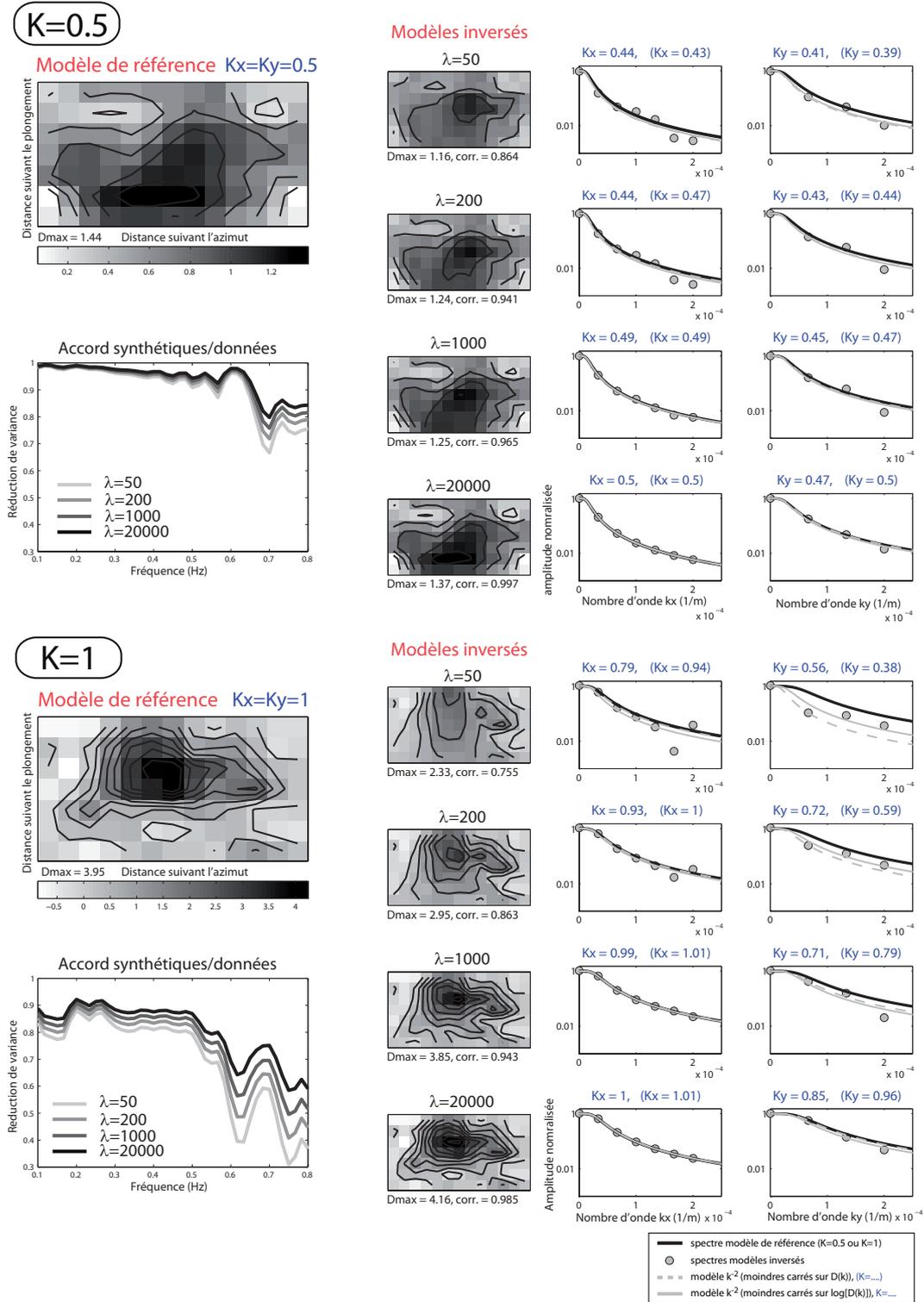
Dans le cas de l'étude d'un séisme « réel », il existe plusieurs sources d'incertitudes dans la paramétrisation du problème. Afin de se rapprocher de ces conditions, nous perturbons volontairement certains paramètres du modèle qui, dans le cas précédent, étaient supposés connus *a priori*. On comprend qu'un faible degré de lissage, nécessaire dans le cas précédent, risque ici d'aboutir à une « surinterprétation » des données et par conséquent, à des images inversées bruitées.

**Perturbation de la fonction source (Figure 5.5).** Pour réaliser ce test, les données synthétiques, créées en utilisant une fonction source de type « rampe lissée », sont inversées en adoptant une fonction rampe classique. De même que pour le cas précédent, l'accord aux données est très bon. Il est en revanche plus faible pour les fréquences supérieures à 0.6 Hz, gamme dans laquelle les spectres des deux fonctions sources diffèrent. Cependant, les conclusions restent similaires au cas « idéal » : la valeur de  $\lambda$  la plus élevée conduit à la meilleure estimation de  $K$ .

**Perturbation de la géométrie plan de faille (Figure 5.6).** Dans ce test, les données sont créées en introduisant une erreur de  $5^\circ$  dans les valeurs du pendage et de l'azimut du plan de faille. On observe que, dans le cas d'un fort lissage ( $\lambda = 50$ ), les images du glissement sont très similaires à celles établies dans le cas « idéal ». Ceci n'est plus vérifié si le lissage est faible ( $\lambda = 20000$ ). En effet, la « surinterprétation » de la partie haute fréquence des données génère alors des artefacts. Cet effet est bien illustré pour une rugosité  $K = 0.5$  où l'image du glissement obtenue, perturbée par de petites aspérités artificielles, est nettement plus rugueuse que le modèle lisse de référence. L'utilisation de l'erreur définie selon  $E_2$ , qui permet d'attribuer plus de poids au glissement basse fréquence dans le calcul de la rugosité, est alors préférable.

**Perturbation du modèle de vitesse (Figure 5.7).** Ici, les données synthétiques sont calculées en perturbant les valeurs de la vitesse des ondes de volume de plus ou moins 5%. Les tendances observées sont semblables au cas précédent.

**Effets de la discrétisation du plan de faille (Figure 5.8).** Le but de ce test est de montrer les effets du découpage du plan de faille en sous-failles (Figure 5.1). Comme dans les cas précédents, les données sont inversées sur un plan de faille composé de  $13 \times 7$  sous-failles de 2.5 km de côté et comportant  $3 \times 3$  points sources. Cependant, les données sont synthétisées en sommant non pas les radiations des sous-failles, mais simplement des  $39 \times 21$  points sources, en supposant toujours une vitesse de rupture constante. Les images inversées sont interpolées bilinéairement afin d'obtenir également  $39 \times 21$  points. On remarque que, de même que pour les deux cas précédents, il n'est pas possible d'expliquer correctement l'énergie haute fréquence de la source synthétique. Une valeur de



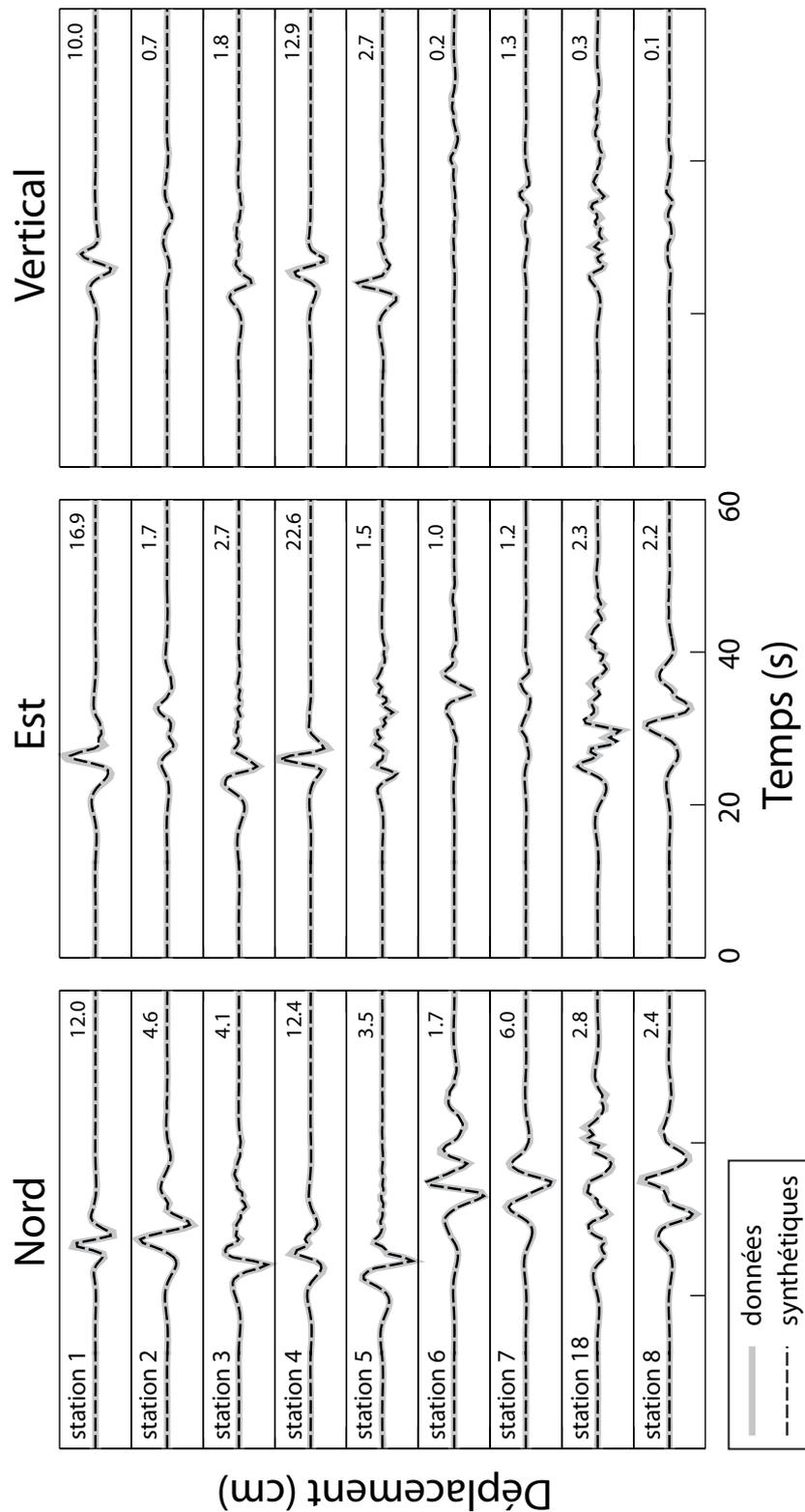


FIGURE 5.4 ► Comparaison entre les synthétiques et les données, pour  $K = 1$  et  $\lambda = 50$ , dans le cas « idéal ». Les valeurs maximales des données sont indiquées. L'accord avec les données est excellent (réduction de variance égale à 97%). Cependant, l'image du glissement inversée et l'image réelle sont très différentes et la valeur de  $K$  obtenue est nettement sous-estimée.

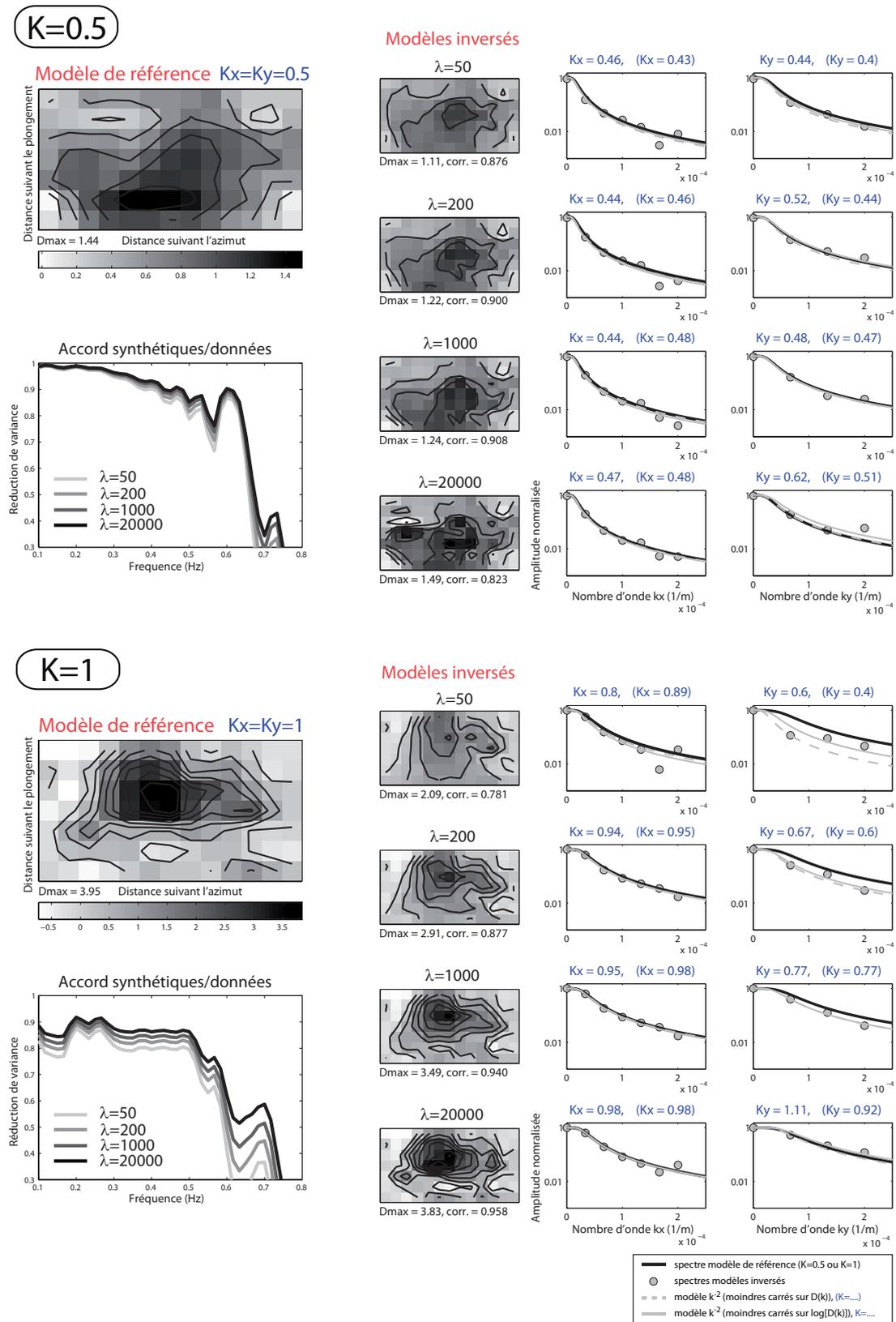
$\lambda$  élevée aboutit également à une surestimation de la rugosité, très nette pour  $K = 0.5$ .

**Contribution de l'ensemble des incertitudes (Figure 5.9).** Ce cas est sans doute le plus représentatif de la réalité. Nous incorporons toutes les incertitudes étudiées séparément dans les tests précédents. Tout d'abord, les résultats obtenus pour  $K = 1$  montrent de nouveau qu'il ne faut pas trop lisser les modèles sous peine de sous-estimer la valeur de  $K$ , si le glissement de référence est très rugueux. D'autre part, pour  $K = 0.5$ , même la valeur de  $\lambda$  la plus faible conduit à surestimer la rugosité. Ainsi, il ne semble pas exister de compromis permettant d'estimer correctement le paramètre  $K$ , à la fois pour un modèle lisse et pour un modèle rugueux.

## 5.4 Conclusion

Les tests réalisés montrent que la qualité des images inversées est fortement dépendante des incertitudes sur la paramétrisation du problème. Dans le cas « idéal », la distribution du glissement peut être retrouvée précisément. Cela n'est plus vrai si des erreurs sont effectuées sur certains paramètres du modèle. Le choix du degré de lissage, contrôlé par le paramètre  $\lambda$ , est fondamental. Il faut trouver un compromis, qui dépend de ce que l'on souhaite étudier dans les images inversées du glissement. Si le lissage est trop fort, les caractéristiques principales du séismes (position de l'aspérité principale) peuvent en principe être déterminées mais l'estimation de la rugosité du glissement sera biaisée. Cependant, si le processus d'inversion n'est pas stabilisé par un lissage suffisamment fort, le risque est d'interpréter à tort certains détails des données et d'obtenir par conséquent une image du glissement totalement bruitée. C'est pourquoi ces contraintes de lissage sont adoptées dans la plupart des techniques d'inversion pour étudier les séismes passés. On peut donc supposer que la rugosité des modèles de glissement des bases de données d'inversion cinématique est sous-estimée.

Notons que ces résultats, obtenus pour un cas particulier, restent à confirmer. Notamment, les tests ont été effectués en supposant que la vitesse de rupture et le temps de montée du glissement étaient connus *a priori*. Les conclusions pourraient donc être plus pessimistes. D'autre part, comme mentionné par Beresnev [2003], les données synthétiques testées ne sont pas représentatives de toute la complexité des mouvements du sol enregistrés lors d'un séisme. La définition du glissement selon un modèle de  $k^{-2}$ , la modélisation de la faille selon un plan, sont déjà des hypothèses fortes sur la représentation d'une source sismique.



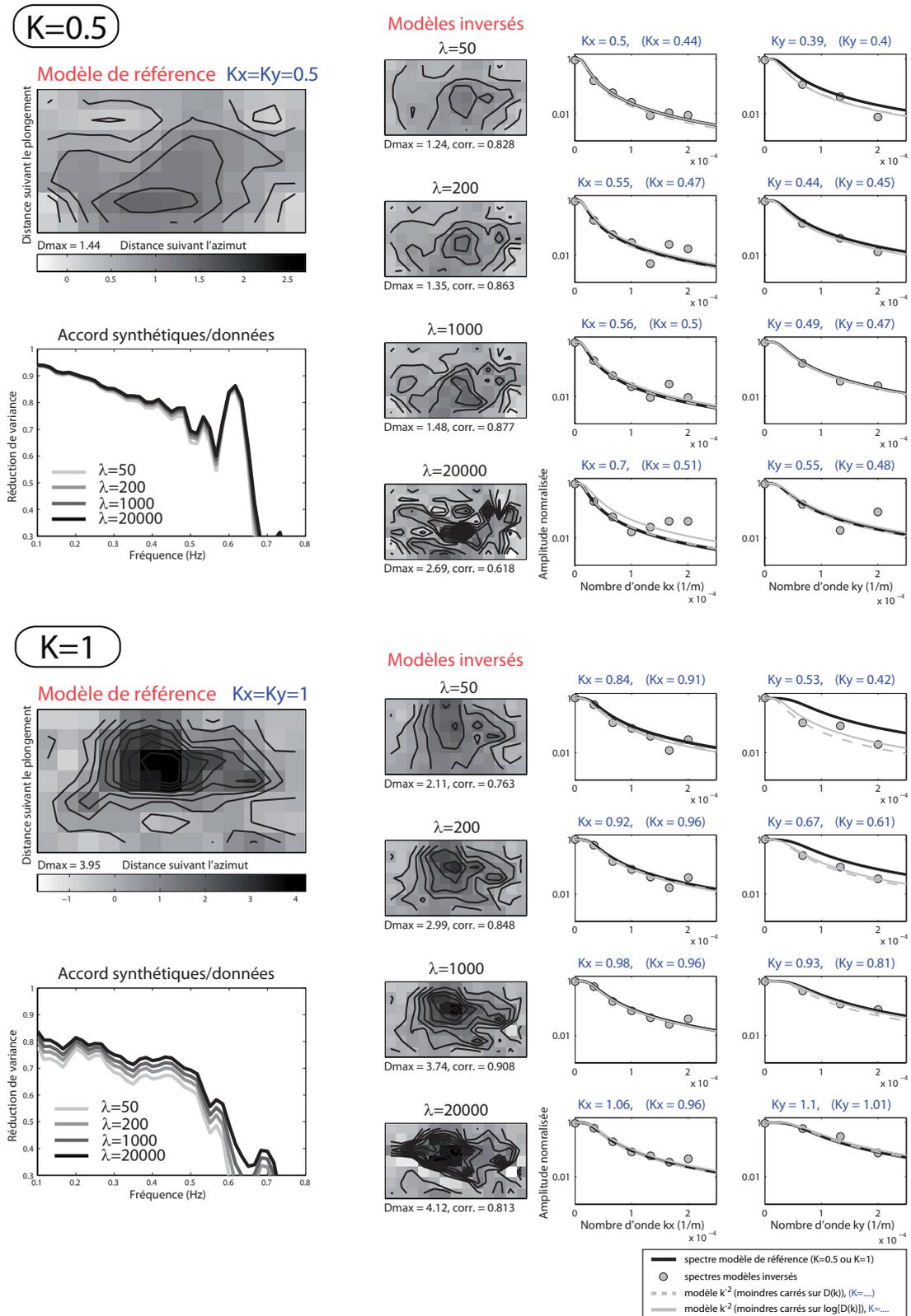
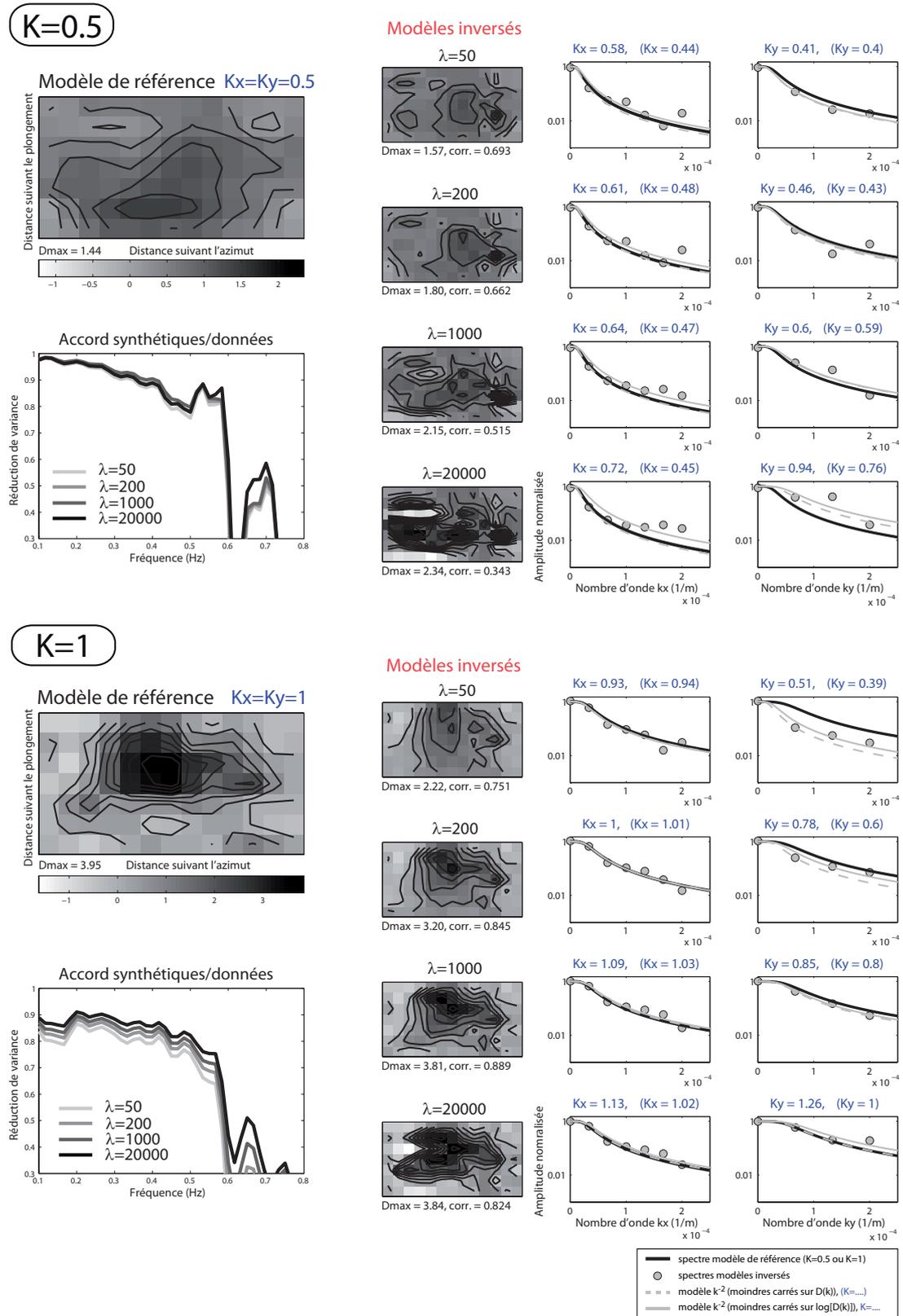


FIGURE 5.6 ► Résultats obtenus en perturbant le pendage et l'azimut du plan de faille (+/-5°).



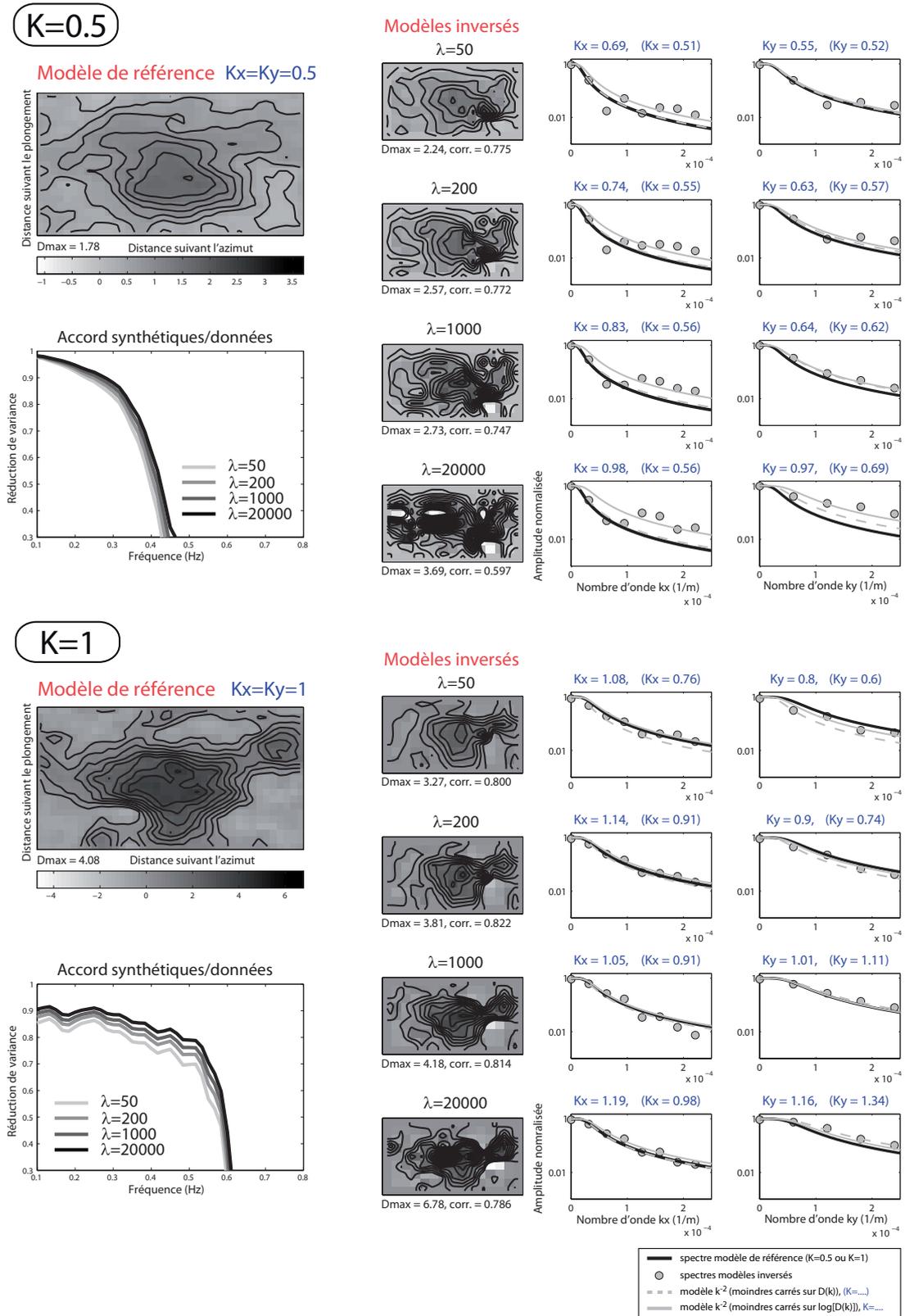


FIGURE 5.8 ► Effets de la discrétisation du plan de faille.

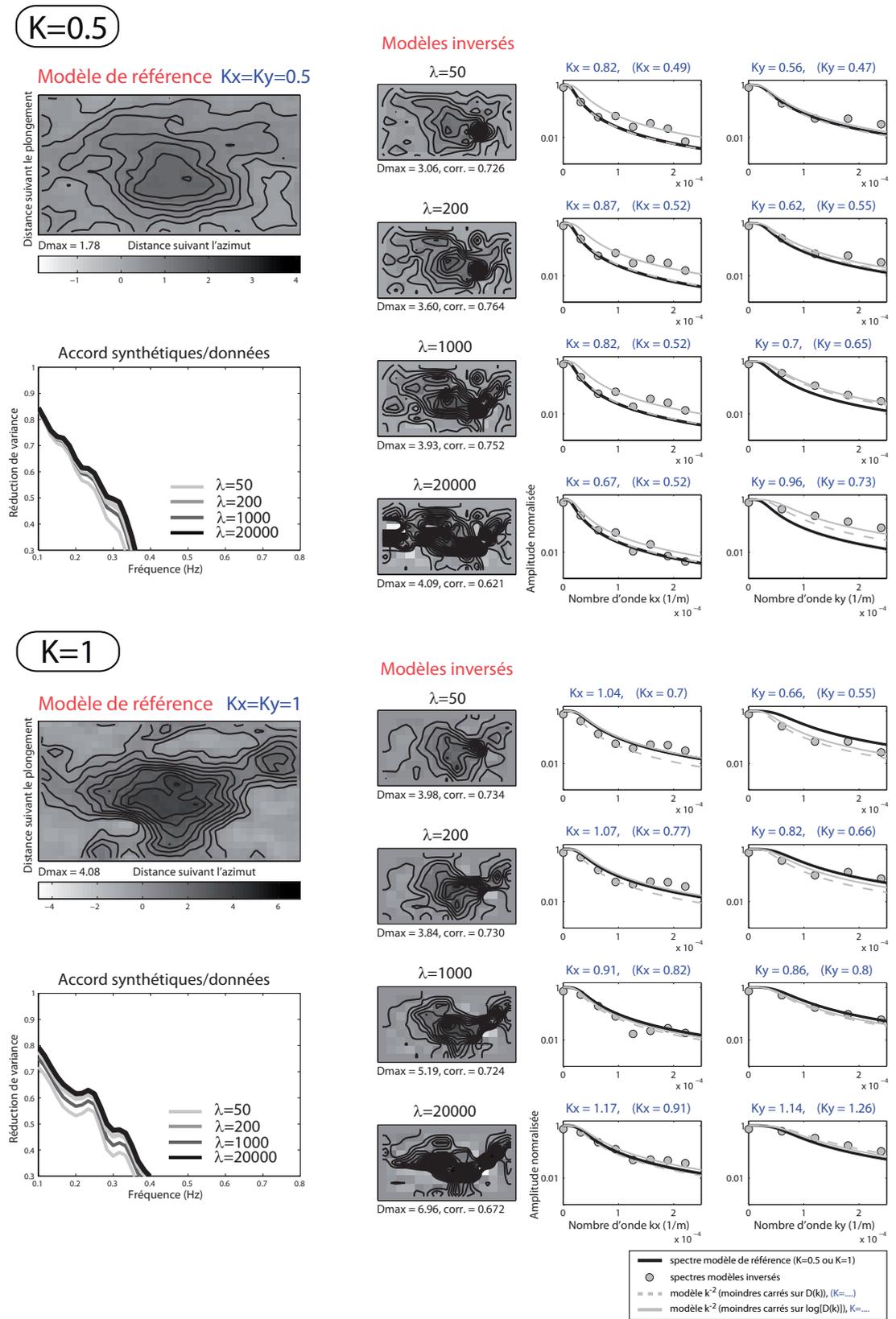


FIGURE 5.9 ► Résultats obtenus en incorporant l'ensemble des incertitudes.



# Conclusion générale et perspectives

## Objectifs et résultats principaux

L'objectif de cette thèse était de développer une méthode de simulation « en aveugle » des mouvements du sol générés par un séisme futur dans un milieu complexe, sur une large gamme de fréquences (0.1-20 Hz), et à partir d'un processus de rupture réaliste. Nous avons choisi d'adopter la technique de sommation de fonctions de Green empiriques (FGE), simple d'utilisation et qui permet une prise en compte automatique des effets de propagation et de site, sous l'hypothèse de la linéarité de la réponse du sol. Ce travail de thèse a abouti à la mise en place de deux méthodes de simulation. La première approche utilise le code de calcul développé par [Pavic et al. \[2000\]](#), fondé sur un modèle de source très simple. Dans la seconde approche, nous avons opté pour une description plus complexe de la cinématique de la rupture (modèle de type  $k^{-2}$ ). Un algorithme de sommation spécifique a été implémenté afin de coupler pertinemment modèle de  $k^{-2}$  et FGE. D'autre part, dans le but de simuler la partie basse fréquence du mouvement sismique, une méthode « hybride » a été adoptée. Ainsi les FGE, trop bruitées en-dessous de 1 Hz, sont remplacées dans cette gamme de fréquences par des simulations numériques, réalisées avec une méthode des éléments spectraux 3D.

Ces deux méthodes ont été appliquées pour simuler dans le bassin grenoblois les effets d'un séisme de magnitude 5.5 se produisant à environ 15 km à l'est ou au sud de l'agglomération. Les prédictions du mouvement sismique ont été comparées aux spectres réglementaires EC8. Les spectres EC8 sont conservatifs pour les sites au rocher. En revanche, ils sont dépassés en certains points du bassin sédimentaire, aux alentours de 0.3 Hz (fréquence de résonance fondamentale du bassin) et parfois à plus haute fréquence. Les résultats indiquent une forte variabilité spatiale de la réponse du sol dans la vallée. Ainsi, dans un contexte aussi particulier que le bassin de Grenoble, il est nécessaire d'entreprendre des études de microzonage.

## Les apports pour la prédiction « en aveugle »

Prédire les mouvements du sol « en aveugle » ne signifie pas fournir une solution unique mais un ensemble de simulations, représentatives de la variabilité naturelle du mouvement sismique. Un des problèmes fondamentaux abordés dans cette thèse est ainsi le choix des distributions des paramètres de la source, souvent mal

contraintes, et qu'il faut pourtant déterminer *a priori*. De ce choix dépendent le niveau médian et la variabilité du mouvement sismique. Nous avons testé deux approches.

La première solution consiste à déterminer directement les lois de distributions des paramètres de la source à partir du retour d'expérience sur les modèles d'inversion cinématique. Nous avons également proposé une approche originale pour estimer plus précisément la distribution de la chute de contrainte statique, contrôlée par le rapport des chutes de contraintes du séisme simulé et de la FGE ( $c$ ) ou par la rugosité du glissement statique ( $K$ ), selon la technique de simulation adoptée. La chute de contrainte est en effet un paramètre essentiel puisqu'elle détermine l'énergie haute fréquence radiée par la source. La méthode employée permet d'obtenir une variabilité du mouvement sismique à haute fréquence en accord avec les résultats issus de l'analyse des bases de données accélérométriques. Par ailleurs, cette approche « directe » soulève la problématique de la validation des prévisions du mouvement sismique. Dans le but de vérifier que les prévisions sont réalistes, il nous a semblé pertinent de les comparer non pas à un événement unique, mais à un ensemble de simulations représentatives du mouvement médian et de la variabilité attendus pour un site au rocher. Pour définir le mouvement au rocher, nous avons utilisé un modèle empirique et une méthode stochastique connectée empiriquement à une base de données accélérométriques. Les comparaisons révèlent dans certains cas une surestimation de la variabilité du mouvement sismique à basse fréquence, et dans d'autres cas une sous estimation du mouvement médian à haute fréquence. Ces résultats montrent que les distributions des paramètres de la source (chute de contrainte, position de la nucléation de la rupture, vitesse de rupture,...) ne sont pas encore suffisamment bien contraintes. Cette idée est clairement confirmée par nos tests sur des données synthétiques, pour le cas particulier de la rugosité du glissement statique. Ils indiquent que les méthodes d'inversion cinématiques ne sont pas bien adaptées pour caractériser ce paramètre.

Afin de garantir que les niveaux simulés « en aveugle » sont réalistes, nous avons développé une approche alternative innovante. Le principe est de sélectionner les paramètres de la source de manière à ce que les mouvements du sol simulés en une station de référence au rocher soient compatibles avec un modèle empirique. Les paramètres de la rupture ainsi calibrés sont ensuite utilisés pour calculer le mouvement sismique en un site spécifique. Les niveaux médians et la variabilité obtenus sont donc en accord avec les modèles de prédictions purement empiriques des mouvements du sol. Cette approche requiert la définition du mouvement sismique de référence en une station au rocher, et par conséquent la connaissance précise des conditions de site. Dans notre étude, nous avons choisi de corriger le mouvement sismique à partir de la valeur de  $V_{S_{30}}$  et de profils de sol génériques. Notons que dans le contexte du bassin grenoblois, il faudra envisager d'autres études pour confirmer les valeurs de  $V_{S_{30}}$  et vérifier si les profils de sols standards supposés sont adaptés au rocher alpin.

## Perspectives

### Etudes d'aléas dans différentes régions

Nos résultats concernant le bassin grenoblois ont montré qu'il faut envisager des études de microzonage. L'idée est de coupler les résultats des simulations du mouvement fort par fonctions de Green hybrides, obtenus en certains points du bassin uniquement, à une cartographie complète des milieux superficiels (Tsuno et al. [2008b]). Ce couplage permettra de définir des zones d'aléa homogènes associées à un spectre de réponse.

Une autre application, que nous avons démarrée au cours de cette thèse, concerne l'évaluation de l'aléa sismique pour la ville de Beyrouth (thèse de Marleine Brax). Le passé de cette ville est ponctué de séismes destructeurs (en 551, 1202 et 1759), mais en l'absence d'événement marquant dans l'histoire récente, le tissu urbain s'est densifié en dépit de toute considération du risque. La situation est d'autant plus alarmante que la période de retour des grands séismes sur la faille de Yammouneh, à proximité de la ville, est atteinte. L'objectif de notre étude est alors de simuler un séisme de magnitude 6.5 sur cette faille, à environ 20 km de l'agglomération, à partir de notre code de simulation fondé sur un modèle de source en  $k^{-2}$ . Nous utiliserons comme FGE des petits séismes ( $M \approx 3$ ) enregistrés par une station du réseau national (GRAL) située au rocher. Les différents enregistrements de bonne qualité disponibles permettront de tester l'influence du choix de la FGE, ce que nous n'avons pu faire dans l'application à l'agglomération grenobloise par manque de données. Nous pourrions également sommer des petits séismes localisés en des zones diverses afin d'améliorer l'échantillonnage du plan de faille. Le mouvement sismique sera ensuite calculé au sédiment, en 8 stations installées temporairement en 2006, en convoluant la réponse au rocher avec les fonctions de transfert des sites.

### Analyse de la source

Il ressort de notre étude que pour améliorer les prédictions des mouvements du sol générés par un événement futur, il faut à tout prix parvenir à mieux contraindre les paramètres de la source. Le paramètre le plus sensible est la chute de contrainte statique.

Une première solution est d'analyser les séismes passés à partir d'une description purement cinématique de la source. Nous avons montré les limites de cette approche. Pour arriver à une meilleure définition de la distribution de la chute de contrainte, il faut continuer à enrichir les bases de données de nouveaux modèles d'inversion cinématique, mais surtout travailler sur la paramétrisation du problème inverse. Comme nous l'avons expliqué, la rugosité du glissement statique ne peut pas être retranscrite de manière correcte si le milieu de propagation est mal connu et si les modèles sont trop lissés. Pour garantir une bonne prise en compte des effets de propagation et de site, une solution séduisante est d'utiliser les répliques enregistrées comme fonctions de Green empiriques. Cela est possible dans la mesure où les répliques sont bien localisées et suffisamment nombreuses pour échantillonner correctement le plan de faille. Concernant la mé-

thode d'inversion en fréquence que nous avons testée, une autre solution simple pour améliorer la qualité des images du glissement consisterait à réaliser une inversion par bandes de fréquences. L'idée est de commencer par inverser les basses fréquences, sans lissage, et d'augmenter les contraintes de lissage pour les bandes de fréquences supérieures. On limite ainsi le phénomène de « surinterprétation » des données à haute fréquence, due à une mauvaise connaissance des propriétés mécaniques du milieu.

Une autre manière d'appréhender la variabilité naturelle de la chute de contrainte d'un événement futur est de revenir à une modélisation plus physique du processus de rupture. Récemment, [Zöller et al. \[2005\]](#) ont utilisé un modèle de rupture dynamique associé à une distribution fractale de barrières sur le plan de faille et ont étudié la répartition des tailles des événements sismiques produits. Cette variabilité pourrait également être analysée à partir de modélisation en laboratoire, en reproduisant par exemple un grand nombre de fois, dans des conditions similaires, une expérience de frottement sur patin. Enfin [Manighetti et al. \[2007\]](#), en analysant des traces de ruptures de séismes en surface, ont proposé différentes lois d'échelle pour définir la chute de contrainte des séismes en fonction du degré de maturité des failles. Ainsi, l'âge des failles et les déplacements qu'elles ont accumulés semblent être une donnée essentielle pour contraindre d'avantage les séismes futurs.

## Variabilité du mouvement sismique

Comme nous l'avons mentionné, l'estimation de la variabilité du mouvement sismique est une composante essentielle des études d'aléa probabilistes. Les bases de données accélérométriques fournissent des informations essentielles pour comprendre l'origine de la variabilité obtenue. Cependant, il est indispensable de développer de nouvelles procédures d'analyse pour découpler les incertitudes épistémiques des incertitudes dues aux seuls effets de source. D'autre part, les bases de données ne contiennent pas encore suffisamment d'enregistrements de séismes à proximité des failles pour permettre une analyse réaliste de la variabilité en champ proche. La variabilité est en revanche mieux contrainte en champ lointain. Nous proposons donc de calibrer les lois distributions des paramètres d'un modèle de source cinématique en  $k^{-2}$ , à partir de la variabilité observée en champ lointain, puis d'utiliser ces distributions pour étudier la variabilité obtenue en champ proche. Ce principe a été récemment suivie par [Rippberger et al. \[2008\]](#), à partir de modèles de rupture dynamique.

# Bibliographie

- N.A Abrahamson. Components of uncertainty for numerical simulations of ground motion (abstract). *Seism. Res. Lett.*, 304 :304, 1997.
- N.A Abrahamson and W.J Silva. Summary of the Abrahamson and Silva NGA ground-motion relations. *Earthquake Spectra*, 24 :67–97, 2008.
- N.A Abrahamson and W.J Silva. Empirical response spectral attenuation relations for shallow crustal earthquakes. *Seism. Res. Lett.*, 68 :94–127, 1997.
- K. Aki. Scaling law of seismic spectrum. *J. Geophys. Res.*, 72 :1217–1231, 1967.
- K. Aki and P.G. Richards. *Quantitative Seismology*. 2002. (2nd edition).
- N. Ambraseys, K.A. Simpson, and J.J Boomer. Prediction of horizontal response spectra in Europe. *Earth. Eng. Struct. Dynamics*, 25 :371–400, 1996.
- N.N. Ambraseys, J. Douglas, and S.K. Sarma. Equations for estimation of strong ground motions from shallow crustal earthquakes using data from Europe and the Middle East : Horizontal peak ground acceleration and spectral acceleration. *Bull. Earth. Eng.*, 3 :1–53, 2005.
- J.G. Anderson and J.N. Brune. Probabilistic seismic hazard analysis without the ergodic assumption. *Seism. Res. Lett.*, 70 :85–96, 1999.
- M. Antolik and D.S. Dreger. Rupture process of the 26 January 2001 Mw 7.6 Bhuj, India, earthquake from teleseismic broadband data. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 93 :1235–1248, 2003.
- K. Asano, T. Iwata, and K. Irikura. Estimation of source rupture process and strong ground motion simulation of the 2002 Denali, Alaska, earthquake. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 95 :1701–1715, 2005.
- G.M. Atkinson. Single-station sigma. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 96 :446–455, 2006.
- G.M. Atkinson. Attenuation of strong ground motion in Canada from random vibrations approach. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 74 :2629–2653, 1984.
- M.B. Baturay and J.P. Stewart. Uncertainty and bias in ground-motion estimates. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 93 :2025–2042, 2003.
- C. Beauval. *Analyse des incertitudes dans une estimation probabiliste de l'aléa sismique, exemple de la France*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2003.

- A. Ben-Menahem. Radiation of seismic surface-waves from finite moving sources. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 51 :401–435, 1961.
- I.A. Beresnev. Uncertainties in finite-fault slip inversions : To what extent to believe ? (A critical review). *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 93 :2445–2458, 2003.
- C. Berge, J.C. Gariel, and P. Bernard. A very broad-band stochastic source model used for near source strong motion prediction. *Geophys. Res. Lett.*, 25 : 1063–1066, 1998.
- P. Bernard and A. Herrero. Slip heterogeneity, body-wave spectra, and directivity of earthquake ruptures. *Annali Di Geofisica*, XXXVII :1679–1690, 1994.
- P. Bernard, A. Herrero, and Berge C. Modeling directivity of heterogeneous earthquake ruptures. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 86 :1149–1160, 1996.
- J. Boatwright. The persistence of directivity in small earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 97 :1850–1861, 2007.
- J. Boatwright and G.L. Choy. Acceleration source spectra anticipating for large earthquakes in northern north america. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 82 :660–682, 1992.
- J. Bommer and N. Abrahamson. Why do modern probabilistic seismic-hazard analyses often lead to increased hazard estimates ? *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 96 :1967–1977, 2006.
- J. Bommer and J. Douglas. Style-of-faulting in ground-motion prediction equations. *Bull. Earth. Eng.*, 1 :171–203, 2003.
- J. Bommer, F. Sabetta, F. Scherbaum, H. Bungum, F. Cotton, and N. Abrahamson. On the use of logic trees for ground-motion prediction equations in seismic hazard analysis. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 92 :377–389, 2005.
- J.J. Bommer, N.A. Abrahamson, F.O. Strasser, A. Pecker, P.Y. Bard, H. Bungum, F. Cotton, D. Fah, F. Sabetta, F. Scherbaum, and J. Studer. The challenge of determining upper limits on earthquake ground motions. *Seism. Res. Lett.*, 75 :82–95, 2004.
- D.M. Boore. Stochastic simulation of high-frequency ground motions based on seismological models of the radiated spectra. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 73 : 1865–1894, 1983.
- D.M. Boore and G.M. Atkinson. Ground-motion prediction equations for the average horizontal component of PGA, PGV, and 5%-damped PSA at spectral periods between 0.01 s and 10.0 s. *Earthquake Spectra*, 24 :99–138, 2008.
- D.M. Boore, W.B. Joyner, and T.E. Fumal. Equations for estimating horizontal response spectra and peak acceleration from western North American earthquakes : a summary of recent work. *Seismol. Res. Lett.*, 68 :128–153, 1997.

- M. Bouchon and K. Aki. Discrete wave-number representation of seismic-source wave fields. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 67 :259–277, 1977.
- M. Bour and M. Cara. Test of a simple empirical Green’s function method on moderate-sized earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 87 :668–683, 1997.
- P.L. Bragato. Limits for the improvement of ground-motion relations in Europe and the Middle East by accounting for site effects. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 98 :2061–2065, 2008.
- P.L. Bragato and D. Slejko. Empirical ground-motion attenuation relations for the eastern Alps in the magnitude range 2.5–6.3. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 95 : 252–276, 2005.
- J.N. Brune. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 75 :4997–5009, 1970.
- M. Causse, F. Cotton, C. Cornou, and Bard P.-Y. Calibrating median and uncertainties estimates for a practical use of EGF technique. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 98 :344–353, 2008.
- I.M. Chakravarti, R.G. Laha, and J. Roy. *Handbook of Methods of Applied Statistics*, volume 1, pages 392–394. 1967.
- E. Chaljub. Spectral element modeling of 3D wave propagation in the alpine valley of Grenoble, France. In P.Y. Bard, E. Chaljub, C. Cornou, F. Cotton, and P. Guéguen, editors, *Third International Symposium on the Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, volume 2. LCPC, 2008. In press.
- E. Chaljub, C. Cornou, P. Guéguen, M. Causse, and D. Komatitsch. Spectral element modeling of 3D site effects in the alpine valley of Grenoble, France. In *Fall Meet. Suppl., Abstract S41C-07*, volume 85(47). Eos Trans. AGU, 2004.
- E. Chaljub, C. Cornou, P. Guéguen, M. Causse, and D. Komatitsch. Spectral-element modeling of 3D wave propagation in the alpine valley of Grenoble, France. In *Geophysical Research Abstracts*, volume 7, 05225. EGU 2nd general assembly, Wien, Austria, 2005.
- E. Chaljub, C. Cornou, J. Verbeke, J. Converset, C. Voisin, L. Stehly, J.R. Grasso, P. Gueguen, S. Roussel, P. Roux, S. Hatton, and M. Campillo. Measurement and variability study of site effects in the 3D glacial valley of Grenoble, French Alps. In LCPC Editions, editor, *Proceeding of the Third International Symposium on the Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, number 154, Grenoble, France, 2006.
- E. Chaljub, D. Komatitsch, Vilotte J.P., Y. Capdeville, B. Valette, and G. Festa. Spectral element analysis in seismology. In R. Wu and V. Maupin, editors, *Advances in Wave Propagation in Heterogeneous Media*, volume 48 of *Advances in Geophysics*, pages 365–419. Elsevier - Academic Press, 2007.

- E. Chaljub, C. Cornou, and P.Y. Bard. Numerical benchmark of 3D ground motion simulation in the valley of Grenoble, France. In P.Y. Bard, E. Chaljub, C. Cornou, F. Cotton, and P. Guéguen, editors, *Third International Symposium on the Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, volume 2. LCPC, 2008. In press.
- Y.H. Chen and C.C. Peter Tsai. A new method for estimation of the attenuation relationship with variance components. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 92 :1984–1991, 2002.
- B.P. Cohee and G.C. Beroza. A comparison of two methods for earthquake source inversion using strong motion seismograms. *Annali di Geofisica*, 37 : 1515–1538, 1994.
- V. Convertito, A. Emolo, and A. Zollo. Seismic-hazard assessment for a characteristic earthquake scenario : an integrated probabilistic-deterministic method. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 96 :377–391, 2006.
- C.A. Cornell. Engineering seismic risk analysis. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 58 : 1583–1606, 1968.
- C. Cornou. *Traitement d’antenne et imagerie sismique dans l’agglomération grenobloise (Alpes françaises) : implications pour les effets de site*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble I, 2002.
- C. Cornou, Bard P.Y., and M. Dietrich. Contribution of dense array analysis to basin-edge-induced waves identification and quantification. application to grenoble basin, french alps (ii). *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 93 :2624–2648, 2003.
- C. Cornou, S. Tsuno, and E. Chaljub. Real and synthetic ambient noise recordings in the Grenoble basin : reliability of the 3D numerical model. In *The 14th World Conference on Earthquake Engineering*, 2008. Beijing, China.
- F. Cotton and M. Campillo. Inversion of strong ground motion in the frequency domain : application to the 1992 Landers, California, earthquake. *J. Geophys. Res.*, 100 :3961–3975, 1995.
- F. Cotton, F. Scherbaum, J. Bommer, H. Bungum, and F. Sabetta. Criteria for selecting and adapting ground-motion models for specific target region. Application to Central Europe and rock sites. *J. Seism.*, 1 :1–20, 2006.
- F. Cotton, G. Pousse, F. Bonilla, and F. Scherbaum. On the discrepancy of recent European ground-motion observations and predictions from empirical models : analysis of KiK-net accelerometric data and point-sources stochastic simulations. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 2008. In press.
- O. Coutant. Programme de simulation numérique axitra. 1989. LGIT, Grenoble.

- B. Delouis, D. Giardini, P. Lundgren, and J. Salichon. Joint inversion of InSAR, GPS, teleseismic, and strong-motion data for the spatial and temporal distribution of earthquake slip : application to the 1999 Izmit mainshock. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 92 :278–299, 2002.
- M. Dietrich, C. Cornou, G. Ménard, F. Lemeille, F. Guyoton, and R. Guiguet. Seismic profiling and borehole measurements in the Isère valley near Grenoble, France : 1-data acquisition and processing. In P.Y. Bard, E. Chaljub, C. Cornou, F. Cotton, and P. Guéguen, editors, *Third International Symposium on the Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, volume 1. LCPC, 2006. In press.
- J. Douglas. Earthquake ground motion prediction using strong motion records : a review of equations for the estimation of peak ground acceleration and response spectral ordinates. *Earth-Sci. Rev.*, 61 :43–104, 2003.
- D. S. Dreger, L. Gee, P. Lombard, M.H. Murray, and B. Romanowicz. Rapid finite-source analysis and near-fault strong ground motions : application to the 2003 Mw 6.5 San Simeon and 2004 Mw 6.0 parkfield earthquakes. *Seis. Res. Lett.*, 75 :40–48, 2005.
- S. Drouet, F. Scherbaum, F. Cotton, and A. Souriau. A selection and ranking of ground-motion models for seismic hazard analysis in the Pyrenees. *J. Seism.*, 2007. doi 10.1007/s10950-006-9039-6.
- L. Eisner and R.W. Clayton. A reciprocity method for multiple-source simulations. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 91 :553–560, 2001.
- A. Frankel. High-frequency spectral falloff of earthquakes, fractal dimension of complex rupture, b value, and the scaling of strength on faults. *J. Geophys. Res.*, 96(B4) :6291–6302, 1991.
- F. Gallovic and J. Brokesova. On strong ground motion synthesis with the  $k^{-2}$  slip distribution. *J. Seism.*, 8 :211–224, 2004a.
- F. Gallovic and J. Brokesova. The  $k^{-2}$  rupture model parametric study : example of the 1999 Athens earthquake. *Studia geoph. et geod.*, 48 :589–613, 2004b.
- F. Gallovic and J. Brokesova. Hybrid k-squared source model for strong ground motion simulations. *Phys. Earth Planet. Interiors*, 160 :34–50, 2007.
- F. Gallovic and J. Burjanek. High frequency directivity in strong ground motion modeling methods. *Annals of Geophysics*, 50 :203–211, 2007.
- R.W. Graves and D.J. Wald. Resolution analysis of finite fault source inversion using one- and three-dimensional Green’s functions. 1. Strong motions. *J. Geophys. Res.*, 106 :8745–8766, 2001.
- P. Guéguen, C. Cornou, S. Garambois, and J. Banton. On the limitation of the H/V spectral ratio using seismic noise as an exploration tool : Application to

- the Grenoble valley (France), a small apex ratio basin. *Pure Appl. Geophys.*, 164 :1–20, 2006a.
- P. Guéguen, S. Garambois, S. Tadenuma, B. Lebrun, and Cotton. Geotechnical, geophysical and seismological data used for the estimate of the highest amplified frequency in the basin of Grenoble. In *Proceeding of the Third International Symposium on the Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, number 100, Grenoble, France, 2006b.
- T.C. Hanks.  $b$  values and  $\omega^\gamma$  seismic source models : Implications for tectonic stress variations along active crustal fault zones and the estimation of high-frequency strong ground motion. *J. Geophys. Res.*, 84 :2235–2242, 1979.
- T.C. Hanks. The corner frequency shift, earthquake source models, and  $Q$ . *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 71 :597–612, 1981.
- S.H. Hartzell. Earthquakes aftershocks as Green's functions. *Geophys. Res. Lett.*, 5 :1–4, 1978.
- S.H. Hartzell. Comparison of seismic waveform inversion results for the rupture history of a finite fault - Application to the 1986 North Palm-Springs, California, earthquake. *J. Geophys. Res.*, 94 :7515–7534, 1989.
- S.H. Hartzell and T. Heaton. Inversion of strong ground motion and teleseismic waveform data for the fault rupture history of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake. *Bull. Seimol. Soc. Am.*, 73 :1555–1583, 1983.
- S.H. Hartzell and T. Heaton. Rupture history of the 1984 Morgan Hill, California, earthquake from the inversion of strong motion records. *Bull. Seimol. Soc. Am.*, 76 :649–674, 1986.
- S.H. Hartzell and M. Iida. Source complexity of the 1987 Whittier Narrows, California, earthquake from the inversion of strong motion records. *J. Geophys. Res.*, 95 :12475–12485, 1990.
- S.H. Hartzell and C. Mendoza. Application of an iterative least-squares waveform inversion of strong-motion and teleseismic records to the 1978 Tabas, Iran, earthquake. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 81 :305–331, 1991.
- S.H. Hartzell, C. Langer, and C. Mendoza. Rupture histories of eastern North American earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 85 :1703–1724, 1994.
- S.H. Hartzell, M. Guatteri, P.M. Mai, P.C. Liu, and M. Fisk. Calculation of broadband time histories of ground motion : comparison of methods and validation using strong-ground motion from the 1994 Northridge earthquake. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 86 :1484–1504, 1999.
- S.H. Hartzell, M. Guatteri, P.M. Mai, P.C. Liu, and M. Fisk. Calculation of broadband time histories of ground motion, part II : kinematic and dynamic modeling using theoretical Green's functions and comparison with the 1994 Northridge earthquake. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 95 :614–645, 2005.

- S.H. Hartzell, P. Liu, C. Mendoza, J. Chen, and K.M. Larson. Stability and uncertainty of finite-fault slip inversions : application to the 2004 Parkfield, California, earthquake. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 97 :1911–1934, 2007.
- N.A. Haskell. Elastic displacements in the near-field of a propagating fault. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 59 :865–908, 1969.
- T.H. Heaton. Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture. *Phys. Earth Planet. Interiors*, 64 :1–20, 1990.
- B. Hernandez, F. Cotton, and M. Campillo. Contribution of radar interferometry to a two-step inversion of the kinematic process of the 1992 Landers earthquake. *J. Geophys. Res.*, 104 :13083–13099, 1999.
- B. Hernandez, N. M. Shapiro, S. K Singh, J. F. Pacheco, F. Cotton, M. Campillo, A. Iglesias, V. Cruz, J. M. Gomez, and L. Alcantara. Rupture history of september 30, 1999 intraplate earthquake of Oaxaca, Mexico (Mw 7.5) from inversion of strong-motion data. *Geophys. Res. Lett.*, 28 :363–366, 2001.
- B. Hernandez, M. Cocco, F. Cotton, S. Stramondo, O. Scotti, F. Courboulex, and M. Campillo. Rupture history of the 1997 Umbria-Marche (central Italy) main shocks from the inversion of GPS, DInSAR and near field strong motion data. *Annals of Geophysics*, 47 :1355–1376, 2004.
- A. Herrero and P. Bernard. A kinematic self-similar rupture process for earthquakes. *Bull. Seimol. Soc. Am.*, 84 :1216–1228, 1994.
- Y. Hisada. A theoretical omega-square model considering the spatial variation in slip and rupture velocity. *Bull. Seimol. Soc. Am.*, 90 :387–400, 2000.
- L. Hutchings. Kinematic earthquake models and synthesized ground motion using empirical green’s functions. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 84 :1028–1050, 1994.
- L. Hutchings, E. Ioannidou, W. Foxall, N. Voulgaris, J. Savy, I. Kalogeras, L. Scognamiglio, and G. Stavrakakis. A physically based strong ground-motion prediction methodology; Application to PSHA and the 1999 Mw = 6.0 Athens earthquake. 168 :659–680, 2007.
- K. Irikura. Semi-empirical estimation of strong ground motions during large earthquakes. *Bull. Disaster Prevention Res. Inst. (Kyoto Univ.)*, 33 :63–104, 1983.
- K. Irikura and K. Kamae. Estimating of strong ground motion in broad-frequency band based on a seismic source scaling model and an empirical Green’s functions technique. *Annali di Geofisica*, 37 :1721–1743, 1994.
- W.B. Joyner and D.M. Boore. *Earthquake Source Mechanics*, volume 37, chapter On simulating large earthquakes by Green’s function addition of smaller earthquakes, pages 269–274. Cambridge, UK, 1986.

- K. Kamae, K. Irikura, and A. Pitarka. A technique for simulating strong ground motion using hybrid Green's functions. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 88 :357–367, 1998.
- H. Kanamori and D.L. Anderson. Theoretical basis of some empirical relations in seismology. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 65 :1073–1095, 1975.
- H. Kanamori and L. Rivera. Static and dynamic scaling relations for earthquakes and their implications for rupture speed and stress drop. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 94 :314–319, 2004.
- C. Kohrs-Sansorny. *Modélisation de la source sismique et sommation de petits séismes pour l'évaluation des mouvements forts, application à une meilleure estimation de l'aléa sismique dans le sud-est de la France*. PhD thesis, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2005.
- C. Kohrs-Sansorny, F. Courboux, M. Bour, and A. Deschamps. A two-stages method for strong ground motions simulations using stochastic summation of small earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 94 :314–319, 2005.
- D. Komatitsch and J. Tromp. Introduction to the spectral-element method for three-dimensional seismic wave propagation. *Geophys. J. Int.*, 139 :806–822, 1999.
- D. Komatitsch and J.P. Vilotte. The spectral-element method : an efficient tool to simulate the seismic response of 2D and 3D geological structures. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 88 :368–392, 1998.
- D. Komatitsch, Q. Liu, J. Tromp, P. Süß, C. Stidham, and J.H. Shaw. Simulations of strong ground motion in the Los Angeles basin based upon the spectral-element method. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 94 :187–206, 2004.
- B.V. Kostrov. Static and dynamic scaling relations for earthquakes and their implications for rupture speed and stress drop. *J. Appl. Math. Mech.*, 28 : 1077–1087, 1964.
- B.V. Kostrov and S. Das. *Cambridge Monographs on Mechanics and Applied Mathematics*, chapter Principle of earthquakes source mechanics. Cambridge, UK, 1988.
- B. Lebrun, D. Hatzfeld, and P.Y. Bard. Site effects study in urban area : experimental results in Grenoble. *Pure and Applied Geophys.*, 158 :2543–2557, 2001.
- S.J. Lee, H.W. Chen, Q. Liu, D. Komatitsch, B.S. Huang, and J. Tromp. Three-dimensional simulations of seismic-wave propagation in the Taipei basin with realistic topography based upon the spectral-element method. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 98(1) :99999998–99999999, 2008. doi : 10.1785/0120070033.
- Y. Lee, Y. Zeng, and G.A. Anderson. A simple strategy to examine the sources of errors in attenuation relations. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 88 :291–296, 1998.

- H. Liu and D.V. Helmberger. The near-source ground motion of the 6 August 1979 Coyote Lake, California, earthquake. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, pages 201–218, 1983.
- P. Liu, R.J. Archuleta, and S. Hartzell. Prediction of broadband ground-motion time histories : hybrid low/high-frequency method with correlated random source parameters. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, pages 2118–2130, 2006.
- K. F. Ma, T. R. A. Song, S. J. Lee, and H. I. Wu. Spatial slip distribution of the september 20, 1999, Chi-Chi, Taiwan, earthquake (Mw 7.6) inverted from teleseismic data. *Geophys. Res. Lett.*, 27 :3417–3420, 2001.
- R. Madariaga. High frequency radiation from crack (stress drop) model of earthquake faulting. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 51 :625–651, 1977.
- P.M. Mai and G.C. Beroza. A spatial random field model to characterize complexity in earthquake fields. *J. Geophys. Res.*, 107(B11), 2002. doi :10.1029/2001JB000588.
- P.M. Mai, P. Spudich, and J. Boatwright. Hypocenter locations in finite-source rupture models. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 95 :965–980, 2005.
- I. Manighetti, M. Campillo, C. Sammis, P.M. Mai, and G. King. Evidence for self-similar, triangular slip distributions on earthquakes ; implications for earthquake and fault mechanics. *J. Geophys. Res.*, 110(B05302), 2005. doi :10.1029/2004JB003174.
- I. Manighetti, M. Campillo, S. Bouley, and F. Cotton. Earthquake scaling, fault segmentation and structural maturity. *Earth and Planetary Science Letters*, 253 :429–438, 2007.
- M.D. McKay. *Sensitivity and uncertainty analysis using a statistical sample of input values*, chapter Uncertainty analysis. CRC Press, Boca Raton, Florida, 1988.
- C. Mendoza and S.H. Hartzell. Inversion for slip distribution using teleseismic P waveforms ; North Palm Springs, Borah Peak, and Michoacan earthquakes. *Bull. Seimol. Soc. Am.*, 78 :1092–1111, 1988.
- C. Michel. *Vulnérabilité sismique de l'échelle du bâtiment à celle de la ville. Apport des techniques expérimentales in situ. Application à Grenoble*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble I, 2007.
- K. Miyakoshi, T. Kagawa, H. Sekiguchi, T. Iwata, and K. Irikura. Source characterization of inland earthquakes in Japan using source inversion results. In *12th World Conf. Earthq. Eng.*, 2000. Auckland, New-Zeland.
- G. Nicoud, G. Royer, J.-C. Corbin, F. Lemeille, and A. Paillet. Creusement et remplissage de la vallée de l'Isère au Quaternaire récent. Apports nouveaux du forage GMB1 (1999) dans la région de Grenoble (France). *Géologie de la France*, 4 :39–49, 2002. in French.

- A.H. Olson and J.G. Anderson. Implications of frequency-domain inversion of earthquake ground motions for resolving the space-time dependence of slip on an extended fault. *Geophys. J. Int.*, 94 :443–455, 1988.
- F. Pacor, G. Cultrera, A. Mendez, and M. Cocco. Finite fault modeling of strong ground motions using a hybrid deterministic-stochastic approach. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 95 :225–240, 2005.
- R. Pavic, M.G. Koller, P-Y. Bard, and C. Lacave-Lachet. Ground motion prediction with the empirical Green’s function technique : an assessment of uncertainties and confidence level. *J. Seism.*, 4 :59–77, 2000.
- G. Pousse, L.F. Bonilla, F. Cotton, and L. Margerin. Nonstationary stochastic simulation of strong ground motion time histories including natural variability : application to the K-net japanese database. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 96 :2103–2117, 2006.
- N. Pulido and T Kubo. Near-fault strong motion complexity of the 2000 Tottori earthquake (Japan) from a broadband source asperity model. *Tectonophysics*, 390 :177–192, 2004.
- J. Rippberger, P.M. Mai, and P. Ampuero. Variability in near-field ground-motion from dynamic rupture simulation. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 2008. in press.
- J. Ruiz, D. Baumont, P. Bernard, and C. Berge-Thierry. New approach in the kinematic  $k^{-2}$  source model for generating physical slip velocity functions. *Geophys. J. Int.*, 171 :739–754, 2007.
- J. Ruiz, D. Baumont, C. Berge-Thierry, and P. Bernard. Kinematic composite source model combined with EGF for modeling strong ground motion. Application to the Grenoble basin. In P.Y. Bard, E. Chaljub, C. Cornou, F. Cotton, and P. Guéguen, editors, *Third International Symposium on the Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, volume 2. LCPC, 2008. In press.
- T. Satoh. Empirical frequency-dependent radiation pattern of the 1998 Miyagiken-Nambu earthquake in Japan. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 92 :1032–1039, 2002.
- F. Scherbaum, F. Cotton, and P. Smit. On the use of response spectral-reference data for the selection and ranking of ground-motion models for seismic-hazard analysis in regions of moderate seismicity : the case of rock motion. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 94 :2164–2185, 2004.
- C.H. Scholz. A further note on earthquake size distributions. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 88 :1325–1326, 1998.
- C.H. Scholz, C.A. Aviles, and S.G. Wesnousky. Scaling differences between large interplate and intraplate earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 76 :65–70, 1986.

- H. Sekiguchi and T. Iwata. Rupture process of the 1999 Kocaeli, Turkey, earthquake estimated from strong-motion waveforms. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 92 : 300–311, 2002.
- H. Sekiguchi, K. Irikura, and T. Iwata. Fault geometry at the rupture termination of the 1995 Hyogo-ken Nanbu earthquake. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 90 :117–133, 2000.
- F. Semmane, M. Campillo, and F. Cotton. Fault location and source process of the Boumerdes, Algeria, earthquake inferred from geodetic and strong motion data. *Geophys. Res. Lett.*, 32, 2005a. L01305, doi :10.1029/2004GL021268.
- F. Semmane, F. Cotton, and M. Campillo. The 2000 Tottori earthquake : a shallow earthquake with no surface rupture and slip properties controlled by depth. *J. Geophys. Res.*, 110(B3), 2005b. B03306, doi :10.1029/2004JB003194.
- B.E. Shaw and C.H. Scholz. Slip-length scaling in large earthquakes : Observations and theory and implications for earthquake physics. *Geophys. Res. Lett.*, 28 :2995–2998, 2001.
- P. Somerville, K. Irikura, R. Graves, S. Sawada, D. Wald, D. Abrahamson, Y. Iwasaki, T. Kawaga, N. Smith, and A. Kowada. Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong ground motion. *Seism. Res. Lett.*, 70, 1999.
- P. Spudich and B.S.J. Chiou. Directivity in NGA earthquake ground motions : analysis using isochrone theory. *Earthquake Spectra*, 24 :279–298, 2008.
- A. Tarantola and B. Valette. Generalized nonlinear inverse problem solved using the least square criterion. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20 :219–232, 1982.
- F. Thouvenot, J. Fréchet, L. Jenatton, and J.F. Gamond. The Belledonne border fault : identification of an active seismic strike-slip fault in the Western Alps. *Geophys. J. Int.*, 155 :174–192, 2003.
- E. Tinti, E. Fukuyama, A. Piatanesi, and M. Cocco. A kinematic source-time function compatible with earthquake dynamics. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 95 : 1211–1223, 2005.
- M.D. Trifunac. A three-dimensional dislocation model for the San Fernando, California earthquake of February 9, 1971. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 64 :149–172, 1974.
- S. Tsuno, E. Chaljub, and P.Y. Bard. Grenoble simulation benchmark : Comparison of results and learnings. In P.Y. Bard, E. Chaljub, C. Cornou, F. Cotton, and P. Guéguen, editors, *Third International Symposium on the Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, volume 2. LCPC, 2008a. In press.

- S. Tsuno, C. Cornou, and P.Y. Bard. Superficial S-wave velocity and damping factor model determined by the MASW measurement in the Grenoble sedimentary basin. In *The 14th World Conference on Earthquake Engineering, Beijing, China, 2008b*.
- A. Tumarkin and R.J. Archuleta. Empirical ground motion predictions. *Annali di Geofisica*, 37 :1691–1720, 1994.
- A. Tumarkin, R.J. Archuleta, and R. Madariaga. Scaling relations for composite earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 84 :1279–1283, 1994.
- M. Vallon. Estimation de l'épaisseur d'alluvions et sédiments quaternaires dans la région grenobloise par inversion des anomalies gravimétriques (estimation of the alluvial and quaternary sediments thicknesses in the Grenoble region from inversion of gravimetric anomalies). Technical report, LGGE, Université Joseph Fourier, 1999. IPSN/CNRS, in French.
- E.H. Vanmarcke and S.P. Lai. Strong-motion duration and rms amplitude of earthquake records. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 70 :1293–1307, 1980.
- D. J. Wald. Strong motion and broad-band teleseismic analysis of the 1991 Sierra-Madre, California, earthquake. *J. Geophys. Res.*, 97 :11033–11046, 1992.
- D. J. Wald, D. V. Helmberger, and S. H. Hartzell. Rupture process of the 1987 Superstition Hills earthquake from the inversion of strong-motion data. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 80 :1079–1098, 1990.
- D. J. Wald, D.V. Helmberger, and T. H. Heaton. Rupture model of the 1989 Loma-Prieta earthquake from the inversion of strong-motion and broad-band teleseismic data. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 81 :1540–1572, 1991.
- D. J. Wald, T. H. Heaton, and K. W. Hudnut. The slip history of the 1994 Northridge, California, earthquake determined from strong-motion, teleseismic, GPS, and leveling data. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 86 :S49–S70, 1996.
- D.L. Wells and K.J. Coppersmith. New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 84 :974–1002, 1994.
- J. Wössner, M. Treml, and F. Wenzel. Simulation of Mw=6.0 earthquakes in the Upper Rhinegraben using empirical Green functions. *Geophys. J. Int.*, 151 :487–500, 2002.
- M. Yagi, Y. and. Kikuchi, S. Yoshida, and T. Sagiya. Comparison of the coseismic rupture with the aftershock distribution in the Hyuga-nada earthquakes of 1996. *Geophys. Res. Lett.*, 26 :3161–3164, 1999.
- Y. Zeng, J. G. Anderson, and Y. Guang. A composite source model for computing realistic synthetic strong ground motions. *Geophys. Res. Lett.*, 21 :725–728, 1994.

- 
- L. Zhao, P. Chen, and T. H. Jordan. Strain Green tensor, reciprocity, and their applications to seismic source and structure studies. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 96 :1753–1763, 2006.
- G. Zöller, M. Holschneider, and Y. Ben-Zion. The role of heterogeneities as a tuning parameter of earthquake dynamics. *Pure Appl. Geophys.*, 162 :1027–1049, 2005.