Simulation numérique des mouvements forts en champ proche

Jean Christophe Gariel

▶ **To cite this version:**

Jean Christophe Gariel. Simulation numérique des mouvements forts en champ proche. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1988. Français. NNT : . tel-00788445

HAL Id: tel-00788445
https://theses.hal.science/tel-00788445

Submitted on 14 Feb 2013

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.

TS 88/GRE1/0080
double

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE

ET

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GEOLOGIE ET DE MECANIQUE

B.U.S. GRENOBLE
D 052 0649976

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Mention : PHYSIQUE

Spécialité : Géophysique

par

Jean-Christophe GARIEL

SUJET

SIMULATION NUMERIQUE DES MOUVEMENTS FORTS EN CHAMP PROCHE

Soutenue le 4 Juillet 1988 devant la Commission d'Examen

MM.	G. PERRIER	Président
	M. CAMPILLO	Rapporteur
	P. MOUROUX	Rapporteur
	P.Y. BARD	Directeur de thèse
	R. MADARIAGA	Examinateur
	A. MARCELLINI	Examinateur

BIBLIOTHÈQUE GRENOBLE INTERUNIVERSITAIRE

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE

ET

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GEOLOGIE ET DE MECANIQUE

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Mention : PHYSIQUE

Spécialité : Géophysique

par

Jean-Christophe GARIEL

SUJET

SIMULATION NUMERIQUE DES MOUVEMENTS FORTS EN CHAMP PROCHE

Soutenue le 4 Juillet 1988 devant la Commission d'Examen

MM.	**G. PERRIER**	Président
	M. CAMPILLO	Rapporteur
	P. MOUROUX	Rapporteur
	P.Y. BARD	Directeur de thèse
	R. MADARIAGA	Examinateur
	A. MARCELLINI	Examinateur

t 88/237

BIBLIOTHÈQUE GRENOBLE INTERUNIVERSITAIRE

à Isabelle, à Thomas

Cette thèse n'aurait pu être sans l'aide et les conseils de nombreuses personnes.

Je tiens à remercier tout particulièrement Pierre-Yves Bard qui, après avoir accepté de diriger cette thèse, m'a toujours efficacement guidé et conseillé.

Merci aussi à Michel Campillo et à Michel Bouchon qui ont très attentivement suivi et commenté ce travail tout au long de son déroulement.

Guy Perrier, qui peut être tenu pour responsable de ma passion pour la sismologie, m'a accueilli au sein de son Laboratoire, je l'en remercie.

Enfin, Merci à Pierre Mouroux, Raoul Madariaga et Alberto Marcellini qui ont bien voulu accepter de faire partie du jury.

Je serais terriblement ingrat si j'oubliais de remercier tous ceux qui, au cours de cette thèse, m'ont apporté soit leur aide amicale soit leur bonne humeur et souvent les deux. Enfin, que tous ceux qui se reconnaissent dans les "Macash Ouallou" se rassurent, je ne les oublierais pas...

TABLE DES MATIERES

- Introduction générale 1

CHAPITRE 1
La simulation numérique des mouvements forts.

I. Introduction 7
II. Sur quelques aspects de la méthode des nombres d'onde discrets et son utilisation 8
II.1 Généralités 8
II.2 Formulation du problème en coordonnées cartésiennes 10
II.3 Propagation dans le milieu stratifié 12
II.4 Introduction de la source 13
III. Les modèles de source 15
- Les modèles simples 16
- Les modèles composites 17
IV. Conclusion 19

CHAPITRE 2

- Partie 1 : L'influence de la source sur le comportement du spectre d'accélération à hautes fréquences.
Introduction..... 23
I. effet d'une zone de cohésion 26
I.1 Le modèle 26
I.2 Configuration du modèle étudié... 30
I.3 Résultats 31
I.3.2 Influence de la taille de la zone de cohésion 36
II. Effet de la cinématique du front de rupture... 36
Conclusion 39

- Partie 2 : Le séisme de Guerrero-Michoacan du 19 septembre 1985 : Fissure ou dislocation.
1. Introduction 43
2. Modèle de fissure et modèle de dislocation 46
3. Le séisme de Michoacan : Principales caractéristiques de la source 46
4. Les données. 48
5. Modélisation des déplacements 50
5.1 Modèle de dislocation 50
5.2 Modèle de fissure 52
5.3 Résultats 53
5.3.1 Modèle de dislocation 54
5.3.2 Modèle de fissure. 54
6. Discussion et conclusion 54

CHAPITRE 3

- Partie 1 : Une réplique du séisme d'Imperial Valley d'octobre 1979 Modélisation des vitesses et des accélérations.
1. Introduction 65
2. Les données. 67
3. Les modèles de vitesse et d'atténuation 69
4. Modèle de point source 73

5. Caractéristiques géométriques et statiques de la rupture.....73
5.1 Vitesse de rupture et taille de la source.....75
5.2 Déplacement final.....75
6. Modélisation des vitesses.....75
6.1 Modèle de dislocation.....76
6.2 Modèle de fissure circulaire.....80
6.3 Modèle composite.....81
7. Modélisation des accélérations.....85
8. Le problème de la composante verticale et quelques observations annexes.....90
9. Discussion et conclusion.....94

- Partie 2 : Un exemple de séisme de magnitude modérée à fortes accélérations : le séisme de San Salvador du 10 Octobre 1986.
1. Introduction.....97
2. Le séisme et le contexte géologique.....99
3. Les données.....101
4. Comparaisons observation/relations d'atténuation.....101
5. Modélisation des vitesses : paramètres du modèle.....104
6. Résultats :.....106
6.1 Comparaison entre les 3 modèles.....106
6.2 Comparaison avec les données.....106
7. Discussion et conclusion.....113

- Partie 3 : Une application du modèle à barrières : le séisme de Kalamata du 13 septembre 1986.
Introduction.....119
Partie I : Etude des effets liés à la source.
I.1 Le séisme.....121
I.2 Les données accélérométriques.....123
I.3 Le modèle de source.....126
I.4 Résultats.....131
a. Comparaison des accélérogrammes synthétiques entre eux.....131
b. Comparaison absolue synthétiques/données.....139
I.5 Etude de la contribution de chaque fissure élémentaire.....140
I.6 Evaluation de l'effet des couches superficielles : Comparaison avec une onde plane SH incidente.....149
I.7 Conclusion.....152
Partie II : Etude des variations spatiales associées à la couverture sédimentaire.....155
II.1. Apercu géologique et modèle.....155
II.2. Résultats.....157
II.3. Discussion et conclusion.....164
a. Comparaison PREF/APTT.....165
b. Variations Nord-Sud.....165

- Conclusion générale.....167

- Bibliographie

INTRODUCTION GENERALE

Pressé par les besoins des ingénieurs, le sismologue qui, initialement, voyait dans l'étude des enregistrements effectués à proximité d'une faille le moyen d'étudier la source sismique, a dû élargir son champ d'action et la finalité de son travail s'est orientée vers la prévision. Dans le domaine temporel, cette prévision concerne essentiellement la valeur maximale des mouvements (pic d'accélération, de vitesse...) prévisible ainsi que leurs durées. Deux types d'approche sont alors possibles pour aborder le problème :

* Les données enregistrées depuis quelques dizaines d'années ont permis, grâce à des techniques de régression, d'établir des lois reliant un paramètre significatif du mouvement en un site à la magnitude et à la distance. Ces lois de prévisions empiriques sont à l'heure actuelle largement utilisées. Pour établir ces lois, les sismologues ont utilisé des données accélérométriques issues, soit d'une région limitée (Californie, Joyner et Boore, 1981, Italie, Rovelli et al., 1988) soit du monde entier (Campbell, 1981). Il apparait cependant qu'à proximité de la faille, le nombre des données étant relativement faible, ces lois ne sont plus fiables. De plus, du fait de l'extrême importance des conditions géologiques locales et de leur diversité, il est délicat de définir des classifications types de terrains permettant des corrections aux lois, celles-ci ayant été établies pour des sites "au rocher".

*La deuxième approche est constituée par les prévisions théoriques. Ce type d'analyse peut être conduit pour estimer les principaux paramètres caractéristiques du mouvement et surtout pour combler les "vides" laissés par l'approche empirique, à savoir les faibles distances à la faille et les conditions particulières (par exemple, conditions géologiques ou structures complexes). Un

certain nombre de méthodes de calcul ont été développés pour permettre la simulation du rayonnement de sources sismiques dans des milieux géologiques plus ou moins complexes, l'approche la plus utilisée et la plus simple consistant à considérer le milieu comme hétérogène verticalement. Ces simulations permettent généralement de prédire les caractéristiques basse fréquence des mouvements, mais ne sont plus adaptées pour retrouver les caractéristiques haute fréquence. Des modèles plus complexes ont dû être proposés, simulant la présence d'hétérogénéités diverses sur la surface de rupture. Enfin, des modèles hybrides, déterministes/stochastiques commencent à voir le jour.

Dans ce mémoire, nous nous intéresserons principalement à la deuxième approche et plus particulièrement aux modèles déterministes. Nous venons de voir, qu'à proximité de la faille, l'approche empirique, du fait du manque de données, ne permettait pas de prévisions fiables des valeurs de pic de mouvement. Le but principal de ce travail sera donc, à travers l'étude de cas, d' étudier les possibilités qu'offrent les différents modèles déterministes ainsi que leurs limites, pour la prévision des mouvements en champ proche. Il est évident qu'un séisme est un phénomène complexe où intervient tant la complexité du processus de rupture que celle du milieu de propagation. Un moyen de s'affranchir d'une partie de la complexité de la source est de considérer des évènements de magnitude modérée, et donc d'extension spatiale relativement peu importante. Nous nous intéresserons donc à des séismes dont la magnitude sera comprise entre 5.0 et 6.2. L'étude de séisme dans cette gamme de magnitude se justifie aussi lorsque l'on considère qu'un évènement important est constitué par "l'addition" de séismes de magnitude plus faible. La possibilité de pouvoir décrire de manière correcte la rupture d'un séisme de magnitude modérée contribuera ainsi directement à l'étude des séismes majeurs et de leurs effets.

Cette étude se divisera donc en trois parties :

* Dans une première partie, nous reviendrons sur quelques aspects liés à la méthode que nous utiliserons à savoir la méthode du nombre d'onde discret, celle ci étant ici appliquée aux calculs du rayonnement de sources étendues. Nous introduirons ensuite les différents modèles de source que nous utiliserons

dans cette étude.

* Le deuxième chapitre, divisé en 2 parties, s'intéressera d'abord à la décroissance du spectre d'accélération à haute fréquence et de sa relation avec la source. La deuxième partie permettra, à la lumière d'un enregistrement de champ proche issu du séisme de Mexico, de comparer quelques aspects des 2 principaux modèles de source : dislocation et fissure.

* Enfin, le troisième chapitre proposera l'étude et la simulation de 3 séismes tout à fait différents aussi bien par leurs caractéristiques sismologiques propres que par leur localisation géographique. Nous irons ainsi successivement en Californie, pour l'étude d'une réplique du séisme d'Imperial Valley d'Octobre 1979, puis nous rejoindrons le Salvador pour une étude du séisme de San Salvador d'Octobre 1986. Enfin, Europe oblige, nous finirons notre "excursion sismologique" en Grèce, à Kalamata, pour nous intéresser au séisme de Septembre 1986.

CHAPITRE 1

LA SIMULATION NUMERIQUE DES MOUVEMENTS FORTS

I. Introduction

La théorie de la propagation des ondes sismiques dans un milieu stratifié horizontalement, c'est à dire où les propriétés élastiques et anélastiques ne dépendent que de la profondeur, a été l'un des grands sujets de recherche durant les 2 dernières décennies.

Actuellement, l'intérêt des sismologues et plus généralement des théoriciens se porte sur des méthodes permettant le calcul de la réponse de milieux latéralement hétérogènes. Un certain nombre d'études expérimentales et d'observations ayant en effet montré que l'effet des hétérogénéités pouvait être très important tant dans le domaine spectral que temporel. La plupart de ces méthodes s'applique à des milieux bidimensionnels et, si quelques tentatives ont été faites pour résoudre le problème de milieux purement tridimensionnels, il semble que la résolution de ceux-ci soit étroitement liée aux progrès dans le domaine des calculateurs (puissance et mêmoire).

Dans le cadre de l'étude et de l'interprétation des mouvements forts et, plus spécifiquement, de la description et de la modélisation de la source, les méthodes "traditionnelles" en couches planes continuent cependant à être l'outil de base. Les efforts se portent maintenant sur l'optimisation des méthodes existantes pour diminuer les temps de calcul et le développement de méthodes asymptotiques, simples et rapides. De très nombreuses méthodes existent pour résoudre ce type de problème et il est quasiment impossible de les citer toutes.

Dans le cadre de cette étude, nous avons été amenés à développer des programmes permettant le calcul de la radiation de sources étendues de mécanisme quelconque dans un milieu stratifié horizontalement. La méthode de calcul utilisée est celle du nombre d'onde discret dans sa version 3-D.

Dans une première partie, nous reviendrons sur quelques aspects liés à la

méthode du nombre d'onde discret et à son utilisation dans le cadre de l'étude des sources étendues. Dans une deuxième partie, nous présenterons les principaux modèles de source servant de base à la plupart des études constituant la suite de ce mémoire.

II. Sur quelques aspects de la méthode des nombres d'onde discrets et de son utilisation

II.1 Généralités

Nous ne reprendrons pas en détail la théorie complète de la méthode des nombre d'onde discrets et renverrons le lecteur intéressé par le développement complet aux travaux de M. Bouchon, cités pour la plupart dans la bibliographie. Après avoir comparé, d'un point de vue pratique, les 2 types de formulation de la méthode du nombre d'onde discret, nous reviendrons rapidement sur la formulation du problème en coordonnées cartésiennes et sur l'introduction de la source.

Etant essentiellement intéressés par des problèmes liés à la source sismique et à son rayonnement, c'est évidemment vers la formulation tridimensionnelle de la méthode que nous nous sommes tournés. Ce type de problème peut alors être abordé de 2 manières différentes :

- Le champ d'onde est représenté par une double sommation d'ondes planes (Bouchon, 1979).

- Le champ d'onde est représenté par une sommation d'ondes cylindriques (Bouchon, 1981).

La méthode la plus simple et la plus immédiate pour modéliser une source étendue est de représenter la faille par un réseau discret de points sources élémentaires, puis de calculer et de sommer la contribution de chacun d'eux. Bien que cette représentation soit une approximation (voir en particulier, Bernard, 1987 pour une discussion), c'est la méthode la plus couramment utilisée pour représenter une source étendue. Cette distribution spatiale de points sources fait que l'utilisation de l'une ou de l'autre des méthodes de décomposition du champ d'ondes n'est pas indifférente. Non pas en ce qui concerne les résultats (strictement équivalents quelle que soit la représentation adoptée), mais en ce qui concerne la hantise du numéricien, c'est à dire le temps de calcul.

En effet, la réponse due à un point source élémentaire, dans une formulation en ondes planes, s'écrit dans un système de coordonnées cartésiennes :

$$G(x,y,z,\omega)=\frac{4\pi^2}{L_x L_y}\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty}\sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} g(k_n,k_m,\omega)e^{-ik_n x}e^{-ik_m x}$$

où $k_n=\frac{2\pi}{L_x}n \qquad k_m=\frac{2\pi}{L_y}m$

k_n, k_m= nombre d'onde horizontal dans les 2 directions.
L_x, L_y= périodicité spatiale du modèle dans les directions x et y.

La réponse s'écrit donc sous la forme d'une double série d'infinité de termes représentant chacun la contribution d'une onde plane. Ces séries convergeront rapidement pour des nombres d'ondes plus grands que celui associé à la vitesse la plus faible dans le milieu.

Le calcul numérique se caractérise donc par une double sommation sur les nombres d'ondes horizontaux. Le calcul de la réponse d'une source étendue nécessitera l'évaluation des termes exponentiels $e^{-ik_n x}$ et $e^{-ik_m y}$ et de termes $e^{-ik_n dx}$ et $e^{-ik_m dy}$ où dx et dy représentent le pas d'échantillonage entre les points sources dans les directions x et y. D'un point de vue pratique, par des propriétés de symétrie évidentes, il est possible de réduire le nombre d'itérations de $N\times N$ à $\frac{N\times N}{4}$.

Dans le cas où le champ d'ondes est représenté par une superposition d'ondes cylindriques, la réponse pour un point source s'écrit dans un système de coordonnées cylindriques (r,θ,z) :

$$G(r,\theta,z,\omega)=\frac{\pi}{L}\sum_{n=0}^{+\infty}\epsilon\sum_{i=0}^{1} g(k_n,\theta,z,\omega)J_i(k_n r)$$

$\epsilon=1$ *si* $n=0$
$\epsilon=2$ *si* $n\neq 0$ $\quad k_n=\frac{2\pi}{L}n$ $\quad J_i$ = *fonction de Bessel d'ordre i*

Le calcul ne fait maintenant plus appel qu'à une simple sommation sur le nombre d'onde radial. Cependant, il est nécessaire d'évaluer pour chacune des valeurs de ce nombre d'ondes et pour chaque point source élémentaire les fonctions

de Bessel d'ordre 0 et 1 et de les stocker dans des tableaux dont les dimensions deviennent vite astronomiques. Par exemple, les calculs présentés au chapitre III pour le séisme de Kalamata nécessitaient l'utilisation de 2 tableaux de travail de 3.000.000 de valeurs chacun. Ces calculs inenvisageables sur le Cray-1 ont pu être effectués sur le Cray-2. Il faut aussi noter que si la faille est en coulissage vertical, ce problème ne se pose pas puisqu'il suffit d'évaluer les fonctions de Bessel pour les points distribués sur la longueur de la faille.

Ainsi, dans un demi-espace, le calcul de sismogrammes synthétiques pour des sources étendues de faibles dimensions (ou de grandes dimensions à basse fréquence) ou des failles verticales est plus rapide en utilisant la décomposition en ondes cylindriques. Par contre, pour une faille de pendage quelconque, la représentation en ondes planes s'avère plus performante. Pour un milieu stratifié, le nombre d'opérations à effectuer pour chaque valeur de nombre d'onde devient beaucoup plus important et, dans l'hypothèse où l'on dispose d'un espace mémoire suffisant, la décomposition en ondes cylindriques est la plus appropriée. Il n'est cependant pas possible de définir facilement des règles d'emploi de l'une ou de l'autre des méthodes, chaque simulation ayant des caractéristiques différentes (taille de la source, complexité du milieu, nombre de récepteurs, fréquence maximale d'étude...). Il apparait que c'est l'expérience qui permet, à la vue d'un problème spécifique, de s'orienter vers l'une ou l'autre des approches.

II.2. Formulation du problème en coordonnées cartésiennes.

La méthode des nombres d'onde discrets est le plus souvent utilisée dans sa formulation axisymétrique, car dans le cas où l'on ne considère qu'une source ponctuelle de type double-couple en sismologie ou de type explosion en exploration, elle est évidemment beaucoup plus rapide. La formulation et la théorie de cette approche est largement décrite par exemple dans Schmitt (1984) ou Dietrich (1983). Par contre la formulation en coordonnées cartésiennes est beaucoup moins utilisée. Nous reprendrons uniquement la formulation du problème dans ce cas.

Si l'on considère un milieu élastique stratifié et un système de coordonnées cartésiennes (0,x,y,z), le vecteur déplacement en tout point de ce milieu peut s'écrire :

$$u=\nabla\Phi+\nabla\times\Psi$$

où Φ et Ψ sont les potentiels des déplacements et sont solutions de l'équation des ondes :

$$\nabla^2\Phi=\frac{1}{\alpha^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} \qquad \nabla^2\Psi=\frac{1}{\beta^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2}$$

où α =vitesse des ondes P.
où β =vitesse des ondes S.

de plus Ψ obéit à la condition :

$$\nabla.\Psi=0.$$

Dans une couche homogène, la solution pour un mouvement harmonique de fréquence ω peut s'écrire comme des ondes planes de la forme :

$$\Phi(\omega)=A\exp(-ik_x x-ik_y y\pm i\nu z)e^{i\omega t}$$

$$\Psi(\omega)=B\exp(-ik_x x-ik_y y\pm i\gamma z)e^{i\omega t}$$

Les signes + et - correspondent respectivement à des ondes se propageant vers le bas et vers le haut (L'axe Oz étant orienté vers le bas). $\nu et \gamma$ sont les nombres d'onde verticaux définis par :

$$\nu=(k_\alpha^2-k_x^2-k_y^2)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{Im } \nu\leq 0 \quad k_\alpha=\frac{\omega}{\alpha}$$

$$\gamma=(k_\beta^2-k_x^2-k_y^2)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{Im } \gamma\leq 0 \quad k_\beta=\frac{\omega}{\beta}$$

Pour déterminer le déplacement à la surface libre, il faut propager ces ondes planes à travers l'empilement de couches planes. Pour cela, il est d'abord nécessaire de découpler le déplacement associé aux ondes de cisaillement en mouvement SH et SV. Ceci peut être fait en exploitant la symétrie cylindrique du problème. Pour chaque point k_x, k_y du plan des nombres horizontaux, on définit un nouveau système de coordonnées x',y',z où l'axe x' est orienté dans la direction du vecteur $\mathbf{k}$, où $\mathbf{k}$ est défini comme suit :

$$\mathbf{k}=k_x\mathbf{x}+k_y\mathbf{y}$$

où **x** et **y** sont les vecteurs unitaires dans les directions x et y. Si l'on note V^{SH} et Ψ^{SV} , les potentiels SV et le déplacement SH associé au potentiel Ψ , on obtient les équations découplées (Bouchon, 1979) :

$$\Psi^{SV}=\frac{k_x}{k}\Psi_2-\frac{k_y}{k}\Psi 1$$

$$V^{SH}=i[k\Psi_3\pm\frac{\gamma}{k}(k_x\Psi 1+k_y\Psi_2)]$$

où Ψ_1,Ψ_2,Ψ_3 sont les composantes de Ψ et $k=\sqrt{k_x^2+k_y^2}$

Les expressions de Φ,Ψ^{SV} et V^{SH} sont données dans l'annexe 1 de ce chapitre.

La solution est alors trouvée pour chaque couple de valeurs k_x,k_y en utilisant une méthode de propagation (Thomson-Haskell, Kennett) pour les problèmes SH et P-SV.

En appelant u_0 et v_0 les déplacements dans les directions x' et y', on retrouve finalement les déplacements u,v,w dans le système d'axe initial (O,x,y,z) grâce aux relations :

$$u=\frac{k_x}{k}u_0-\frac{k_y}{k}v_0 \qquad v=\frac{k_y}{k}u_0+\frac{k_x}{k}v_0$$

II.3. Propagation dans le milieu stratifié

Le champ d'onde étant représenté par un somme d'ondes planes ou cylindriques, il est possible d'utiliser une méthode de propagation simple. La méthode la plus classique et la plus connue est celle de Thomson-Haskell (Haskell, 1964) basée sur une propagation de la matrice (contrainte, déplacement) d'interface en interface. L'experience a montré que les éléments de ces propagateurs deviennent trop grands lorsque l'on travaille à fréquence élevée ou quand la distance entre la source et le récepteur est grande. C'est la présence d'exponentielles de la forme $e^{i\omega(\nu/\gamma)z}$ qui cause les difficultés numériques. Dunkin, pour résoudre le problème, a proposé une formulation matricielle fondée sur l'utilisation de sous- déterminants de sous matrices de la matrice propagateur (Dunkin, 1969). Une alternative a cette

méthode à été proposée par Kennett (1979) qui a basé sa formulation sur les matrices de réfléxion-transmission. Son principal avantage par rapport à la méthode de Thomson-Haskell est qu'elle ne fait pas appel à des exponentielles croissantes et que l'on évite ainsi les problèmes numériques. Du point de vue des temps de calcul, les tests effectués ont montré que la formulation de Kennett était légèrement plus rapide que celle de Thomson-Haskell (gain de temps de l'ordre de 15 à 20%). Dans ce travail, les 2 types de méthodes ont été employés indifféremment.

II.4. Introduction de la source

Quelle que soit la méthode de propagation utilisée, la source sera introduite de manière équivalente. Nous avons vu plus haut que le potentiel SV et le déplacement SH sont découplés. Nous ne traiterons ici que le cas P-SV. La formulation pour le déplacement SH étant similaire.

Soient $V_n(z)$ et $B_n(z)$ les vecteurs définis comme suit :

$$V(z)=[\Phi_n^+(z),\Psi_n^+(z),\Phi_n^-(z),\Psi_n^-(z)]$$

$$B(z)=[u(z),w(z),\sigma_{zz}(z),\sigma_{zx'}]$$

où le vecteur V représente les potentiels des ondes montantes (+) et descendantes (-). $B(z)$ est un vecteur (vecteur de Thomson-Haskell) dont les éléments sont les déplacements horizontaux (u) et verticaux (w) et les contraintes normales (σ_{zz}) et tangentielles $\sigma_{zx'}$.

On considère la transformation du vecteur de Thomson-Haskell $\bar{B}(z)$ au vecteur $\bar{V}(z)$ par la relation :

$$\bar{B}(z)=M(z)\bar{V}(z)$$

On peut montrer que :

$$\bar{V}(z)=L(z)\bar{C}$$

où $L(z)$ est une matrice diagonale de dimension 4×4 pour les ondes P-SV et 2×2 pour les ondes SH. Elle contient des termes en $\exp(\pm i\omega(\nu/\gamma)z)$ qui traduisent le

déphasage dans la direction verticale. Le vecteur $\vec{C}$ est un vecteur contenant les constantes qui expriment les amplitudes des ondes montantes et descendantes. Le vecteur $\vec{V}(z)$ est appelé vecteur d'onde.

La source sera alors représentée par une discontinuité dans le vecteur d'onde, notée $[\Sigma]$.

Si l'on considère la source dans une région homogène à la profondeur z_s, on peut écrire :

$$V=\begin{Bmatrix}\Phi^u\\ \Psi^u\\ \Phi^d\\ \Psi^d\end{Bmatrix}$$

où u et d représentent les potentiels des ondes montantes et descendantes.

la discontinuité s'écrit alors :

$$\vec{\Sigma}=\vec{V}(z_s^+)-\vec{V}(z_s^-)=\begin{Bmatrix}\Sigma_u\\ \Sigma_d\end{Bmatrix}$$

d'où :

$$\vec{\Sigma}=\begin{Bmatrix}0\\0\\\Phi_s\\\Psi_s\end{Bmatrix}-\begin{Bmatrix}\Phi_s\\\Psi_s\\0\\0\end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix}-\Phi_s(z_s^-)\\-\Psi_s(z_s^-)\\\Phi_s(z_s^+)\\\Psi_s(z_s^+)\end{Bmatrix}$$

avec

$$\Sigma_u=\begin{Bmatrix}-\Phi_s(z_s^-)\\-\Psi_s(z_s^-)\end{Bmatrix}\qquad \Sigma_d=\begin{Bmatrix}\Phi_s(z_s^+)\\\Psi_s(z_s^+)\end{Bmatrix}$$

Σ_u et Σ_d représentent les contributions de la source au-dessus et en dessous de celle-ci et peuvent être incorporées dans l'une ou l'autre des méthodes de propagation.

III. Les modèles de source

Avant d'aborder les différents modèles de source que nous introduirons dans notre programme, il est nécessaire de préciser les limites de notre approche sur la source.

Lorsque l'on veut définir le processus de rupture d'une source sismique, on admet que celle-ci correspond à la libération d'une contrainte tectonique sur une certaine surface que l'on assimile à un plan.

L'approche la plus simple et celle qui, historiquement, a été développée le plus tôt (Haskell, 1964), consiste à spécifier avec un minimum de paramètres l'histoire du glissement sur la surface de rupture; on définit ainsi les modèles cinématiques. Cette approche, qui s'est avérée tout à fait adaptée dans certains cas que nous préciserons plus loin, s'est cependant révélée conduire à de nombreux contre-sens physiques. Poussés par les théoriciens de la rupture, les sismologues ont donc été conduits à développer des modèles dits dynamiques où c'est la contrainte tectonique et les caractéristiques des matériaux qui vont déterminer le glissement sur la faille et la cinématique du front de rupture. Ces problèmes dynamiques sont extrêmement complexes et les solutions numériques (équations intégrales et différences finies) ont vite pris la relève des développements analytiques initiés par Kostrov (1964). On se reportera à Virieux (1986) pour une liste exhaustive des modèles. Enfin, dans le large océan qui sépare modèles cinématiques et modèles dynamiques flottent les modèles quasi-dynamiques qui sont une approximation des solutions dynamiques.

Dans le cadre de cette étude, nous ne décrirons la source qu'à travers des modèles purement cinématiques ou quasidynamiques. Les conclusions que nous pourrons tirer sur les contraintes seront très limitées. Les modèles que nous utiliserons seront d'autre part définis d'une manière totalement déterministe.

A partir du moment où l'on sait calculer les fonctions de Green dans un milieu, il sera possible de déterminer le rayonnement élastique d'une source

quelconque par convolution de la fonction source par la fonction de Green. Le paramètre fondamental sera donc l'histoire du glissement $\Delta u(r,t)$ (ou $\Delta u(x,y,t)$) en chaque point de la faille.

Les modèles simples : Les 2 modèles les plus classiques sont, de ce point de vue, le modèle de dislocation et le modèle de fissure. Le premier est un modèle purement cinématique qui se définit simplement par 5 paramètres (longueur et largeur de la faille, temps de montée définissant la vitesse de glissement, vitesse de rupture et valeur de déplacement final). C'est le premier modèle utilisé pour des simulations numériques de déplacement au voisinage d'une faille (Aki, 1968). Il a permis de très nombreuses simulations basse fréquence essentiellement pour des séismes Californiens, par exemple Parkfield (Bouchon, 1979) et Coyote Lake (Bouchon, 1981). L'hypothèse de glissement constant sur toute l'étendue de la faille a dû être modifiée et de nombreuses simulations sont basées sur la division de la faille en éléments distincts caractérisés par des valeurs de déplacement final variables, par exemple San-Fernando (Trifunac, 1974, Bouchon, 1978) ou Imperial Valley (Hartzell et Helmberger, 1982, Olson, 1982). D'autres "variantes sont possibles : vitesse de rupture variable, initiation de la rupture selon une ligne ou un point, etc... D'un point de vue physique, ce modèle est caractérisé par un certain nombre d'hypothèses non-physiques sur lesquelles nous aurons l'occasion de revenir dans le cours de ce travail (Chapitre II).

Nous avons vu plus haut que les calculs effectués pour déterminer les caractéristiques du développement dynamique d'une faille ont permis de définir des modèles quasi-dynamiques qui les approximent relativement fidèlement. Le modèle que nous utiliserons par la suite est celui de la fissure de cisaillement circulaire. Dans ce modèle, la rupture s'initie au centre puis se propage radialement à vitesse constante jusqu'à ce qu'il s' arrête instantanément. La solution dynamique de ce problème a été développée par Madariaga (1976). Pratiquement, la fonction de glissement en chaque point est définie par les expressions suivantes (Campillo, 1983) :

$$\frac{\Delta u(\vec{r},t)}{u_0} = 0. \quad t < t_0$$

$$\frac{\Delta u(\vec{r},t)}{u_0} = \sqrt{v_r^2 t^2 - r^2} \quad t_0(r) < t < t_1(r)$$

$$\frac{\Delta u(\vec{r},t)}{u_0} = \sqrt{v_r^2 t_1^2(r)} \qquad t > t_1(r)$$

où $t_0 = \frac{r}{v_r}$ et $t_1(r) = \frac{R}{v_r} + \frac{(R-r)}{V_h}$

avec u_0 = déplacement final au centre de la fissure
v_r = vitesse de rupture
V_h = vitesse de suture prise égale à v_r

Dans ce modèle aussi, différentes modifications peuvent être introduites (fissure décentrée, saut de vitesse).

La deuxième partie du chapitre II, appliquée à l'étude d'un aspect des enregistrements du séisme de Mexico, nous permettra de mettre en évidence quelques différences et particularités des 2 types de modèle : fissure et dislocation.

Les modèles composites : Les modèles précédemment décrits permettent principalement les modélisations basse fréquence (vitesse ou déplacement). Les hautes fréquences qui dominent les accélérogrammes en champ proche sont trop compliquées pour être modélisées par ces modèles qui se caractérisent par le caractère homogène des propriétés physiques sur le plan de faille. Ces hautes fréquences sont liées aux nombreuses hétérogénéités de taille variée, présentes sur le plan de rupture et qui nécessiteraient de très nombreux paramètres pour être entièrement décrites.

Afin de contourner ces difficultés, differents types de modèle ont été proposés. L'une des manière d'aborder le problème est de considérer qu'un évenement important peut être décomposé en une somme de petits évènements dont les rayonnements sommés seront équivalents au rayonnement total du gros séisme. Les caractéristiques de l'évenement "unitaire" ou sous-événement permettent de définir 3 classes de modèles :

* Le sous événement est constitué par un petit séisme réel enregistré et localisé idéalement sur le même plan de faille que celui du séisme principal. Les accélérogrammes synthétiques sont alors obtenus en sommant la radiation de ces "fonctions de Green" élémentaires (Hadley et Helmberger, 1980, Irikura, 1983). Cette technique permet notamment de s'affranchir des effets liés à la propagation et aux

effets de site locaux. Ces méthodes, probablement prometteuses, nécessitent cependant des corrections délicates (par exemple pour retrouver un temps de montée approprié pour le séisme principal) et posent de sérieux problèmes de normalisation (pour retrouver le moment sismique global) et de contenu spectral, nécessitant des filtrages délicats (excès de hautes fréquences) (Munguia et Brune, 1985).

* Le sous événement est constitué par une aspérité. Ce type de modèle a été introduit par Lay et Kanamori (1981) pour décrire la rupture des grands séismes puis repris par Mcgarr (1981) pour modéliser certains types de petits séismes.

* Le sous événement est représenté par une fissure circulaire (Papageorgiou et Aki, 1983). Ce modéle est peu différent du précédent. Boatwright (1988) a analysé les principales différences entre ces 2 types de modèles. Mentionnons aussi le modèle à "rupture ondulante" (Bernard, 1987) dérivé du modèle à barrières.

Ces 2 derniers types de modèles sont des modèles spectraux, applicables en champ lointain. Dans le cadre de ce travail, nous sommes principalement interessés par l'étude des mouvements en champ proche. Dans ce contexte, la simplicité et le faible nombre de paramètres du modèle à barrières donnent une base pour la définition d'un modèle de source déterministe, certes idéalisé à l'extrême, mais permettant de reproduire, dans une certaine mesure, le caractère hétérogène de la rupture.

Dans ce modèle, la source est donc représentée par un réseau de fissures circulaires, définis comme pour le modèle précédent. La rupture s'initie au centre d'une des fissures puis se propage aux autres fissures à vitesse constante. On définit donc 2 types de vitesse de rupture : celle de la fissure élémentaire et celle du front de rupture se propageant sur l'ensemble de la faille en déclenchant la rupture de chacune des fissures élémentaires. Nous considérerons que ces 2 vitesses prennent des valeurs identiques. Les autres paramètres du modèle sont : le déplacement final au centre de chaque fissure, et le diamètre de chaque fissure. Enfin, Papageorgiou et Aki avaient défini un paramètre supplémentaire pour représenter la décroissance du spectre d'accélérations à haute fréquence : la taille de la zone de "cohésion". Nous n'introduisons pas ce paramètre dans notre modèle mais étudions spécifiquement son effet dans le chapitre II.

Les accélérations générées par ce modèle seront donc constituées par la

somme des rayonnements de chacune des fissures, essentiellement constitués par les phases générées lors de l'arrêt de la rupture à la périphérie de la fissure. Ce type de modèle permettra essentiellement (voir l'étude sur le séisme de Kalamata, Chapitre III) d'étudier localement les variations spatiales de certains paramètres et leurs relations avec l'hétérogénéité de la rupture.

D'un point de vue pratique, un tel modèle considéré dans son ensemble demanderait un temps de calcul extrêmement important, car étant nécessairement appliqué à des tailles de sources importantes, il nécessite la description de la source par un nombre élevé de points-source, par exemple 14700 dans le cas de l'étude du séisme de Kalamata. Il est cependant possible, en jouant sur l'introduction de récepteurs supplémentaires de diminuer considérablement les temps de calcul en ne considérant plus que quelques fissures astucieusement choisies (3 dans le cas de Kalamata, au lieu des 12 initiales) puis en recomposant les contributions de chaque fissure.

IV. Conclusion

Nous disposons donc, aussi bien pour l'étude de problèmes théoriques par l'approche numérique abordée dans le chapitre II que pour l'étude de cas proposés dans le chapitre III d'une méthode complète et exacte permettant la représentation de sources étendues de mécanisme quelconque. Différents types de sources approximant des conditions de rupture plus ou moins homogènes peuvent être introduits de manière simple. Il faut cependant préciser que ces calculs, s'ils ne présentent pas de limitation particulière liée à la méthode (par exemple dans le domaine des hautes fréquences), ne peuvent pas permettre d'envisager des études combinant une taille de la source importante et une fréquence maximale d'étude élevée sans l'utilisation de calculateurs puissants de type vectoriel (CRAY-2).

ANNEXE 1

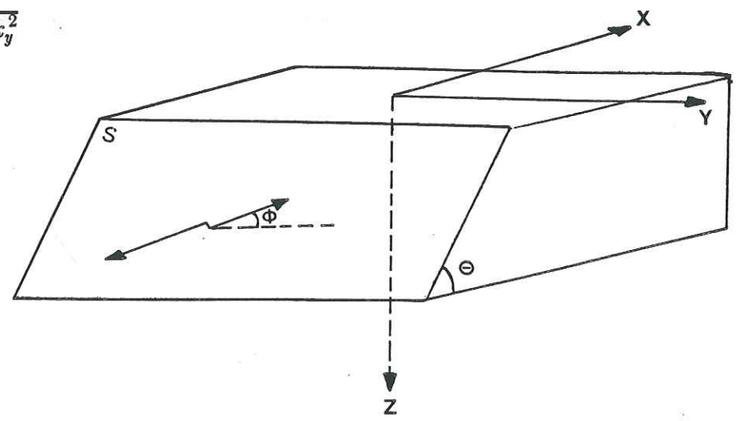
Expressions des potentiels des déplacements en coordonnées cartésiennes Cas du double-couple d'orientation quelconque

$$\Phi = \frac{iDdS}{L_x L_y k_\beta^2}\left(\sin\theta\cos\theta\sin\phi(\nu - \frac{k_z^2}{\nu}) + (\sin^2\theta - \cos^2\theta)\sin\phi\, sgn(z-z_0)k_x \right.$$
$$\left. - \cos\theta\cos\phi\, sgn(z-z_0)k_y - \sin\theta\cos\phi\frac{k_x k_y}{\nu}\right)$$

$$\Psi^{sv} = \frac{iDdS}{2L_x L_y k_\beta^2}\,\frac{1}{k}\left(2\sin\theta\cos\theta\sin\phi\, sgn(z-z_0)(2k_x^2+k_y^2) + (\sin^2\theta-\cos^2\theta)\sin\phi\frac{k_x}{\gamma}\right.$$
$$\left. - \cos\theta\cos\phi\frac{k_y}{\gamma}(k^2-\gamma^2) + \sin\theta\cos\phi\, sgn(z-z_0)2k_x k_y\right)$$

$$V^{sh} = -\frac{DdS}{2L_x L_y}\,\frac{1}{k}\left(-2\sin\theta\cos\theta\sin\phi\frac{k_x k_y}{\gamma} + (sin^2\theta - \cos^2\theta)\sin\phi\, sgn(z-z_0)k_y \right.$$
$$\left. + \cos\theta\cos\phi\, sgn(z-z_0)k_x - \sin\theta\cos\phi\frac{(k_y^2-k_x^2)}{\gamma}\right)$$

avec $k = \sqrt{k_x^2+k_y^2}$



CHAPITRE 2

PARTIE 1

L'INFLUENCE DE LA SOURCE SUR LE COMPORTEMENT DU SPECTRE D'ACCELERATION A HAUTES FREQUENCES

Introduction

Il est reconnu depuis longtemps que le spectre d'accélération, par sa forme et son amplitude, donne de nombreuses informations sur la source et sur le milieu de propagation. Si pratiquement tous les modèles spectraux s'accordent, à basse fréquence, à relier les caractéristiques du spectres à des paramètres de la source comme le moment sismique, la chûte de contraintes ou la taille de la source, il n'en va pas de même pour l'interprétation de la décroissance du spectre d'accélération à haute fréquence, à partir d'une fréquence couramment dénommée f_{max}.

Hanks (1979) attribue d'abord f_{max} à l'atténuation anélastique tout le long de la propagation, alors que plus tard (1982), il considère que l'effet prépondérant est lié à une forte atténuation à proximité immédiate du site d'enregistrement. Anderson et Hough (1984), en étudiant une centaine de séismes en Californie centrale montrent qu'à haute fréquence, le spectre d'accélération des ondes S est caractérisé par une décroissance exponentielle de type $\exp^{-\pi\kappa f}$ qu'ils relient à un modèle d'atténuation dans lequel Q augmente rapidement avec la profondeur. Enfin, Haukson et al. (1987), en analysant des données enregistrées simultanément en surface et en profondeur, montrent que les hautes fréquences sont fortement atténuées entre 1500 et 420 m et suggèrent donc que f_{max} est essentiellement due à une atténuation de proche surface. Ces résultats contredisent ceux de Archuleta (1985) qui ne trouve pas

de différences significatives du contenu haute fréquence des spectres des enregistrements en profondeur (166 m) et en surface sur le site d'expérimentation de McGee Creek (Californie centrale).

Papageorgiou et Aki (1983) étudient la plupart des grands séismes Californiens et trouvent que f_{max} varie entre 2.5 et 5 Hz et inversement proportionellement à la magnitude. Suivant les travaux de Ida et Aki (1971) et Ida (1972), ils interprètent f_{max} comme étant essentiellement lié à un effet de source. En considérant un comportement non-élastique de l'extrémité de la fissure (zone de cohésion), ils prévoient une décroissance du spectre d'accélération pour des fréquences supérieures au rapport v_r/d où v_r est la vitesse de rupture et d la taille de la zone de cohésion. Enfin, Aki (1987) observe que la dimension des hétérogénéités transverses de la faille de San Andreas (Okubo, 1987) est du même ordre de grandeur que celle de la zone de cohésion (quelques centaines de mètre) et en conclut que le paramètre f_{max} des grands séismes peut être prévu par la mesure de la largeur de la faille. S'appuyant sur des données du site de Newport-Inglewood (Californie), il montre que la fréquence coin des petits séismes (M<3) tend à devenir constante et que sa valeur est sensiblement la même que le f_{max} des grands séismes. Enfin, pour finir cette revue, Papageorgiou (1988), en étudiant les accélérogrammes issus du séisme de San Fernando, trouve que le f_{max} des enregistrements effectués sur des sols meubles est sensiblement égal à celui trouvé pour des stations situées sur le rocher.

Il apparait donc que le problème de la décroissance du spectre d'accélération à haute fréquence fait encore l'objet de nombreuses discussions. L'analyse des données (qui peuvent même prendre des caractères contradictoires) et les travaux théoriques ne permettent pas à l'heure actuelle de trancher.

Dans le présent travail, nous considérons, a priori, qu'une origine de la décroissance du spectre d'accélération peut être liée à la source. Dans cette hypothèse, 2 mécanismes peuvent être invoqués : un comportement non élastique du matériau à l'extrémité de la fissure et la cinématique du front de rupture. Dans une première partie, en utilisant les résultats de Ida (1973), nous introduisons dans le modèle classique de fissure à rupture circulaire la présence d'une zône de cohésion approximant les conditions liées à l'effet de forces

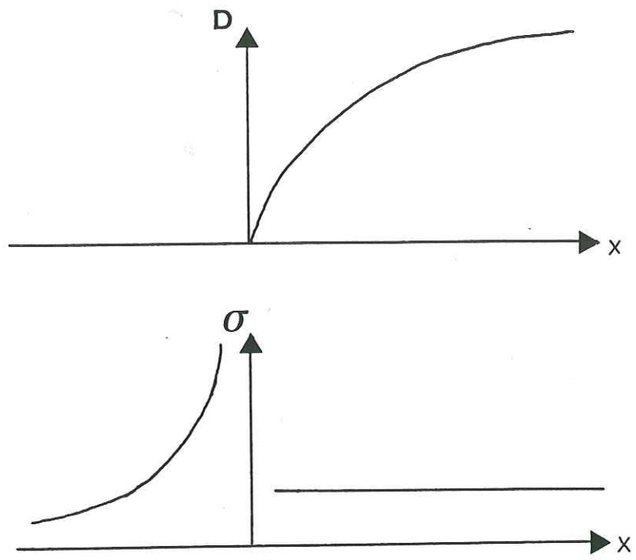


Figure 1 : Discontinuité de déplacement (en haut) et singularité de contraintes (en bas) pour un modèle de fissure.

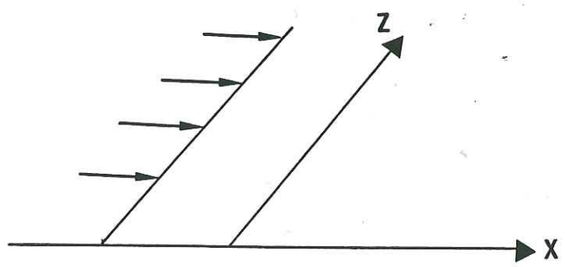


Figure 2 : Géométrie du problème. Fissure de cisaillement 2D à rupture anti-plane.

cohésives à l'extrêmité de la fissure. Nous calculons alors les spectres d'accélérations pour vérifier l'hypothèse de Papageorgiou et Aki (1983) selon laquelle f_{max} serait inversemment proportionnel à la taille de la zône de cohésion. Dans une deuxième partie, nous nous intéressons à l'effet de la cinématique du front de rupture et introduisons, toujours dans le modèle de fissure circulaire, une décélération du front de rupture avant son arrêt. Nous comparons alors les spectres obtenus avec ceux calculés en présence d'une zone de cohésion.

I. Effet d'une zone de cohésion

I.1. Le modèle

Notre modèle de référence est le modèle classique de la fissure à rupture circulaire. Ce modèle a d'abord été introduit par Sato et Hirasawa (1973), qui ont approximé la solution pour le problème d'une fissure circulaire, à chûte de contrainte constante, se propageant à vitesse constante et s'arrêtant instantanément. La solution numérique du problème dynamique a été développée par Madariaga (1976). Enfin, Archuleta et Hartzell (1981) et Campillo (1983) ont étudié la radiation de ce modèle en champ proche. La principale hypothèse faite pour ce modèle est le comportement élastique du milieu de part et d'autre de l'extrêmité de la fissure. La solution classique (Kostrov, 1964) est la forme en $\sqrt{x}$ de la discontinuité de déplacement. Il apparait donc une singularité en $1/\sqrt{x}$ de la vitesse de glissement juste derrière le front de rupture. La contrainte de cisaillement étant le produit d'une constante par la transformée de Hilbert de la vitesse de glissement (Ida et Aki, 1972), on retrouve cette singularité pour les contraintes (figure 1). On met ainsi en évidence le caractère non-physique de ce modèle qui suppose que le matériau peut supporter une contrainte infinie.

Pour éliminer ces singularités, Barrenblatt (1959) a considéré un comportement non-élastique du matériel à l'extrêmité de la fissure. Ce comportement est representé par l'introduction d'une contrainte de cohésion distribuée à l'intérieur de la fissure et travaillant contre la fracture. Ida (1973) a calculé, dans le cas d'une fissure de cisaillement à mode de rupture anti-plan, le champ de contraintes à l'extrêmité de la fissure pour différents types de force de cohésion. Dans le cadre de ce travail, nous nous limiterons au cas le

plus simple, c'est à dire celui où l'on considère que la contrainte de cohésion prend une valeur constante sur toute la longueur de la zone de cohésion. La solution dans ce cas-là peut être développée analytiquement.

Considérons une fissure de cisaillement 2D à rupture anti-plane placée dans le plan x-z dont l'extrêmité est parallèle à l'axe z (figure 2). Ida et Aki (1972) ont montré que la contrainte σ_{zy} est reliée à la discontinuité de déplacement par la relation :

$$\sigma_{zy}(x) = \frac{\mu}{2\pi}(1-\frac{c^2}{\beta^2})^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{0} (\xi-x)^{-1} D'(\xi) d\xi \qquad (1)$$

c = vitesse de rupture
β=vitesse des ondes S dans le milieu.
D' est la dérivée de la discontinuité de déplacement D par rapport à z.

On suppose que la contrainte de cohésion que l'on introduit dépend uniquement de la discontinuité de déplacement D. A l'extrêmité de la fissure, pour éliminer la singularité de contrainte on fera l'hypothèse :

$$\sigma_{zy}(x) = \sigma_c[D(x)] \quad pour \quad x < 0 \qquad (2)$$

où σ_c est la contrainte de cohésion.

En faisant le changement de variable : $X = -A^2 x$, où A est une constante liée aux propriétés de la fissure, et en définissant $D = \Phi(X)$, Ida montre que la vitesse de glissement et les contraintes peuvent s'écrire :

$$X^{\frac{1}{2}}\Phi'(X) = \frac{1}{2}[1-(\frac{1}{\Gamma})\int_{0}^{+\infty} (Y-X)^{-1} Y^{\frac{1}{2}} \sigma_{zy}(Y) dY] \qquad pour\ X > 0 \qquad (3)$$

$$\sigma_{zx}(X) = -(\frac{2\Gamma}{\pi})(1-\frac{c^2}{\beta^2})^{-\frac{1}{2}} \Phi'(X) \qquad (4)$$

$$\pi(-X)^{\frac{1}{2}} \sigma_{zy}(X) = \Gamma - \int_{0}^{+\infty} (Y-X)^{-1} Y^{\frac{1}{2}} \sigma_{zy}(Y) dY \quad pourX < 0 \quad (5)$$

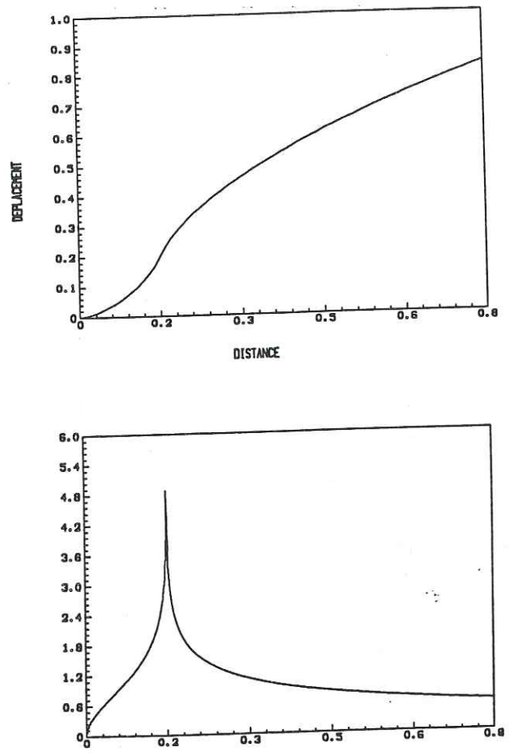


Figure 3 : Discontinuité de déplacement (en haut) et composante σ_{zz} de la contrainte (en bas).

Γ est une quantité qui caractérise $\sigma(D)$ et qui, pour que les contraintes aient une valeur finie en X = 0 (extrêmité de la fissure) doit satisfaire :

$$\Gamma = \int_0^{+\infty} Y^{\frac{1}{2}} \sigma_{zy}(Y) dY \qquad (6)$$

On remarque que si la condition (6) n'est pas satisfaite, les contraintes σ_{zz} et σzy sont proportionelles à $|X|^{-\frac{1}{2}}$ quand X tend vers 0 et sont donc singulières en X = 0, ce qui correspond au cas élastique.

On considère donc que la contrainte de cohésion est uniforme sur toute la longueur de la zone de cohésion, on a donc :

$$\sigma(D) = \begin{cases} \sigma_0 & 0 < D \leq D_0 \\ 0 & D > D_0 \end{cases}$$

ce qui est équivalent à :

$$\sigma(X) = \begin{cases} \sigma_0 & 0 < X \leq X_0 \\ 0 & X > X_0 \end{cases}$$

L'équation (6) devient donc :

$$\Gamma = 2\sigma_0 \sqrt{X_0}$$

De (3), on tire :

$$\Phi(X) = (X_0^{-\frac{1}{2}}/4)\,[(X-X_0)\ln\left|\frac{\sqrt{X}+\sqrt{X_0}}{\sqrt{X}-\sqrt{X_0}}\right| + 2\sqrt{X_0}\sqrt{X}]$$

X_0 est déterminé par $\Phi(X_0) = D_0$

La discontinuité de déplacement s'écrit alors :

$$\Phi(X) = (\frac{1}{8D_0}[(X-4D_0^2)\ln\left|\frac{\sqrt{X}+2D_0}{\sqrt{X}-2D_0}\right| + 4D_0\sqrt{X}] \quad \textit{pour} \quad X > 0$$

Les contraintes sont alors données par les équations (4) et (5) :

$$\sigma_{zz}(X) = -(\sigma_0/\pi)(1-\frac{c^2}{\beta^2})^{-\frac{1}{2}} \ln\left|\frac{\sqrt{X}+2D_0}{\sqrt{X}-2D_0}\right| \qquad X>0$$

$$\sigma_{zy}(X) = \frac{2\sigma_0}{\pi}\tan^{-1}(-4D_0/X)^{\frac{1}{2}} \qquad X<0$$

La figure (3) représente ces différentes fonctions.

Dans le cas de la fissure circulaire, nous définissons le glissement Δu par les expressions suivantes :

$$\frac{\Delta u(\vec{r},t)}{u_0} = 0 \qquad t < t_0(r)$$

$$\frac{\Delta u(\vec{r},t)}{u_0} = (1/8D_0)\left[(vt-4D_0^2)\ln\left|\frac{\sqrt{vt}+2D_0}{\sqrt{vt}-2D_0}\right| + 4D_0\sqrt{vt}\right] \qquad t_0 < t < t_1(r)$$

$$\frac{\Delta u(\vec{r},t)}{u_0} = (1/8D_0)\left[(vt_1-4D_0^2)\ln\left|\frac{\sqrt{v}t_1+2D_0}{\sqrt{v}t_1-2D_0}\right| + 4D_0\sqrt{v}t_1\right] \qquad t > t_1$$

avec $t_0 = \frac{r}{v_r}$ $\quad t_1 = \frac{R}{v_r}$

R = rayon de la fissure
v_r = vitesse de rupture

I.2. Configuration du modèle étudié

On considère donc une fissure de cisaillement circulaire verticale de 1 km de rayon dont le centre est situé à 3 km de profondeur. Le milieu est caractérisé par des vitesses des ondes P et S respectivement égales à 6 et 3.55 km/s. La vitesse de rupture est prise égale à $0.75.\beta$ soit 2.66 km/s. Les récepteurs sont disposés en surface à 4 km de distance épicentrale, à des azimuts espacés de 10° entre 10 et 80° par rapport à la trace de la faille en surface. Les accélérations sont calculées pour les 3 composantes (transverses, radiales et verticales) à chacun des récepteurs. La fréquence maximale est de 25 Hz. La faille est discrétisée par un réseau de points sources espacés de 25

mètres soit 1/6 de la plus petite longueur d'onde considérée.

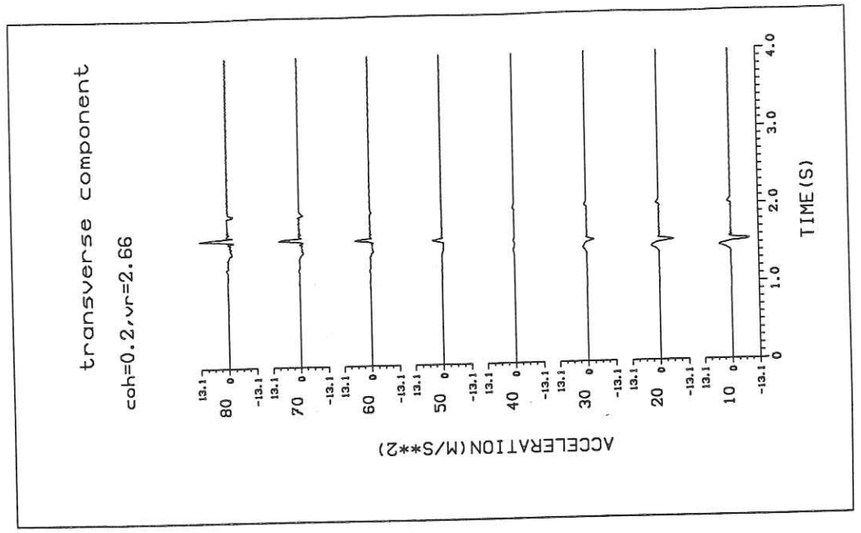
I.3. Résultats

Le premier modèle considéré est caractérisé par une zone de cohésion de 200 mètres de longueur soit 20% du rayon de la fissure. La figure 4 montre les accélérations transverses calculées aux 8 récepteurs entre 10° et 80° comparées à un cas " de référence ", c'est à dire à comportement élastique. Afin que les temps d'arrivée coincident, le modèle de référence est une fissure circulaire de 800 mètres de rayon dont la vitesse de rupture est définie par :

$$V_r = \frac{R_0-coh}{R_0}.V_r = 2.12\ km/s$$

où R_0 est le rayon de la fissure et *coh* est la taille de la zone de cohésion. On identifie sur les accélérogrammes les phases classiques, c'est à dire essentiellement liées à l'arrêt de la rupture, S_1' et S_2' correspondant respectivement aux points d'arrêt les plus proches et les plus éloignés du récepteur. La principale différence entre les 2 cas provient de l'aspect beaucoup plus basse fréquence des pulses liés aux phases d'arrêt pour les récepteurs situés à des azimuths proches du plan de faille ($\theta < 50°$) dans le cas non-élastique. Ceci est confirmé par l'examen des spectres. (figure 5). A basse fréquence, les spectres des 2 modèles sont confondus car les moments sismiques sont égaux. Aux fréquences intermédiaires (au-dessus de la fréquence coin), les spectres diffèrent légèrement car les vitesses de rupture sont sensiblement différentes pour les 2 modèles. Enfin, au-delà de fréquences de l'ordre de 8 à 10 Hz, on observe que le spectre du cas non-élastique décroit approximativement en $\frac{1}{\omega}$. Ce comportement est net pour les récepteurs situés à des azimuts inférieurs à 50° alors que pour les stations situées à des azimuts supérieurs, le comportement haute fréquence des 2 modèles est quasiment identique. Il apparait donc que, au moins en ce qui concerne les récepteurs situés à de faibles azimuts par rapport au plan de faille, le comportement non-élastique de l'extrémité de la fissure peut expliquer la décroissance du spectre d'accélération.

Ce résultat est à rapprocher de celui de Achenbach et Harris (1978) qui



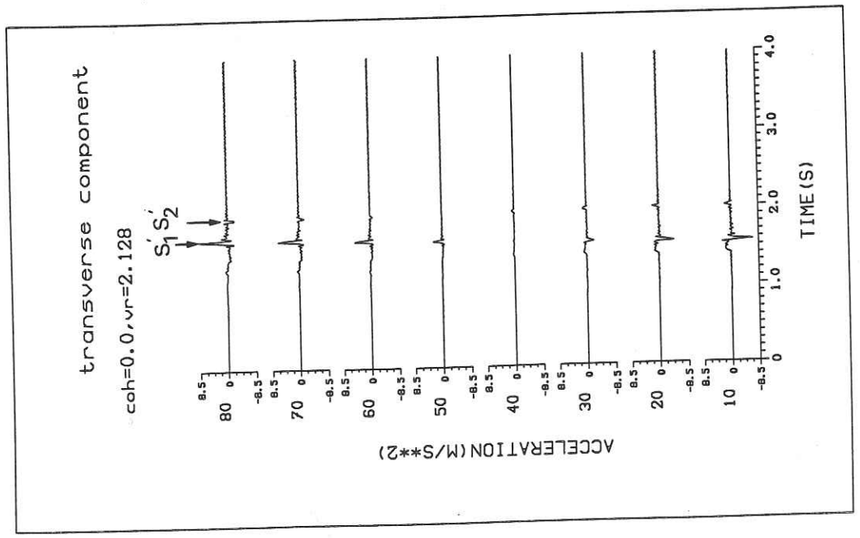


Figure 4 : Accélérations calculées pour le cas élastique (à gauche) et en présence d'une zone de cohésion de 0.2 km (à droite). Les phases d'arrêt sont notées S_1' et S_2'. Les chiffres à gauche des traces indiquent l'azimut du récépteur.

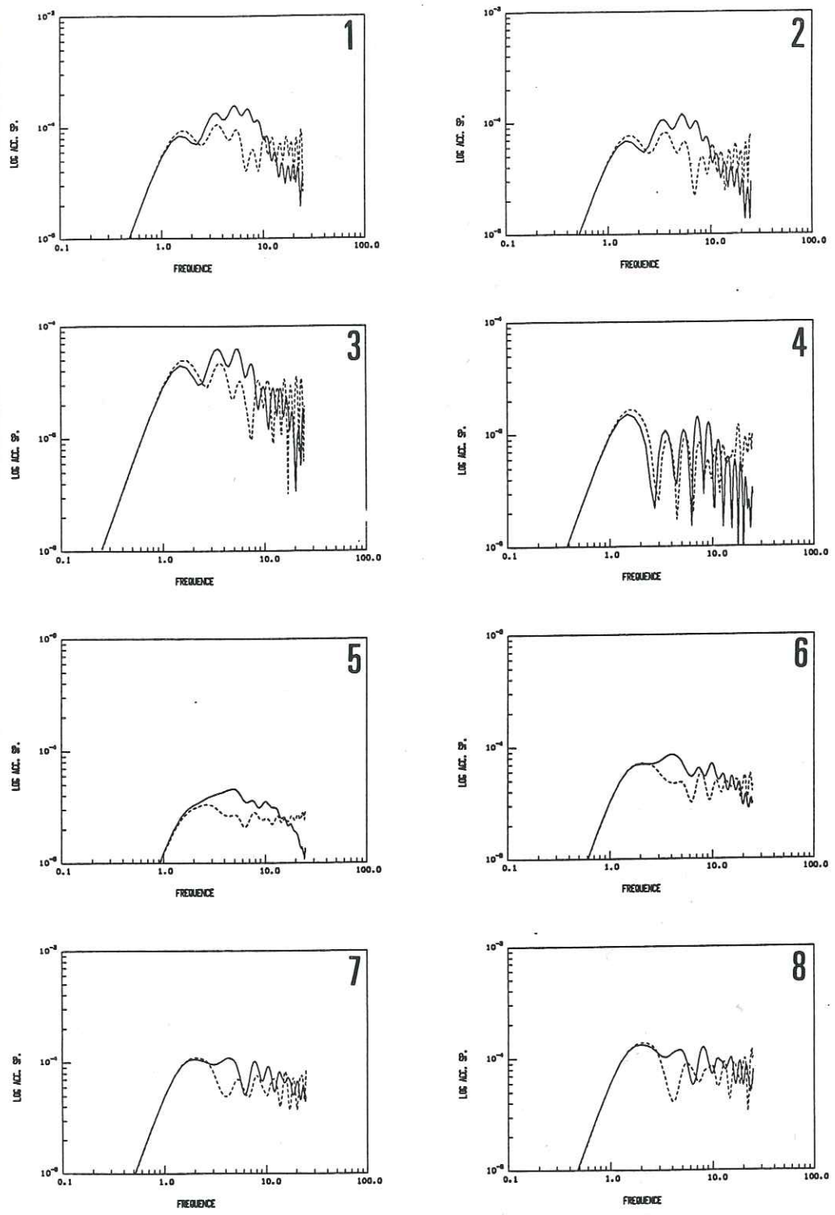


Figure 5 : Spectres d'accélération pour le modèle élastique (pointillé) et le modèle de cohésion (trait plein). Les numéros en haut à droite de chaque spectre indiquent l'azimut (1=10°,2=20°,....).

ont étudié l'émission haute fréquence lié à l'arrêt d'une fissure à front de rupture curviligne en présence de force de cohésion. En décrivant la discontinuité de déplacement derrière le front de rupture par :

$$Cx^{\frac{\kappa}{2}} \qquad \kappa \geq 1$$

où x représente la distance au front de rupture et κ est un paramètre qui contrôle la forme de la discontinuité de déplacement derrière le front de rupture. Si $\kappa = 1$, on retrouve bien la forme de discontinuité de déplacement caractérisant un milieu élastique.

Achenbach et Harris trouvent alors que le spectre d'amplitude des phases d'arrêt est à haute fréquence et pour une rupture en mode anti-plan, de la forme :

$$w(r,\theta,\omega) = r^{-\frac{1}{2}} E(\theta) H(\omega) e^{ikr}$$

r = distance au front de rupture
$E(\theta)$ = coefficient d'émission dépendant du mode de rupture.
θ = angle entre le front de rupture et la direction de départ du rai

$$H(\omega) = \begin{cases} A & \kappa = 1 \\ A\Gamma[\frac{1}{2}(\kappa+1)] \,/\, (-i\omega)^{\frac{\kappa+1}{2}} & \kappa > 1 \end{cases}$$

On retrouve bien une décroissance du spectre d'accélération à hautes fréquences. Cette décroissance est étroitement liée à la forme de la discontinuité de déplacement. Il n'est cependant pas possible de pousser plus loin le parallèle entre nos résultats et ceux de Achenbach et Harris. En effet, il n'est pas possible de considérer séparement les 2 modes de rupture plan et anti-plan dans le cas de la fissure circulaire.

I.3.1 Influence de la vitesse de rupture

Le modèle que nous considérons maintenant est identique au précédent;

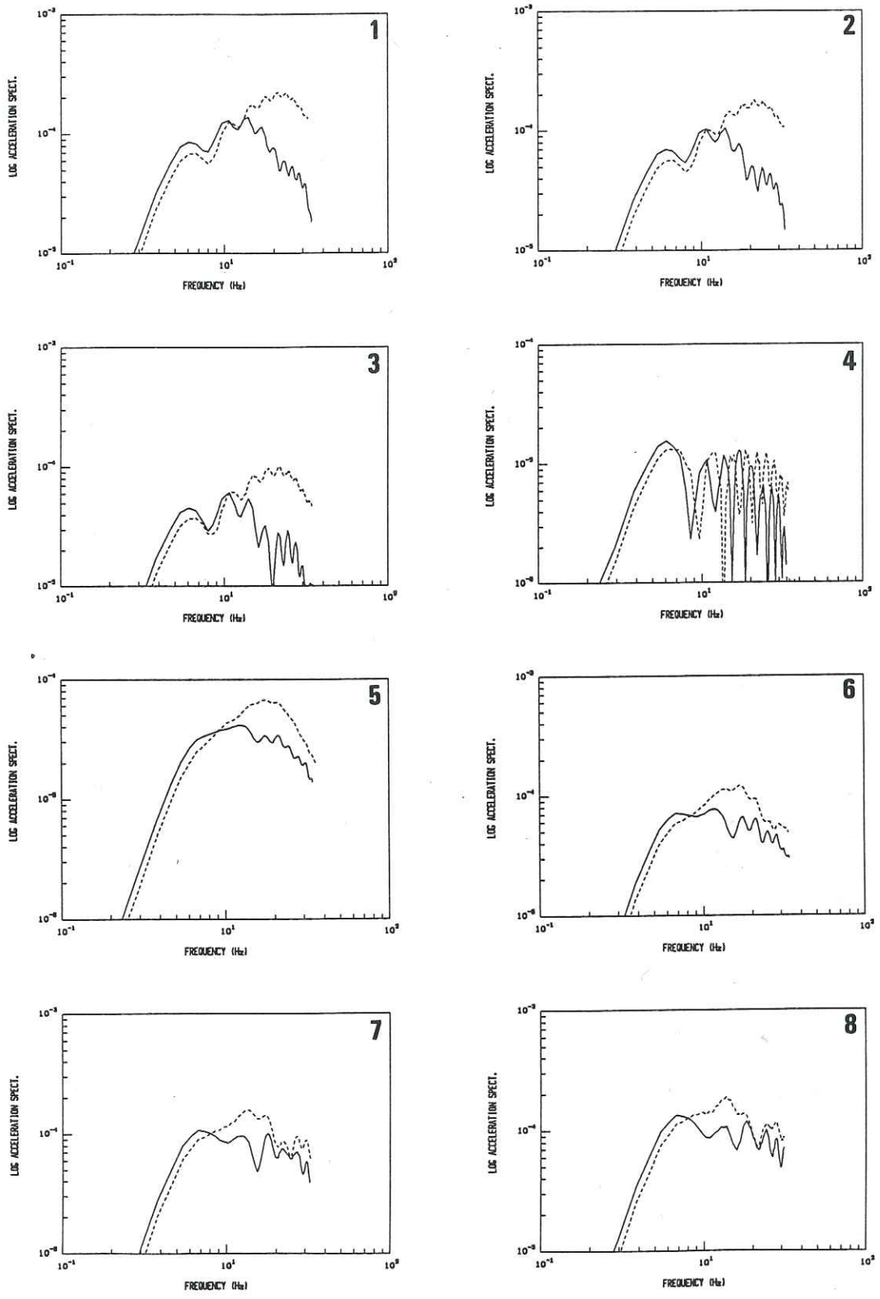


Figure 6 : Spectres d'accélération du modèle de cohésion. En trait plein, la vitesse de rupture considérée est 2. km/s. En trait pointillé, elle est de 3.0 km/s.

le seul paramètre qui varie est la vitesse de rupture. La figure 6 montre les spectres obtenus pour 2 vitesses : 2.0 et 3.0 km/s. Il apparait clairement que, quelque soit l'azimut considéré, la fréquence à partir de laquelle le spectre commence à décroitre varie proportionnelement à la vitesse de rupture comme l'avait supposé Papageorgiou et Aki (1983).

I.3.2 Influence de la taille de la zone de cohésion

Nous nous intéressons maintenant à l'influence de la longueur de la zone de cohésion. La figure 7 montre les spectres d'accélération pour une fissure de 1 km de rayon et dont la zone de cohésion mesure 0.35 km. La vitesse de rupture est toujours prise égale à 2.66 km/s. Les spectres ont une allure tout à fait différente de celle des spectres obtenus pour une zone de cohésion de 0.2 km, car les 2 modèles ne sont plus du tout équivalents. Il apparait cependant nettement que le spectre commence à décroitre de manière significative à partir de fréquences comprises entre 5 et 7 Hz en comparaison des fréquences de l'ordre de 10 Hz observées dans le cas précédent. La forme du spectre d'accélération à hautes fréquences est donc étroitement liée à la taille de la zone de cohésion. Si l'on définit f_{max} comme le point d'intersection entre le niveau plat du spectre et l'asymptote haute-fréquence, on observe donc bien que f_{max} varie inversement proportionellement à la taille de la zône de cohésion. Il faut aussi noter que, dans le cas présent, il est difficile d'observer la dépendance azimutale observée pour une plus faible taille de la zône de cohésion, ce qui la rend difficilement interprétable.

Il apparait donc clairement que l'existence de forces cohésives à l'extrémité d'une fissure, liée à des propriétés non-élastiques des matériaux, peut affecter de manière significative le comportement haute-fréquence du spectre d'accélération en agissant comme un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est inversement proportionnelle à la taille de la zône de cohésion.

II. Effet de la cinématique du front de rupture

Il est clairement établi que la cinématique du front de rupture joue un

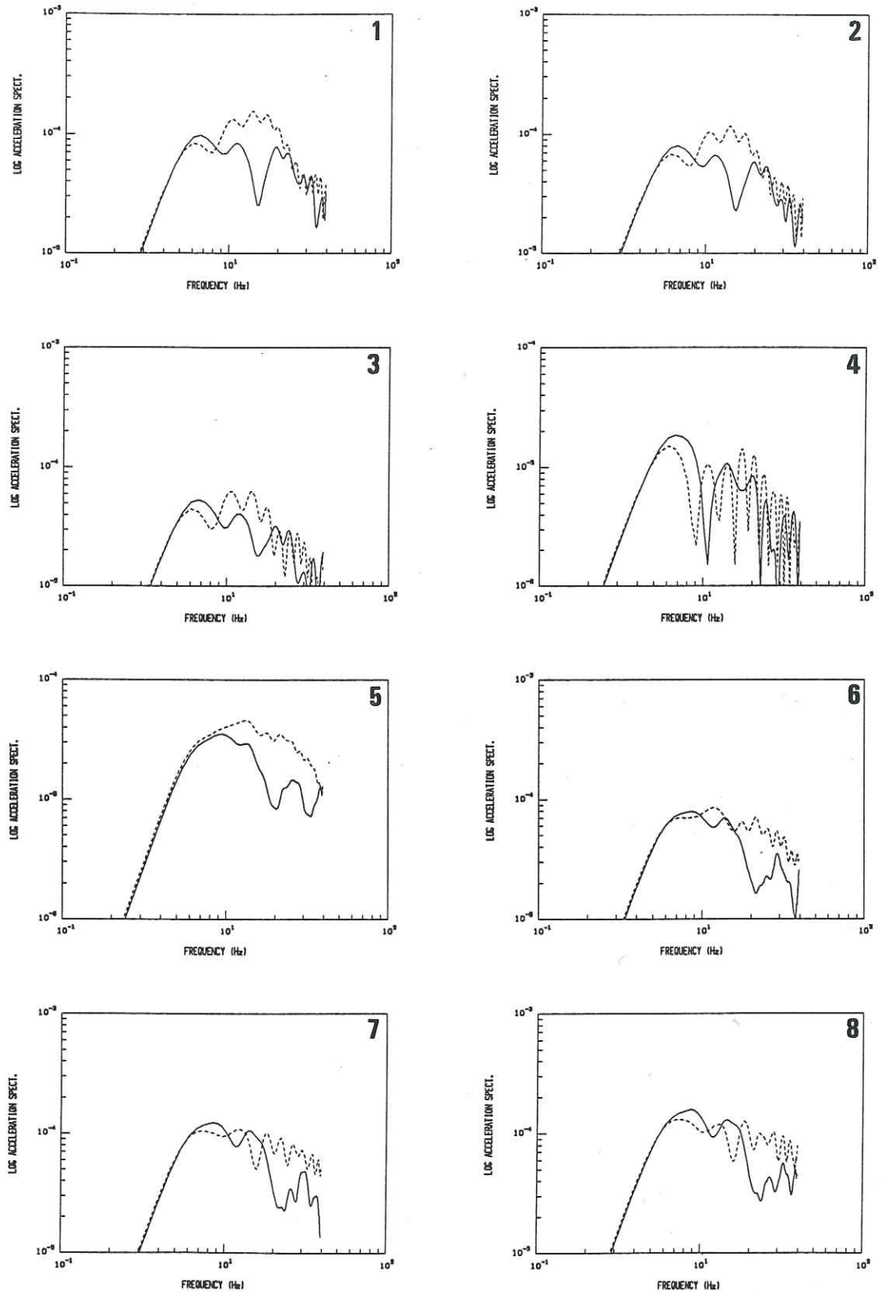
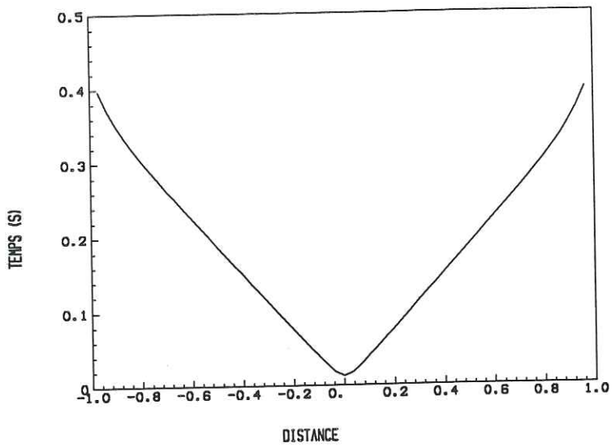


Figure 7 : Spectres d'accélération pour une taille de la zone de cohésion égale à 0.35 km (trait plein) et 0.20 km (trait pointillé).



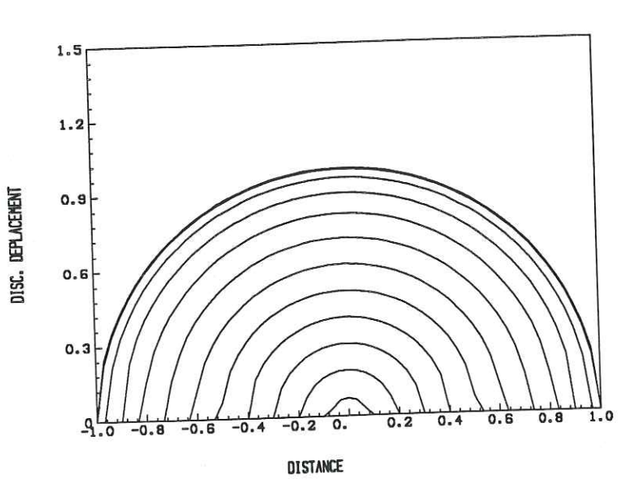


Figure 8 : En haut, position de l'extrémité de la fissure en fonction du temps pour une décélération finale de 0.1 s. En bas, Discontinuité de déplacement à intervalle de temps constant, dans le cas de la décélération.

rôle particulièrement important dans le rayonnement d'une source, en particulier par l'émission de pulses hautes fréquences lors de l'arrêt brusque de la rupture. La vitesse de rupture étant associée à l'énergie de fracture du milieu, il semble raisonnable de penser, qu'au moins dans certains cas, celle-ci varie lentement et donc qu'il peut exister des variations régulières (accélérations ou décélérations) de la vitesse du front de rupture. C'est l'effet d'un tel comportement que nous souhaitons tester en considérant qu' à la périphérie de la fissure le front de rupture va décélérer régulièrement. Campillo (1983) a déjà abordé ce type de problème et observé que le comportement haute fréquence du spectre d'accélération était fortement affecté par l'existence d'une décélération du front de rupture avant l'arrêt final. Ceci se traduisait par une décroissance nette du spectre pour des fréquences supérieures à $1/t'$ où t' représente la durée de la décélération.

Il est donc intéressant dans le cadre de cette étude de comparer les effets respectifs d'un comportement non-élastique du matériau et de la cinématique du front de rupture. On considèrera donc un modèle identique à celui défini dans le cas élastique (rayon = 1km). La vitesse de rupture est d'abord constante et égale à 2.66 km/s, puis, le front de rupture décélère régulièrement en 0.1 s (figure 8), le comportement self-similaire étant à chaque instant conservé.

La figure 9 présente les accélérations transverses calculées aux 8 récepteurs situés entre 10° et 80° (azimut par rapport à la trace de la faille). L'observation la plus évidente, par rapport au cas élastique, est la très faible amplitude des phases d'arrêt, ceci étant évidemment lié à l'absence de saut de vitesse brusque. La phase dominante, pour les faibles azimuts (10°,20°,30°), est la phase d'initiation. Il faut aussi noter l'aspect relativement basse fréquence des phases d'arrêt qui se traduisent sur les spectres (figure 10) par une très nette décroissance pour des fréquences supérieures à 5-6 Hz et ceci quel que soit l'azimut considéré. Les oscillations rapides du spectre ne permettent pas d'évaluer de manière précise la loi de décroissance; il apparait cependant que cette décroissance est nettement plus rapide que dans le cas de la zône de cohésion.

Conclusion

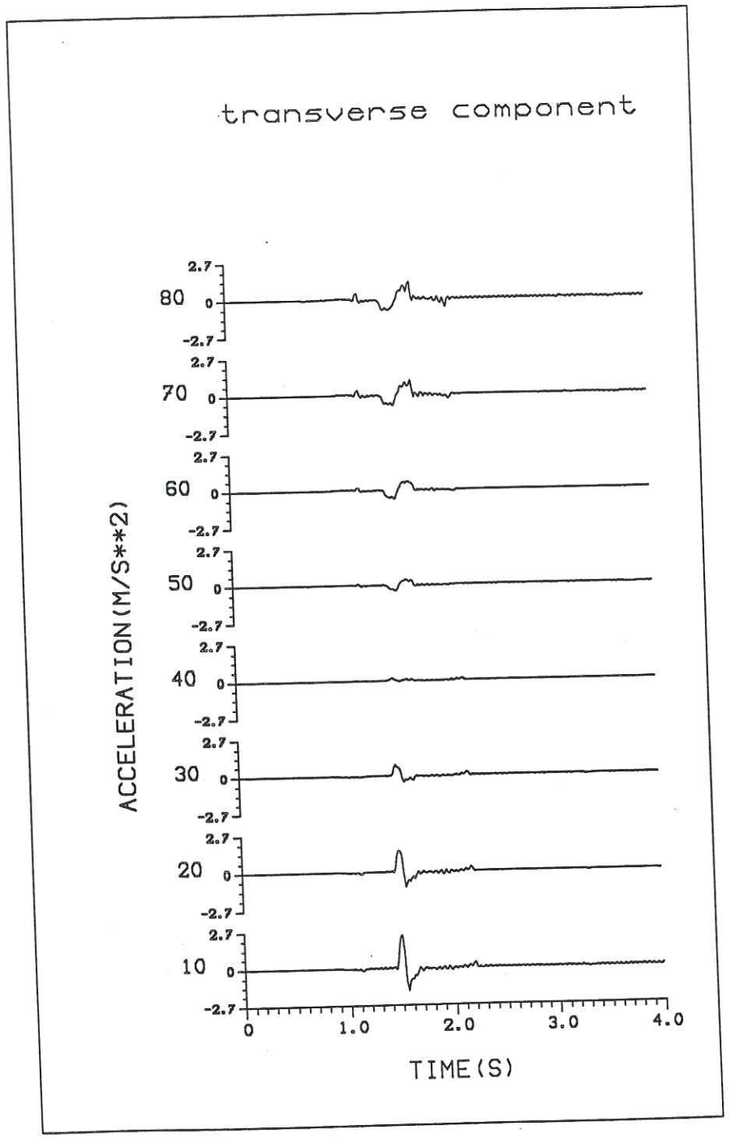


Figure 9 : Accélérations calculées pour une décélération du front de rupture durant 0.1 s. L'azimut est indiqué à gauche des traces.

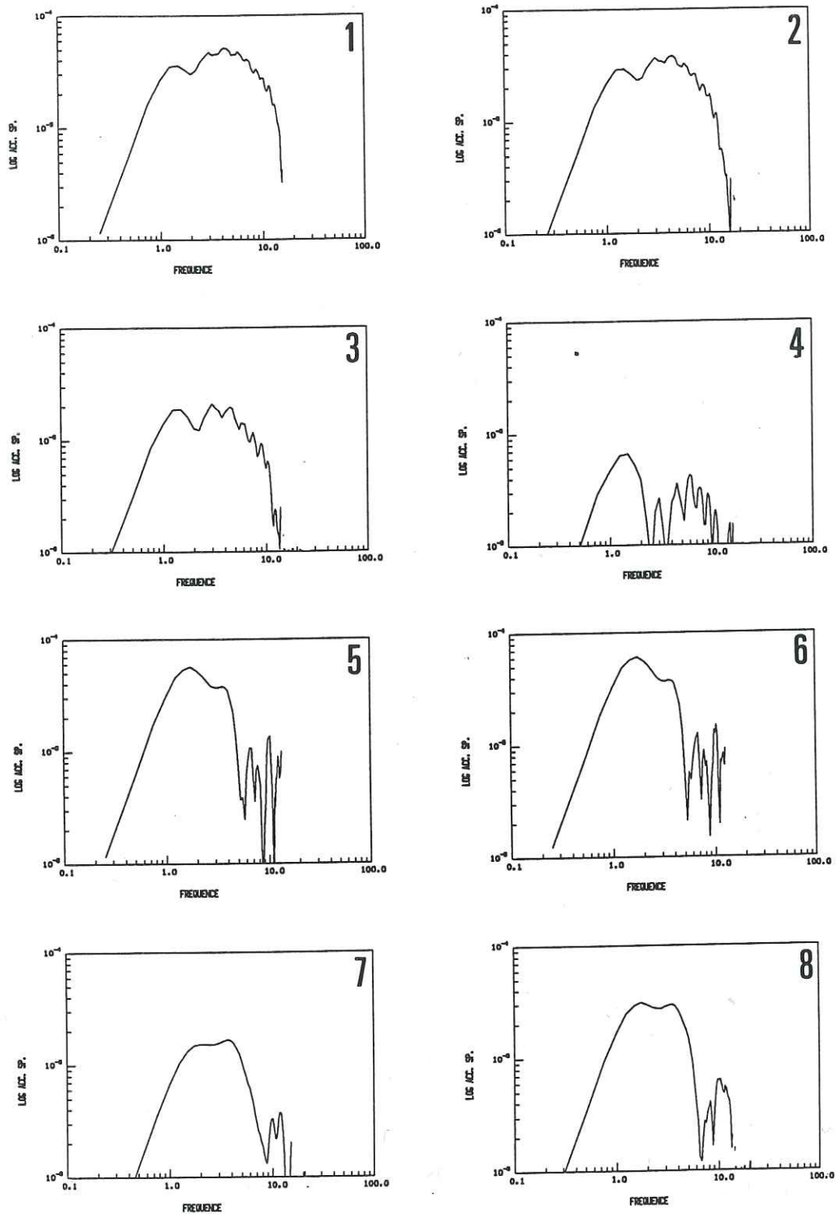


Figure 10 : Spectres d'accélération pour une décélération de 0.1 s. Les numéros en haut à droite de chaque spectre indiquent l'azimut du récépteur (1=10°,2=20°...).

Cette étude n'avait pas la prétention de vouloir régler le problème de f_{max}. Il faudra probablement encore quelques années pour mettre un terme aux polémiques qui entourent le comportement du spectre d'accélération à hautes fréquences. Ce travail visait principalement à tester numériquement, ce qui est la seule approche possible, et dans le cas du modèle simple de la fissure circulaire, l'hypothèse selon laquelle la décroissance du spectre d'accélération pouvait trouver son origine au niveau de la source.

L'une des conclusions principales de cette étude est, qu'effectivement, au niveau de la source, 2 mécanismes interviennent de manière indiscutable dans la forme du spectre d'accélération à haute fréquence. Tout d'abord, la présence d'une zône de cohésion liée à l'existence de forces cohésives à l'extrêmité de la fissure se traduit par une nette décroissance du niveau spectral à partir d'une fréquence variant proportionnelement au rapport v_r/d. Il faut aussi préciser que, dans cette étude, nous avons introduit une discontinuité de déplacement correspondant à une contrainte de cohésion constante sur toute la longueur de la zône de cohésion. Cette hypothèse conduit à une singularité au niveau des contraintes. Il serait intéressant de considérer d'autres formes de distribution de la contrainte de cohésion, conduisant à une répartition plus physique des contraintes au niveau de l'extrêmité de la fissure et d'observer la sensibilité du spectre d'accélération à ces différentes distributions. Ceci demanderait cependant d'évaluer numériquement la forme de la discontinuité de déplacement (Ida, 1973). L'existence d'une décélération régulière permet elle-aussi d'expliquer la décroissance du spectre d'une manière nette, cependant les deux types de mécanismes sont difficilement comparables.

Enfin et surtout, il ne faut pas perdre de vue, après ces calculs théoriques, que ce problème de décroissance du spectre d'accélération, important -car pouvant avoir des implications dans le domaine du génie parasismique- doit aussi être abordé par l'étude systématique de données, ce qui ne semble pas avoir encore été fait. Des études statistiques sur un très grand nombre de données, de toutes provenances (c'est à dire pas uniquement Californiennes !) devraient pouvoir permettre de dégager un certain nombre de tendances et d'isoler les paramètres importants.

PARTIE 2

LE SEISME DE GUERRERO-MICHOACAN DU 19 SEPTEMBRE 1985 : FISSURE OU DISLOCATION ?

1. Introduction

Le séisme de Parkfield, le 27 Juin 1966, a fourni le premier enregistrement accélérométrique à très faible distance d'une faille. La forme extrêmement simple du pulse de déplacement transverse observée à la station 2 (située à 80 m de la faille) a suscité de très nombreuses études. Aki (1968) puis Haskell (1969) ont, les premiers, montré qu'un modèle de dislocation uniforme (maintenant désigné sous le nom de modèle de Haskell) permettait d'expliquer de manière satisfaisante le déplacement observé.

Parallèlement, de nombreux auteurs ont tenté de résoudre le problème du calcul du champ de déplacement résultant de la relaxation de contraintes sur un plan de faille situé dans un espace ou un demi-espace. Un tel modèle (modèle de fissure) approximant les conditions des séismes superficiels a été proposé par Kostrov (1964) qui a résolu le problème d'un plan de faille circulaire en 3 dimensions. Bien que d'approche plus physique que le modèle de dislocation, le modèle de fissure n'a cependant pas permis, dans le cas du séisme de Parkfield, de retrouver les caractéristiques du déplacement observé à la station 2 (Archuleta et Brune, 1975).

D'autre part, Bouchon (1977) a montré qu'un modèle de fissure sans barrières ne permet pas d'expliquer l'enregistrement de Pacoima Dam issu du séisme de San Fernando (1971) alors qu'un modèle de fissure avec plusieurs barrières équidistantes générait des déplacements similaires à ceux produit par

un modèle de dislocation uniforme. Ce dernier modèle avait auparavant été utilisé par Niazy (1975) qui avait obtenu des résultats en bon accord avec les données. Ces résultats vont dans le même sens que ceux obtenus théoriquement par Das et Aki (1977). Ceux ci ont montré que, dans le cas d'une fissure avec barrières, la fonction source en chaque point de la faille tendait à devenir indépendante de sa position par rapport à l'extrémité de la fissure. On peut donc s'attendre à ce que l'effet total sur toute la surface de la faille soit similaire à celui d'une dislocation uniforme. Ceci ne s' appliquant évidemment qu'aux basses fréquences, c'est à dire aux longueurs d'onde de l'ordre de la taille des barrières.

Pour résumer, ces différentes études ont donc montré que (figure 1) :

- A proximité de la faille et dans un contexte tectonique de type Californien, un modèle de dislocation uniforme décrit bien le processus de rupture à basse fréquence, ce qui n'est pas le cas du modèle de fissure unique.

- Le modèle de dislocation peut être considéré, toujours à basse fréquence, comme équivalent au modèle de fissure avec des barrières.

Dans ce contexte, le séisme de Guerrero-Michoacan du 19 Septembre 1985 offre des données particulièrement intéressantes. Tout d'abord parce que l'on se trouve dans un contexte tectonique tout à fait différent de celui de la Californie (zone de subduction, faille inverse). Ensuite, parce que c'est la première fois que l'on enregistre un séisme de magnitude supérieure à 8 à proximité immédiate de la faille. De plus, ces enregistrements numériques ont permis, par intégrations, de revenir au déplacement sans filtrage des très basses fréquences. On dispose ainsi d'enregistrements tout à fait exceptionnels (Steacy et al., 1987).

Après quelques mots sur les principales différences théoriques entre les mouvements générés par un modèle de dislocation et un modèle de fissure, ce chapitre sera consacré à l'étude des déplacements obtenus à l'une des stations les plus proches de l'épicentre. Précisons cependant que la finalité de ce travail n'est pas d'expliquer l'ensemble des caractéristiques des enregistrements. Trop d'inconnues, concernant aussi bien le milieu de propagation que la source elle-même subsistent pour envisager une telle étude. Notre but est plutôt de

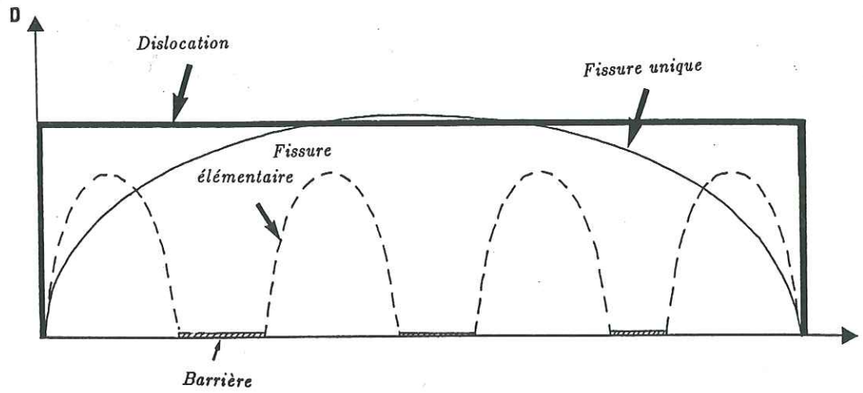


Figure 1 : Discontinuité de déplacement pour :
- le modèle de fissure (trait fin).
- le modèle de dislocation (trait gras)
- le modèle à barrières (trait pointillé)

A basse fréquence, c'est à dire pour des longueurs d'onde de l'ordre de la taille des barrières, le modèle de dislocation est équivalent au modèle à barrières car la fonction source en chaque point de la faille est indépendante de la position de ce point par rapport au front de rupture. Par contre, dans le cas d'une fissure unique, la fonction source est étroitement liée à la position du point par rapport au front de rupture.

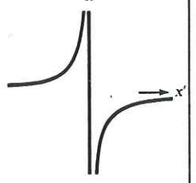
	Fissure	*Dislocation*
Vitesse	$-\frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{x'}}H(x')$	$-\frac{1}{x'}$ 
Déplacement	$\sqrt{x'}H(x') + \text{const.}$	$\log\lvert x'\rvert$

Figure 2 : Forme de la vitesse et du déplacement perpendiculairement au plan de faille pour une fissure et une dislocation : mode de rupture plan (d'après Aki et Richards, 1980).

comparer la forme des mouvements générés par un modèle de dislocation et un modèle de fissure à la lumière des enregistrements de champ proche du séisme de Michoacan.

2. Modèle de fissure et modèle de dislocation

Le modèle de dislocation et le modèle de fissure se différencient essentiellement par la forme du glissement en bout de fissure (saut de Heaviside pour la dislocation, en $\sqrt{x}$ pour la fissure). D'autre part, les pics d'amplitude de vitesse décroissent en y^{-1} pour la dislocation et $y^{-\frac{1}{2}}$ pour la fissure. Enfin, en ce qui concerne les mouvements générés à proximité de la faille, ce qui est le plus important pour le sismologue, parce qu'étant la seule grandeur observable, il existe des différences importantes entre les 2 types de modèles.

En effet si l'on considère la propagation d'une dislocation ou d'une fissure à mode de rupture plan, on peut montrer (Aki et Richards, 1980) que la composante transverse de la vitesse (figure 2) est de la forme $1/x'$ ($x'=x-vt$, v=vitesse de rupture) dans le cas de la dislocation et $-\frac{1}{2}\ 1/\sqrt{x'}$ dans celui de la fissure. On remarque donc que la composante transverse s'annule à l'intérieur de la fissure alors que dans le cas de la dislocation, elle présente un aspect symétrique. Si l'on s'intéresse maintenant aux déplacements, il sera de la forme $\log|x'|$ pour la dislocation (c'est à dire sensiblement de la même forme que ce qui a été observé sur la composante transverse de la station 2 de Parkfield) et en $\sqrt{x'}H(x')$ pour la fissure. Si certains séismes se rapprochaient du type dislocation et d'autres du type fissure, dans l'hypothèse où le milieu de propagation est relativement homogène, l' examen de la forme de la composante transverse du déplacement ou de la vitesse devrait pouvoir permettre de les distinguer.

3. Le séisme de Michoacan : Principales caractéristiques de la source.

Le séisme de Michoacan (M_w = 8.1) du 19 septembre 1985 a été abondamment étudié, du point de vue de la source, aussi bien à partir des

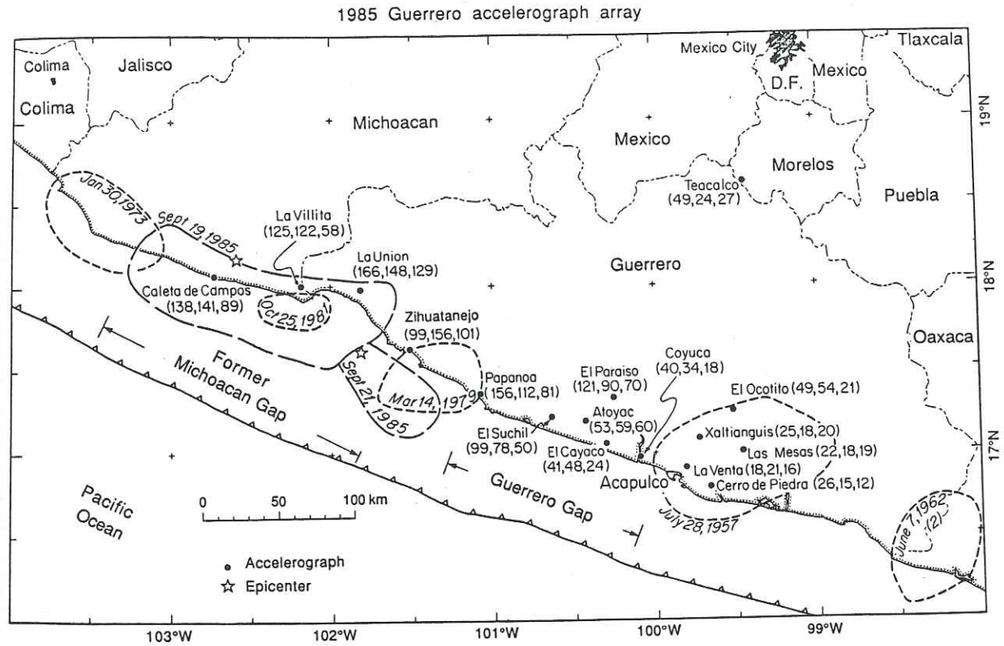


Figure 3 : Localisation des stations accélérométriques (point noir) sur la côteouest du Mexique. L'épicentre du séisme du 15 septembre 1985 est représenté par une étoile. La zone de rupture estimée est entourée par des traits longs (d'après Anderson et al., 1986).

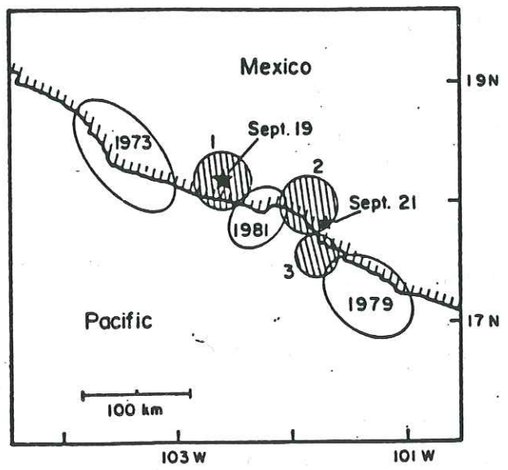


Figure 4 : Localisation des 3 sous-évenements déterminés à partir des fonctions sources en champ lointain par Houston et Kanamori (1986). Les épicentres du choc principal et de la principale réplique sont indiqués par des étoiles pleines. (d'après Houston et Kanamori, 1986).

enregistrements télésismiques (Eissler et al., 1986; Houston et Kanamori, 1986) qu'à partir des ondes de surface (Ekstrom et Dziewonski, 1986; Riedsel et al., 1986). Dans le cadre de ce travail, nous rappelerons uniquement les principales caractéristiques déduites de ces études.

La surface de rupture estimée de cet événement peut être représentée par un rectangle d'environ 170 km de long et de 50 km de large (figure 3) disposé paralèllement à la côte mexicaine. Le mécanisme est principalement en faille inverse avec cependant une légère composante de coulissage alors que le plan de faille est penté d'environ 15°. Les études de Houston et Kanamori (1986), basées sur l'inversion d'enregistrements des stations du GDSN, ont montré que la fonction source pouvait se décomposer en 3 pulses, pouvant être interprétés comme 3 événements successifs sur le plan de faille (figure 4). Les 2 premiers événements sont associés à des moments sismiques égaux représentant chacun 45 % du moment sismique total (M_0=1,1.10^{28} dyne.cm, Ekström et Dziewonski, 1986). Le troisième événement, dont la localisation est encore peu précise, contient environ 10 % du moment sismique total et s'est produit 50 s après le premier événement.

3 accélérographes (Caleta de Campos, La Villeta, La Union) sont situés directement au dessus du plan de faille et ont fourni des accélérogrammes (Anderson et al., 1986) qui se caractérisent essentiellement par leur faible valeur du pic d' accélération (au maximum 0.2 g sur la composante horizontale). Par comparaison, les lois d'atténuation du pic d'accélération de Campbell (1981), déterminées à partir d'un échantillon de séismes mondiaux, prédisent un pic d'accélération de l'ordre de 0.8 g pour un séisme de magnitude équivalente à 20 km de la faille.

4. Les données

Les déplacements, obtenus à partir d'intégrations successives des accélérations (Anderson et al., 1986), enregistrées à la station Caleta de Campos sont représentées sur la figure 5 pour les 3 composantes verticale, Nord-Sud et Ouest-est. La forme de ces déplacements présentant des caractéristiques peu communes pour les raisons qui vont suivre, des interrogations se sont posées concernant la réponse instrumentale des

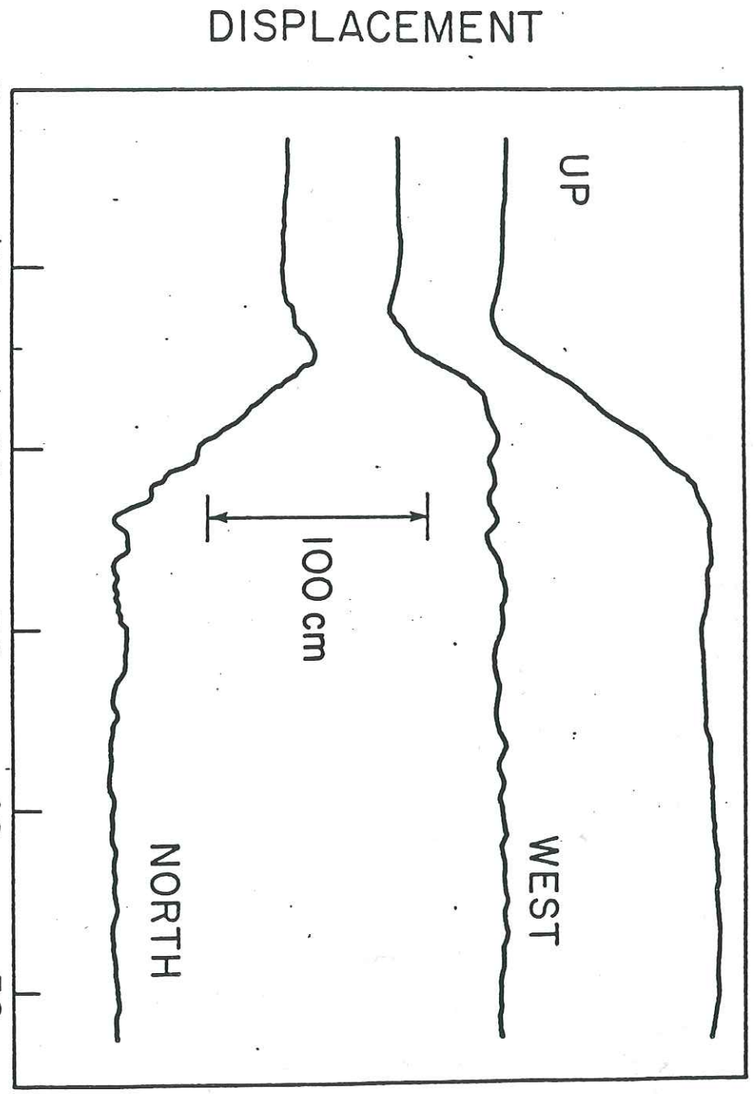


Figure 5 : Déplacements intégrés à partir des accélérations à la station de Caleta de Campos pour les trois composantes verticale, Ouest-Est et Nord-Sud (de bas en haut)(d'après Anderson et al., 1986).

appareils. Il semble cependant que ces caractéristiques correspondent à des fréquences incluses dans la bande passante des capteurs. Ces déplacements se caractérisent essentiellement par :

- Un déplacement permanent du sol. C'est la première fois que l'on enregistre ce type d'offset lors d'un séisme de cette importance. Les déplacements ont duré environ 10 s alors que la vitesse du sol était comprise entre 10 et 13 cm/s. C'est le mouvement sur la composante ouest qui s'est arrété le premier. Du point de vue des amplitudes, c'est la composante verticale qui domine avec un déplacement final de 93 cm. Les composantes ouest et nord atteignent respectivement 80 et 40 cm. La forte valeur du déplacement vertical a été confirmée par des observations faites sur la cote mexicaine (Bodin et Klinger, 1986) et montrant un soulèvement général du sol de l'ordre de 1 m par rapport au niveau de la mer. Les sens de déplacement sont tout à fait cohérents avec un mécanisme de type "zone de subduction" c'est à dire en faille inverse pour une faille dont le strike est d'orientation N315E.

- Une absence de phases particulières sur les traces. Ce caractère relativement lisse des déplacements laisse supposer un processus de rupture homogène, c'est à dire que les propriétés physiques sur le plan de faille ne doivent pas varier rapidement.

5. Modélisation des déplacements

La station Caleta de Campos est située approximativement à la verticale de la surface de rupture correspondant au premier sous-événement déterminé par Houston et Kanamori. La distance plan de faille-station (de l'ordre de 10 à 15 km) est faible devant la longueur totale de la zone de rupture. Les mouvements du sol à Caleta de Campos seront donc largement dominés par le rayonnement du premier sous-événement. Nous ne considérerons donc, dans la simulation qui va suivre, que celui-ci. La taille estimée est d'environ 40 x 40 km pour un moment sismique de 5.10^{27} dyne.cm.

5.1. Modèle de dislocation

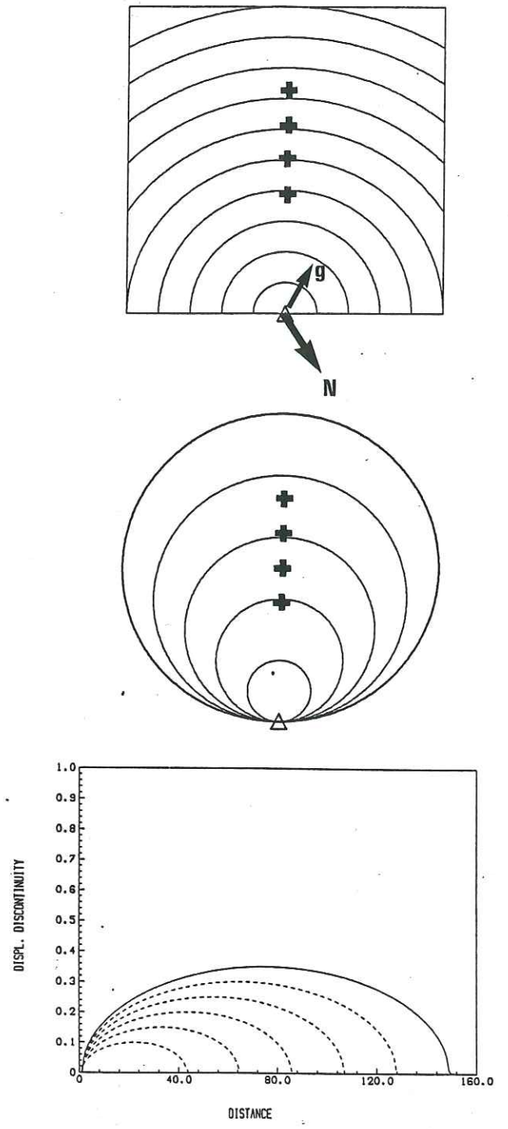


Figure 6 :

* 6a : Géométrie adoptée pour le modèle de dislocation. L'épicentre est symbolisé par le triangle et les stations par les croix. Les flèches (N) et (g) symbolisent respectivement le Nord géographique et l'orientation du vecteur glissement. Les différents arc de cercles représentent la position du front de rupture à différents instants.

* 6b : Géométrie adoptée pour le modèle de fissure. Les symboles sont les mêmes que pour la figure 6a.

* 6c : Croissance de la fissure décentrée. Les traits pointillés indiquent l'évolution de la discontinuité de déplacement à pas de temps constant.

Le premier modèle que nous considérons est le modèle de la dislocation uniforme (figure 6a). La faille est representée par un plan de 40 km de côté penté vers le nord-est de 15° et situé entre 17 et 6.5 km de profondeur. La rupture s'initie ponctuellement à 17 km de profondeur au milieu du plan de faille et se propage radialement à la vitesse de 2.5 km/s. L'orientation du vecteur glissement est de 76° et le strike de la faille est N315E. La fonction source est identique en chaque point de la faille et est définie temporellement par l'expression :

$$f(t)=\frac{1}{2}(1.+atan\frac{t}{t_0})$$

On a défini arbitrairement et en l'absence de contraintes $t_0=4s$. Le déplacement moyen sur la faille peut être déduit à partir du moment sismique M_0 et de la surface de la faille :

$$D=\frac{M_0}{\mu S}=10 \text{ m}$$

5.2. Modèle de fissure

La faille est maintenant représentée par un cercle de 20 km de rayon (figure 6b). Afin de prendre en compte la propagation de la rupture du nord-est vers le sud-ouest, nous introduisons un modèle de fissure circulaire dissymétrique. Ce modèle est dérivé du modèle de fissure circulaire quasidynamique dont la radiation en champ proche a été étudiée par Archuleta et Hartzell (1981) et Campillo (1983). Les caractéristiques finales de ce modèle dissymétrique sont similaires à celles de ce dernier modèle. Les seules différences proviennent du processus de croissance de la fissure et des phases de suture. La rupture de la symétrie rend, en effet, impossible la description analytique simple de ces phases dans le modèle dissymétrique. Mentionnons que le problème de la fissure dynamique dissymétrique a été abordé par Virieux (1986).

Considérons le cercle representant la zone fracturée finale (figure 6). La rupture s'initie en un point quelconque sur ce cercle, puis se propage radialement à la vitesse v_r. A chaque instant, le front de rupture est representé

par un cercle. Au lieu que le centre de celui-ci reste fixe, comme cela est le cas pour la fissure circulaire symétrique, il se déplace le long du rayon du cercle final à la vitesse v_r. La vitesse du front de rupture dans un repère fixe sera donc $V_r=2v_r$. L'accroissement de cette fissure est bien self-similaire, on introduit uniquement un changement d'origine (figure 6c).

La forme initiale de la fonction source en chaque point de la faille est donnée par les expressions de Kostrov (1964) pour un fissure de cisaillement self-similaire :

$$\frac{\Delta u(\vec{r},t)}{u_0} = 0. \qquad t<t_0(r)$$

$$\frac{\Delta u(\vec{r},t)}{u_0} = \sqrt{v_r^2 t^2 - r^2} \qquad t_0(r) < t < t_1$$

$$\frac{\Delta u(\vec{r},t)}{u_0} = \sqrt{v_r^2 t_1^2 - r^2} \qquad t > t_1$$

avec $t_0(r) = \frac{r}{v_r}$ $t_1 = \frac{R}{v_r}$

$u_0 =$ déplacement final au centre de la faille.

Dans notre modèle, l'origine du vecteur $\vec{r}$ est donc , à chaque instant, le centre du cercle représentant la position du front de rupture.

La position de l'hypocentre est identique à celle considérée pour le modèle de dislocation de même que la vitesse de rupture. Le déplacement au centre de la faille est de 10 m, ce qui conduit à un moment sismique légèrement inférieur au cas de la dislocation ($M_0=2{,}5.10^{27} dyne.cm$).

Comme nous nous limitons aux basses fréquences et comme la structure de vitesse est relativement mal connue, le milieu de propagation est modélisé par un demi-espace homogène avec les caractéristiques suivantes :
$\alpha = 5.7\ km/s \quad \beta = 3.35\ km/s \quad \rho = 2.77\ g/cm^3$

5.3 Résultats

Du fait de l'incertitude sur les limites du plan de faille et sur la position de la station relativement à celui-ci, les déplacements ont été calculés pour les

3 composantes en 4 stations localisées sur le plan de symétrie du plan de faille et à des distances épicentrales de 15, 20, 25 et 30 km.

5.3.1 Modèle de dislocation

Les déplacements calculés aux 4 stations présentent des formes similaires (figures 7a et7b). La principale modification d'une station à l'autre concerne les amplitudes du déplacement statique qui augmente lorsque la distance épicentrale augmente.

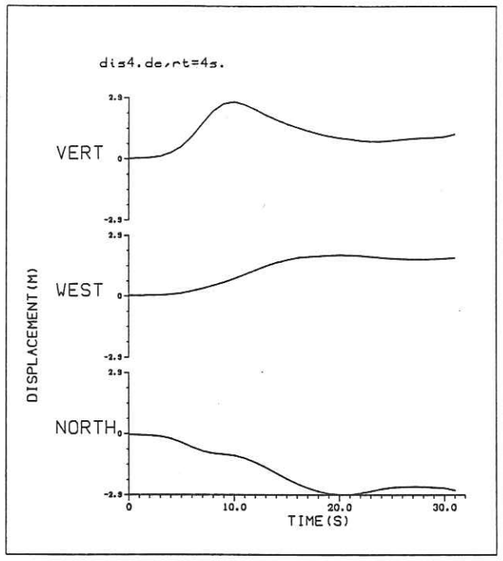
La composante verticale, qui représente la composante transverse à la faille, présente une forme impulsive symétrique nette comme le laissait prévoir le §2. Cet "overshoot" est lié au passage du front de rupture sous la station. En revanche, les 2 autres composantes présentent la forme d'une rampe. Le passage du front de rupture est marqué uniquement sur la composante nord par un très léger pulse. Les valeurs de déplacement final obtenues sont beaucoup plus élevées que celles observées. Ceci est probablement dû au fait que nous avons surestimé la valeur du déplacement sur la faille (10 m) et sous-estimé la surface du sous événement.

5.3.2 Modèle de fissure

La composante verticale ne présente plus la forme impulsive caractérisant le modèle de dislocation (figures 8a et 8b). Elle présente une rampe dissymétrique menant à l'offset permanent. Le passage du front de rupture sous la station n'apparait plus sur les traces, ne permettant plus une détermination de la vitesse de rupture. Les composantes ouest et nord se caractérisent par l'arrivée d'une phase très nette qui arrive de plus en plus tôt à mesure que la distance épicentrale augmente. Cette phase correspond à l'onde S générée par l'arrêt de la rupture à l'extrémité sud-ouest de la faille. Du point de vue des amplitudes, les rapports entre composantes sont sensiblement équivalents à ceux observés dans le cas du modèle de dislocation.

6. Discussion et conclusions

Ces calculs montrent donc que la principale différence entre les 2 modèles s'observe sur la composante verticale (transverse à la faille) qui



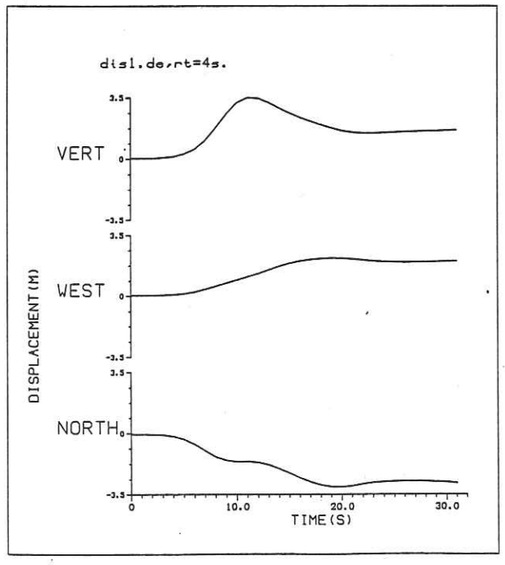
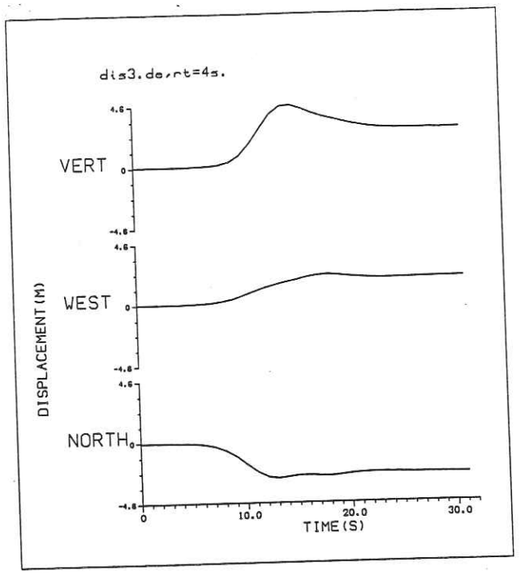


Figure 7a : Déplacements calculés dans le cas de la dislocation sur les 3 composantes et pour les stations à 15 km (en haut) et à 20 km (en bas).



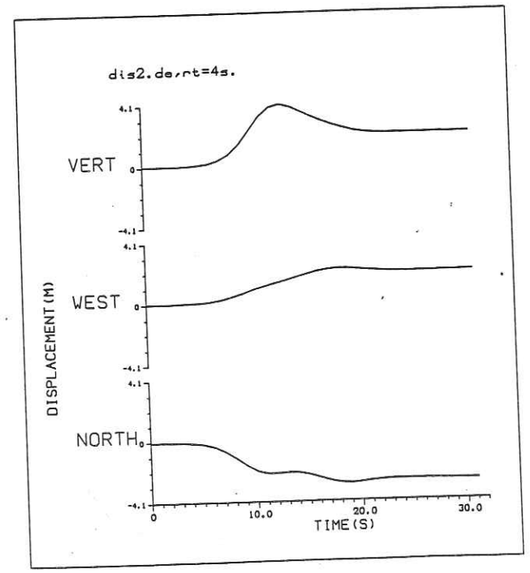
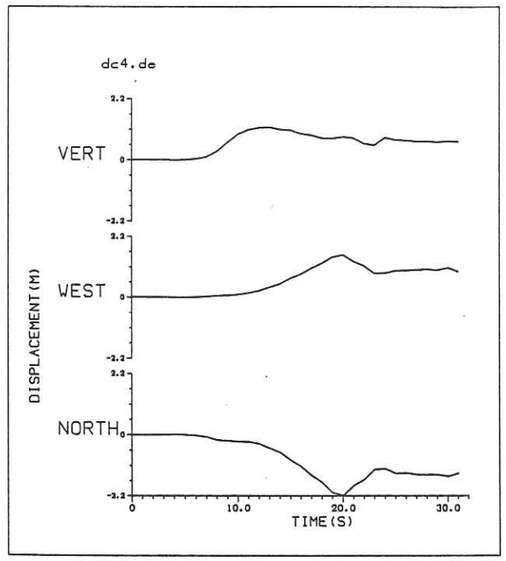


Figure 7b : Déplacements calculés dans le cas de la dislocation sur les 3 composantes et pour les stations à 25 km (en haut) et à 30 km (en bas).



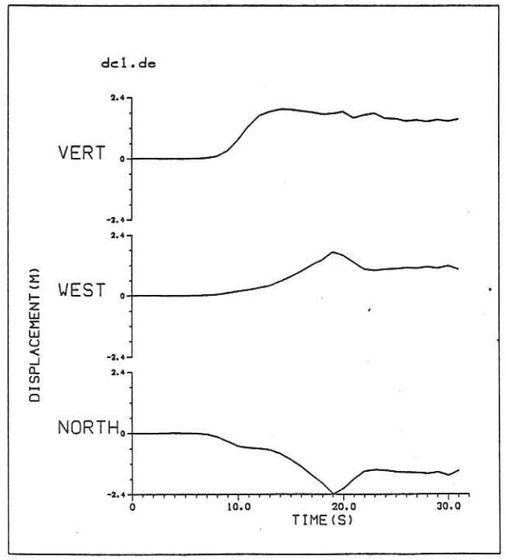
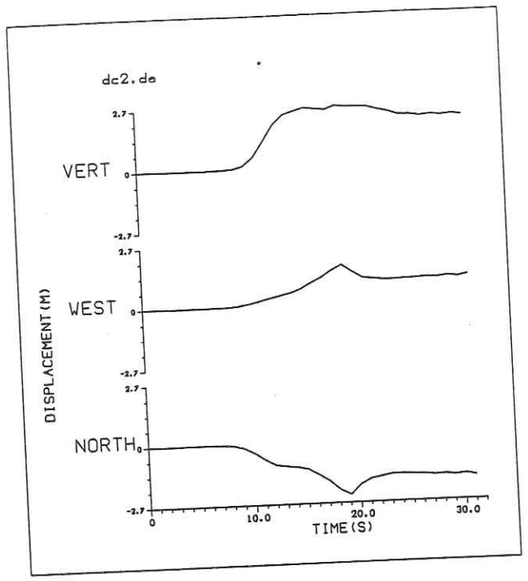


Figure 8a : Déplacements calculés dans le cas de la fissure sur les 3 composantes et pour les stations à 15 km (en haut) et à 20 km (en bas).



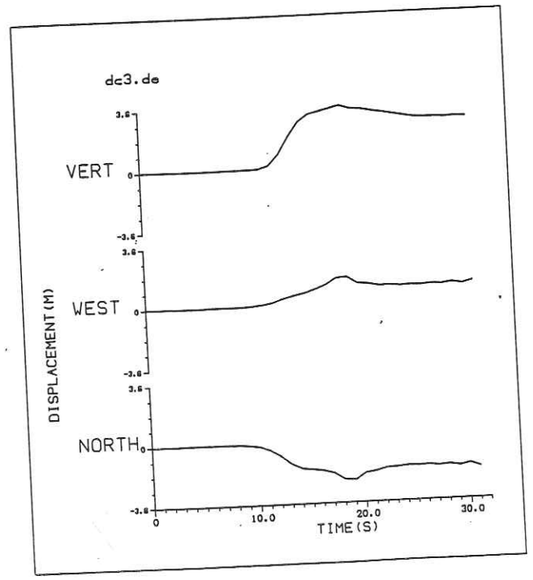


Figure 8b : Déplacements calculés dans le cas de la fissure sur les 3 composantes et pour les stations à 25 km (en haut) et à 30 km (en bas).

présente une forme impulsive symétrique dans le cas de la dislocation et une rampe dissymétrique dans le cas de la fissure. Un modèle cinématique simple ne peut donc pas expliquer les observations verticales alors qu'un modèle approximant les conditions de relaxation de contraintes derrière le front de rupture donne une meilleure description de la rupture. A la lumière de ces résultats le premier sous-évenement du séisme de Michoacan correspondrait à la croissance régulière d'une large fissure unique. L'hypothèse d'une fissure unique implique donc une homogénéité des paramètres physiques sur le plan de faille. Ceci est cohérent avec les différentes observations effectuées aussi bien en champ proche qu'en champ lointain. Les faibles niveaux d'accélérations enregistrés sur la côte, le caractère relativement "lisse" des déplacements ainsi que l'aspect des fonctions sources déterminées en champ lointain par Houston et Kanamori prouvent la faible densité d'hétérogénéités sur le plan de faille. Enfin, un dernier argument est donné par le très faible nombre de répliques enregistré après le choc principal (UNAM seismology group, 1986). Seulement 5 répliques de magnitude supérieure à 5 ont été enregistrées dans le mois qui a suivi celui-ci alors que 46 l'ont été durant le même laps de temps lors du séisme du Chili de 1985 (Singh et Suarez, 1988).

Si des enregistrements de déplacement du type de celui de la station de Caleta de Campos n'avaient jamais auparavant été observés, c'est probablement dû au fait que la plupart des données disponibles enregistrées à faible distance de la faille correspondent à des séismes Californiens. Ceux-ci se caractérisent principalement par une grande hétérogénéité du processus de rupture mise en évidence par les inversions (Imperial Valley, Morgan Hill...). Comme on l'a vu au début de ce chapitre, dans ce cas là, la fonction source en chaque point de la faille tend à devenir indépendante de sa position par rapport au front de rupture du fait de la présence de barrières, ce qui explique l'adéquation du modèle de dislocation. Dans le cas du séisme de Michoacan, l'homogénéité relative du champ de contraintes et donc le caractère relativement "lisse" du plan de faille ont permis à la rupture de se propager régulièrement sans rencontrer de barrières, ce qui explique le faible niveau d'accélération sur la côte. La fonction source en chaque point de la faille est alors étroitement liée à sa position par rapport au front de rupture et est gouvernée par la dynamique de la rupture c'est à dire par la relaxation des contraintes derrière celui-ci. A basse fréquence, la principale différence entre les 2 types de séismes provient donc d'un problème d'échelle. Dans le cas des

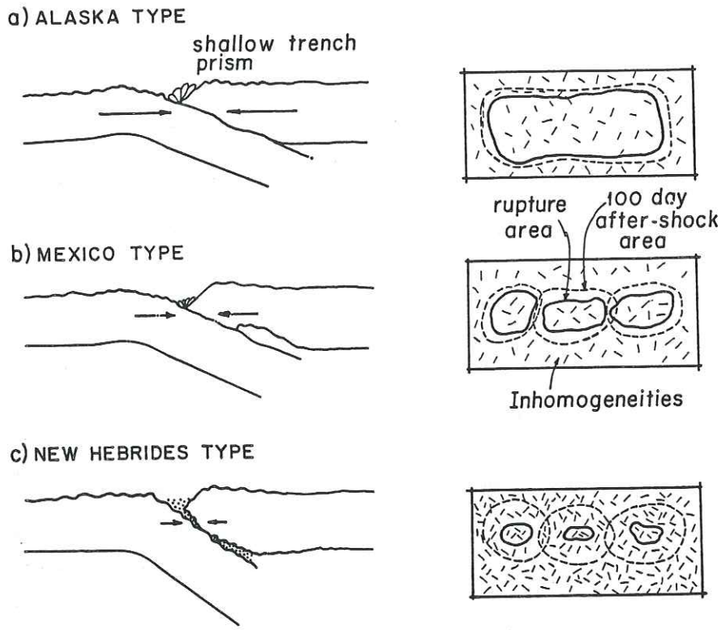


Figure 9 : Schéma décrivant les 3 classes de zone de subduction définies par Ruff et Kanamori (1980).

a/ Type Alaska : un fort degré de couplage entre les 2 plaques se traduit par une homogénéité relative de l'interface et une faible densité d'hétérogénéités sur le plan de faille.

b/ Type Mexico : Un degré de couplage modéré entre les 2 plaques se traduit par des zones homogènes de plus faible extension que dans le cas précédent et une densité d'hétérogénéités comparable.

c/ Type Nouvelles-Hébrides : Un faible degré de couplage conduit à la présence de nombreuses aspérités sur le plan de faille alors que la densité d'hétérogénéités est très importante.

séismes Californiens, la taille des fissures élémentaires et des barrières qui les séparent est de l'ordre du kilomètre alors que dans le cas du séisme de Michoacan cette taille est de l'ordre de la cinquantaine de kilomètres. Pour des fréquences de l'ordre de 1 Hz, donc associées à des longueurs d'ondes de l'ordre de 5 à 6 km, dans le premier cas la fonction source en chaque point de la faille sera moyennée alors que dans le deuxième cas elle sera parfaitement décrite.

Conclusion : Il est probable qu'avec la multiplication des réseaux d'accéléromètres numériques, il sera possible, dans un avenir que seul le sismologue souhaite proche, d'enregistrer et d'interpréter des déplacements de forme similaire à ceux observés sur la côte lors du séisme de Michoacan. Il est aussi probable que ce type d'enregistrement se fera au niveau d'une zone de subduction, ce genre de zone étant le plus favorable pour retrouver des conditions de rupture relativement homogène. Ruff et Kanamori (1980) et Tajima et Kanamori (1985) proposent de distinguer 3 types de zone de subduction : un type "Alaska", un type "Mexico" et un type "Nouvelles-Hébrides"(figure 9). De l'état de compression entre les 2 plaques va dépendre le degré de couplage et donc la densité d'aspérités sur le plan de faille et l'homogénéité de la surface de rupture. Plus l'état de compression est important, plus la surface de rupture sera homogène. Dans ce schéma, le type "Mexico" est un type intermédiaire alors que le type "Alaska" se caractérise par un trés fort degré de couplage. Nous n'irons pas plus loin dans cette prospective et revenons conclure sur le séisme de Michoacan. Si toutes les observations, en champ lointain comme en champ proche, s'accordent à reconnaitre à la rupture un caractère étonnament homogène, s'il apparait qu'une grande fissure unique permet d'expliquer la forme du déplacement vertical, il n'en reste pas moins que l'ensemble du processus de rupture est loin d'être compris. L'aspect le plus troublant des déplacements à la station Caleta des Campos étant maintenant la différence entre les temps de montée sur les 3 composantes (la composante Ouest est beaucoup plus courte). La compréhension de l'ensemble du processus de rupture passera par une analyse encore plus fine de l'ensemble des données disponibles.

CHAPITRE 3

PARTIE 1

UNE REPLIQUE DU SEISME D'IMPERIAL VALLEY D'OCTOBRE 1979 MODELISATION DES VITESSES ET DES ACCELERATIONS

1. Introduction

La réplique de 23:19 du séisme d'Imperial Valley du 15 octobre 1979 s'est produite 2 minutes après le choc principal. Les effets de site étant relativement faibles et la structure de vitesse étant bien connue dans la région d'Impérial Valley, cet événement fournit de très bonnes données pour étudier en détail les caractéristiques de la source d'un séisme de faible magnitude (M_l=5.0). Cette réplique a déja été étudiée par Liu et Helmberger (1985). En utilisant une technique d'inversion, ils ont retrouvé les principaux paramètres à la source. Puis, par une méthode de rai, ceux-ci ont modèlisé les vitesses et les accélérations en décrivant la source avec 2 points sources de moments et de mécanismes differents situés à 500 mètres l'un de l'autre.

Dans le cadre de ce travail, nous avons commencé par retrouver, à partir d'hypothèses simples, les caractéristiques géométriques et statiques de la rupture (Moment sismique, déplacement final, dimension de la faille et position de l'hypocentre). Dans un deuxième temps, nous avons modélisé les vitesses en 16 stations en comparant differents modèles de source (dislocation, fissure, modèle composite). Enfin, nous modélisons les accélérations horizontales et discutons les résultats en les replacant dans le contexte du séisme principal. Le but de cette étude est de montrer que les accélérations théoriques rayonnées par un modèle

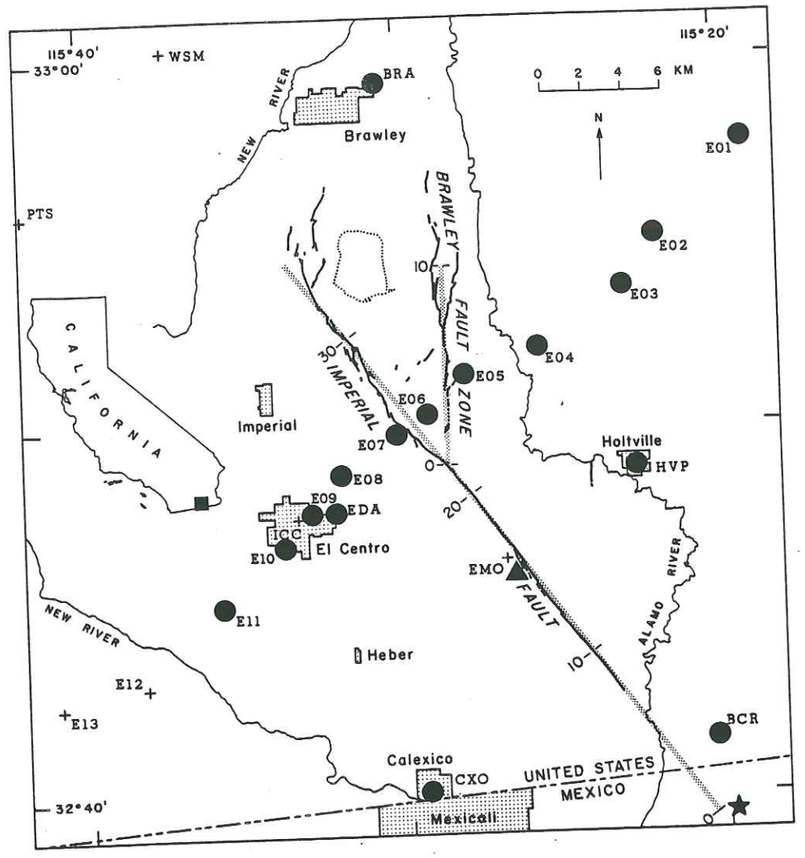


Figure 1 : Carte de la région d'Imperial Valley. Les stations ayant enregistré la réplique de 23:19 sont indiquées par des ronds pleins. L'épicentre est representé par un triangle. L'épicentre du séisme principal est symbolisé par une étoile (Carte d'après Archuleta, 1984).

cinématique simple peuvent, sous certaines conditions, décrire de manière correcte le processus de rupture d'un événement de faible extension spatiale.

2. Les données

La réplique étudiée s'est produite le 15 Octobre 1979 à 23:19 soit 2 mn et demi après le choc principal ($M_l = 6.6$) qui a affecté la faille d'Imperial Valley sur une longueur approximative de 40 km. L'épicentre a été localisé par Spudich et Cranswick (1984) à une latitude de 32 ° 46,39'N et une longitude de 115 ° 25,63'W pour une profondeur estimée à 9.28 km (figure 1). Les accélérations ont été enregistrées par 16 stations situées entre 8 et 25 km de l'épicentre et offrant une bonne couverture azimutale. Il n'existe malheureusement pas d'enregistrements lointains de cet événement car, à partir d'une certaine distance, il est noyé dans la coda de l'évènement principal.

Les vitesses intégrées à partir des accélérations sont présentées pour les composantes transverses, radiales et verticales aux 16 stations sur la figure 2. La principale arrivée sur les composantes horizontales correspond à l'onde S directe. Sur la composante verticale, la plupart des traces commencent sur l'arrivée du pulse P, à l'exception de 6 stations (E06, E08, E09, EDA, HVO et BCR) qui étaient encore en mode déclenchement au moment de la réplique. Les composantes verticales sont essentiellement caractérisées par un contenu plus hautes fréquences que les horizontales. Il faut noter le très net découplage entre les pulses P et S qui n'apparaissent respectivement que sur les composantes verticales et horizontales. Ceci est lié à la structure de vitesse particulière dans la région d'Imperial Valley qui se caractérise par un fort gradient de vitesse dans les sédiments entre 0 et 5 km, ce qui se traduit par une incidence quasi-verticale des rais à la surface libre.

Les sens de premier mouvement des ondes S directes sur les horizontaux sont tous cohérents avec un mécanisme en coulissage dextre le long d'un plan suivant approximativement la trace de la faille en surface (N320 à N323E). De plus, les stations symétriques par rapport à cette trace (par exemple E03 et E11)

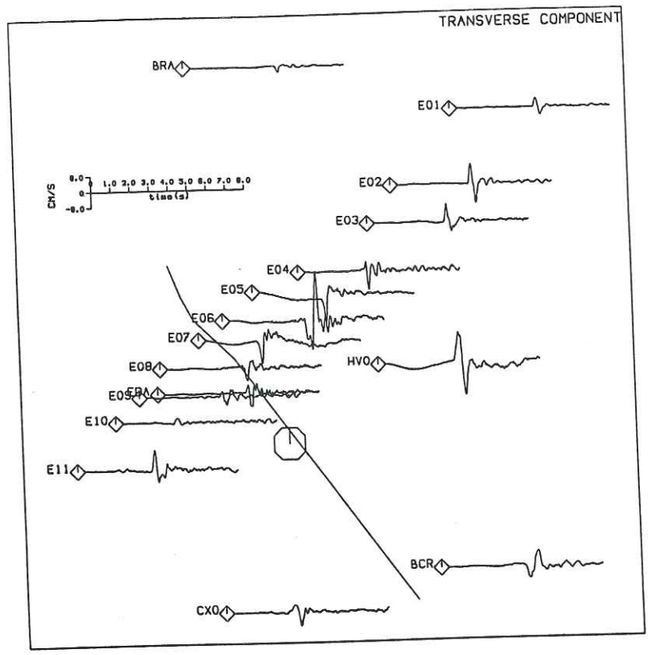


Figure 2a : Composante transverse de la vitesse.

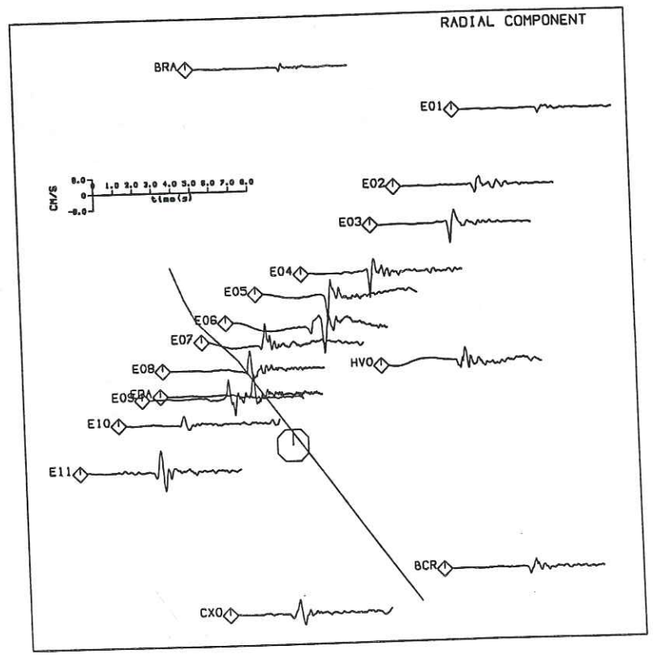


Figure 2b : Composante radiale de la vitesse.

ont des valeurs de pics d'amplitude sensiblement égales sur les composantes horizontales. On peut donc s'attendre à ce que le plan de faille ait un pendage proche de la verticale.

Les données sont affectées par un très net effet de directivité. En effet la largeur du pulse SH sur la composante transverse présente une nette variation azimutale (figure 3). La durée de ce pulse, qui est reliée au temps de rupture, est maximale pour les stations situées au sud-est de l'épicentre et minimale pour les stations situées au nord ouest. Il est donc évident que la rupture s'est principalement propagée en direction du nord ouest.

3. Les modèles de vitesse et d'atténuation.

Le modèle de vitesse que nous allons considérer dans cette étude (figure 4) est dérivé des études de Mcmechan et Mooney (1980) et Fuis et al. (1979). Le gradient de vitesse dans les 5 premiers kilomètre de sédiment est representé par 10 couches de 500 m d'épaisseur. Bien que les études précédentes aient montrées que le milieu n'était pas homogène latéralement (figure 5), l'hypothèse d'homogénéité est valable pour des précisions dans les temps d'arrivée de l'ordre de 0.5 seconde (Archuleta, 1984).

Différentes études ont conduit à la détermination de valeurs du facteur de qualité Q_s le long de la faille d'Imperial Valley. Singh et al. (1985), en étudiant 6 répliques du séisme du 15 Octobre 1979, ont déterminé une valeur de Q_s comprise entre 60 et 100 entre 0 et 5 km, et une dépendance avec la fréquence du type :

$Q_s = 20.f$ pour $3 < f < 20\ Hz$

pour les profondeurs supérieures à 5 km.

Archuleta et Bouchon (1984), en étudiant les accélérations enregistrées lors de la réplique de 23:19, ont proposé une valeur de Q_s de 78 entre 0 et 5 km. Dans cette étude, nous adopterons les valeurs suivantes :

$$0 < z < 5\ km \quad Q_s = 80 \quad Q_p = 100$$

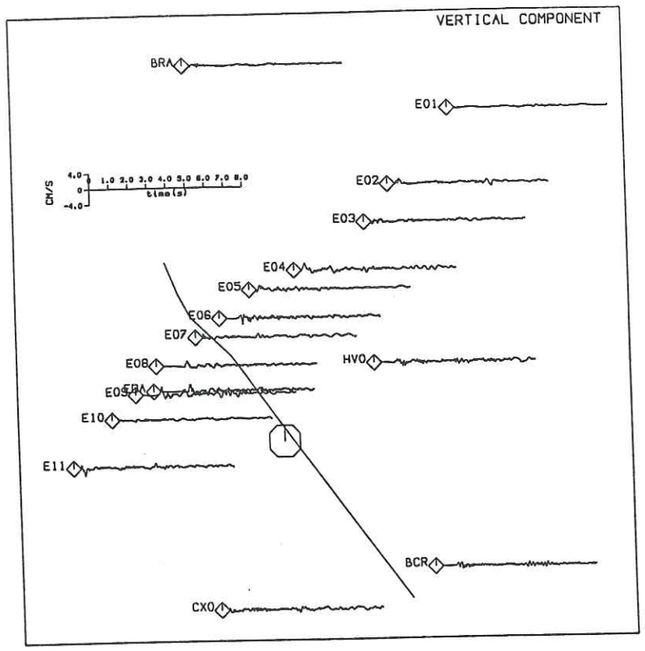


Figure 2c : Composante verticale de la vitesse.

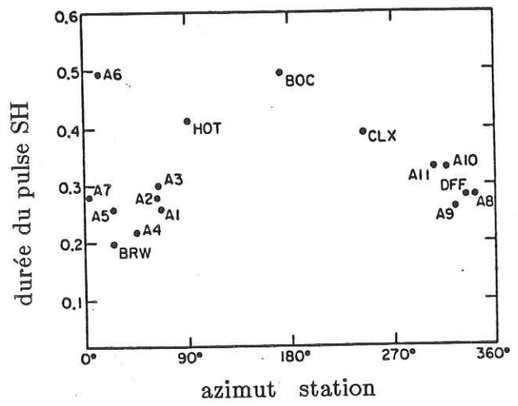


Figure 3 : Durée du pulse SH (composante transverse) en fonction de l'azimut de la station.

VELOCITY STRUCTURE

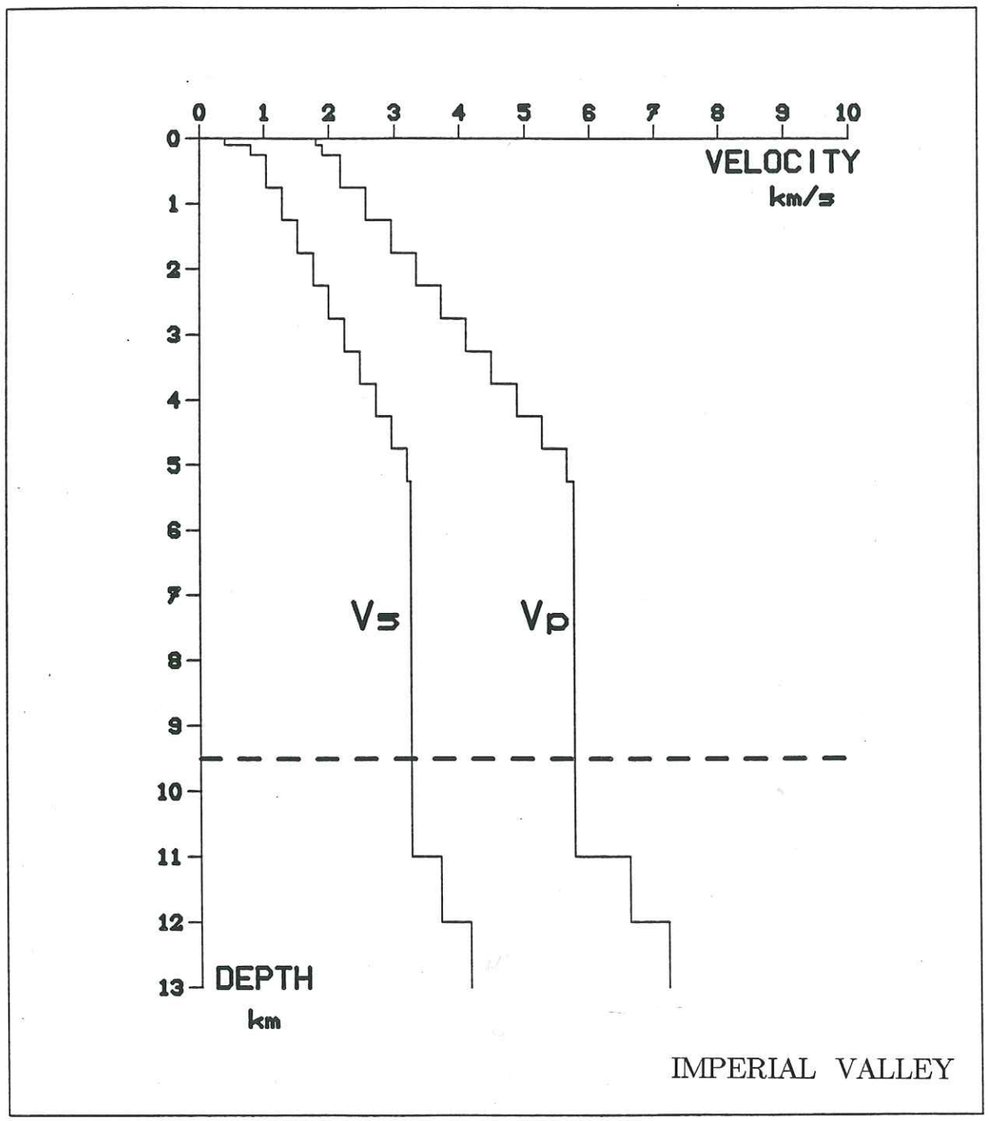


Figure 4a : Modèle de vitesse adopté dans cette étude. Ce modèle est dérivé des études de Fuis et al., 1981.

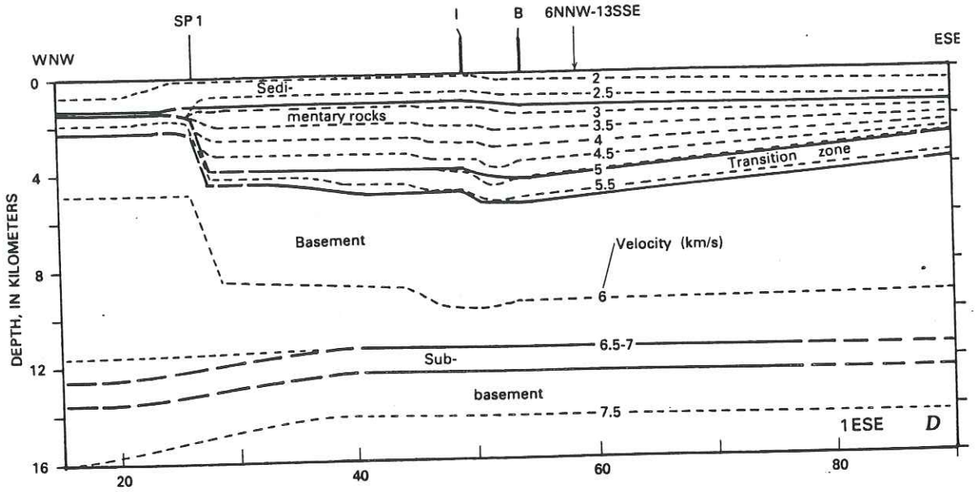


Figure 4b : Profil de vitesse en travers de la faille d'Imperial Valley. La faille est indiquée par (I) alors que la faille de Brawley est indiquée par (B). L'orientation de la coupe est WNW-ESE (d'après Fuis et al., 1981).

$z > 5\ km \quad Q_s = 120 \quad Q_p = 200$

4. Modèle de point source

Afin de préciser le mécanisme et de déterminer la valeur du moment sismique, nous représentons tout d'abord la source par un point source situé à 9.3 km de profondeur. Différents mécanismes et différentes valeurs de moment sismique ont été testés. Le meilleur accord en amplitude a été trouvé pour un coulissage dextre pur sur un plan vertical d'orientation N320E, direction correspondant sensiblement à l'orientation de la trace de la faille d'Imperial Valley en surface (N320E à N323E selon les auteurs). En ce qui concerne la valeur du moment sismique, le meilleur accord a été obtenu pour une valeur de : $M_0 = 2.10^{23} dyne.cm$

Les vitesses synthétiques pour les composantes transverse et radiales sont comparées aux données sur la figure 5. Bien que, en dehors des stations nodales, les amplitudes soient relativement bien representées par un simple point source, ce modèle n'est pas adapté pour décrire les principales caractéristiques de la rupture. En particulier, les effets liés à la directivité (pulse basse fréquence aux stations CXO et BCR) et ceux liés à l'extension spatiale de la source ne sont pas reproduits sur les synthétiques. Il est donc nécessaire d'introduire maintenant des modèles de sources étendues.

De plus, on peut noter sur la composante transverse des synthétiques de fortes amplitudes aux 2 stations BRA et E01. Ces fortes amplitudes sont liées à l'arrivée, juste après l'onde S directe, d'une onde SS réfléchie sur l'interface située en dessous de la source à 11 km de profondeur. Cette phase peut être observée sur les données à la station BRA, qui est la plus éloignée de la source. Pour les calculs suivants, nous avons donc légèrement modifié le modèle de vitesse et "abaissé" l'interface à 12.5 km.

5. Caractéristiques géométriques et statiques de la rupture

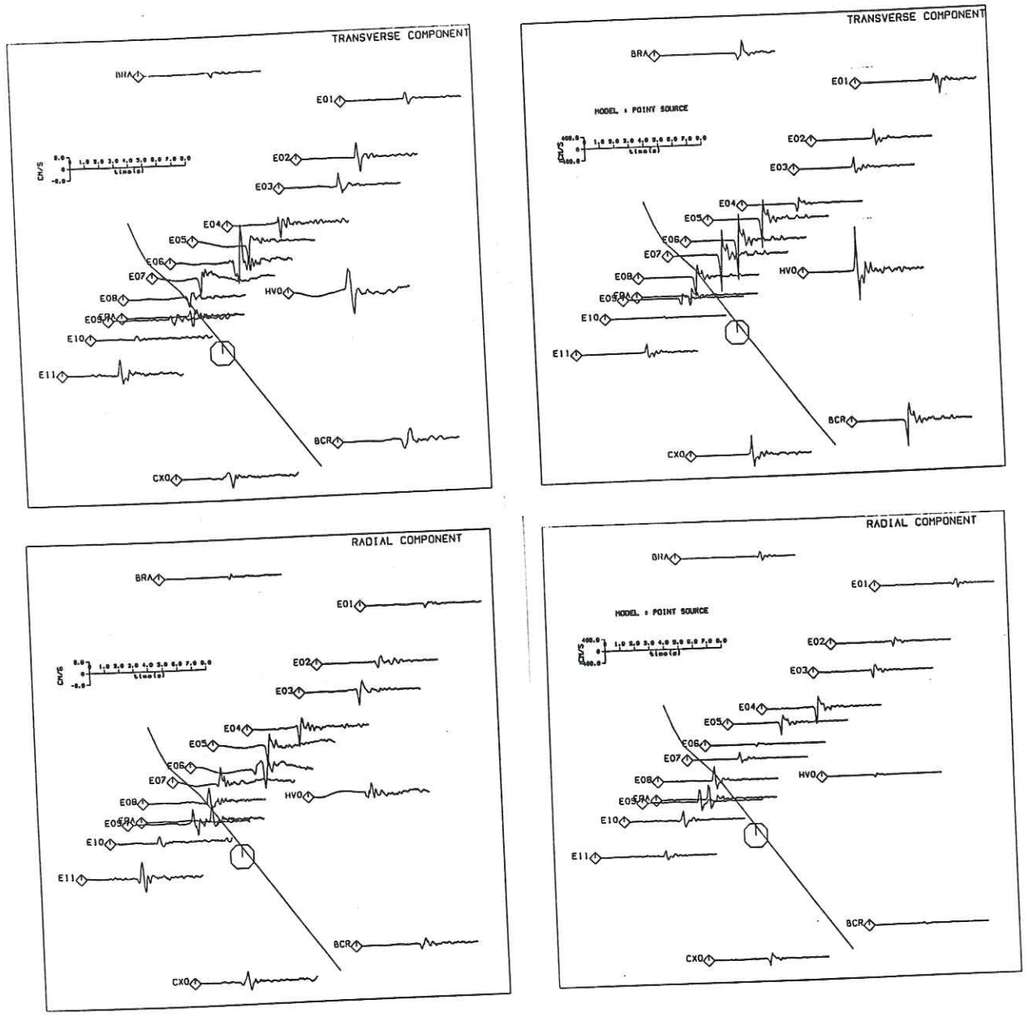


Figure 5 : Comparaison entre les vitesses enregistrées (à gauche) et les vitesses calculées (à droite) avec un modèle de point-source. La composante transverse est en haut et la radiale en bas.

5.1 Vitesse de rupture et taille de la source

Du fait de la faible extension de la source, il n'est pas possible de déterminer indépendamment sa taille et la vitesse de rupture. Nous supposerons donc que la durée du pulse SH peut donner une bonne estimation du temps de rupture. Si l'on considère les temps de rupture aux 2 stations E05 (0.26s) et CXO (0.4s), qui sont situées symétriquement par rapport à l'épicentre et par rapport à la trace de la faille, on obtient, en supposant une propagation unilatérale de la rupture, un temps de rupture de l'ordre de 0.35 s. Pour les valeurs extrêmes de vitesse de rupture généralement admises (0.6β=$1.95 km/s$ à 0.9β=$2.92 km/s$), on obtient une valeur de longueur de faille comprise entre 0.7 et 1.2 km. Nous retiendrons une longueur de 1 km pour une vitesse de 2.8 km/s. Le choix des valeurs extrêmes ne devrait cependant pas changer les résultats de manière significative.

5.2 Déplacement final

A partir du moment sismique déterminé avec le point source et avec l'estimation de la taille de la source, on peut déterminer la valeur du glissement moyen sur la faille :

$$\bar{D} = \frac{M_0}{\mu S} = 86\ cm$$

Cette valeur de déplacement peut sembler étonnament élevée pour un séisme de si faible magnitude. Nous discuterons plus loin de sa signification.

6. Modélisation des vitesses

Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux enregistrements de vitesse. 3 types de modèle de sources étendues seront considérés :

- Modèle de dislocation uniforme.
- Modèle de fissure circulaire.
- Modèle composite constitué de 4 fissures circulaires.

Quel que soit le modèle envisagé, l'hypocentre sera situé à 9.3 km de profondeur et le plan de faille considéré comme purement vertical de direction N320E. La faille sera représentée par un réseau de 400 points sources espacés

horizontalement et verticalement de 20 mètres. Le calcul inclut les fréquences jusqu'à 10 Hz.

6.1 Modèle de dislocation

La faille est représentée par un carré de 1 km de coté. Afin de rendre compte de la propagation de la rupture en direction du nord ouest, l'hypocentre est placé à l'extrêmité sud-est et à mi-hauteur du plan de rupture. La rupture se propage radialement à la vitesse de 2.8 km/s. La fonction source est identique en chaque point et est définie par la même fonction que celle utilisée pour le séisme de Michoacan (chapitre 2). Différents tests ont, d'autre part, montré que le meilleur accord était obtenu en considérant un temps de montée de 0.12 s.

Les vitesses sont calculées aux 16 stations et pour les 3 composantes transverse, radiale et verticale.

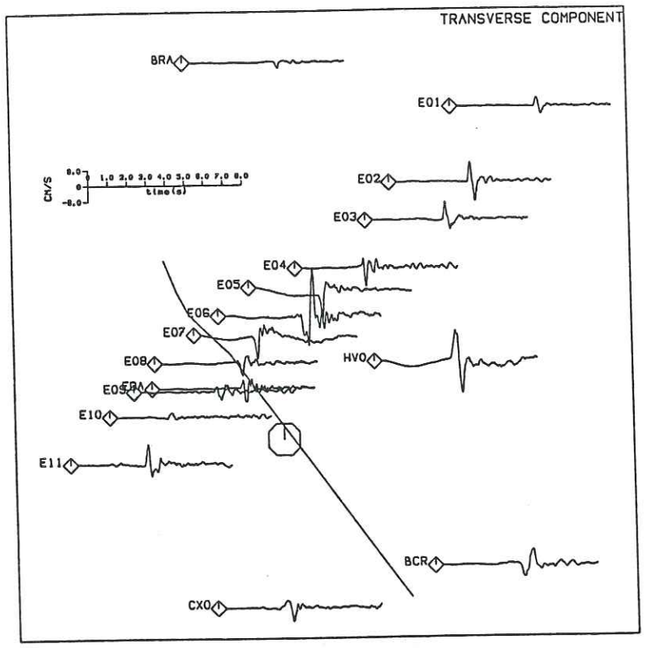
Avant d'aller plus avant dans la comparaison entre les synthétiques et les données, il est nécessaire de préciser la manière dont l'accord entre les 2 traces peut être évalué. Il semble, a priori, extrêmement difficile de trouver une méthode permettant la détermination d'un paramètre fiable "mesurant" le plus ou moins bon accord entre un sismogramme synthétique et un enregistrement réel.i On peut cependant imaginer qu'une méthode de type "doublet" (Fréchet, 1985, Got, 1987), permettant, entre autre, la mesure de la cohérence entre les 2 signaux pourrait être une approche intéressante au moins en ce qui concerne les basses fréquences. Quoi qu'il en soit, nous n'en sommes pas encore là et nous en sommes encore réduit à utiliser un instrument bien utile malgré les plus puissants des ordinateurs : l'oeil. Cette comparaison visuelle peut sembler bien subjective, cependant l'expérience montre que, la plupart du temps, le jugement de plusieurs observateurs aboutit aux mêmes conclusions. Le problème se complique encore lorsque la comparaison porte sur un ensemble de stations ; un très mauvais accord à une station pouvant amener à rejeter un modèle alors que toutes les autres stations sont en bon accord. On le voit donc, il y a plusieurs échelles à considérer : station par station en considérant tant la phase que l'amplitude et l'accord sur l'ensemble de toutes les stations. Vu le nombre relativement important de stations considérées pour la réplique d'Imperial Valley, nous avons choisi de présenter les synthétiques et les données globalement à toutes les stations. Il

nous semblait en effet plus important de montrer l'accord général sur l'ensemble des 16 stations que l'accord de détail à chacune des stations.

Composante transverse (figure 6a) : En ce qui concerne les amplitudes, l'accord est relativement bon pour l'ensemble des stations excepté les stations E07, E06 et E05. Nous laisserons de côté la station E06 qui, quel que soit l'évènement considéré (Liu et Helmberger, 1985), présente des caractéristiques particulières qui semblent pouvoir être attribuées soit à des effets de site, soit à la position de la station E06 entre la faille d'Imperial Valley et la faille Brawley (figure 1). Ces effets ne seront bien évidemment pas pris en compte dans notre simulation et nous écarterons la station E06 des comparaisons synthétiques/données. Il apparait donc que pour les stations situées dans la direction de propagation de la rupture les synthétiques surestiment les amplitudes. Ceci peut être dû à plusieurs causes :

- Une vitesse de rupture trop élevée qui influe donc sur le facteur de directivité. Cependant, du fait de la faible extension spatiale de la faille, une variation de vitesse de rupture influe très peu sur les amplitudes.
- Une mauvaise détermination du mécanisme. Un changement de mécanisme, c'est à dire essentielement l'introduction d'une composante de dip influera principalement sur l'amplitude des stations situées à proximité de la trace de la faille aussi bien devant la rupture (E05,E06,E07) que derrière (CXO,BCR). Les différents tests effectués ont montré que l' introduction d'une composante de dip modifiait les amplitudes aux stations CXO et BCR qui n'étaient alors plus en accord avec les données.
- Une mauvaise estimation de la position de l'hypocentre et donc de la direction principale de propagation de la rupture. Nous verrons plus loin qu'une nouvelle position de l'hypocentre peut permettre de retrouver une estimation correcte de l'amplitude pour les stations situées dans la direction de propagation de la rupture.

Le mauvais accord en amplitude à la station E04 ne semble pas lié à la même cause. Cette station est en effet strictement la symétrique de la station E11 par rapport à la trace de la faille. Elle devrait donc, comme cette dernière



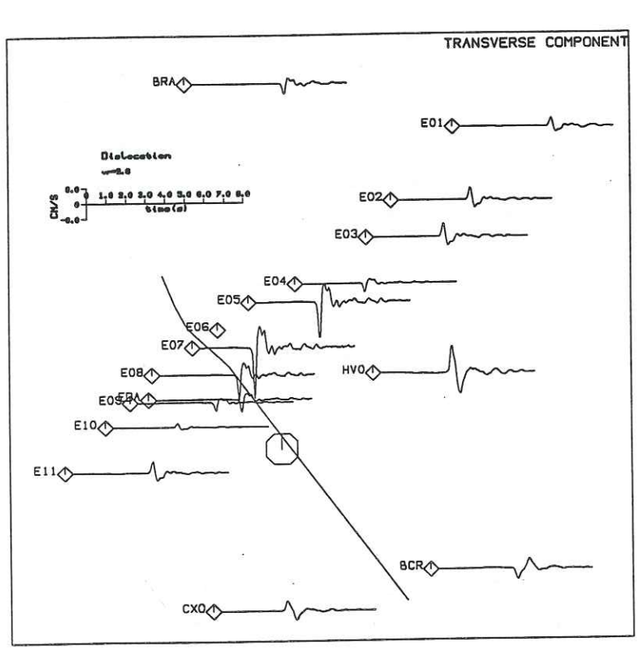
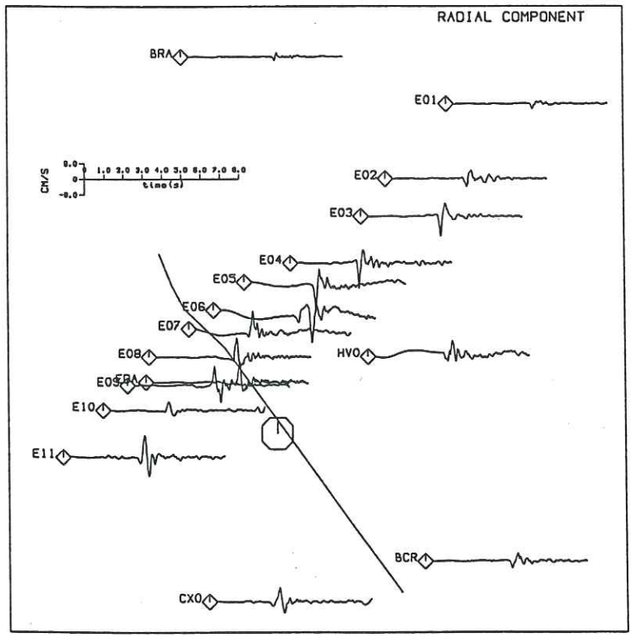


Figure 6a : Comparaison entre les vitesses observées (en haut) et les vitesses calculées (en bas) pour le modèle de dislocation. Composante transverse.



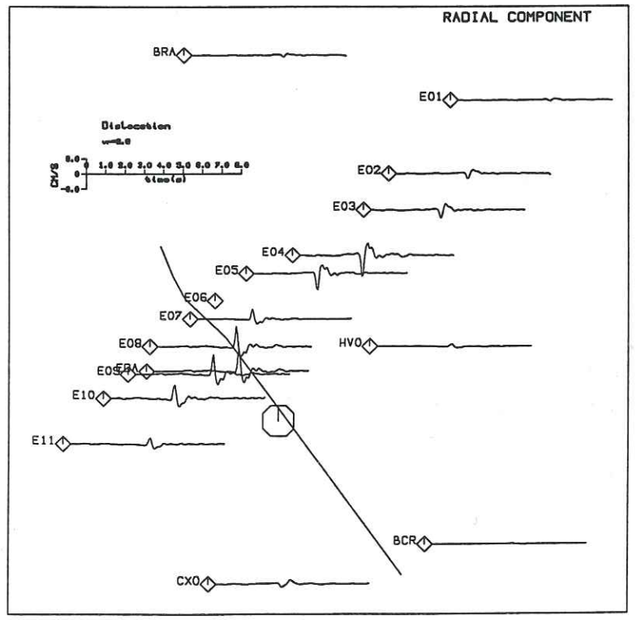


Figure 6b : Même légende que la figure 6a mais pour la composante radiale.

présenter un faible amplitude liée à la proximité du plan nodal SH. Cependant, les amplitudes variant très rapidement à proximité des plans nodaux, on peut penser que ces fortes amplitudes sont dues soit à des inhomogénéités latérales, par exemple au voisinage de la faille, soit à un effet de site local sous la station.

En ce qui concerne les formes d'onde et plus spécifiquement la largeur du pulse SH, l'accord est généralement bon à toutes les stations. Les pulses SH basse fréquence aux stations CXO et BCR sont bien représentés montrant la validité de l'hypothèse de propagation unilatérale.

Composante radiale (figure 6b) : Du fait de la possibilité de phases converties, on peut s'attendre à ce que l'accord sur la composante radiale soit moins bon que sur la composante transverse, de plus les calculs seront extrèmement dépendants du modèle de vitesse. Pour toutes les stations proches des plans nodaux (BCR,HVO,E07), les amplitudes des synthétiques sont bien inférieures à celles observées sur les données. Ceci montre encore une fois l'existence d'hétérogénéités latérales. On retrouve, par contre, relativement bien les amplitudes et les formes d'onde pour les autres stations.

6.2 Modèle de fissure circulaire

Nous avons vu dans les chapitres précédents les principales différences qui existaient entre le modèle de fissure et le modèle de dislocation, aussi bien au niveau des contraintes qu'au niveau de la discontinuité de déplacement. Nous représentons maintenant la source par le modèle de fissure circulaire afin de voir les principales différences avec le modèle de dislocation. Le modèle utilisé est semblable, dans son processus de croissance, à celui utilisé dans le chapitre 2 pour l'étude du séisme de Michoacan, c'est à dire que l'on considère une fissure circulaire s'initiant en un point puis se propageant dans une seule direction, ici le Nord-Ouest. Le rayon de la fissure est de 500 mètres. La valeur finale du déplacement au centre de la fissure est prise égale à $3/2D_{dislo}$=1.35 m afin que les modèles de dislocation et de fissure aient un moment sismique égal. Dans ce modèle, contrairement à la dislocation, le temps de montée en chaque point de la

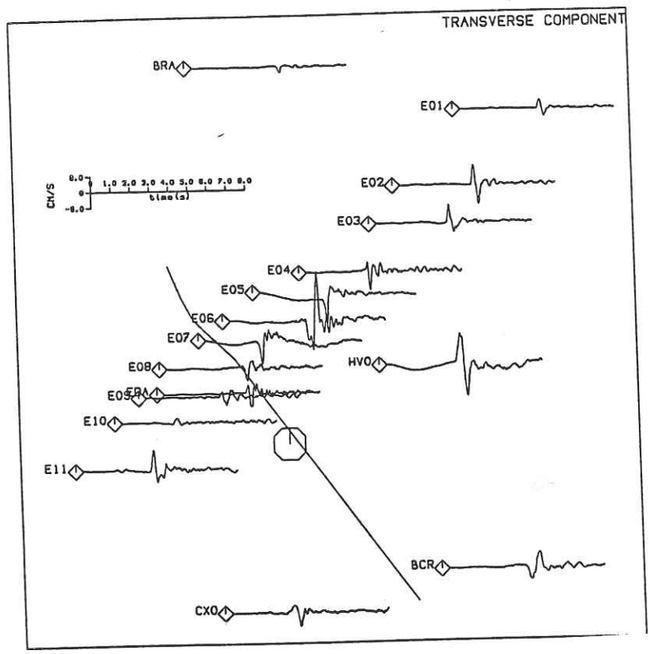
source est gouverné par la taille de la source. Par exemple, le temps de montée au centre de la faille est de 0.35s.

Les vitesses obtenues avec ce modèle sur les composantes horizontales (transverse et radiale) sont comparées avec les données sur les figures 7(a) et 7(b). La constatation la plus évidente est que les 2 types de modèle (dislocation et fissure), dans ce cas c'est à dire pour une faible taille de la source, donnent des vitesses horizontales présentant des caractéristiques quasiment similaires. Ceci est directement lié à la faible extension spatiale de la source (1km). En effet, les plus petites longueurs d'ondes considérées dans le calcul (entre 300 et 400m) représentent près de la moitié de la taille de la source; ce qui fait que la principale différence entre les 2 modèles, c'est à dire la variation spatiale de la fonction source dans le cas de la fissure n'est pas décrite. Les 2 modèles se ramènent donc au cas de la dislocation.

Les quelques différences minimes qui apparaissent sont principalement liées à la forme des fonctions sources qui sont définies différement dans les 2 modèles.

6.3 Modèle composite

Nous avons vu dans le chapitre 1 que, pour interpréter la complexité des accélérogrammes de champ proche, les sismologues avaient été amenés à considérer un séisme important comme une somme de sous-évènements dont les rayonnements se cumulent. S'il existe un loi de similarité entre gros séismes et petits séismes, ces derniers devraient eux-aussi pouvoir être représentés par une somme de sous-évènements. C'est cette hypothèse que nous voulons tester en représentant maintenant la source par un réseau de 4 fissures circulaires de 250 mètres de rayon chacune (figure 8). La rupture s'initie au centre de la fissure sud-est supérieure (voir figure 8) et se propage radialement à la vitesse de 2.8 km/s aux autres fissures qui sont caractérisées par une vitesse de rupture identique. Le déplacement final au centre de chaque fissure est de 130 cm ce qui conduit à un moment sismique légèrement inférieur ($M_0 = 8.10^{22}$ *dyne.cm*) à celui obtenu pour les 2 modèles précédents.



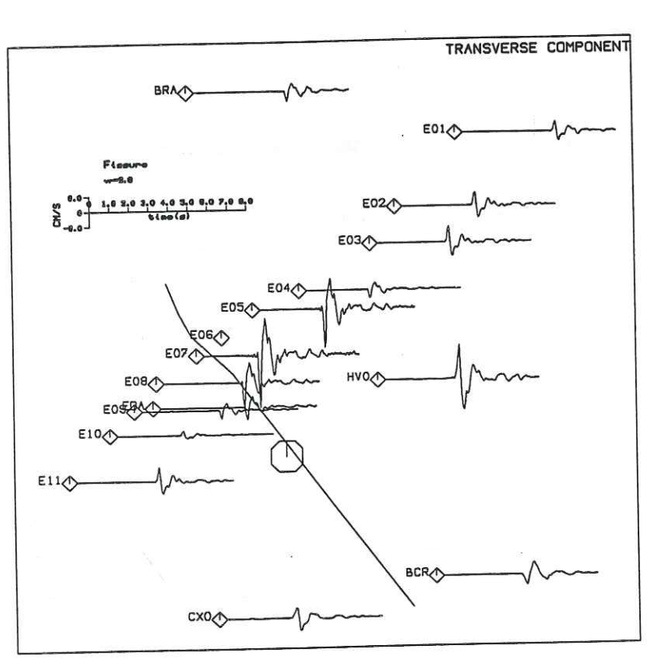
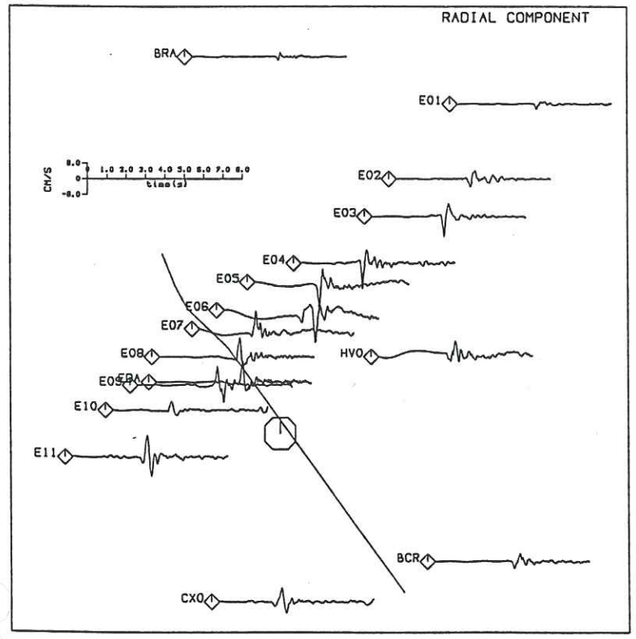


Figure 7a : Comparaison entre les vitesses observées (en haut) et les vitesses calculées (en bas) pour le modèle de fissure circulaire. Composante transverse.



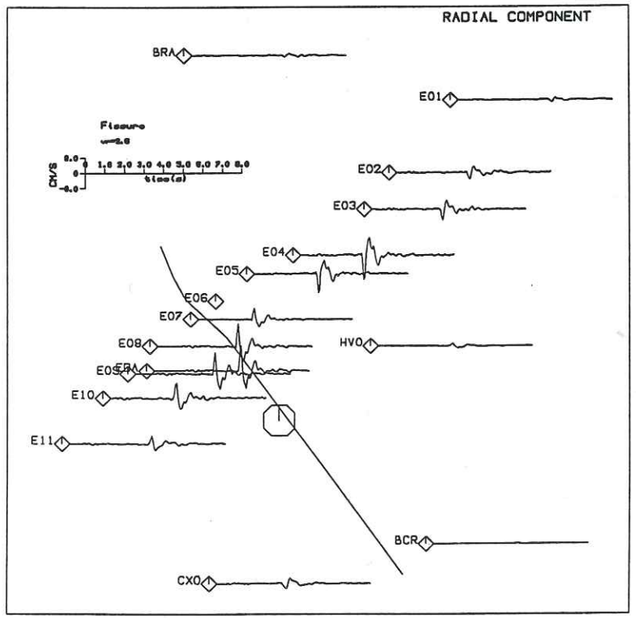


Figure 7b : Même légende que la figure 7a mais pour la composante radiale.

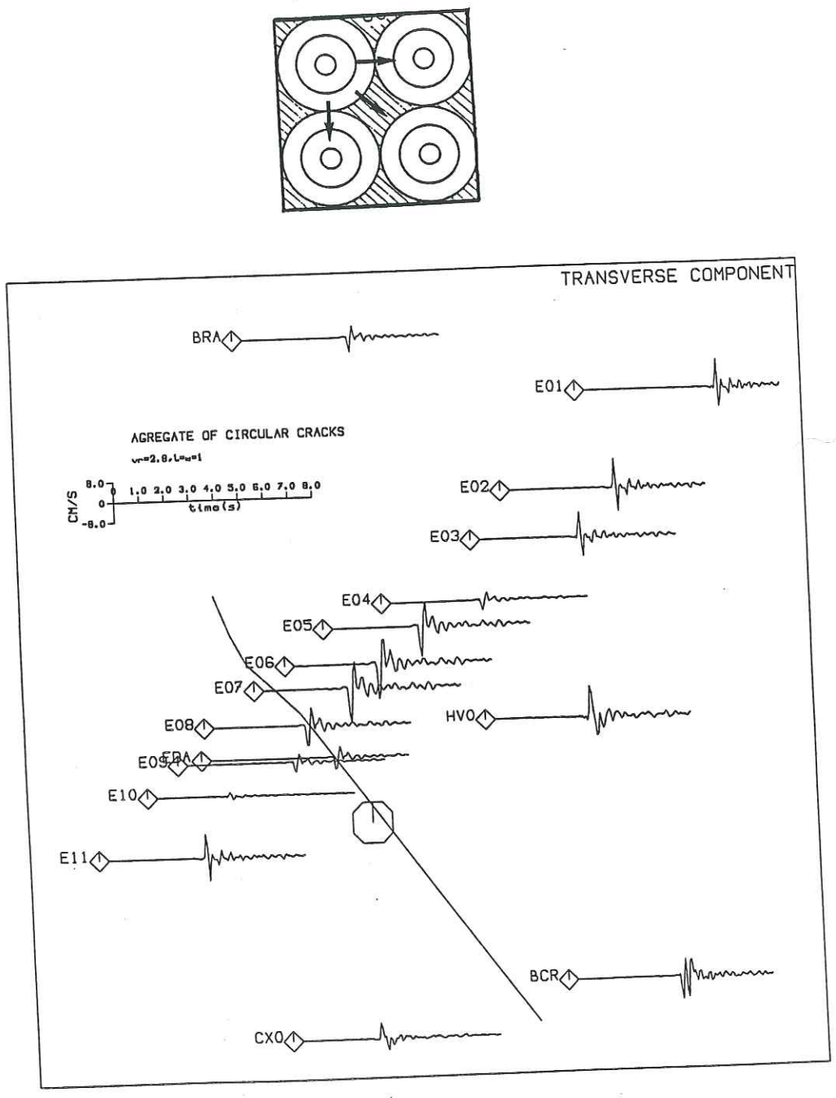


Figure 8 : Composante transverse de la vitesse obtenue avec le modèle composite.

Voir le texte pour la définition du modèle.

Les vitesses transverses sont présentées sur la figure 8. Elles se caractérisent essentiellement par un aspect plus haute fréquence que les 2 mod}les précédents et les données. Ces hautes fréquences sont liées au rayonnement émis par chacune des fissures lors de son arrêt. Les 2 stations les plus au sud (CXO et BCR) permettent clairement de voir les pulses liés à ces phases, alors que la tendance basse fréquence est identique aux modèles précédents.

Il apparait donc que l'événement étudié est caractérisé par une homogénéité probable, à l'échelle des longueurs d'ondes qui nous intéressent, des conditions physiques sur la surface de rupture.

7. Modélisation des accélérations

Les accélérations pour les composantes radiales et transverses sont présentées sur les figure 9a et 9b. Les données se caractérisent essentiellement par des complications hautes fréquences après l'arrivée de l'onde S directe. Ces hautes fréquences apparaissent surtout, sur la composante transverse aux stations E04, E08, E09, E10 et EDA. Le fait qu'elles n'apparaissent pas sur l'ensemble des stations suggèrent la possiblité d'un effet de site lié à la structure locale sous les stations. L'effet de directivité observé sur les vitesses se retrouve clairement sur les accélérations et se traduit par de fortes accélérations hautes fréquences à la station E05 et un niveau d'accélération plus faible associé à des basses fréquences aus stations sud (CXO et BCR).

Pour modéliser les accélérations, nous représentons la source par le modèle de fissure circulaire utilisé précédemment pour les vitesses. Nous avons vu que tous les modèles utilisés pour simuler ces dernières surestimaient les amplitudes pour les stations situées dans la direction de propagation de la rupture. L'efficacité du rayonnement d'une source étant maximale dans la direction principale de propagation, la position de l'hypocentre sur le bord de la faille doit influer essentiellement sur l'amplitude des stations situées au nord-ouest. Trois positions de l'hypocentre ont été testées. Les accélérations transverses aux 2

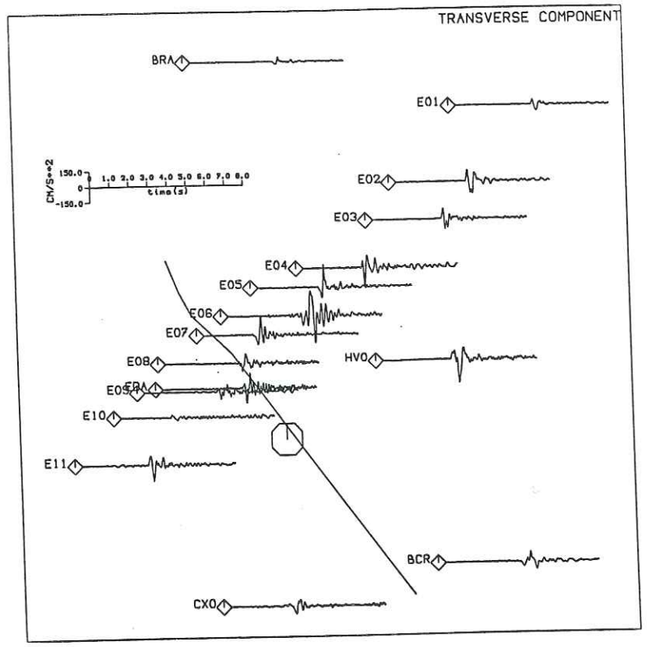


Figure 9a : Accélérations enregistrées sur la composante transverse.

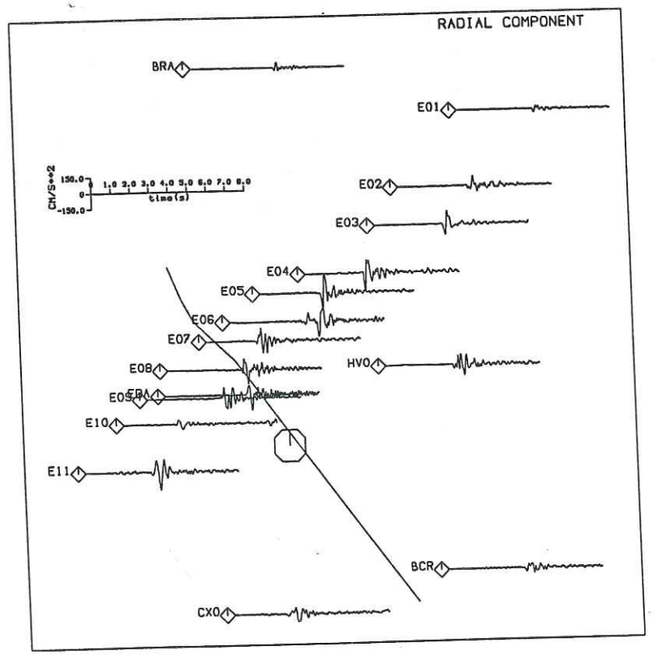
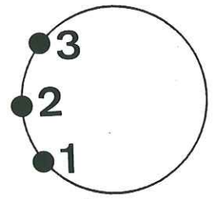


Figure 9b : Accélérations enregistrées sur la composante radiale.



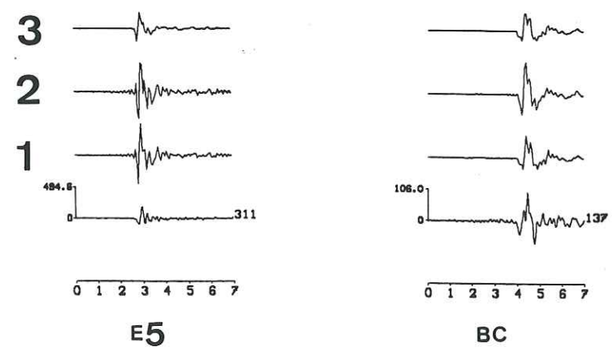
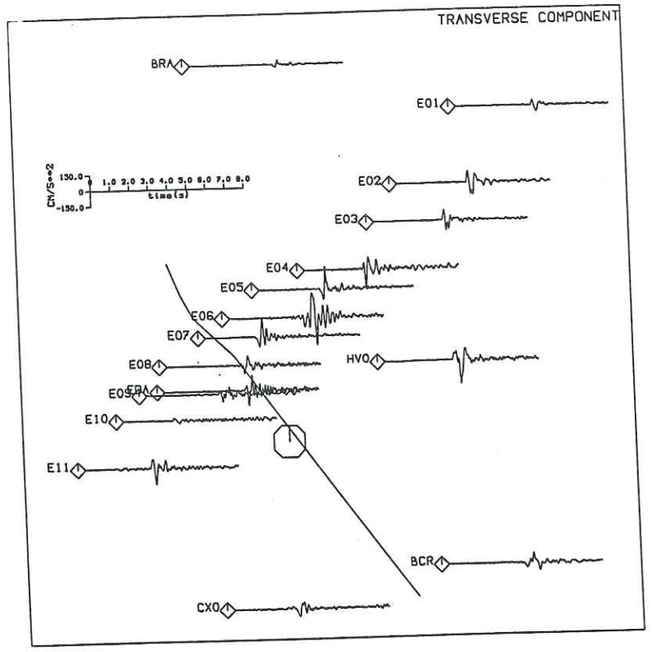


Figure 10 : Comparaison entre les accélérations transverses calculées pour 3 positions différentes de l'hypocentre et les accélérations enregistrées aux stations E05 et BCR.



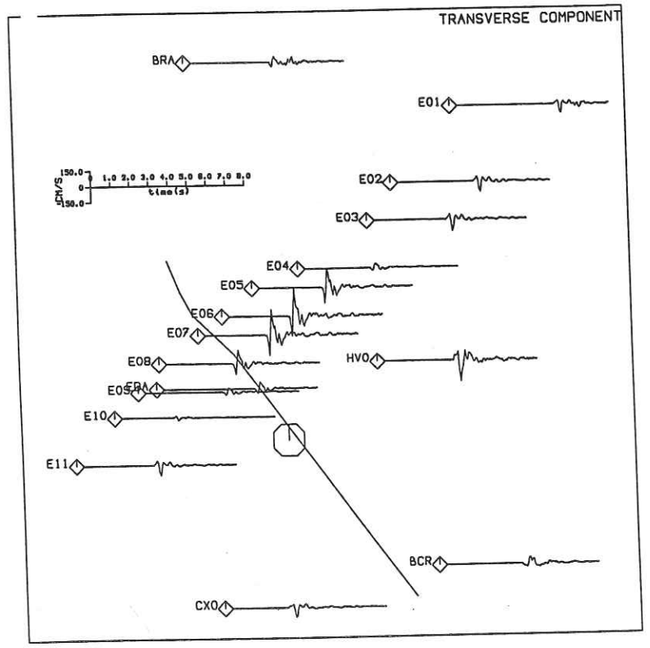
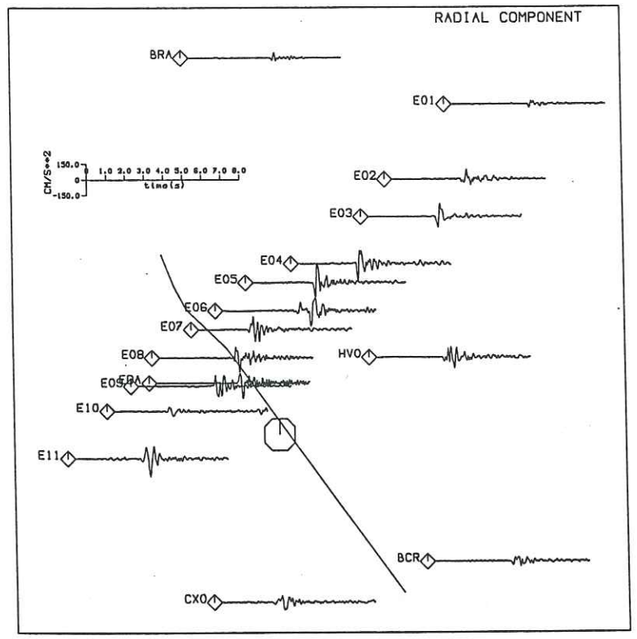


Figure 11a : Comparaison entre les accélérations observées (filtrées passe-bas à 10 Hz) et les accélérations calculées pour le modèle de fissure ciculaire. Composante transverse.



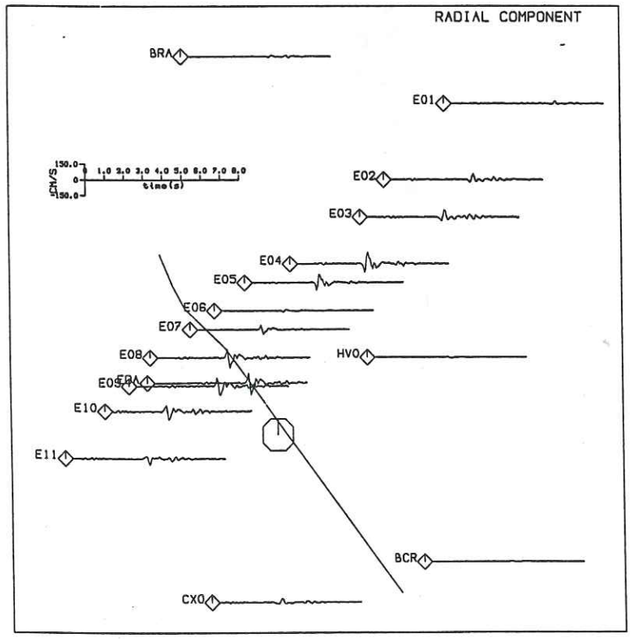


Figure 11b : Même légende que la figure 10a mais pour la composante radiale.

stations E05 et BCR et pour ces 3 positions sont présentées sur la figure 10. Le meilleur compromis en amplitude correspond à une position de l'hypocentre dans la partie supérieure de la faille (voir figure 10).

Les accélérations transverses calculées avec le modèle de fissure dissymétrique et l'hypocentre ainsi déterminé sont comparées aux données filtrées à 8 Hz sur les figure 11a et 11b. L'accord en amplitude est bon pour l'ensemble des stations excepté à la station E04, pour les raisons évoquées plus haut (stations nodales). L'effet de directivité est bien reproduit en particulier aux stations E05 et BCR. Il est intéressant de noter que les accélérations sont très bien représentées aussi bien en amplitude qu'en forme d'onde aux stations HVO et E11. Une explication possible peut être donnée en remarquant que ces 2 stations, situées approximativement perpendiculairement au plan de faille, sont celles qui "voient le mieux la rupture". En outre, ces stations sont celles pour lesquelles les rais ont parcouru le trajet le plus court à proximité de la faille dans une zône que l'on peut supposer hétérogène.

En ce qui concerne les accélérations radiales, celles-ci présentent un accord général moins bon que les accélérations transverses pour les mêmes raisons que pour les vitesses.

8. Le problème de la composante verticale et quelques observations annexes.

Dans ce qui a précédé, nous n'avons pas présenté de comparaison entre synthétiques et données pour la composante verticale. Cette composante est dominée par le pulse P dont l'amplitude est 2 à 3 fois plus faible que l'amplitude du pulse S sur les composantes horizontales pour les vitesses et 3 à 4 fois plus faible pour les accélérations. Ce pulse P observable uniquement à 6 stations est suivi par des hautes fréquences difficilement interprétables. Cette caractéristique haute fréquence des composantes verticales est observée systématiquement sur les enregistrements de champ proche (voir par exemple les composantes verticales des séismes de San Salvador et Kalamata dans la suite de ce chapitre). Liu et Helmberger (1985) expliquent la différence du contenu spectral entre la composante verticale et les composantes horizontales pour la réplique de 23:19

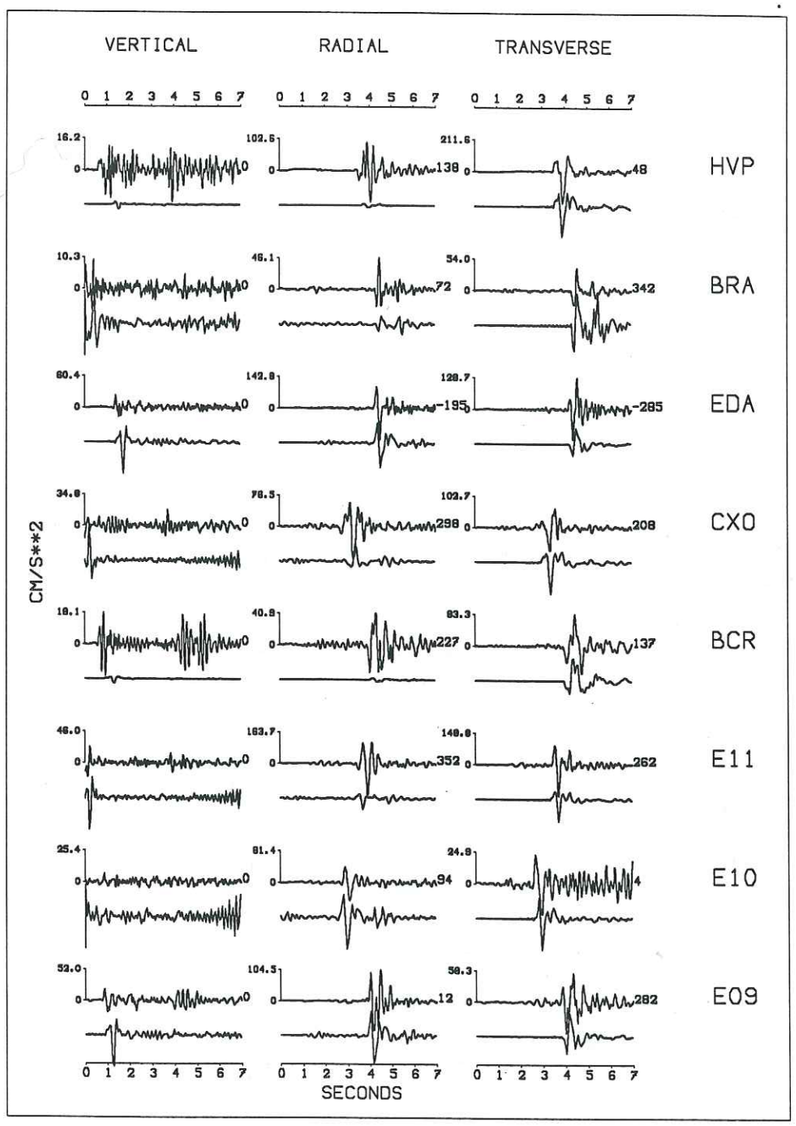


Figure 12a : Comparaison station par station entre accélérations observées et accélérations synthétiques sur les 3 composantes et pour le modèle de fissure circulaire décrit dans le texte.

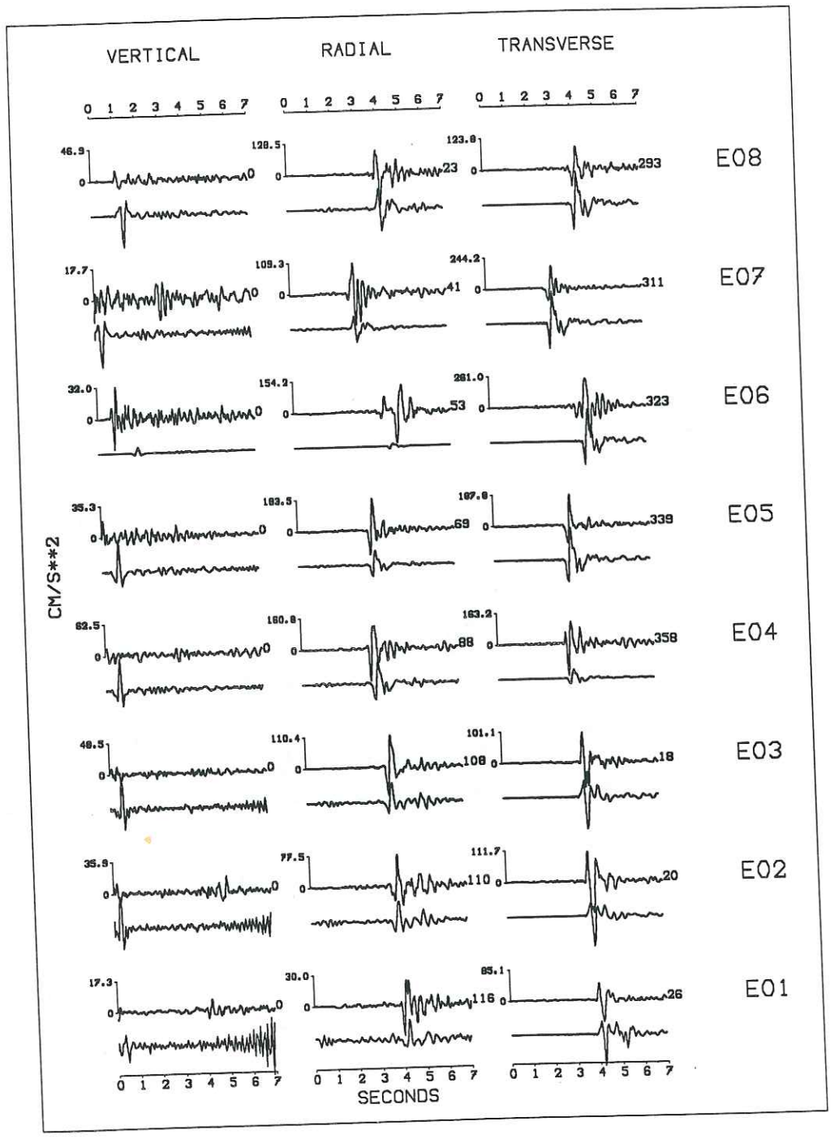


Figure 12b : Même légende que 12a.

par une atténuation différentielle importante entre les ondes P et les ondes S. Ces dernières étant fortement atténuées dans la couche de sédiment entre 0 et 5 km de profondeur. Cette hypothèse suppose :

- Un facteur de qualité Q_s très faible (de l'ordre de 25) dans les 5 premiers kilomètres. Cette hypothèse semble peu réaliste au regard des résultats cités au début de cette étude (Singh et al., 1981, Archuleta et Bouchon, 1984) qui s'accordent à considérer que le facteur de qualité des ondes S doit avoir des valeurs de l'ordre de 80 à 5 Hz dans les couches sédimentaires entre 0 et 5 km.

- Une génération d'ondes S hautes fréquences à la source. Si tel est le cas, on devrait observer des hautes fréquences sur les composantes horizontales des enregistrements effectués à proximité des failles, ce qui n'est pas le cas.

Il apparait plus probable que cette "contamination" haute fréquence sur les composantes verticales soit essentiellement liée à la source. Cette observation, qui du point de vue spectral se traduit par une valeur de la fréquence-coin supérieure pour les ondes P que pour les ondes S ("Corner frequency shift") ne peut être expliquée que par certains modèles de source (voir par exemple : Savage, 1972, Sato et Hirasawa, 1971, Madariaga, 1976) mais non par le modèle de Haskell.

Les figures 12a et 12b montrent la comparaison trace à trace et pour toutes les stations entre les synthétiques (accélérations) calculés par le modèle de fissure dissymétrique et les accélérations observées. Comme il n'existe pas de base de temps, les traces ont été ajustées " au mieux ", c'est à dire en alignant les pulses SH sur la composante transverse. Pour les 6 stations où le pulse P est visible, on peut remarquer que, sur les synthétiques, celui-ci est nettement plus haute fréquence que le pulse S sur les 2 composantes horizontales. La suite du signal vertical présente des complications hautes fréquences non visibles sur les horizontaux.

La figures 12a et 12b permettent de faire quelques observations complémentaires.

- Pour toutes les stations situées à l'est de la faille, les temps d'arrivée des ondes P et S directe sont en accord entre les synthétiques et les données. Ceci

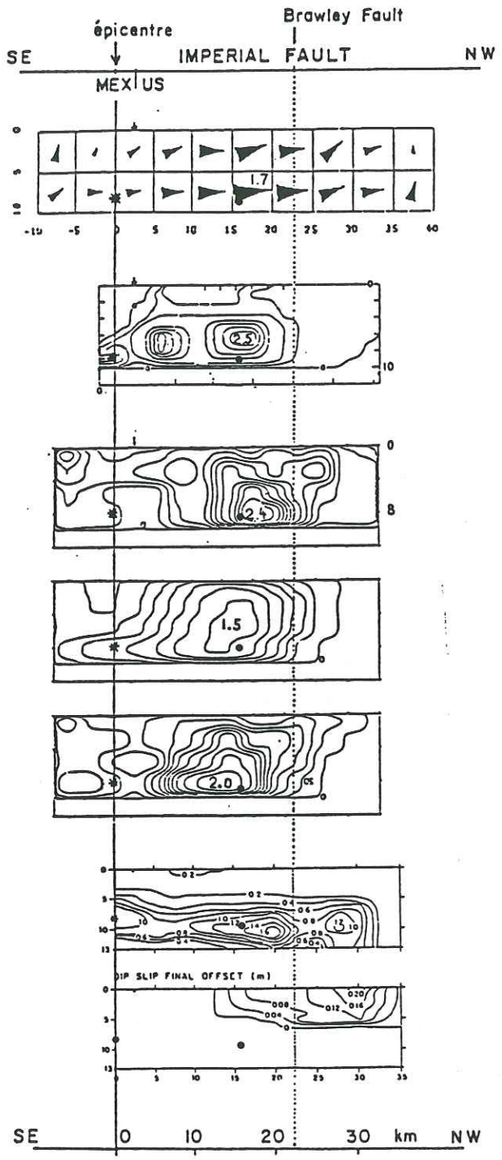
n'est plus vrai pour les stations situées à l'ouest de la faille, en effet la différence t_s-t_p est plus faible sur les synthétiques que sur les données. L'explication de cette observation est donnée par le profil de vitesse obtenu par Fuis et al.(1980) (figure 4) et qui indique clairement que le compartiment ouest de la faille est abaissé par rapport au compartiment est, ce qui se traduit par une différence de temps de parcours entre les 2 côtés de la faille.

- Pour un certain nombre de stations (E04,E05,E07), on peut remarquer que le pulse SH (composante transverse) et le pulse SV (composante radiale), bien découplés du fait du gradient de vitesse, n'arrivent pas simultanément . Ceci se traduit par un mouvement de particule elliptique dans le plan horizontal. Nous éviterons les conclusions trop hâtives sur cette observation et la signalons simplement.

9. Discussion et conclusion

Cette étude a montré qu'une rupture très localisée de type "fissure", d'une surface approximative de 1 km^2, et associée à un déplacement moyen de l'ordre de 90 cm peut permettre d'expliquer les accélérations horizontales à 16 stations. Il est maintenant nécessaire d'interpréter nos résultats dans le contexte du séisme principal.

La réplique étudiée est localisée dans une zone de la faille d'Imperial Valley où toutes les inversions effectuées (figure 13) pour le séisme principal ont montré qu'elle se caractérisait par une forte valeur de déplacement final (Olson et Apsel, 1982, Hartzell et Helmberger, 1982, Hartzell et Heaton, 1983, Archuleta, 1984). Il est donc logique de penser que, dans cette zone, lors du séisme principal, la chute de contrainte a été relativement importante; Hartzell et Helmberger l'ont par exemple estimée à 200 bars. Dans ce contexte, notre évènement correspondrait à une zone de plus forte résistance très localisée qui n'a pas immédiatement cassé lors du passage du front de rupture du séisme principal. La relaxation de contrainte autour de cette portion de faille a alors provoqué une augmentation locale de la contrainte tectonique qui a très rapidement conduit à la rupture. Il semble donc correct de retrouver, pour la réplique, une valeur de



accélérogrammes
0-0.33 Hz
moindres-carrés stabilisés
vitesse de rupture fixée vr = 0.9 β
d'après Olson & Apsel, 1982

accélérogrammes intégrés en déplacement
0-1 Hz
méthode par essai-erreur
vitesse de rupture fixée vr = 2.5 km/s
d'après Hartzell & Helmberger, 1982

accélérogrammes intégrés en vitesse
0.1-1 Hz
moindres-carrés stabilisés
vitesse de rupture fixée vr = 0.85 β
d'après Hartzell & Heaton, 1983

sismogrammes télésismiques
même méthode qu'au dessus
d'après Hartzell & Heaton, 1983

accélérogrammes + sismogrammes télésismiques
même méthode qu'au dessus
d'après Hartzell & Heaton, 1983

accélérogrammes intégrés en vitesse
0-1.0 Hz
méthode par essai-erreur
vitesse de rupture non contrainte
d'après Archuleta, 1984

Figure 13 : Résultats des différentes inversions du glissement pour le séisme d'Imperial Valley. La localisation de la réplique étudiée est indiquée sur chaque schéma par un point noir(d'après Bernard, 1987).

déplacement final du même ordre de grandeur que celui observé lors du séisme principal. Il est aussi possible d'estimer la chute de contrainte :

$$\Delta\sigma = \frac{7\pi}{24}\mu\frac{\overline{D}}{R} = 720 \; bars$$

Nous ne nous égarerons pas ici dans les méandres sans fin de la classification de cet évènement dans la classe des "barrières" ou dans la classe des "aspérités" mais noterons simplement qu'un modèle relativement simple de type fissure et relativement économique en temps calcul (1 minute de CRAY ou 40 minutes de SPS-9) permet de retrouver les accélérations aussi bien en niveau qu'en forme d'onde pour 16 stations relativement bien réparties azimutalement et à des distances comprises entre 8 et 25 km. Il faut cependant noter que cette modélisation intervient dans un contexte particulièrement favorable, c'est à dire dans la région d'Imperial Valley qui est certainement l'une des régions du monde les mieux connues, tant du point de vue de la sismicité que de la structure. Cette dernière se prétant particulièrement bien à la modélisation car les variations latérales sont très faibles et donc l'approximation de couches planes tout à fait justifiée alors que les effets de site sont pratiquement inexistants. Ceci souligne le caractère essentiel de la connaissance de la structure pour pouvoir envisager des études crédibles sur la prédiction, par des modèles déterministes, des caractéristiques temporelles (pic d'accélération, pic de vitesse, durée des mouvements) du mouvement du sol à proximité d'une faille.

Nous avons vu, dans le chapitre 1, qu'une technique de génération des accélérogrammes synthétiques consistait à considérer que la source sismique d'un événement de forte magnitude peut être représentée par la superposition de séismes réels de magnitude plus faible, généralement des répliques du choc principal. Dans ce contexte, la possiblité de pouvoir modéliser avec des modèles simples les accélérations générées par un séisme du type de la réplique ici étudiée, devrait permettre d'étendre ce type d'approche aux zones où les enregistrements sont rares et où la structure est connue.

PARTIE 2

UN EXEMPLE DE SEISME DE MAGNITUDE MODEREE A FORTES ACCELERATIONS LE SEISME DE SAN SALVADOR DU 10 OCTOBRE 1986

1. Introduction

Alors que la réplique du séisme d'Imperial Valley présentait, du point de vue des valeurs du pic d'accélération et de sa décroissance, des valeurs tout-à-fait "normales", c'est à dire du même ordre de grandeur que les valeurs prédites par les lois d'atténuation du type Joyner et Boore (1981) ou Campbell (1981), nous nous intéressons maintenant à un séisme présentant, de ce point de vue, des caractéristiques dramatiquement exceptionnelles. En effet, le 10 Octobre 1986, un séisme de magnitude modérée ($M_s = 5.4$) s'est produit exactement sous la ville de San Salvador (Salvador) et l'a partiellement détruite. Six accélérographes situés à des distances de 1 à 7 km de la faille ont permis d'enregistrer les accélérations dont le pic a atteint 0.7g sur les composantes horizontales, alors que la vitesse du sol dépassait 80 cm/s.

La ville de San Salvador est bâtie sur une couche d'alluvions volcaniques caractérisée par des vitesses très lentes. Il est donc important de déterminer quelle est la part d'effets attribuables aux couches superficielles et ceux attribuables à la source sismique elle-même.

Il n'a malheureusement pas été possible d'obtenir des informations concernant la structure crustale et superficielle sous la ville de San Salvador. De plus, l'examen des sens de mouvement observés sur les accélérogrammes montre des anomalies par rapport aux sens de mouvement attendus pour le mécanisme déterminé par l'ensemble des stations d'Amérique Centrale. Ces anomalies

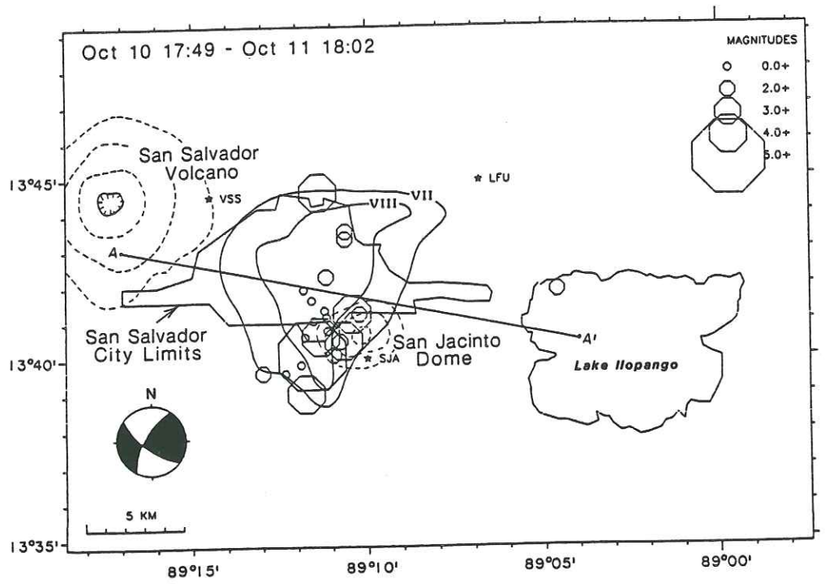


Figure 1 : Localisation du choc principal (M=5.4) et des répliques enregistrées dans les 24 heures qui ont suivies. Les contours des courbes d'isointensité sont aussi montrés. La solution focale proposée par Harlow et al. (1987) est indiquée en bas à gauche (d'après White et al., 1987).

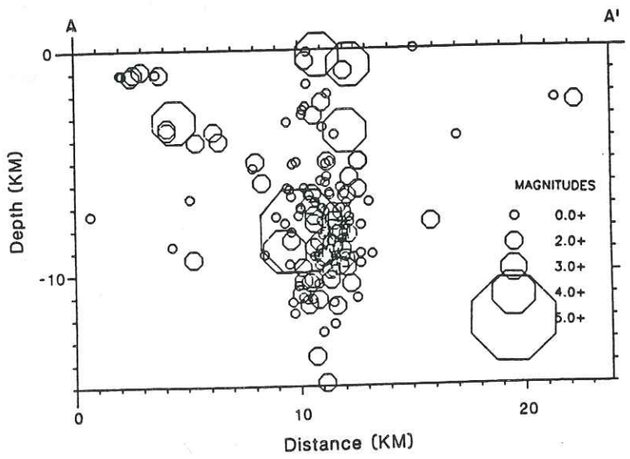


Figure 2 : Projection verticale, le long de l'axe $A - A'$ indiqué sur la figure 1, de l'ensemble des répliques enregistrées dans la semaine qui a suivie le choc principal (d'après White et al., 1987).

pourraient s'interpréter comme une mauvaise connaissance de la polarité des composantes des accéléromètres.

Cette méconnaissance de la structure et les incertitudes sur l'orientation des composantes ne permettent donc pas une étude détaillée de cet évènement. Cependant, vu les caractéristiques exceptionnelles de celui-ci et le nombre de stations accélérométriques situées à proximité immédiate de la faille, il nous a semblé intéressant d'essayer, à partir d'hypothèses et d'un modèle simples, de dégager quelques caractéristiques permettant de retrouver le ou les facteurs ayant contribué aux fortes valeurs de mouvement enregistrées.

2. Le séisme et le contexte géologique

L'étude des temps d'arrivées à 5 stations situées à moins de 35 km et l'étude des différences $t_s - t_p$ a permis de localiser l'épicentre à 13 ° 40,0'N et 89 ° 11,4'W pour une profondeur estimée à 7.3 km (White et al., 1987) (figure 1). A partir de la solution focale et de la répartition des répliques, il apparait clairement que la rupture s'est produite sur un plan proche de la verticale et orienté N32 ° E. C'est aussi le long de cette direction que sont alignées les courbes d'isointensité.La figure 1 permet aussi de voir la répartition des répliques qui se sont produites dans les 24 heures ayant suivi le choc principal, ce qui permet d'avoir une estimation de la longueur de la faille : environ 6 km. Les répliques se sont produites pour la plupart pour des profondeurs inférieures à 11 km et jusqu'en surface (figure 2). D'autre part, la répartition verticale des répliques montre que la faille doit probablement présenter un léger pendage vers le Nord-Ouest.

L'étude géologique (Rymer, 1987) a permis de mettre en évidence des fractures de surface, cependant aucune d'entre elles ne semble être directement associées à la faille du séisme principal.

Du point de vue géologique, la ville de San Salvador est essentiellement caractérisée par la présence en surface d'une couche de tuffs volcaniques composée de 2 formations distinctes ("tierra bianca" et "coffee colored tuff"), mais de caractéristiques mécaniques sensiblement identiques. L'épaisseur moyenne de la couche de tuffs est de l'ordre de 30 m sous la ville de San Salvador, mais elle peut varier très rapidement (Rymer, 1987). Bien qu'aucune valeur de vitesse ne soit disponible, une estimation grossière du contraste de vitesse entre celle ci et les laves sous-jacentes conduit à une valeur de 4. à 5..

BIBLIOTHÈQUE GRENOBLE INTERUNIVERSITAIRE

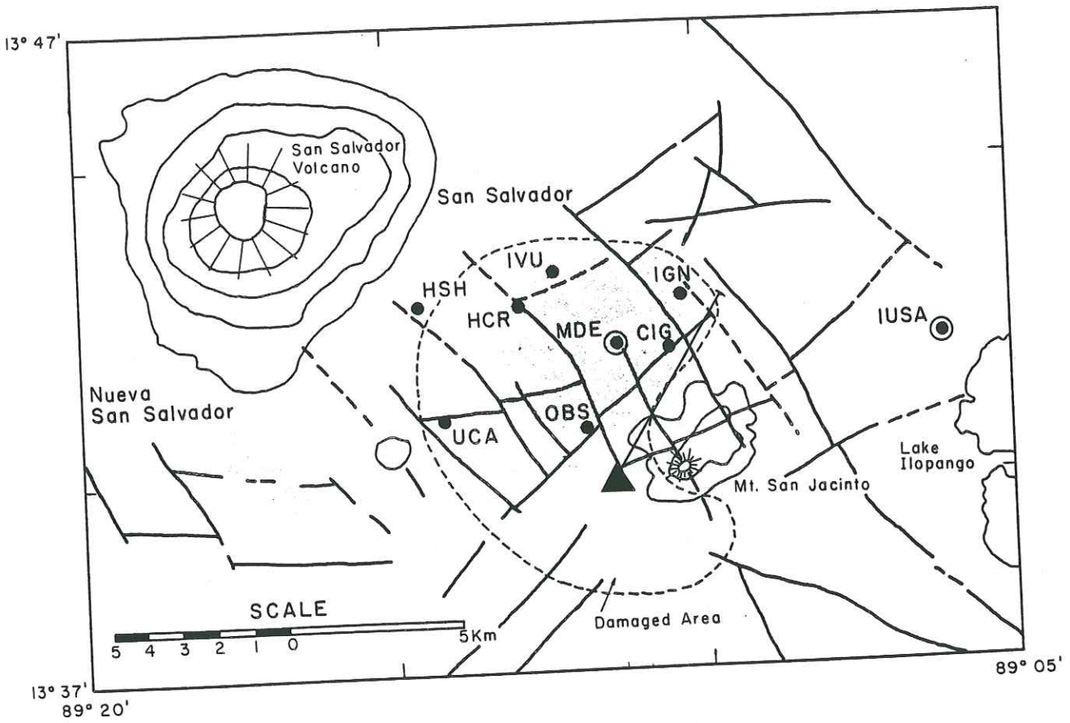


Figure 3 : Localisation des stations ayant enregistrées la séisme du 10/10/86 (d'après Shakal et al., 1986). Seules les stations symbolisées par des cercles pleins ont fourni des enregistrements.

3. Les données

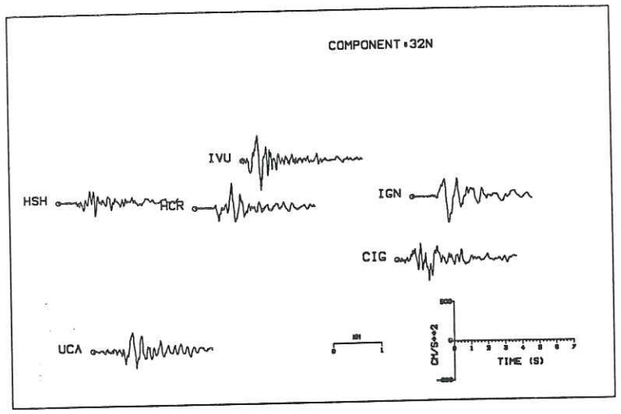
Neuf accélérographes du "El Salvador Geotechnical Center" étaient en fonctionnement lors du séisme (figure 3). Les enregistrements à la station OBS n'étant pas lisibles, 8 accélérogrammes seulement ont été digitalisés et traités (correction, filtrage) au CDMG (Shakal et al., 1986).

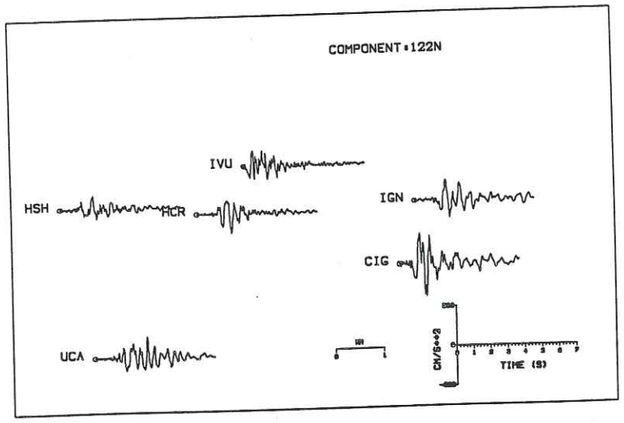
Les accélérations sont présentées sur la figure 4 pour les 3 composantes. Une première caractéristique, notée par les habitants, est la très faible durée des mouvements forts qui n'excèdent pas 2 à 3 s. Les 2 stations les plus proches de la faille (IGN et CIG) sont caractérisées par 2 pulses très nets qui atteignent des valeurs de pic d'accélération comprises entre 0.4 et 0.7g. Il est aussi intéressant de noter qu'a la station IGN, le pic d'accélération sur la composante verticale a atteint 0.45g, c'est à dire plus que sur la composante Nord-Sud. Il faut aussi noter l'aspect relativement basse fréquence des enregistrements. Ceci est confirmé par l'examen des spectres de Fourier des composantes horizontales des stations IGN et CIG (figure 5) qui sont largement dominés par les fréquences comprises entre 1 et 2 Hz. Cette caractéristique basse fréquence doit probablement être reliée à l'effet de la couche superficielle dont la fréquence fondamentale de résonance doit se situer dans la même gamme.

4. Comparaison observations/relations d'atténuation

Bien que la plupart des lois d'atténuation du pic d'accélération et de vitesse ait été calculée à partir d'enregistrements Nord-Américains, il est intéressant de comparer les observations faites à San Salvador avec les prédictions de ces lois.

- Pic de vitesse horizontale : Joyner et Boore (1981) ont proposé une loi d'atténuation du pic de vitesse. Dans cette loi, le seisme est caractérisé par la magnitude de moment. Dans le cas de San Salvador, cette dernière est sensiblement égale à la magnitude des ondes de surface (Ms). Les valeurs observées ont été reportées sur les courbes d'atténuation (Figure 4a). Les comparaisons doivent être faites avec les courbes calculées pour les formations meubles de surface (soil). Pour les distances qui nous interessent, l'écart entre les observations et les prédictions varie d'un facteur de 1.2 pour la station la plus éloignée à 2. pour les stations les plus proches.





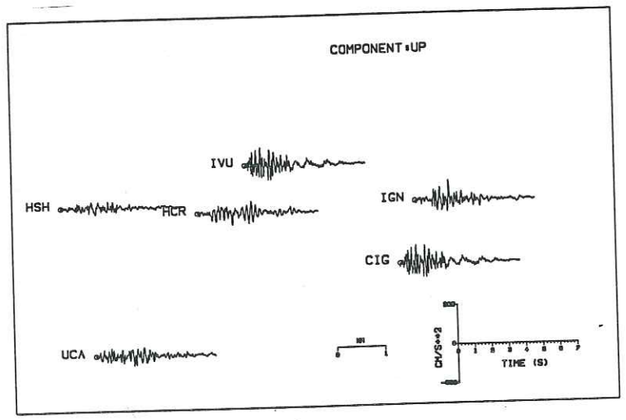


Figure 4 : Accélérations enregistrées lors du séisme du 10/10/87 pour les 3 composantes. De haut en bas, composantes N32E, N122E, verticale.

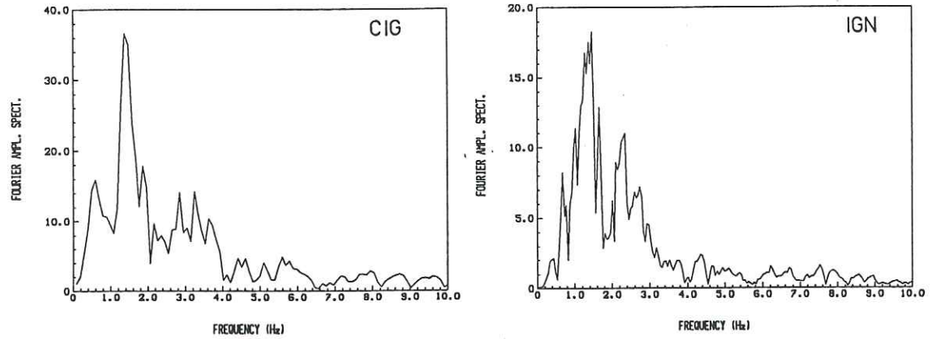


Figure 5 : Spectres de Fourier de l'accélération pour la composante E-W des stations CIG et IGN.

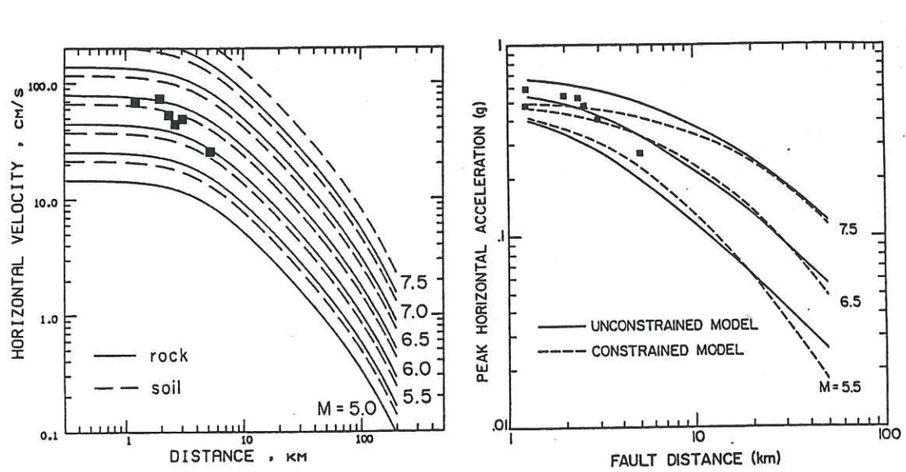


Figure 6 :

- 6a (à gauche): Comparaison entre les valeurs de pic de vitesse enregistrées aux 6 stations et les courbes d'atténuation de Joyner et Boore (1981). Les valeurs observées sont symbolisées par des carrés pleins.
- 6b (à droite): Comparaison entre les valeurs de pic d'accélération enregistrées aux 7 stations et les courbes d'atténuation de Campbell (1981).

- Pic d'accélération horizontale : contrairement à la loi de Joyner et Boore qui a été calculée à partir d'accélérogrammes Californiens, la loi d'atténuation du pic d'accélération de Campbell (1981) est issue de l'étude d'enregistrements mondiaux. La figure 6b montre que l'écart entre les pics observés et prévus varie de 1.2 à 1.5 pour les stations les plus proches de la faille.

Ces écarts, dont il faut cependant préciser qu'ils sont déterminés par rapport à des lois statistiques montrent, d'une part, qu'au proche voisinage d'une faille, il est extrêmement difficile d'estimer a priori les valeurs de pic de vitesse et d'accélération et d'autre part, que les lois proposées actuellement, basées sur des données très peu nombreuses à très courte distance, peuvent sous-estimer de façon significative les accélérations et les vitesses enregistrées.

5. Modélisation des vitesses : paramètres du modèle.

Les principales contraintes du modèle sont données par la répartition des répliques. Seront donc fixés :

* La longueur de la faille ; environ 5 km

* La profondeur maximale de la faille, 11 km.

* L'orientation du plan de faille : N32E.

* La position de l'épicentre (déterminée par Harlow et al., 1987)

* La profondeur de l'hypocentre : 7.3 km (déterminée par Harlow et al., 1987).

En ce qui concerne la structure, nous disposons simplement d'indications sommaires données par Rymer (1987), c'est à dire une épaisseur de 30 m de tuffs volcaniques sous la ville surmontant des formations volcaniques compactes (laves andésitiques). Les vitesses des ondes S dans ces formations sont estimées, par le même auteur à 3.5 km/s pour les laves et 0.2 km/s pour les formations superficielles, valeurs que nous adopterons dans notre modèle.

Une autre incertitude concerne la profondeur du sommet de la faille. La répartition verticale des répliques (figure 2) indique une concentration de celles-ci entre 5 et 11 km. Il faut de plus noter que, comme nous l'indiquions précédemment,

les fractures de surface observées après le choc principal, ne semblaient pas directement liées à la rupture. La faille n'aurait donc pas atteint la surface.

La valeur de moment sismique déduite des enregistrements télésismiques est de $M_0 = 5.10^{24}\ dyne.cm$.

ce qui conduit à un déplacement moyen sur la faille de :

$$D = \frac{M_0}{\mu S} = 50\ cm \qquad si\ 5\ km < W < 11\ Km$$

$$D = \frac{M_0}{\mu S} = 30\ cm \qquad si\ 10\ km < W < 11\ Km$$

ou W représente l'extension verticale de la faille.

En utilisant le modèle le plus simple c'est à dire le modèle de dislocation uniforme, nous allons calculer les vitesses aux 6 stations et tester différentes configurations. Les 2 points les plus importants à déterminer sont :

* la profondeur du sommet de la faille.

* l'effet attribuable à la couche de surface.

Il est en effet important, en champ proche, d'arriver à retrouver les parts respectives attribuables aux 2 types d'effets : source et site.

La faille sera donc sera donc modélisée par un plan vertical (l'inclinaison déterminée à partir de la répartition des répliques est de l'ordre de 85 °) de 5 km de long, limité au Sud par l'épicentre et orienté N32E. La rupture s'initie ponctuellement à 7.3 km de profondeur, puis se propage radialement à une vitesse qui, en l'absence de contraintes sera prise égale à 3.0 km/s (soit $0.85.\beta$). Le mécanisme est un coulissage senestre. Trois largeurs de faille ont été considérées :

* Modèle 1 : La faille s'étend verticalement entre 5 et 11 km de profondeur pour un déplacement moyen de 50 cm.

* Modèle 2 : La faille s'étend verticalement entre 1 et 11 km de profondeur pour un déplacement moyen de 30 cm.

* Modèle 3 : La faille s'étend verticalement entre 0.3 et 11 km pour un déplacement uniforme de 26 cm.

Le calcul est effectué, pour les 3 modèles dans la gamme de fréquence 0-4 Hz, l'énergie décroissant rapidement au-dela de 4 Hz.

6. Résultats

Du fait de la simplicité du modèle considéré, nous ne nous intéresserons que secondairement aux formes d'onde. Nous nous attacherons principalement a la comparaison des valeurs maximales de la vitesse et, dans une moindre mesure à la durée des mouvements forts.

La figure 7 montre les vitesses observées alors que les synthétiques sont présentés, pour les 3 modèles sur les figures 8a, 8b et 8c.

6.1 Comparaison entre les 3 modèles :

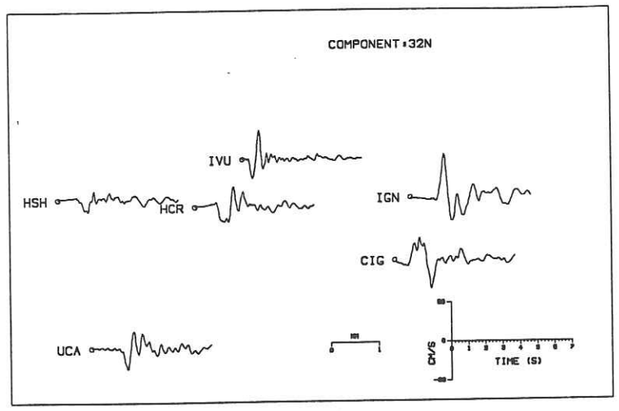
A. Composante N32E : L'observation la plus évidente est l'augmentation des amplitudes sur la composante parallèle à la faille à mesure que le sommet de celle-ci "remonte" vers la surface. Les amplitudes les plus fortes sont observées aux stations les plus éloignées de la faille (IVU, HSH et HCR) dans le modèle 1 alors que, pour les modèles 2 et 3, ce sont clairement les stations les plus près de la faille qui dominent.

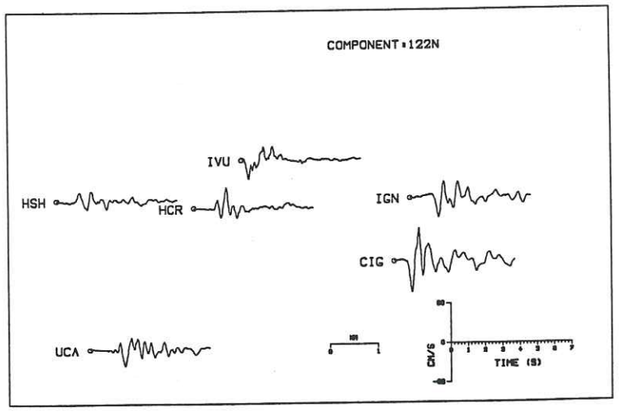
B. Composante N122E : Les amplitudes sont les plus importantes aux 2 stations proches de la faille (IGN et CIG) et ce quel que soit la profondeur du sommet de cette dernière. D'autre part, plus la faille remonte, plus les amplitudes sont fortes, les stations les plus sensibles étant encore les plus proches de la faille.

C. Composante verticale : On retrouve les mêmes caractéristiques que pour les 2 autres composantes à savoir une augmentation des amplitudes en allant du modèle 1 au modèle 3.

6.2 Comparaison avec les données

La première observation concerne la durée des mouvements forts. Ceux-ci, sur les données, sont extrêmement courts, de l'ordre de 2 à 3 s. Les synthétiques présentent des figures de résonance nettes liées à la présence de la couche à moindre vitesse, et ceci bien que la valeur du facteur de qualité ait été, après divers tests, fixée à 10 (Q_s). Il est donc probable que l'atténuation, dans la couche superficielle de





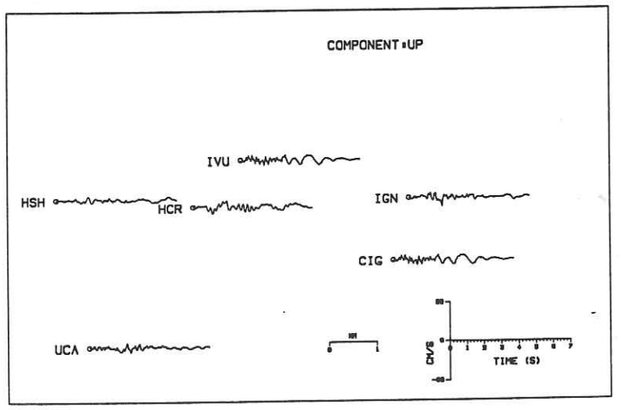
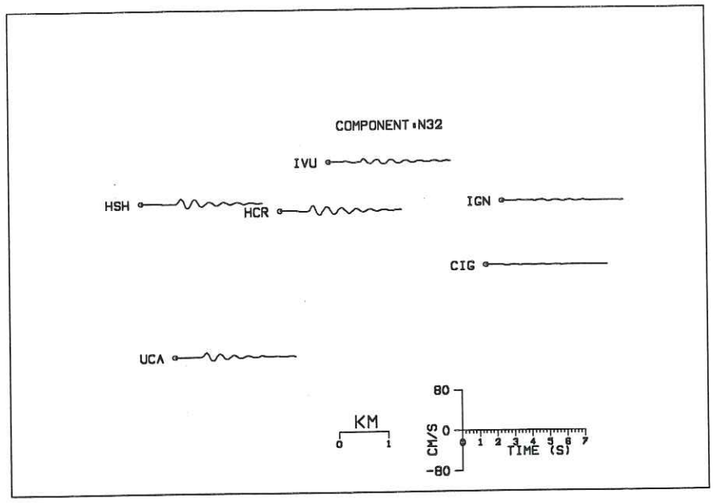


Figure 7 : Vitesses obtenues à partir de l'intégration des accélérations enregistrées lors du séisme du 10/10/87.



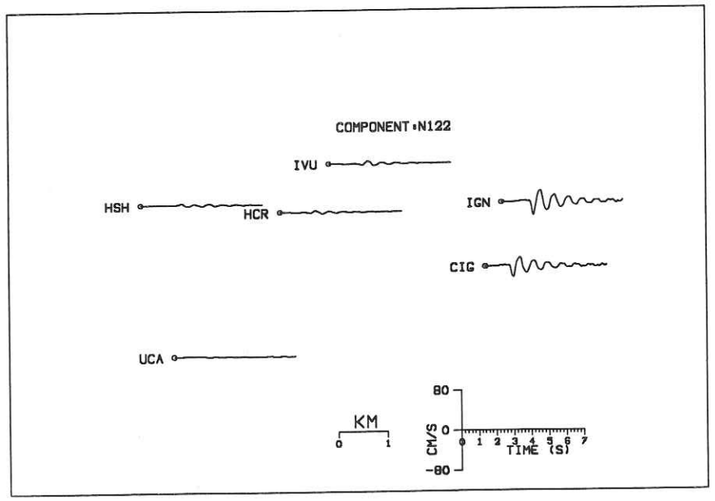
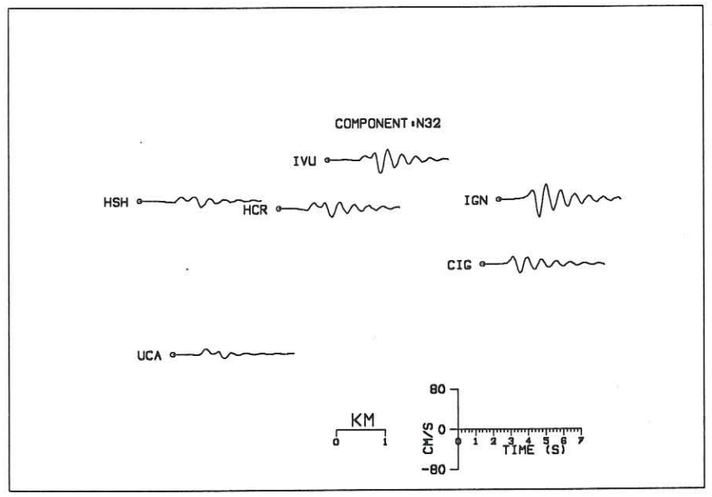


Figure 8a : Vitesses calculées pour le modèle 1 pour la composante N32E (en haut) et la composante N122E (en bas).



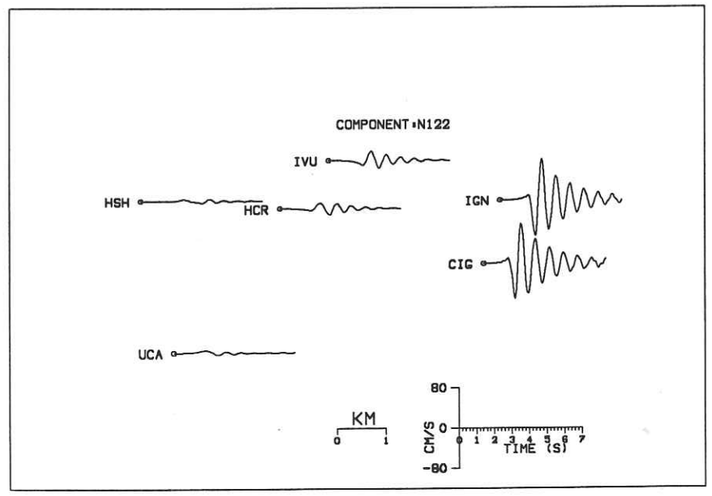
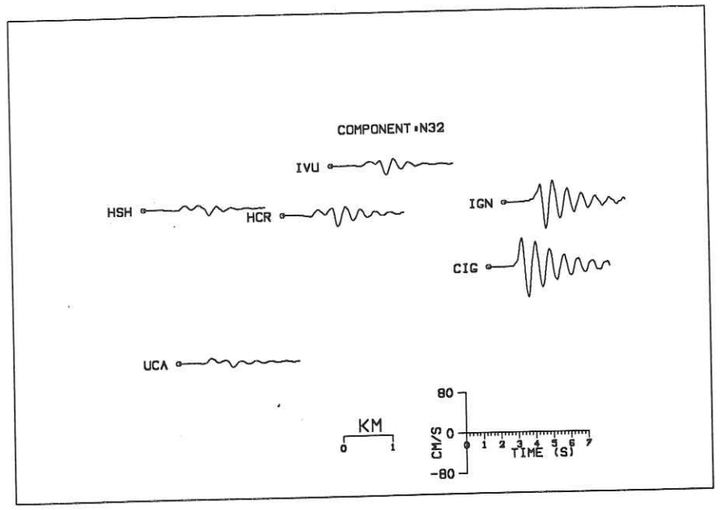


Figure 8b : Vitesses calculées pour le modèle 2 pour la composante N32E (en haut) et la composante N122E (en bas).



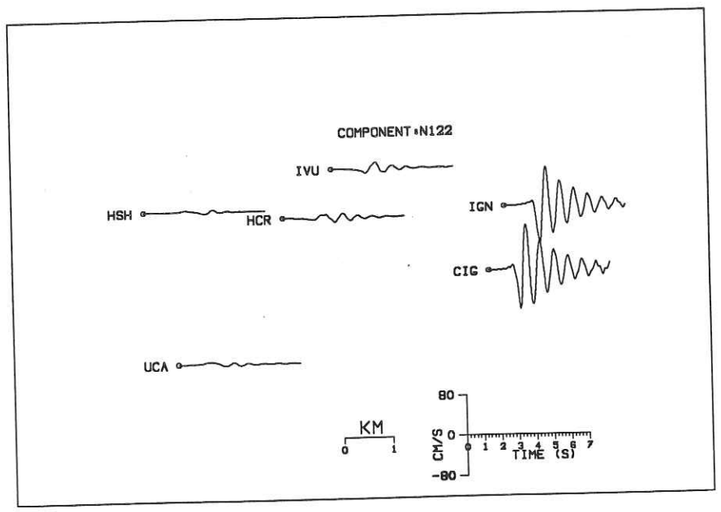


Figure 8c : Vitesses calculées pour le modèle 3 pour la composante N32E (en haut) et la composante N122E (en bas).

tuffs volcaniques, est extrêmement importante, ce qui expliquerait la très faible durée des mouvements forts.

Si nous comparons maintenant les amplitudes entre synthétiques et observés, sur les composantes horizontales, il apparait clairement que les valeurs de vitesse enregistrées ne peuvent être expliquées que par une remontée de la faille relativement près de la surface, correspondant aux modèles 2 et 3. La comparaison entre les résultats obtenus pour ces 2 modèles (essentiellement la valeur du rapport composante N22E/composanteN132E) aux 2 stations IGN et CIG conduisant plutôt à s'orienter vers une profondeur du sommet de la faille de l'ordre de quelques centaines de mètres sous la surface libre.

Il faut aussi noter que si l'accord en amplitude est relativement correct entre les modèles 2 et 3 et les observations aux 2 stations IGN et CIG, cela n'est plus du tout le cas pour les 4 autres stations, plus éloignées de la faille, qui présentent toutes des amplitudes beaucoup plus faibles sur les synthétiques.

D'autre part, si l'on s'intéresse uniquement aux 2 stations CIG et IGN, qui sont les plus proches de la faille, l'accord tant en forme d'onde qu'en amplitude peut être, vu la simplicité du modèle utilisé et la méconnaissance de la structure, considéré comme correct. La figure 9 permet de comparer les vitesses sur les 2 composantes horizontales. On peut remarquer, principalement sur la composante transverse, le très bon accord en phase qui traduit simplement que le rapport de la vitesse des ondes S sur l'épaisseur de la couche superficielle adopté dans le modèle est une estimation correcte (ce qui ne veut pas dire que la valeur de chacun des 2 paramètres soit correcte). Ceci se retrouve de la même façon sur les accélérations comparées sur la figure 10. Par contre l'accord entre les synthétiques et les observations pour les 4 autres stations sont mauvais tant en amplitude qu'en forme d'onde. Nous reviendrons sur ces différences de comportement entre stations proches et éloignées dans la discussion.

Il ressort de ces calculs que les fortes valeurs de vitesse sont liées à la combinaison de 2 effets :

* La présence d'une couche superficielle à faible vitesse.

* La remontée de la rupture jusqu'a quelques centaines de mètres de la surface.

VITESSE

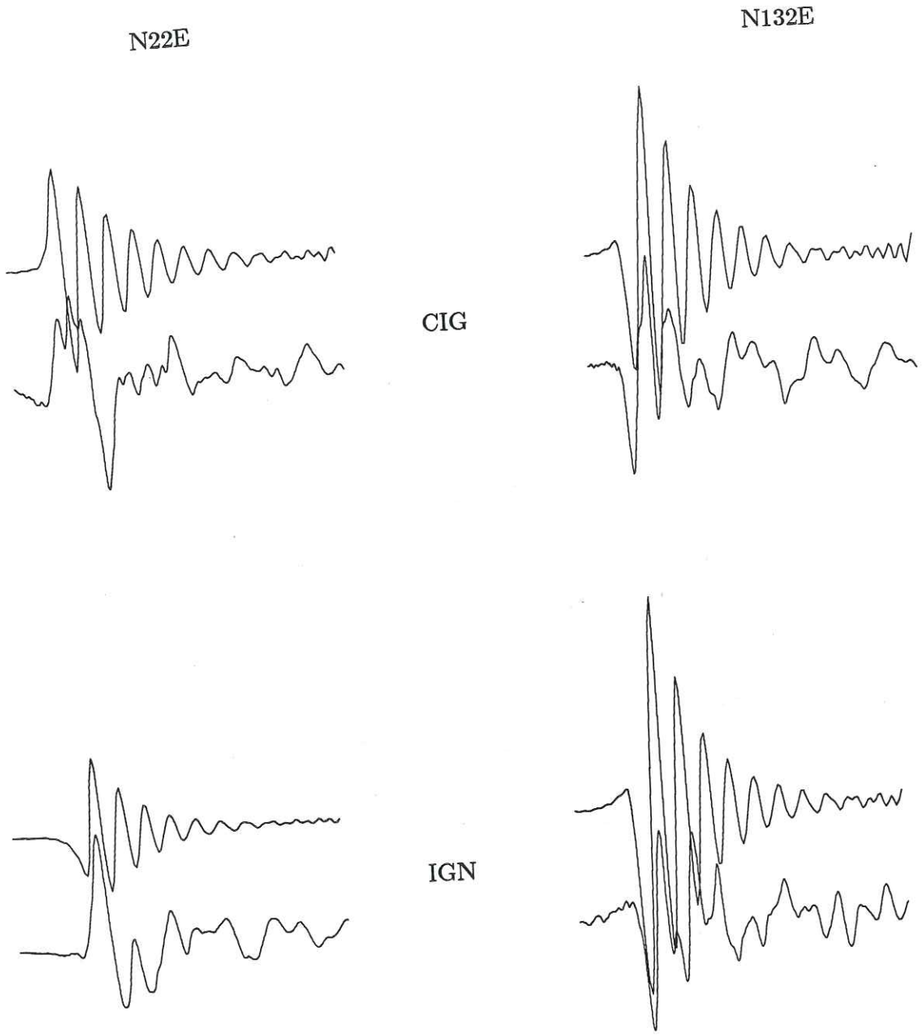


Figure 9 : Comparaison entre les vitesses synthétiques (trace du haut) et les observées (trace du bas) pour les 2 composantes horizontales (N22E et N132E) et les 2 stations CIG (en haut) et IGN (en bas).

ACCELERATION

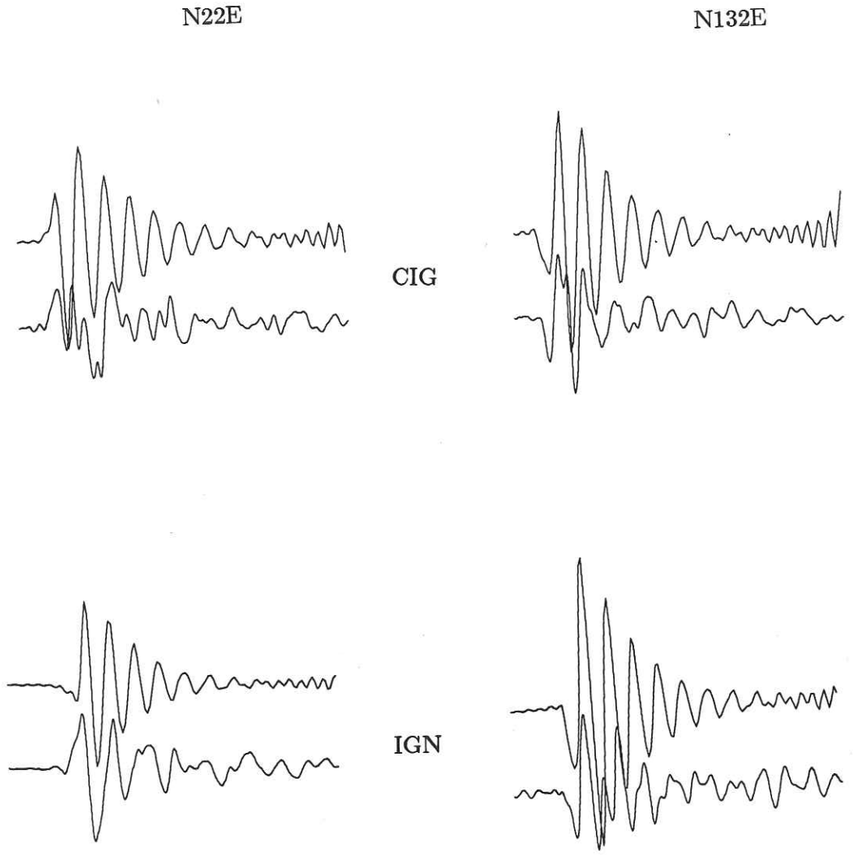


Figure 10 : Même légende que la figure 9, mais pour les accélérations.

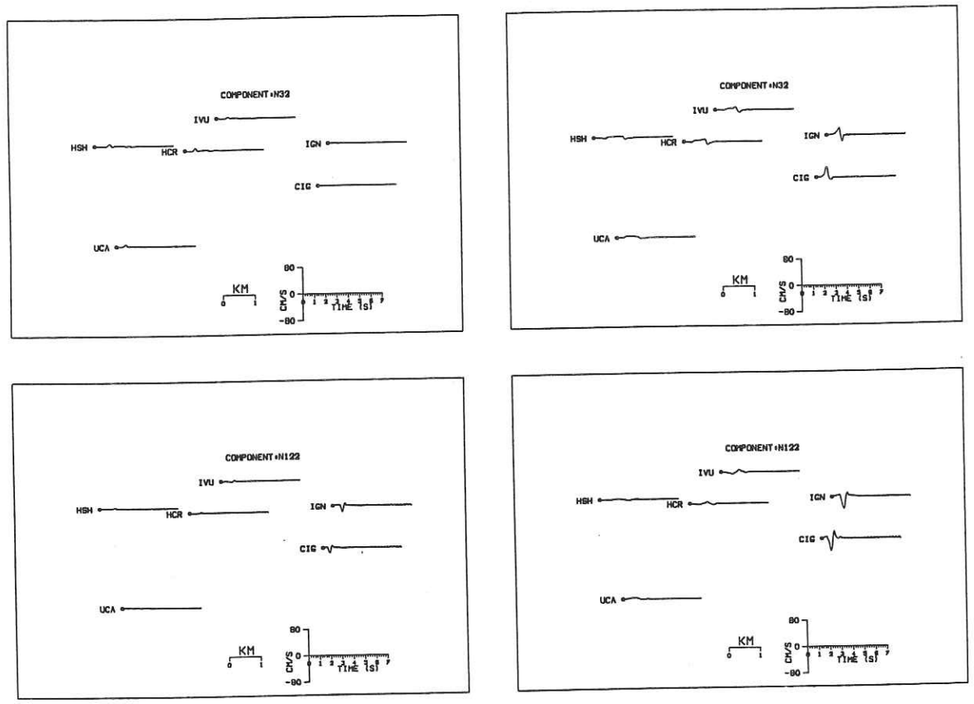


Figure 11 : Comparaison entre les vitesses obtenues dans le cas du demi-espace (voir le texte pour les détails) en considérant que le sommet de la faille est à 5 km (à gauche) et à 0.3 km (à droite) de profondeur. La composante N32E est représentée en haut, la composante N122E en bas.

Afin d'essayer de quantifier grossièrement la part respective de ces 2 effets, nous avons calculé les vitesses aux 6 stations dans le cas d'un milieu homogène ayant les caractéristiques mécaniques du demi-espace considéré précedemment, et ce pour les 2 modèles 1 et 3 (sommet de la faille respectivement à 300 m et 5 km). Les résultats sont présentés sur la figure 11 à la même échelle que les synthétiques précédents. La comparaison entre les 2 modèles montre que les 2 stations les plus sensibles à la profondeur du sommet de la faille sont les stations IGN et CIG. A ces 2 stations, les valeurs maximales de vitesse sont multipliées par 2 sur la composante transverse (N122E) et par plus de 10 sur la composante parallèle (N32E). Si l'on compare maintenant le cas homogène et la présence de la couche superficielle pour une profondeur de la faille de 300 m, les différences sont là aussi essentiellement visibles à IGN et CIG, qui voient multipliées la valeur du pic de vitesse par une valeur comprise entre 2 et 3.

Il apparait donc que, quantitativement, les effets liés à la rupture relativement superficielle et ceux liés à la présence d'une couche à faibles vitesse sont comparables.

Discussion et conclusion

Cette étude, sommaire, a permis de montrer que les fortes valeurs de vitesse et d'accélération enregistrées lors du séisme de San Salvador d'Octobre 1986 pouvaient trouver leur origine dans la combinaison de 2 effets :

* Une rupture relativement superficielle (de l'ordre de quelques centaines de mètres).

* La présence d'une couche superficielle à faibles vitesses.

Il faut cependant préciser que cette solution n'est probablement pas unique et qu'il serait peut être possible d'interpréter les caractéristiques des données par d'autres effets, liés aussi à la source ou aux formations superficielles, mais faisant appel à des phénomènes plus complexes (fortes chutes de contrainte, effets de sites liés aux variations spatiales rapides de l'épaisseur de la couche de tuffs...).

Cette étude permet d'autre part de mettre en évidence la limite du modèle. Comme dans la plupart des simulations s'intéressant aux enregistrements à proximité immédiate de la faille, le modèle de dislocation s'est avéré adapté pour

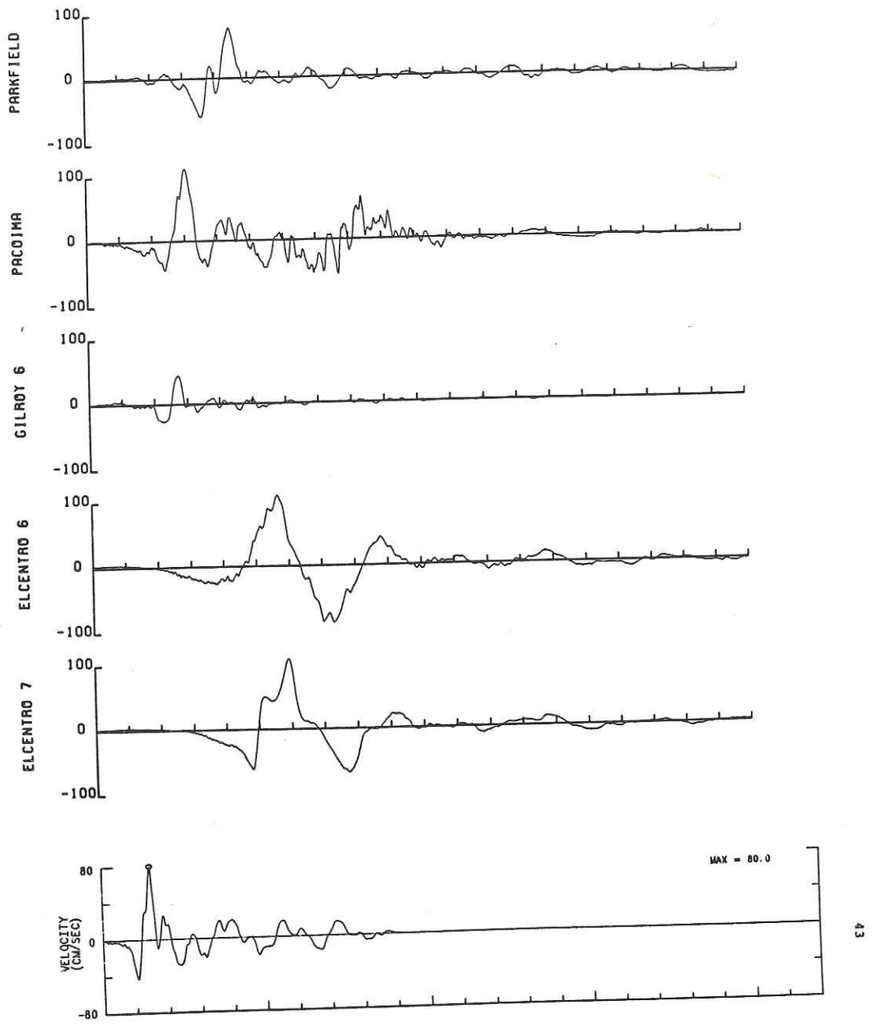


Figure 12 : Comparaison entre les vitesse enregistrées à proximité de la faille, sur la composante transverse à celle-ci, pour 4 séismes Californiens et les vitesses enregistrées sur la composante N90E à la station IGN. De haut en bas, Parkfield (1966), San Fernando (1971), (Coyote Lake, 1979), Imperial Valley (1979) : stations EL06 et EL07, San salvador (1986) : station IGN.

retrouver les principales caractéristiques des mouvements (accélération et vitesse) enregistrés aux stations les plus proches de la faille (IGN et CIG). Par contre, le modèle n'a pas permis de décrire correctement les observations aux stations situées plus loin de la faille. Ceci traduit simplement la différence de "vision" qu'une station a de la rupture selon sa position par rapport à la faille. Ainsi, les mouvements aux 2 stations IGN et CIG ont été principalement dominés par le passage du front de rupture devant les stations. Il est de ce point de vue, intéressant de comparer la forme des vitesses enregistrées à des stations très proches de la faille pour plusieurs séismes (figure 12) de coulissage (composante transverse à la faille). On remarque la très grande similarité entre les différents enregistrements; les spécificités de chacun des événements sont presque totalement effacés par les effets liés au passage du front de rupture. En ce qui concerne les 4 autres stations (IVU,HCR,UCA,HSH), celles-ci voient mieux la faille dans son ensemble et sont donc influencées par les effets liés aux hétérogénéités probables de la rupture que le modèle n'intègre pas.

Il faut donc souligner l'importance qu'il y a, maintenant, lorsque les données sont disponibles, à modéliser l'ensemble des stations et surtout celles qui voient le mieux la faille (distance de l'ordre de 1 à 5km). Ce sont ces stations qui apporteront le plus d'informations sur la complexité de la rupture, beaucoup plus que les stations "collées" à la faille.

PARTIE 3

UNE APPLICATION DU MODELE A BARRIERES : LE SEISME DE KALAMATA DU 13 SEPTEMBRE 1986

Introduction

Le 13 septembre 1986, un séisme de magnitude 6.2 (M_s) a partiellement détruit la ville de Kalamata (Péloponnèse, Grèce). Cet évènement, ainsi que sa principale réplique, deux jours après, ont été enrégistrés par 2 accélérographes situés dans la ville même de Kalamata. Les pics d'accélération ont atteint respectivement 0.31, 0.26 et 0.40 g sur les composantes horizontales et verticales. La relative complexité des accélérogrammes et la répartition des répliques laissent supposer un processus de rupture hétérogène. La ville de Kalamata est, d'autre part, bâtie sur des dépots alluviaux caractérisés par des vitesses faibles (200 m/s) qui ont très certainement fortement influencé les caractéristiques temporelles et spectrales des accélérations.

Dans le cadre de cette étude, nous souhaitons quantifier la part des 2 effets : effet de source et effet de site. Le faible nombre de stations à proximité du plan de faille excluant toute tentative d'inversion pour retrouver les variations spatiales du glissement, nous représenterons la faille sous la forme, idéalisée, d'un réseau de fissures circulaires dont le rayonnement permettra de rendre compte de la complexité de la rupture. Les accélérations en surface seront calculées en considérant successivement deux types de modèle de vitesse, incluant ou non la présence de couches superficielles à faibles vitesses. La comparaison entre les 2 modèles nous permettra ainsi de comprendre et d'évaluer les effets liés à l'hétérogénéité de la rupture et ceux liés à la présence de couches à faibles vitesses en surface. Nous nous intéresserons essentiellement à la comparaison des valeurs de pics d'accélération et à la durée des mouvements forts. Dans une deuxième partie, nous étudierons d'une manière plus fine l'effet des conditions géologiques locales qui se caractérisent par des variations latérales importantes sous la ville de Kalamata.

PARTIE I

ETUDE DES EFFETS LIES A LA SOURCE

I.1 Le séisme

Le séisme de Kalamata a d'abord été étudié par Papazachos et al. (1987), puis d'une manière beaucoup plus détaillée par Lyon-Caen et al. (1987). Nous ne reviendrons ici que sur les traits essentiels de la rupture qui nous serviront de base pour l'élaboration de notre modèle.

Les épicentres donnés par le centre sismologique Européen et l'observatoire national d'Athènes coincident et sont situés (figure 1) à l'extrémité Nord de la zone délimitée par les répliques. De plus l'étude des temps d'arrivée sur les accélérogrammes enregistrés dans la ville de Kalamata ont montré que l'épicentre devait être situé entre 7.5 et 10 km de celle-ci selon l'épaisseur de sédiments sous-jacents considérée . Dans cette étude, nous adopterons la localisation de Papazachos et al. (1987). Différents schémas de rupture ont été proposés, cependant tous s'accordent à considérer que la rupture s'est propagée du Nord vers le Sud.

Les données sismologiques en profondeur (répliques, mécanismes focaux,..) et les données de surface (failles de surface) s'accordent pour attribuer un mécanisme en faille normale sur un plan penté de 45 ° vers le nord-ouest et dont le strike est N15-N20E. Des failles de surface sont visibles sur 6 km alors que le plan de faille déterminé par la répartition des répliques a une dimension approximative de 15 km de longueur pour 10 km de largeur. Le déplacement cosismique en surface est compris entre 6 et 18 cm. Le moment sismique déduit à partir de ces données de terrain est compris entre $5{,}5.10^{24}$ et $7{,}0.10^{24}$ *dyne.cm*, ce qui est tout à fait cohérent avec les valeurs déterminées par les modélisations en champ lointain c'est à dire $7{,}0 \pm 2{,}5.10^{24} dyne.cm$ (Lyon-Caen et al., 1987).

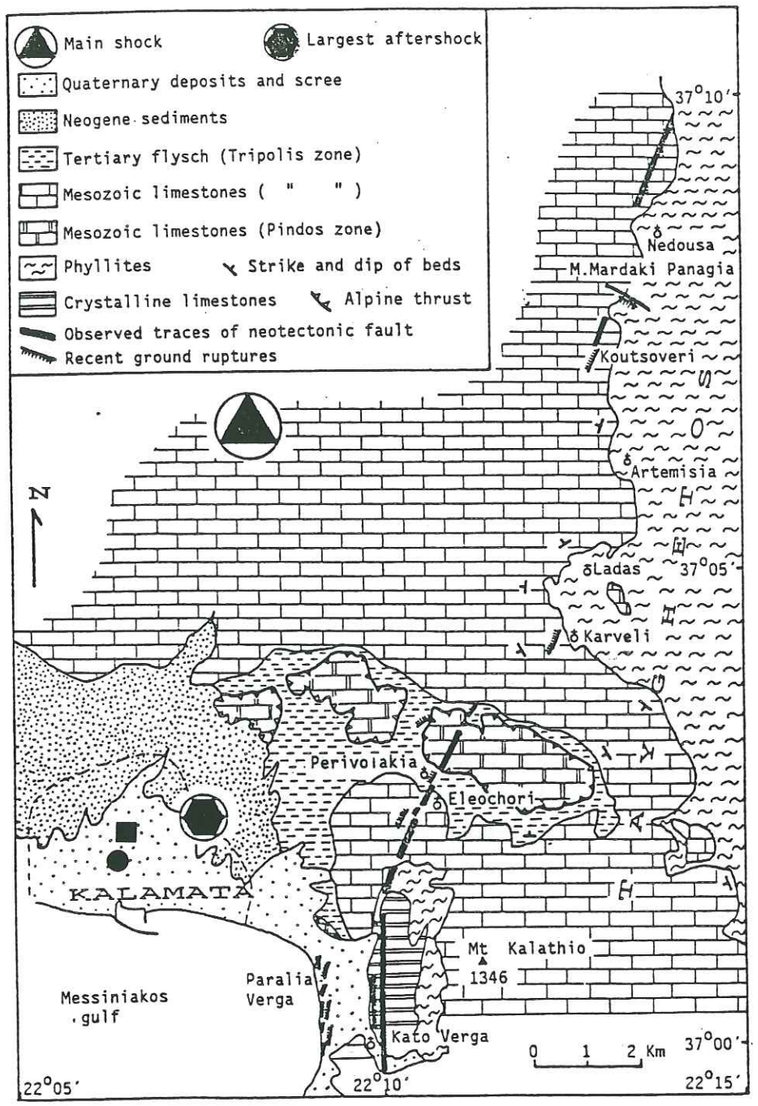


Figure 1 : Carte de la région de Kalamata (Grèce). L'épicentre du séisme principal du 13 septembre 1986 est représenté par un triangle. L'épicentre de la principale réplique (M_s=4.8, 15 Septembre 1986) est indiqué par l'hexagone. Les 2 stations accélérométriques sont représentées par un rond plein (PREF) et un carré plein (APTT) (carte d'après Papazachos et al., 1987).

I.2 Les données accélérométriques

Les deux enregistrements (obtenus sur des SMA-1) ont été effectués à 2 stations, PREF et APTT, situées à 600 m l'une de l'autre, dans la ville même de Kalamata. Les accélérogrammes sont representés sur la figure 2. Ils ne sont pas directement comparables, dans la mesure où l'un d'entre eux (APTT) n'a subi aucun traitement autre que la digitalisation, alors que l'autre (PREF) a été traité par l'ENEA suivant le procédé classique (digitalisation, correction instrumentale, filtrage des hautes fréquences, correction de ligne de base et filtrage des basses fréquences). Quoiqu'il en soit, les valeurs adoptées pour les filtrages (rampe ascendante 0.1-0.3 Hz-rampe descendante 30-32 HZ) rendent significatives les différences de pics d'accélérations verticales.

Pic accélération (cm/s2)**			
	VERT	EW	NS
PREF	178	255	252
APTT	397	216	293

La durée des mouvements forts sur les composantes horizontales est d'environ 2.5 à 3 s. Les formes d'onde aux 2 stations étant, quant à elles, relativement ressemblantes.

Si l'on s'intéresse maintenant aux caractéristiques spectrales des 2 enregistrements (figure 3), on peut noter que :

- La composante verticale est nettement moindre à PREF qu'à APTT, surtout autour de 1 Hz et entre 3 et 13 Hz.

-Les composantes horizontales sont notablement plus importantes (rapport de 1.5 à 2) à PREF qu'a APTT.

Notons enfin que, quelle que soit la station, le spectre d'accélération horizontale chûte de façon significative au-delà de 4 Hz.

On observe donc, tant dans le domaine spectral que dans le domaine

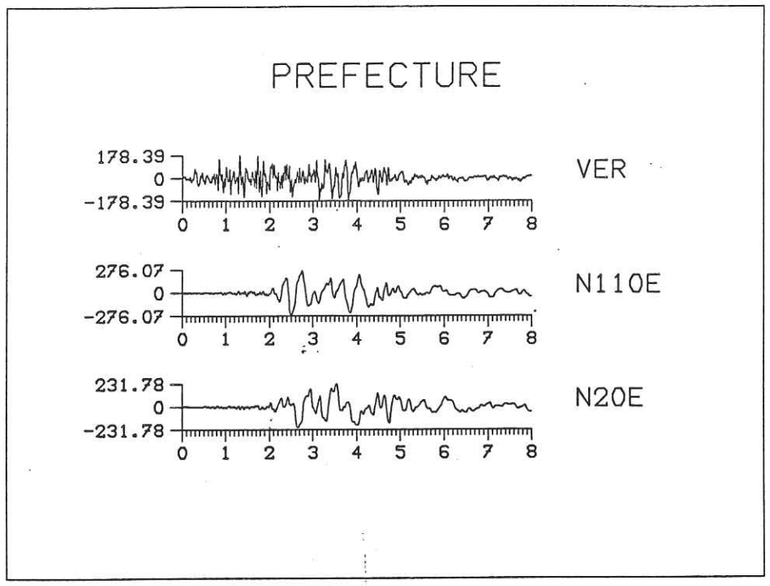
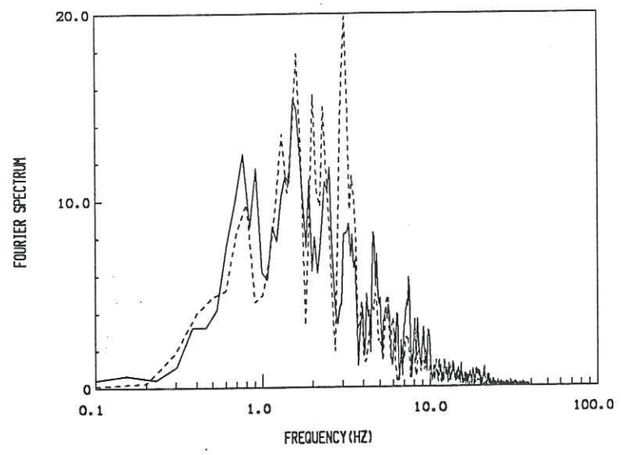
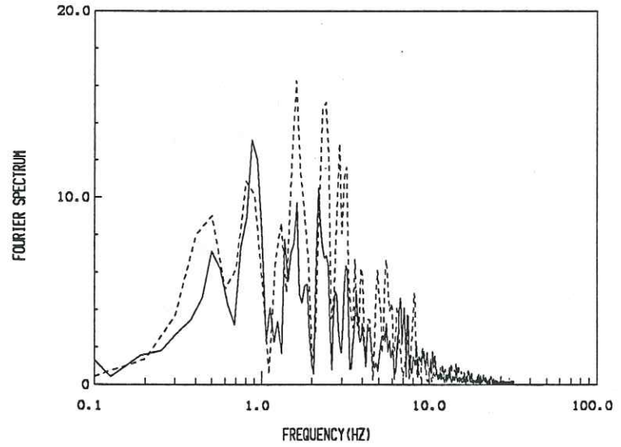


Figure 2 : Accélérogrammes enregistrés aux 2 stations Préfecture (PREF) et ancienne poste (PTT). Les 2 enregistrements ne sont pas directement comparables dans la mesure où celui de PTT n'a subi aucun autre traitement que la digitalisation (Rotation de composantes : LGIT).





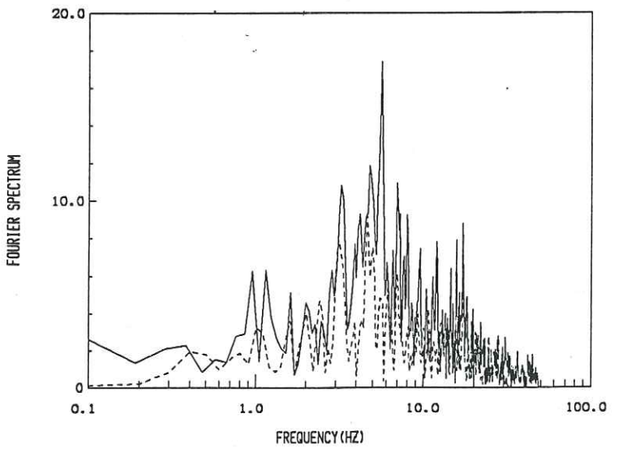


Figure 3 : Spectres de Fourier des accélérations pour les 2 stations PREF (pointillé) et APTT (trait plein). De haut en bas, composante Nord-Sud, Est-Ouest et verticale.

temporel des différences significatives entre les 2 stations qui peuvent avoir des origines diverses, non exclusives les unes des autres :

- Effets de site liés à la présence des couches superficielles à faible vitesse.

- Effets liés à l'hétérogénéité du processus de rupture.

- Enfin, des effets liés à l'interaction sol-structure. En effet les accélérographes étaient situés dans des bâtiments de caractéristiques différentes. La station PREF était située au niveau des fondations d'un immeuble de 7 étages alors que l'immeuble qui abritait la station APTT ne comptait que 4 étages.

I.3 Le modèle de source

L'étude des accélérogrammes montre qu'ils sont constitués d'arrivées incohérentes liées à la complexité de la rupture (les comparer par exemple avec les accélérogrammes de la réplique d'Imperial Valley). Cette complexité ne pourra être reproduite que par un modèle dont les propriétés physiques (glissement, chutes de contrainte,...) varieront sur le plan de faille. Dans ce contexte, le modèle dérivé du modèle à barrières de Papageorgiou et Aki (voir chapitre I) devrait donner une représentation correcte, bien qu' idéalisée, du processus de rupture.

Les 2 principaux paramètres à déterminer dans ce modèle sont la taille de la fissure élémentaire (et donc des barrières) et la chute locale de contrainte liée au déplacement moyen au niveau de chacune des fissures. En ce qui concerne la taille des barrières, Kamiyama (1987), en étudiant plus de 200 accélérogrammes d'événements de magnitude comprise entre 6 et 8 au Japon, a proposé des relations statistiques permettant de relier la magnitude, le nombre total de fissures et leurs rayons. Il ressort de cette étude que le nombre total de fissures pour une faille composite de type "modèle à barrières" est relativement stable en regard de la magnitude, c'est à dire que pour les magnitudes comprises entre 6 et 8, le nombre total de fissures élémentaires est compris entre 10 et 20. D'autre part, le rayon de la fissure élémentaire augmente avec la magnitude et est, par exemple de 1 km pour M = 6 pour

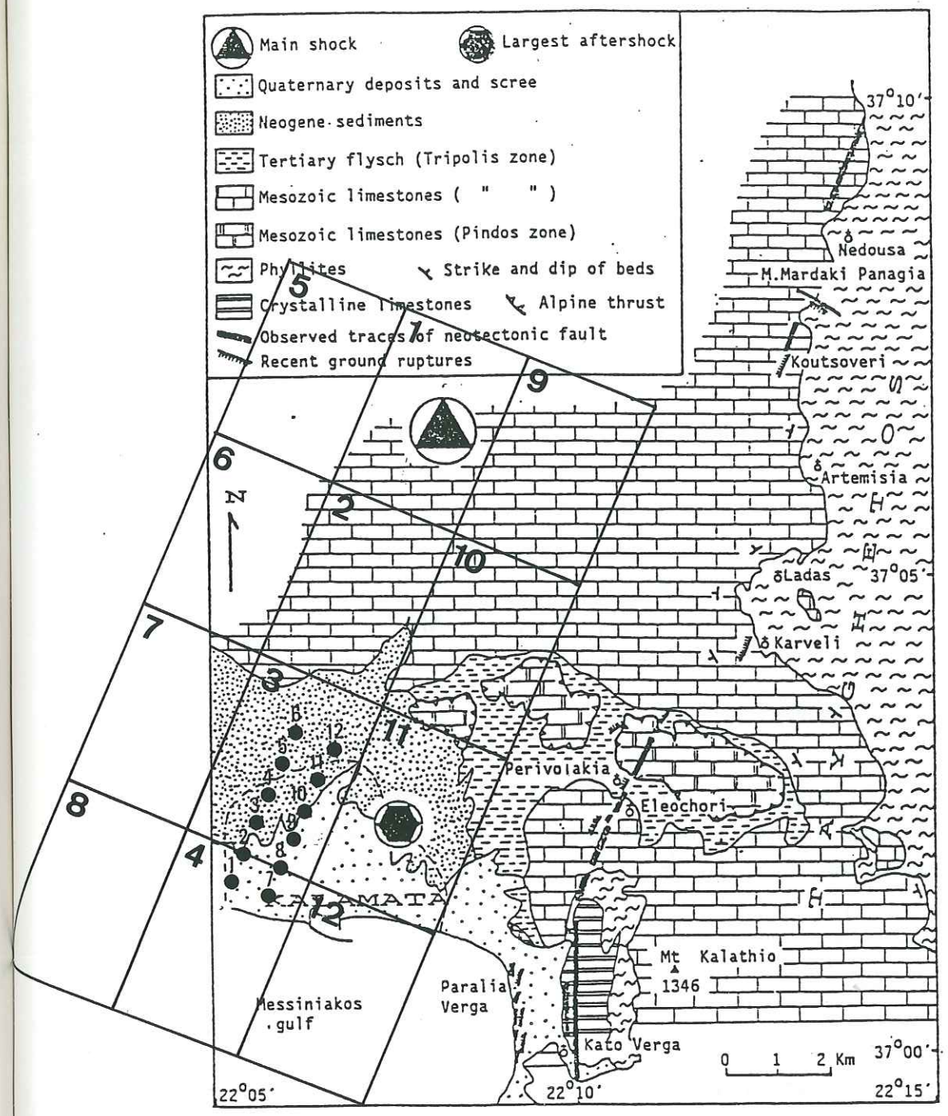


Figure 4 : Géométrie du modèle utilisé dans cette étude. Les triangles représentent la localisation des 12 stations. Les fissures élémentaires sont numérotées de 1 à 12. Voir le texte pour les détails.

atteindre 11 km pour M = 8. Bien que ces lois s'appliquent pour des modèles spectraux en champ lointain, nous ferons l'hypothèse que le séisme de Kalamata y obéit et les suivrons pour déterminer les principales caractéristiques de notre modèle de source. Nous adopterons donc, dans cette étude, une valeur de rayon de 1.8 km. La faille sera ainsi représentée (figure 4) par un réseau de 12 fissures s'inscrivant dans un rectangle de 14.5 km de long et de 10.8 km de large, penté de 45° vers le nord-ouest et dont l'orientation est N20E. Le glissement moyen sur chacune des fissures est de 16 cm (déplacement maximum au centre = 24 cm) ce qui conduit à un moment sismique M_0 de :

$$M_0 = \mu S_{eff} \overline{D} = \rho V_s^2 12\pi r^2 \overline{D} = 6{,}05.10^{24}\ dyne.cm$$

où r est le rayon de la fissure élémentaire.

et V_s est la vitesse des ondes S dans le milieu.

Cette valeur de moment sismique est donc cohérente avec les valeurs proposées par Lyon-Caen et al. (1987). Il est aussi possible de déterminer la valeur de la chute de contrainte locale (Papageorgiou et Aki, 1983) :

$$\Delta\sigma = \frac{7\pi}{16}\mu\frac{\overline{D}}{r} = 38\ bars$$

La rupture s'initie au centre de la fissure centrale la plus au nord (exactement au niveau de l'épicentre déterminé par Papazachos et al. (1987) et se propage radialement à vitesse constante à toutes les fissures qui sont elles-même caractérisées par une vitesse de rupture constante identique à la vitesse de rupture précédente. En l'absence de contrainte sur la vitesse de rupture, nous avons adopté une valeur de vitesse de rupture de $V_r = 0{,}75.\beta = 2.5\ km/s$.

Modèle de vitesse : Afin d'isoler les effets liés aux formations sédimentaires superficielles, nous avons considéré 2 types de modèle de vitesse (Tableau 1). Le premier (modèle A), proposé par Papazachos et al., ne considère qu'une seule couche entre 0 et 4 km de profondeur. Pour définir le second (modèle B), nous nous sommes appuyés sur les données de vitesse en surface. Des sondages pré et post-séisme ont mis en évidence la présence de couches dont les vitesses (onde S) sont comprises entre 200 et 500 m/s dans les 50 premiers métres puis un milieu non contraint vers le bas à 600 m/s. Pour relier ce milieu à celui

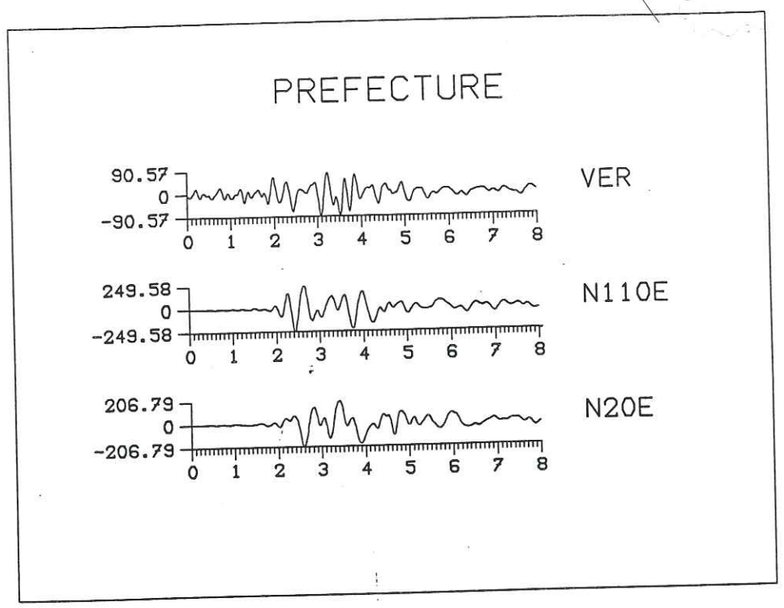
MODELE A

n	Epaisseur km	Vp km/s	Vs km/s	Densité	Qp	Qs
1	4.	4.3	2.47	2.8	500.	500.
2	-	5.8	3.33	2.8	500.	500.

MODELE B

n	Epaisseur km	Vp km/s	Vs km/s	Densité	Qs	Qp
1	.05	.5	.3	2.	20.	40.
2	.15	1.	.6	2.15	50.	100.
3	.3	2.2	1.3	2.3	60.	120.
4	.4	3.4	2.	2.5	100.	100.
5	.7	3.75	2.2	2.7	200.	400.
6	2.4	4.3	2.47	2.8	500.	500.
7	-	5.8	3.33	2.8	500.	500.

Tableau 1 : Modèles de vitesse et d'atténuation pour les 2 modèles A (en haut) et B (en bas).



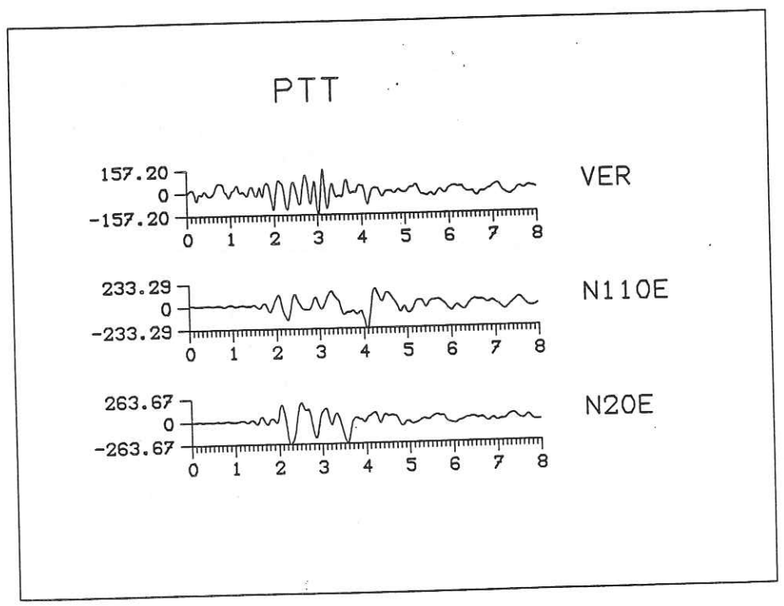


Figure 5 : Accélérations filtrées (filtre passe-bas : 4 Hz) pour les 2 stations PREF et APTT.

considéré par Papazachos et al. entre 0 et 4 km de profondeur, nous avons introduit un gradient de vitesse représenté par 5 couches entre 0 et 2 km.

La réponse (accélération, vitesse et déplacement) a été calculée en 12 récepteurs de surface, répartis en 2 lignes parallèles orientées parallèlement au strike de la faille (N20E). Ces 2 lignes de 6 récepteurs sont espacées latéralement de 1 km, la ligne de récepteurs 1 à 6 étant à la verticale de la médiane du plan de faille. Sur chaque ligne, les récepteurs sont espacés de 600 m. On pourra ainsi voir s'il existe des variations spatiales rapides des mouvements et leurs origines (source ou site). Les récepteurs correspondant exactement à la station PREF sont les récepteurs 2 et 8; ceux correspondant à APTT sont donc les 3 et 9.

Le calcul a été effectué dans la bande de fréquence 0-4 Hz ce qui correspond à la partie la plus énergétique des spectres.

I.4 Résultats

Les accélérogrammes ainsi calculés, pour les 12 récepteurs, sont représentés sur les figures 6a, 6b et 6c pour le modèle de vitesse A et 7a, 7b et 7c pour le modèle de vitesse B.

Pour permettre une comparaison directe avec les observations, les accélérogrammes obtenus à APTT et PREF ont été soumis à un filtrage passe-bas avec une fréquence de coupure de 4 Hz et à une rotation de composantes (figure 5). Le terme de "comparaison" ne peut évidemment s'appliquer qu'aux valeurs de pics d'accélération et à la durée des mouvements forts et non pas aux formes d'onde.

a. Comparaison des accélérogrammes synthétiques entre eux.

modèle de vitesse A : Les figure 6 et 8 montrent que les valeurs maximales d'accélération peuvent varier relativement rapidement d'une station à l'autre aussi bien en amplitude qu'en forme d'ondes. Ceci est surtout sensible sur les composantes N110E et verticale. Ces variations s'observent aussi bien dans la direction d'alignement des récepteurs que perpendiculairement.

modèle de vitesse B : Les figure 7 et 8 permettent de mettre en évidence une variation très rapide et importante de la valeur maximale

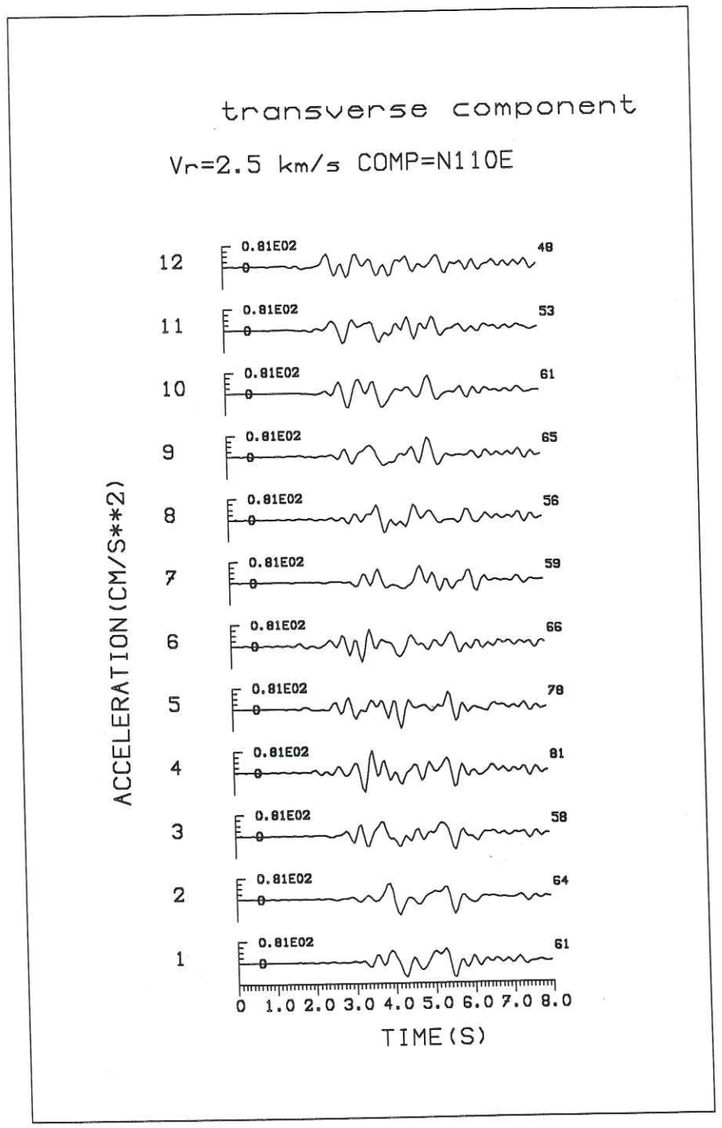


Figure 6a : Accélérations synthétiques aux 12 stations sur la composante N110E pour le modèle de vitesse A. Les chiffres au-dessus et à droite des traces indiquent la valeur absolue du pic d'accélération en cm/s^2.

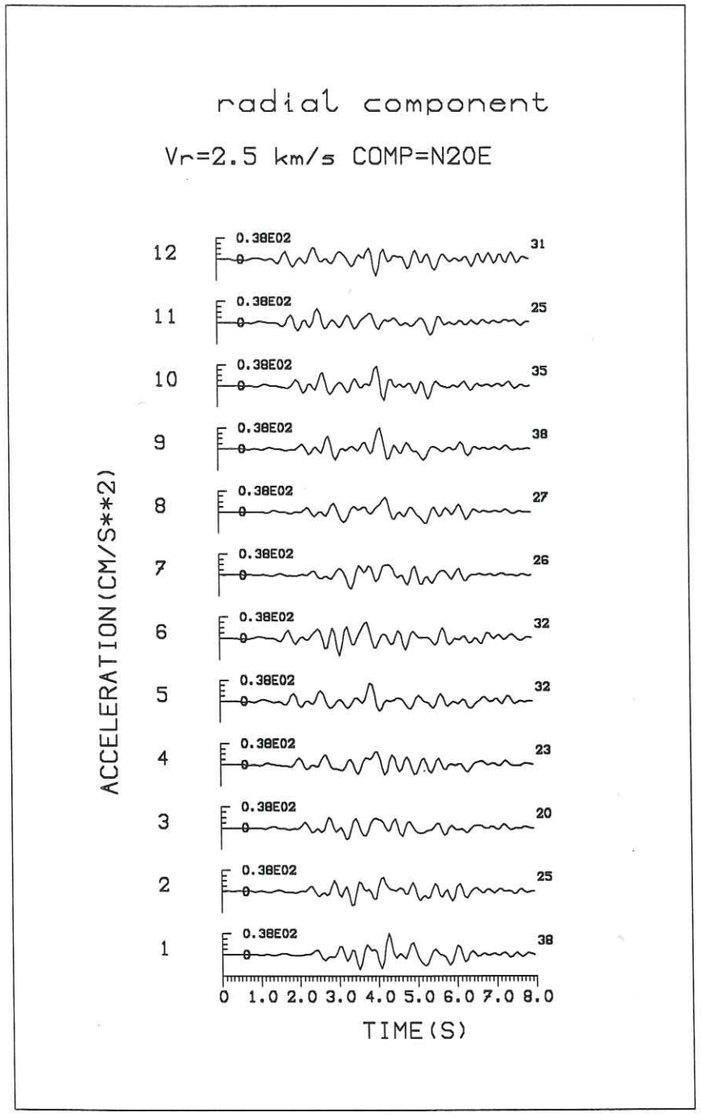


Figure 6b : Même légende que pour la figure 5a mais pour la composante N20E.

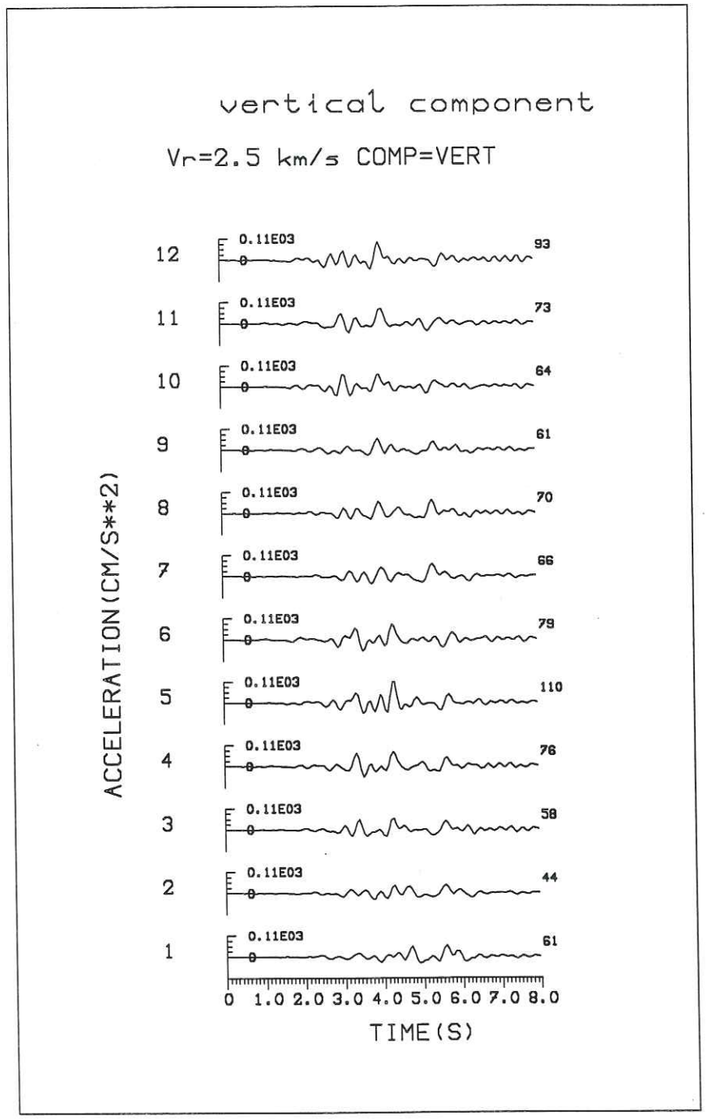


Figure 6c : Même légende que pour la figure 5a mais pour la composante verticale.

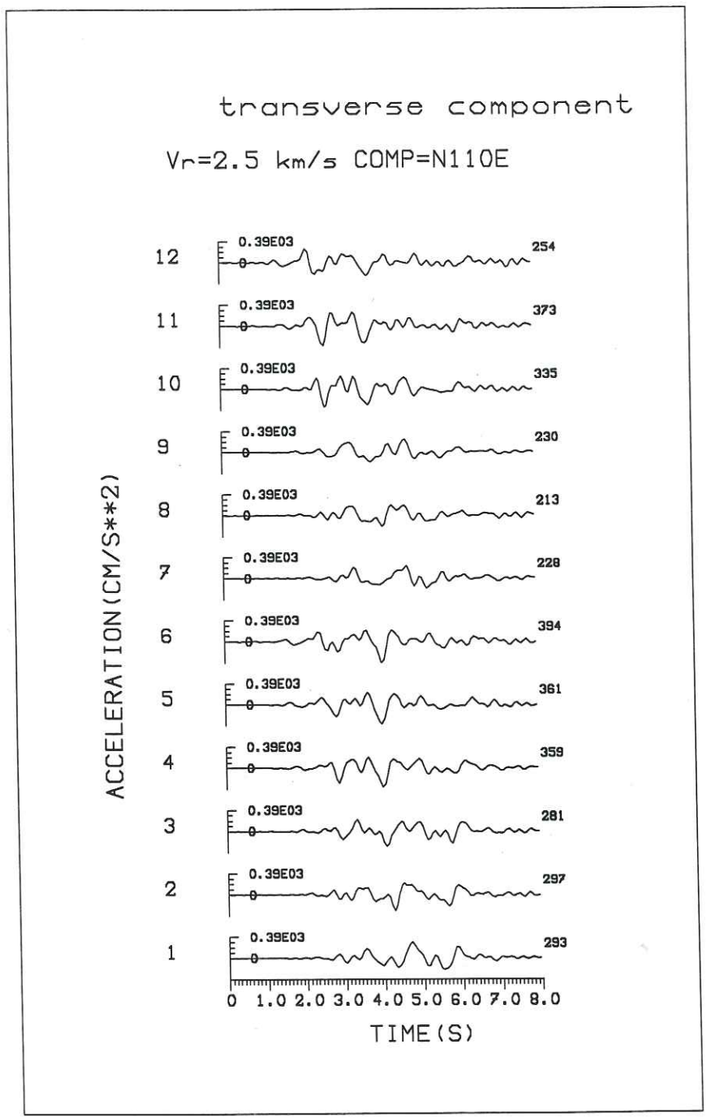


Figure 7a : Même légende que pour la figure 5a mais pour la composante N110E et le modèle de vitesse B.

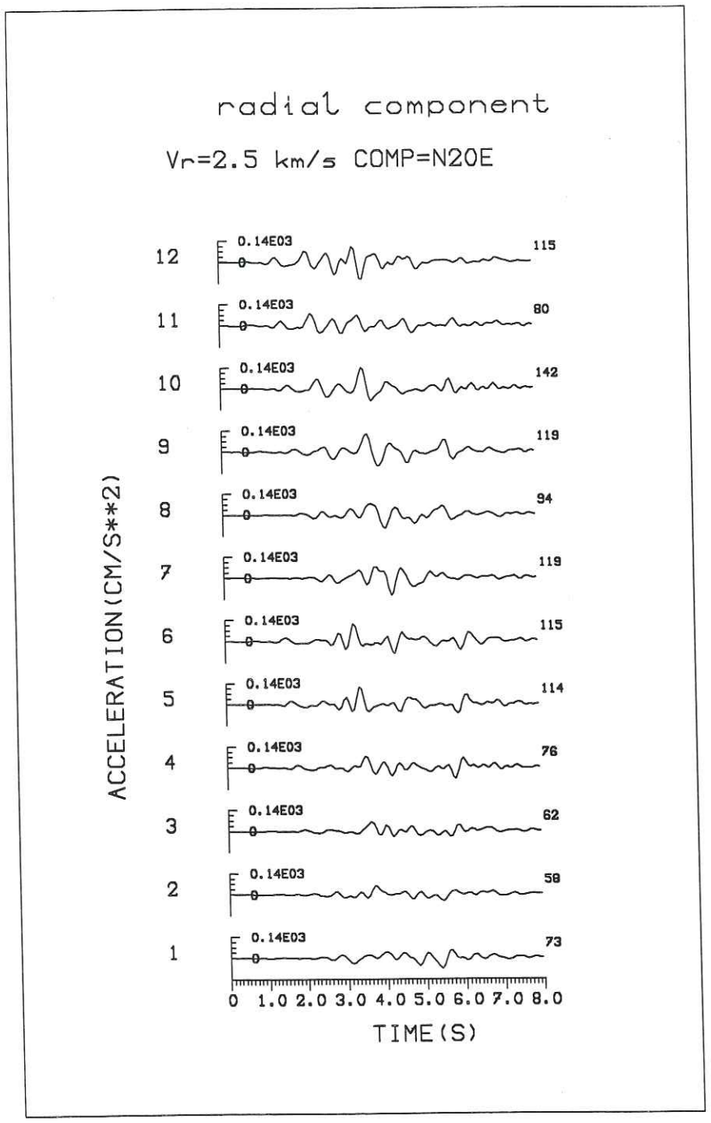


Figure 7b : Même légende que pour la figure 5a mais pour la composante N20E et le modèle de vitesse B.

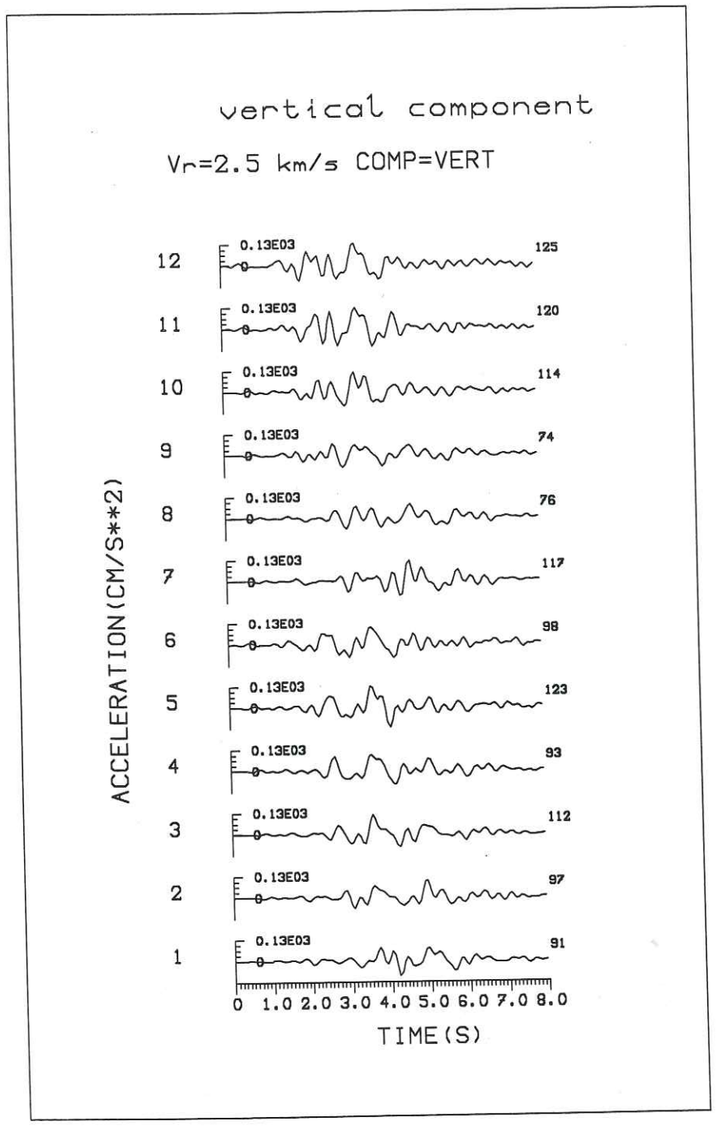


Figure 7c : Même légende que pour la figure 5a mais pour la composante verticale et le modèle de vitesse B.

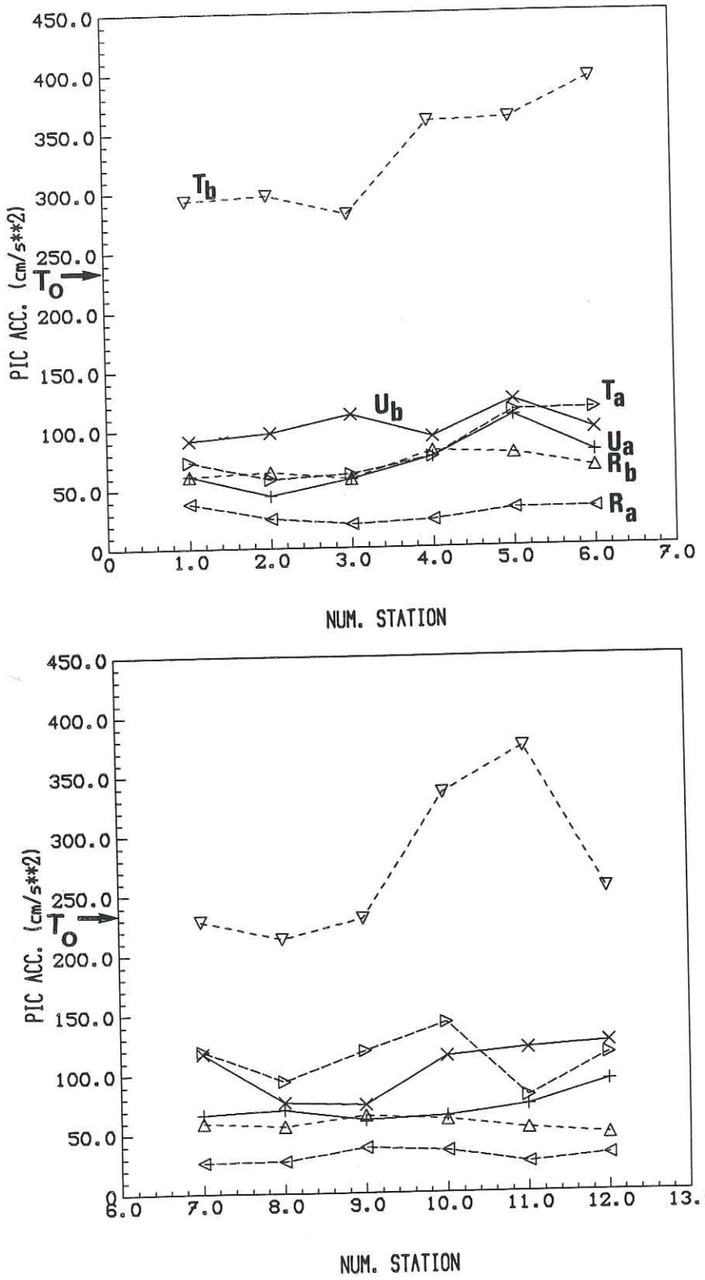


Figure 8 : Courbe donnant la valeur du pic d'accélération en fonction de la station et pour les 2 modèles de vitesse A et B. Le graphe du haut correspond aux stations 1 à 6 et celui du bas aux stations 7 à 12. La composante N110E (T) est symbolisée par un pointillé court, la composante N20E (R) par un pointillé long et la composante verticale (U) par un trait continu. Les indices a et b correspondent aux 2 modèles de vitesse. T_o indique les valeurs de pic d'accélération observées sur la composante N110E.

d'accélération, essentiellement sur la composante N110E. En 600 m, le pic d'accélération passe de 285 à 360 cm/s^2 (station 3 à 4) et de 230 à 340 cm/s^2 (station 9 à 10). Ces variations se retrouvent, mais dans une moindre mesure sur les composantes verticale et radiale. Si l'on compare les valeurs maximales pour les 2 types de modèle de vitesse (figure 8), on remarque la très forte augmentation des amplitudes sur la composante N110E (en moyenne un facteur 5) par rapport aux composantes radiale (facteur 3) et verticale (facteur 1.5).

b Comparaison absolue synthétiques/données.

Le résultat le plus frappant et le plus évident de cette comparaison est que, dans le cas du modèle de vitesse A, les valeurs de pic d'accélération sont beaucoup plus faibles que celles observées sauf pour la composante verticale. Cette sous-estimation atteint environ 5.5 pour la composante N20E et 3.5 pour la composante N110E.

Pour le modèle de vitesse B, les valeurs maximales d'accélération calculées et observées sont comparées dans le tableau suivant :

Pic accélération (g)			
	Verticaux	N110E	N20E
Observations	0.09-0.16	0.23-0.25	0.21-0.26
Synthétiques	0.09-0.13	0.21-0.39	0.07-0.14

Les valeurs calculées pour les composantes verticale et N110E sont dû même ordre de grandeur que celles observées. Par contre, elles sont beaucoup plus faibles sur la composante N20E. Ceci peut s'expliquer en terme de mécanisme; nous avons en effet considéré dans notre modèle, un mécanisme en faille normale pure qui se traduit par de fortes amplitudes sur la composante N110E. Lyon-Caen et al. (1987) ont proposé des valeurs de rake comprises entre -70° et -110°. Il est donc probable qu'un mécanisme avec une composante de décrochement permettrait de faire diminuer sensiblement l'écart des valeurs maximales d'accélération entre les 2 composantes horizontales.

Du point de vue de la durée des mouvements forts, les synthétiques sont légèrement plus longs que les données. Ceci peut être du soit à une vitesse de rupture trop lente, soit à une taille (longueur) de la source trop importante. Cette dernière est relativement bien contrainte par la répartition des répliques, on peut donc supposer que la vitesse moyenne de rupture était supérieure à 2.5

km/s.

Pour résumer, ces comparaisons ont permis de montrer que :

- les accélérations peuvent varier très rapidement d'un site à un autre et ce, aussi bien en amplitude qu'en forme d'onde.

- La présence des couches alluviales de surface permet d'expliquer les niveaux d'accélération enregistrés en multipliant les valeurs obtenues pour un modèle de vitesse simple par un facteur compris entre 3 et 5 temporellement.

I.5 Etude de la contribution de chaque fissure élémentaire

Lorsque la distance plan de faille-station est faible devant la taille de la source, le mouvement au niveau de la station est dominé par le rayonnement d'une faible partie de la faille. Dans le cas d'un modèle composite comme le modèle à barrières, il semble, a priori, relativement complexe de localiser la partie de la faille qui "contribue" le plus au mouvement en une station; plusieurs facteurs intervenant : distance, diagramme de radiation de chaque fissure élémentaire, rapport vitesse de rupture de la fissure élémentaire/vitesse des ondes S dans le milieu. Le modèle utilisé dans le cadre de cette étude nous permet d'individualiser, pour chaque récepteur la contribution de chacune des fissures élémentaires. Un exemple de ces contributions est donné sur les figures 9 (a), (b) et (c) pour la station 4. L'observation la plus évidente sur la composante N110E est la très importante contribution des fissures 3 et 11 (voir figure 4 pour la numérotation des fissures), situées respectivement juste sous la station et à l'est de celle-ci. Le rayonnement des fissures 4 et 12 est aussi significatif, bien que moindre. Pour toutes les autres fissures, la contribution est quasiment inexistante. Un schéma à peu près identique se retrouve sur la composante verticale. Par contre, sur la composante N20E, les contributions de toutes les fissures sont pratiquement équivalentes.

Cette répartition se retrouve pour l'ensemble des stations. Nous avons représenté, sur la figure 10, les pics d'accélération liés au rayonnement de chacune des 12 fissures élémentaires pour la ligne de station 1 à 6. Sur la composante N110E, le mouvement est totalement dominé par les fissures 3 et 11, quelle que soit la station. Ceci se retrouve sur la composante verticale, alors que l'on observe une contribution équivalente pour l'ensemble des fissures.

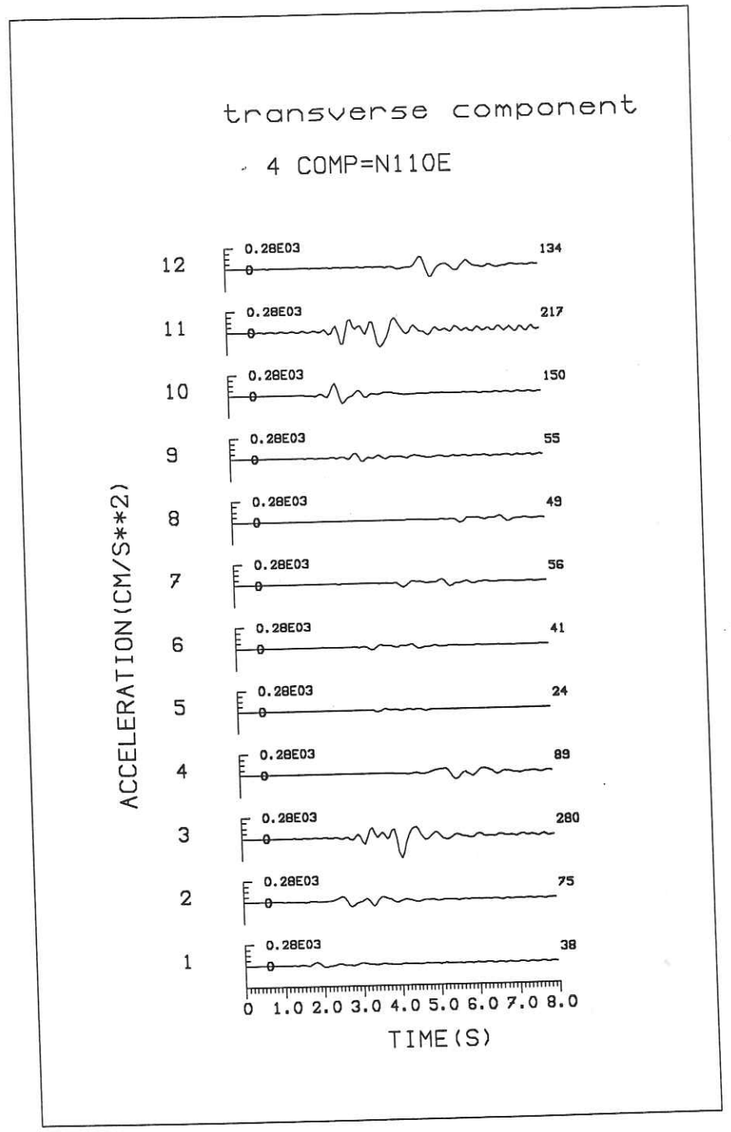


Figure 9a : Accélérogrammes synthétiques représentant la contribution des 12 fissures élémentaires numérotées de 1 à 12 (voir figure n pour la numérotation des fissures) à la station numéro 4. Composante N110E.

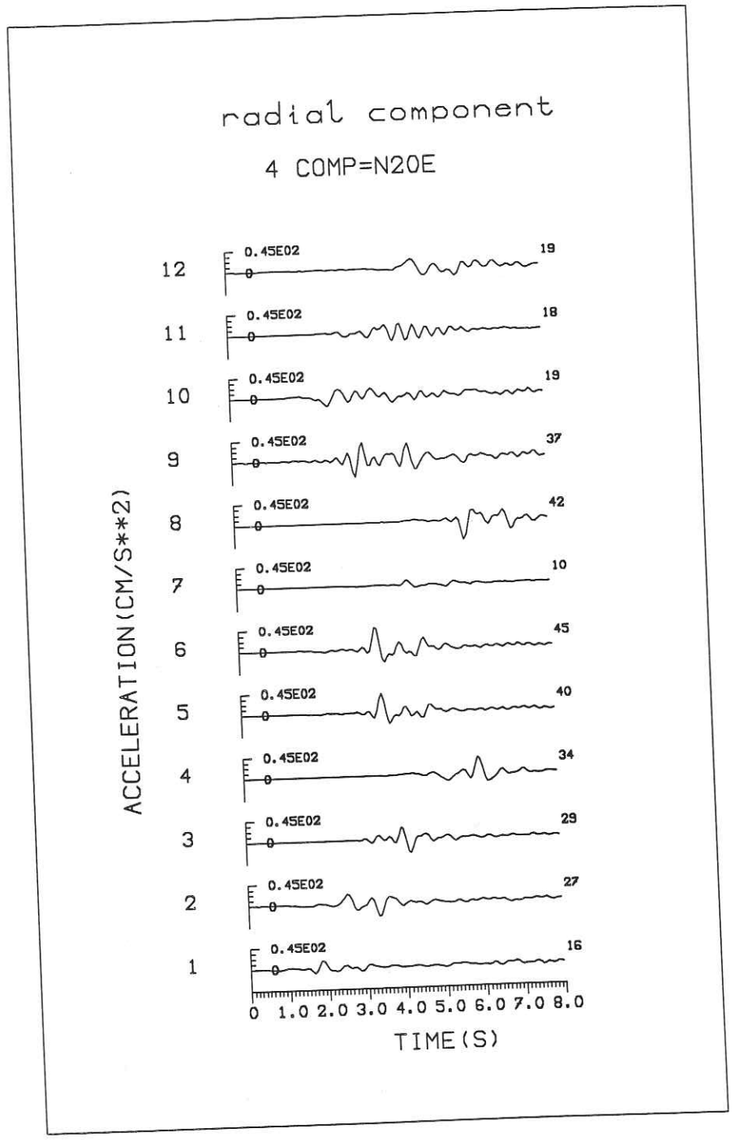


Figure 9b : Même légende que la figure 8a mais pour la composante N20E.

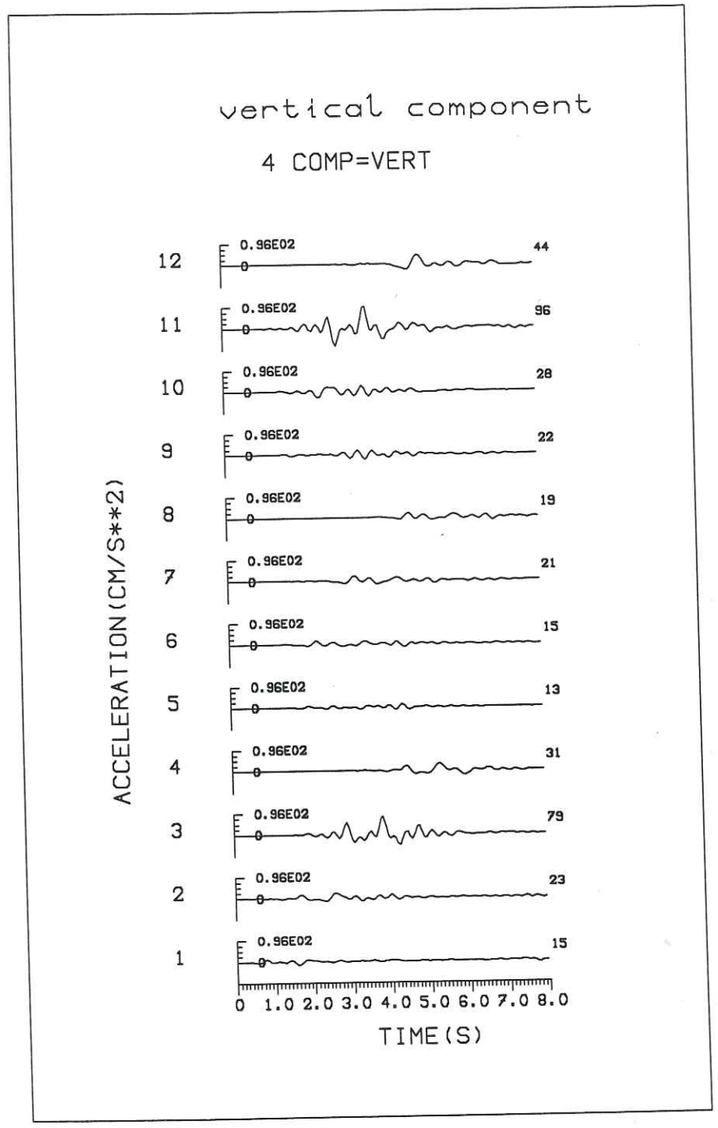


Figure 9c : Même légende que la figure 8a mais pour la composante verticale.

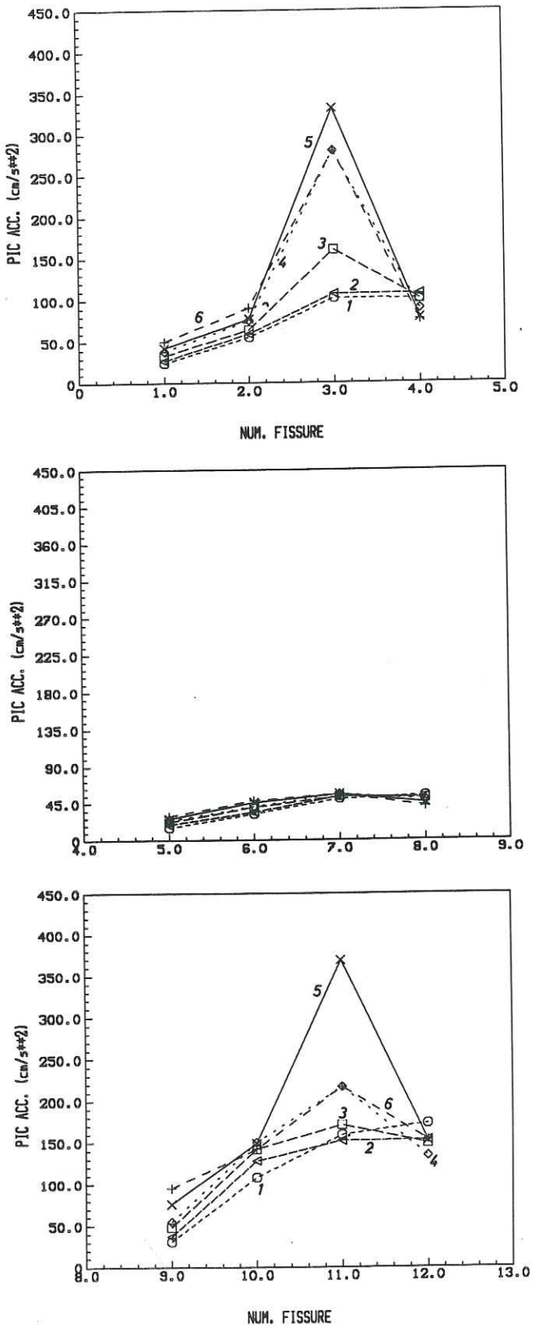


Figure 10a : Courbes donnant la valeur du pic d'accélération due au rayonnement des fissures élémentaires 1 à 4 (en haut), 5 à 8 (au milieu) et 9 à 12 (en bas) aux stations 1 à 6. Les numéros des stations sont indiqués à côté des courbes sur le graphe du bas. Composante N110E.

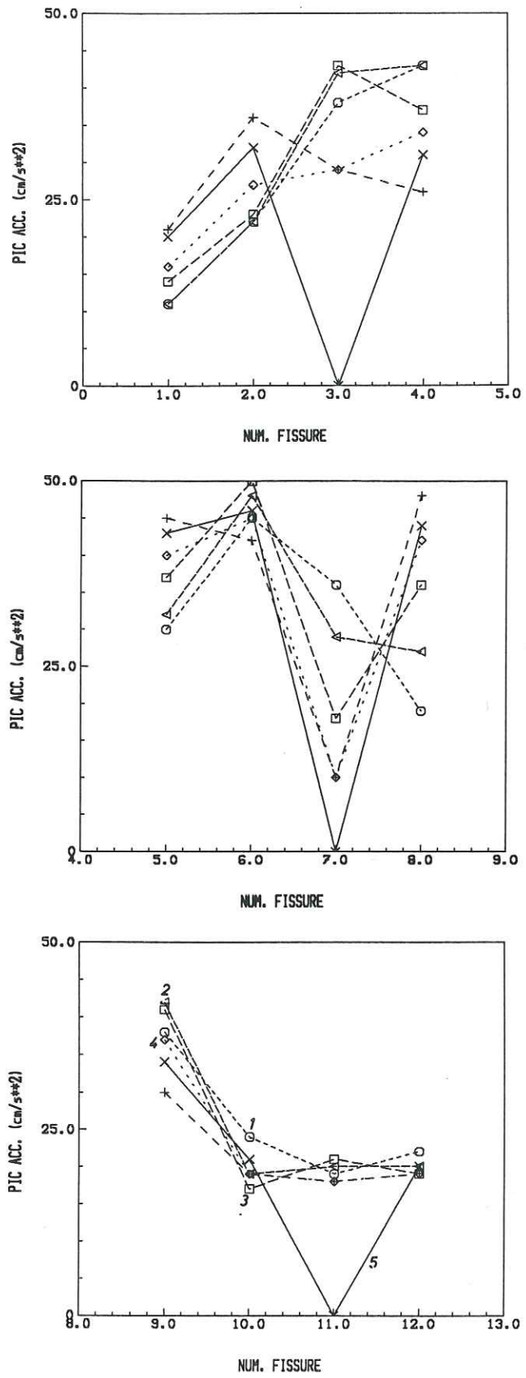


Figure 10b : Même légende que la figure 9a mais pour la composante N20E.

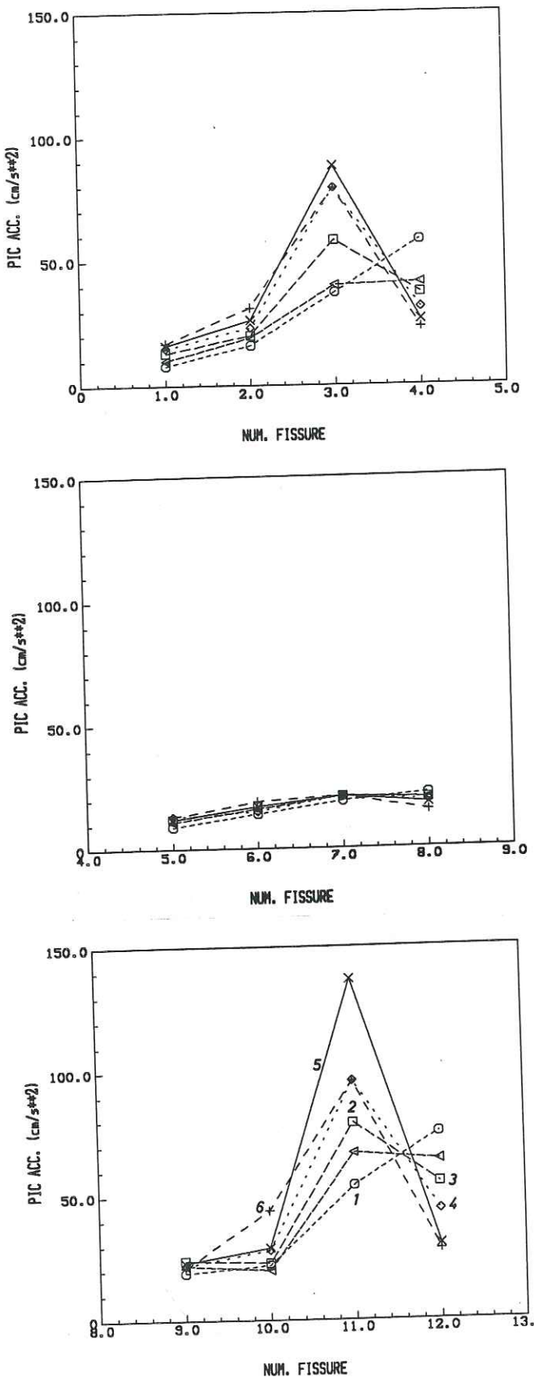


Figure 10c : Même légende que la figure 9a mais pour la composante verticale.

Les mouvements en une station sont donc entièrement dominés par le rayonnement des fissures les plus proches. Dans le cas étudié, elles correspondent aux fissures 3 et 11, cette dernière étant la plus proche géométriquement. Le rayonnement de la fissure 11 est d'autre part renforcé car elle se trouve, au moins dans sa partie supérieure, dans un milieu ou la vitesse des ondes S atteint la valeur de la vitesse de rupture (2.5 km/s).Les amplitudes en une station sont donc liées à sa position par rapport au diagramme de radiation des fissures les plus proches. Pour illustrer l'importance de celles-ci, la figure 11 compare les accélérations obtenues à toutes les stations pour le modèle de source complet (12 fissures) et celles obtenues en ne considérant que les fissures 3 et 11. Du point de vue des amplitudes, les 2 types de modèle donnent des valeurs tout à fait comparables. En ce qui concerne la forme d'onde, on retrouve les principales arrivées. Par contre, la principale différence provient de la durée des mouvements forts qui sont moins longs pour le modèle à 2 fissures, car ils n'incluent pas les arrivées liées aux autres fissures.

Un résultat important de l'étude de la contribution de chacune des fissures est donc que le pic d'accélération, pour une station située près de la faille, est étroitement lié aux caractéristiques de la rupture au niveau de la partie de la faille la plus proche de la station. Pour un processus de rupture hétérogène, les valeurs maximales de l'accélération seront gouvernées par le rayonnement des 2 ou 3 sous-évènement les plus proches. Il en découle donc, qu'a faibles distances, le pic d'accélération sera totalement indépendant de la taille de source et donc de la magnitude. Les ingénieurs ont l'habitude d'utiliser des lois d'atténuation (p.e Joyner et Boore, 1981, Campbell, 1981) définies statistiquement, qui permettent de prédire les valeurs du pic d'accélération en fonction de la distance à la faille et de la magnitude. En champ proche, il est nécessaire de considérer ce genre de loi avec de grandes précautions car c'est l'hétérogénéité de la rupture qui est prépondérante par rapport à la magnitude. Dans notre étude, par exemple, les pics d'accélération obtenus pour le modèle à 2 fissures ($M_0 = 1.10^{24} dyne.cm$) sont équivalents à ceux obtenus pour la source complète ($M_0 = 6.10^{24} dyne.cm$). Ceci peut aussi donner une explication à la saturation des valeurs du pic d'accélération à proximité de la faille : une station ne pouvant "voir" qu'une partie limitée de la faille, identique quelle que soit la magnitude, le seul facteur qui interviendra sera la limite de résistance des matériaux. Enfin, nos résultats montrent la difficulté qu'il y aura à utiliser des techniques d'inversion à partir des accélérogrammes de champ proche. Les résultats dépendront en effet

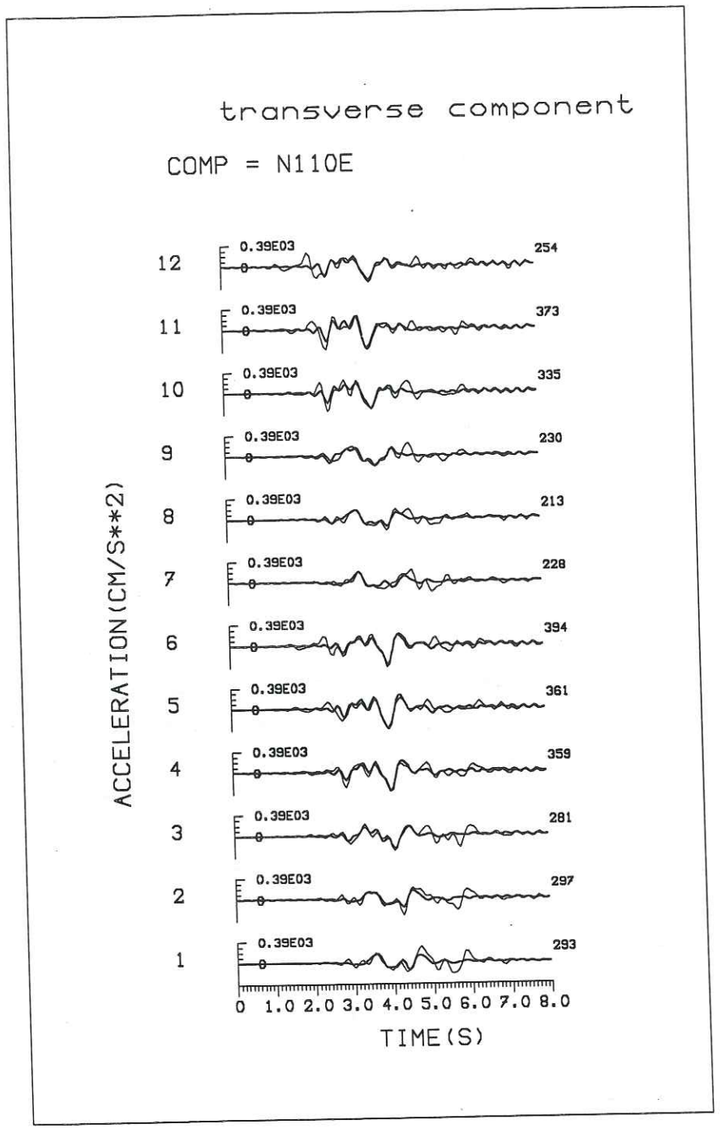


Figure 11 : Comparaison entre les accélérations (composante N110E) obtenues en considérant un modèle complet (trait fin) et uniquement les fissures 3 et 11 (trait gras).

étroitement de la position des stations par rapport à la faille. Le réseau idéal que l'on peut imaginer est un réseau où l'on dispose de stations régulièrement espacées tout le long de la faille, ce qui permettra une bonne description de la rupture et de ses hétérogénéités.

I.6 Evaluation de l'effet des couches superficielles. Comparaison avec une onde plane SH incidente.

Lorsque l'on s'intéresse à l'évaluation du risque sismique dans une région, l'un des principaux problèmes est la prévision des effets liés aux conditions géologiques locales. Le procédé le plus classique pour l'évaluation de ces effets consiste à considérer les principales formations comme latéralememt homogène et à calculer la réponse de la succession des différentes formations à la sollicitation d'une onde plane, généralement de type SH par une méthode de type Thomson-Haskell ou Kennett. A grandes distances de la faille, ces calculs apparaissent comme relativement fiables car l'approximation d'onde plane donne une relativement bonne description du champ incident. Par contre, lorsque l'on se trouve à proximité immédiate de la faille, comme c'est le cas à Kalamata, le champ incident sous les formations de surface ne peut plus être représenté par une simple onde plane car il inclut des ondes diverses provenant de toutes les directions. Dans le cadre de cette étude, il est intéressant de comparer les résultats obtenus, en considérant soit la réponse complète de l'ensemble source + modèle de vitesse B soit la réponse simple à une onde plane SH. Pour cela, nous allons faire 2 types de comparaison, l'une dans le domaine spectral, l'autre dans le domaine temporel.

a. Domaine spectral

Pour cette comparaison, nous avons calculé les rapports spectraux pour les 2 composantes horizontales (N110E et N20E) entre les accélérations obtenues pour les 2 modèles de vitesse A et B. Ces rapports spectraux, qui représentent donc la réponse des couches superficielles au champ dû à la source, sont comparés sur la figure 12 à la réponse des mêmes couches à une onde plane SH à incidence verticale pour les stations 1 à 6. Pour les stations 1 à 3, la réponse calculée pour une onde SH incidente surestime les valeurs d'amplification observée en considérant un champ incident complet. Pour les stations 4 à 6, la bande spectrale d'amplification maximale (0.5-2.0 Hz) est identique pour les 2 approches, par contre le modèle complet, dans cette

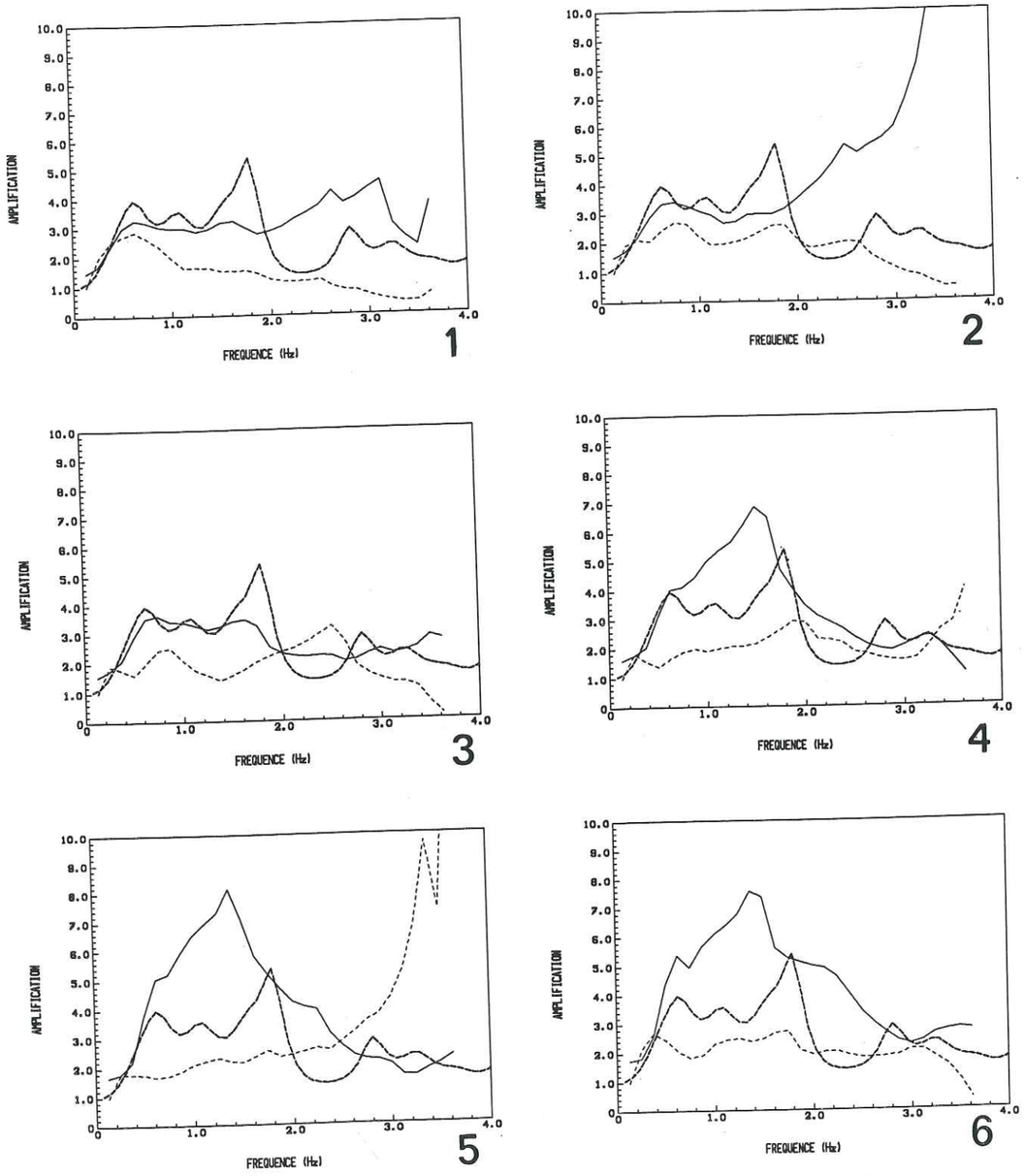


Figure 12 : Comparaison entre les rapports spectraux lissés des accélérations radiales (pointillé fin) et transverses (trait plein) des modèles A et B et la réponse des couches superficielles à une onde plane SH incidente verticalement (pointillé épais).Le numéro de la station considérée est indiqué en bas et à droite.

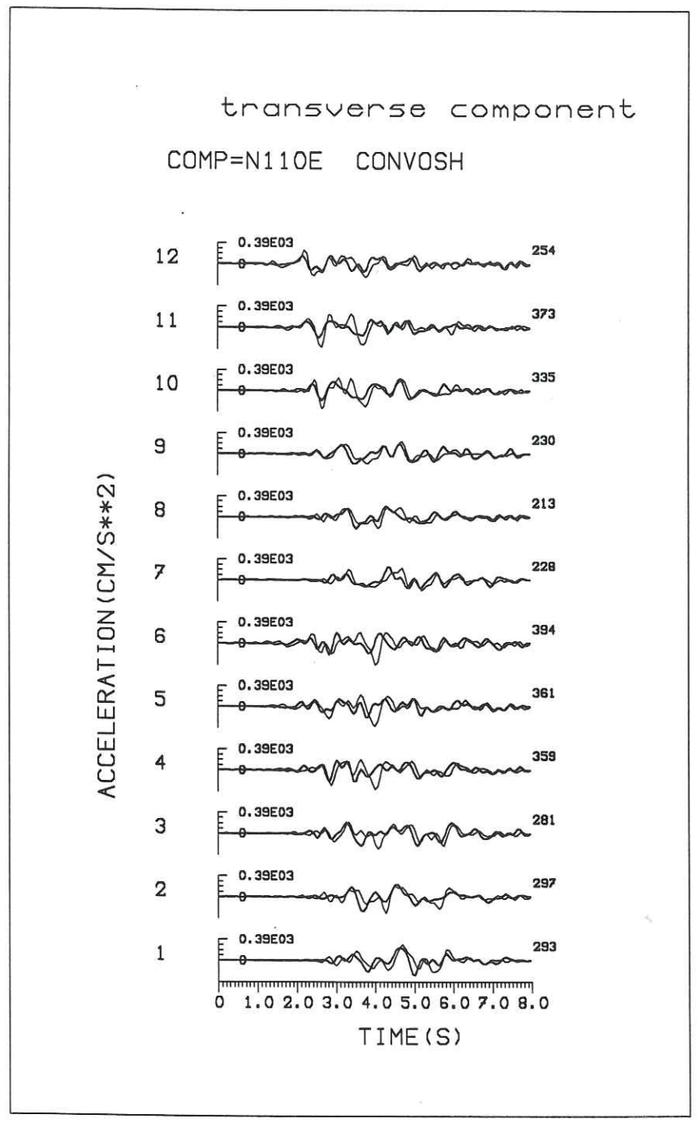


Figure 13 : Comparaison entre les accélérations (composante N110E) obtenues en considérant le modèle B (trait fin) et celles obtenues en convoluant les accélérations obtenues avec le modèle A par la réponse des couches superficielles à une onde SH.

même gamme de fréquence, se caractérise par des valeurs d'amplification plus importantes (facteur 1.5 à 2) que l'onde plane. Il faut aussi préciser que, dans le cas du modèle complet, les interférences destructives et constructives d'ondes venant de toute la source, en provoquant des variations brutales dans l'amplitude spectrale, rendent difficile la comparaison. Quoi qu'il en soit, on peut retenir que l'approximation du champ incident par une simple onde plane, dans notre cas, permet déjà une localisation de la bande de fréquence dominante.

b. Domaine temporel

Nous sommes maintenant intéressés par la comparaison entre les accélérations obtenues par le modèle complet et des accélérations "estimées". Celles-ci sont obtenues en convoluant les accélérations obtenues avec le modèle de vitesse A (ces accélérations pourrait être définies comme les accélérations "au rocher") par la réponse des couches superficielles à une onde plane SH. La figure 12 permet de comparer les accélérations pour les 2 modèles sur la composante transverse. Pour la plupart des stations, les valeurs maximales d'accélération obtenues par le modèle complet sont supérieures de 10 à 40% aux valeurs obtenues dans le cas de l'approximation d'onde plane. Par contre, on peut remarquer que dans ce dernier cas, la durée des mouvements forts est supérieure au cas du modèle complet.

I.7 Conclusion

Cette étude ne se voulait pas une modélisation des accélérogrammes enregistrés dans la ville de Kalamata, elle visait surtout, en s'appuyant sur un modèle déterministe relativement simple, à essayer d'étudier l'influence de l'hétérogénéité de la rupture et de la combinaison de cette dernière avec la présence de couches superficielles à faibles vitesses. Il faut surtout retenir l'importance des formations crustales superficielles qui, dans le modèle étudié, ont multiplié les valeurs maximales de l'accélération par des facteurs allant de 2 à 5 suivant les composantes. Du point de vue de la source, le résultat le plus marquant est le fait que les accélérations en une station sont gouvernées par le rayonnement d'une très faible partie de la faille (dans notre étude moins de 20 %) et qu'elles peuvent donc varier extrêmement rapidement d'une station à l'autre. Ces variations sont d'autre part amplifiées par la présence des couches à faibles vitesses. On peut donc penser qu'une partie des

différences observées entre les enregistrements aux 2 stations PREF et APTT peut être en partie attribuée à un effet lié à l'hétérogénéité de la rupture.

L'ensemble des résultats montre aussi la difficulté qu'il y aura à interpréter et inverser les accélérogrammes de champ proche (surtout lorsque les réseaux sont peu denses, ce qui est souvent le cas!) et montre une fois de plus la nécessité absolue, pour étudier la source, de s'appuyer sur l'ensemble des données disponibles à toutes distances et dans toutes les gammes de fréquence (Géoscope, WWSSN, sismogrammes régionaux,...).

PARTIE II

ETUDE DES VARIATIONS SPATIALES ASSOCIEES A LA COUVERTURE SEDIMENTAIRE

L'examen de la carte des dégats associés au séisme de Septembre 1986 montre que les dommages sont plus importants au Nord de la ville de Kalamata qu'au Sud. Nous venons de voir que l'hétérogénéité de la rupture pourrait expliquer, dans une certaine mesure, des variations rapides d'amplitude des mouvements. Dans cette seconde partie, nous souhaitons tester l'hypothèse selon laquelle une partie de ces effets pourrait être due à des effets de site liés aux variations d'épaisseur des couches sédimentaires sous la ville de Kalamata.

II.1. Aperçu géologique et modèle.

La ville de Kalamata est batie sur des dépots alluviaux dont l'épaisseur augmente de l'Est à l'Ouest et surtout du Nord au Sud, dêpots surmontants eux-mêmes des formations sédimentaires marines (Marnes).

En particulier, l'épaisseur de ces formations alluviales est sensiblement supérieure (environ 46m) à PREF qu'à APTT (environ 30m) : ceci peut, à priori, expliquer des variations de fonction de transfert, et donc de mouvement en surface.

Pour avoir une idée quantitative de l'ordre de grandeur des variations de réponse dues à cette couverture alluviale, nous avons calculé la réponse d'un profil Nord-Sud passant par les stations APTT et PREF, à des ondes SH incidentes verticalement. De tels calculs nécessitent la connaissance de la géométrie des interfaces entre les différentes formations géologiques, et des paramètres mécaniques (densité, ρ_i, vitesse V_{s_i} et amortissement ξ_i) de chaque formation. Ces informations ont pu être obtenues à partir des sondages pré- et post séisme, des tests en laboratoire, et des mesures de sismique réfraction : toute l'information nécessaire est

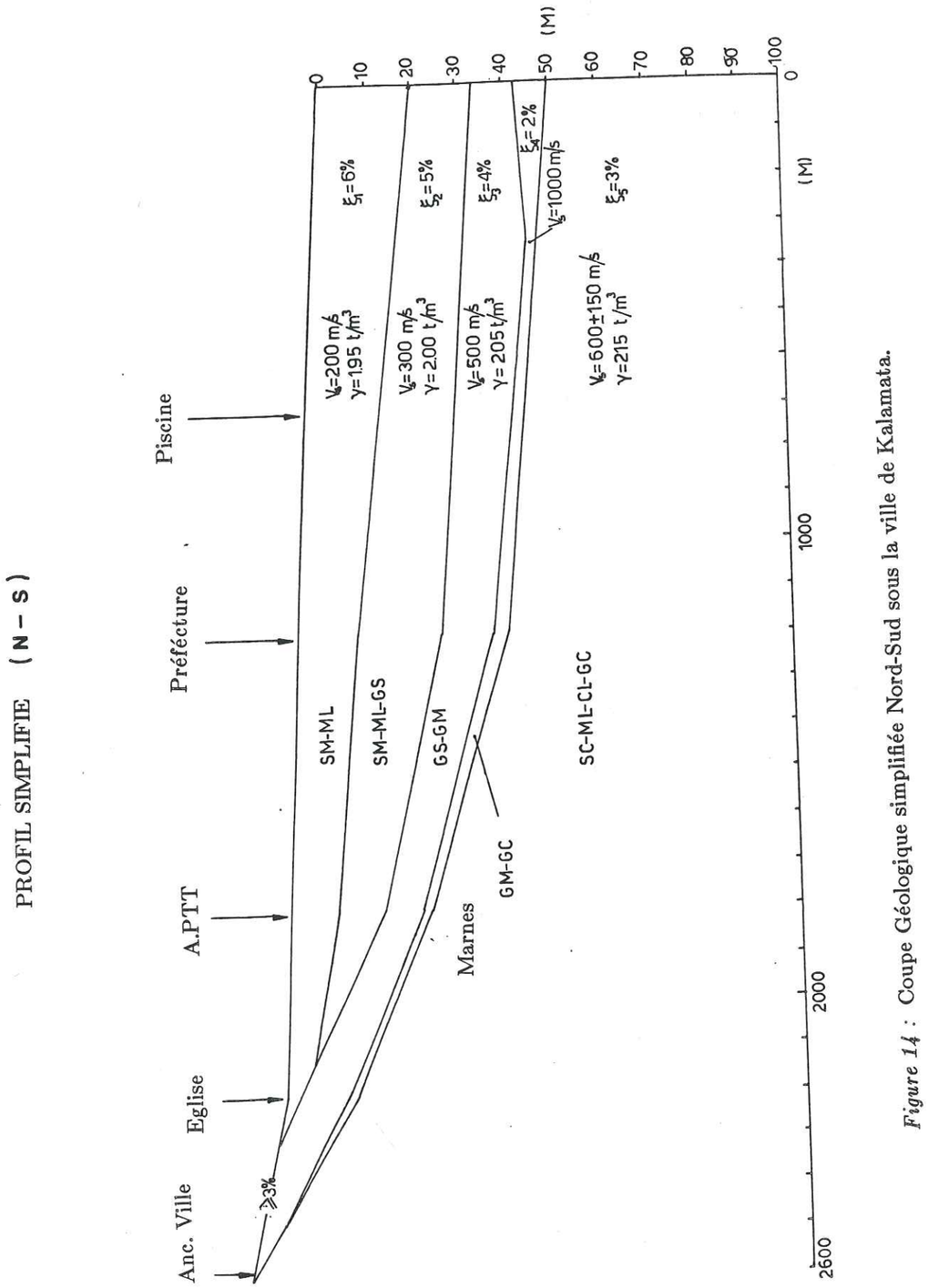


Figure 14 : Coupe Géologique simplifiée Nord-Sud sous la ville de Kalamata.

indiquée sur la figure 14.

Les calculs de réponse ont été faits avec la méthode d'Aki-Larner, étendue par Géli (1985). Cette méthode a un petit inconvénient : elle nécessite la fermeture de la couverture alluviale, donc ici vers le Sud. Les perturbations associées à cette fermeture ont été étudiées avec soin lors de quelques calculs préliminaires, qui ont montré que, vu les forts amortissements des matériaux superficiels, les ondes de surface générées par cette "fermeture Sud" parasite étaient trés vite atténuées, et ne venaient pas perturber la réponse aux sites intéressants.

Bien que l'objet essentiel de cette étude concerne les 2 sites instrumentés, nous avons jugé intéressant de calculer la réponse de l'Ancienne ville au Nord et au Port au Sud pour voir si la décroissance des dommages du Nord au Sud pouvait s'expliquer, au moins partiellement, en termes d'effets de site. En particulier, nous avons considéré le site de l'église au Nord (quartier très endommagé) et le site de la piscine, plus au sud. Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques des différentes formations prises en compte, de même que leurs épaisseurs aux 4 sites considérés:

Caractéristiques formations							
Formation	ρ $(\frac{t}{m^3})$	v_s (m/s)	ξ	Eglise ép. (m)	APTT ép. (m)	PREF ép. (m)	Piscine ép. (m)
SM-ML	1.95	200	6%	3	10.5	13.5	16.5
SM-ML-GS	2.00	300	5%	0	10	18.5	16
GS-GM	2.05	500	4%	9.5	8	11	12.5
GM-GS	2.20	1000	5%	3.	2.	3.	2.5
Marnes	2.15	600-900	3%				

Nous avons fait 2 calculs de réponse, l'un, très détaillé, sur la bande 0-4 Hz ; l'autre, avec un pas en fréquence plus grand, sur la bande 0-10 Hz.

II.2. Résultats

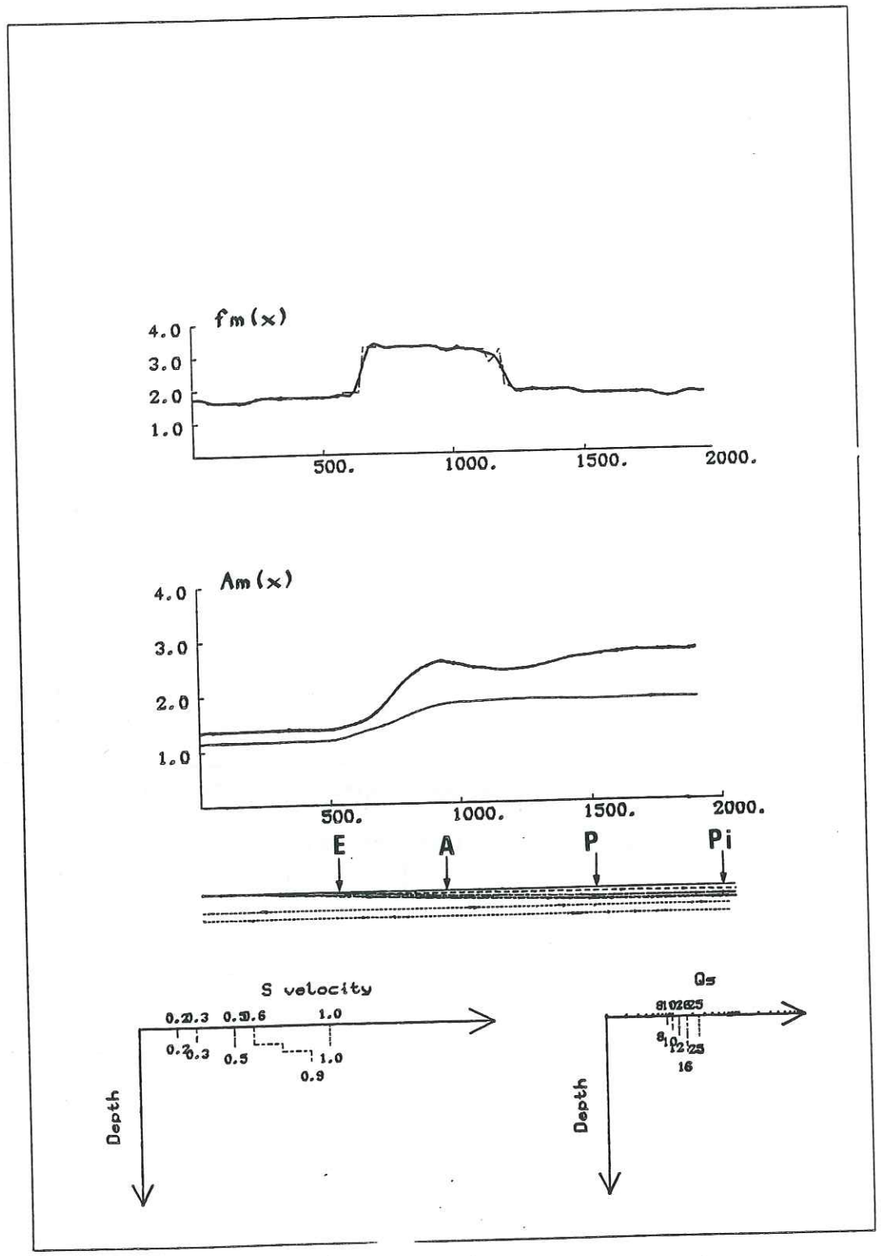


Figure 15a : Variations le long du profil représenté sur la figure 14 de :
- L'amplification spectrale maximale $A_m(x)$ (trait gras, graphe du bas).
- L'amplification spectrale moyenne $A_{moy}(x)$ (trait fin, graphe du bas).
- La fréquence correspondante $f_m(x)$

Gamme de fréquence étudiée : 0-4 Hz E : Eglise, A : APTT, P : Préfécture, Pi : Piscine.

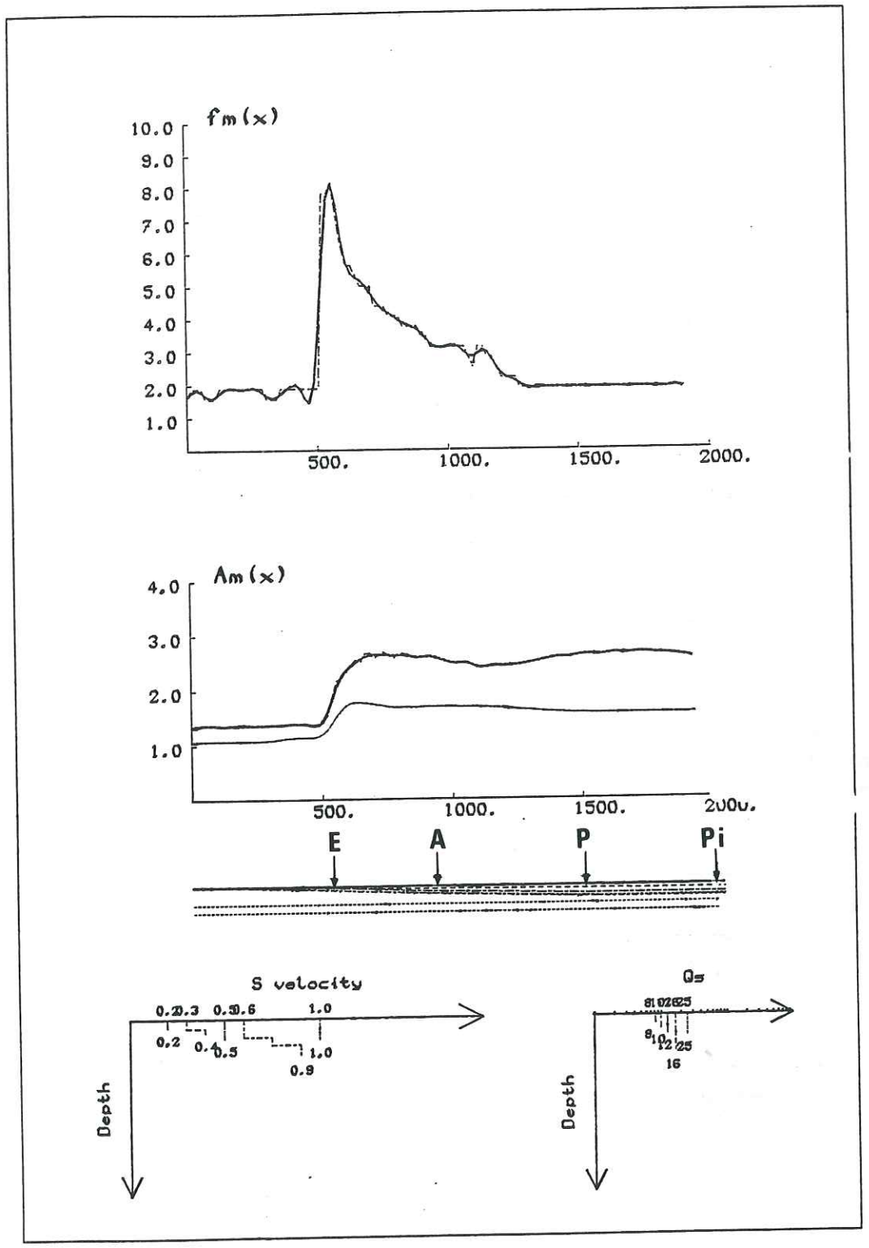


Figure 15b : Même légende que la figure 15a, mais pour la gamme de fréquence 0-10 Hz.

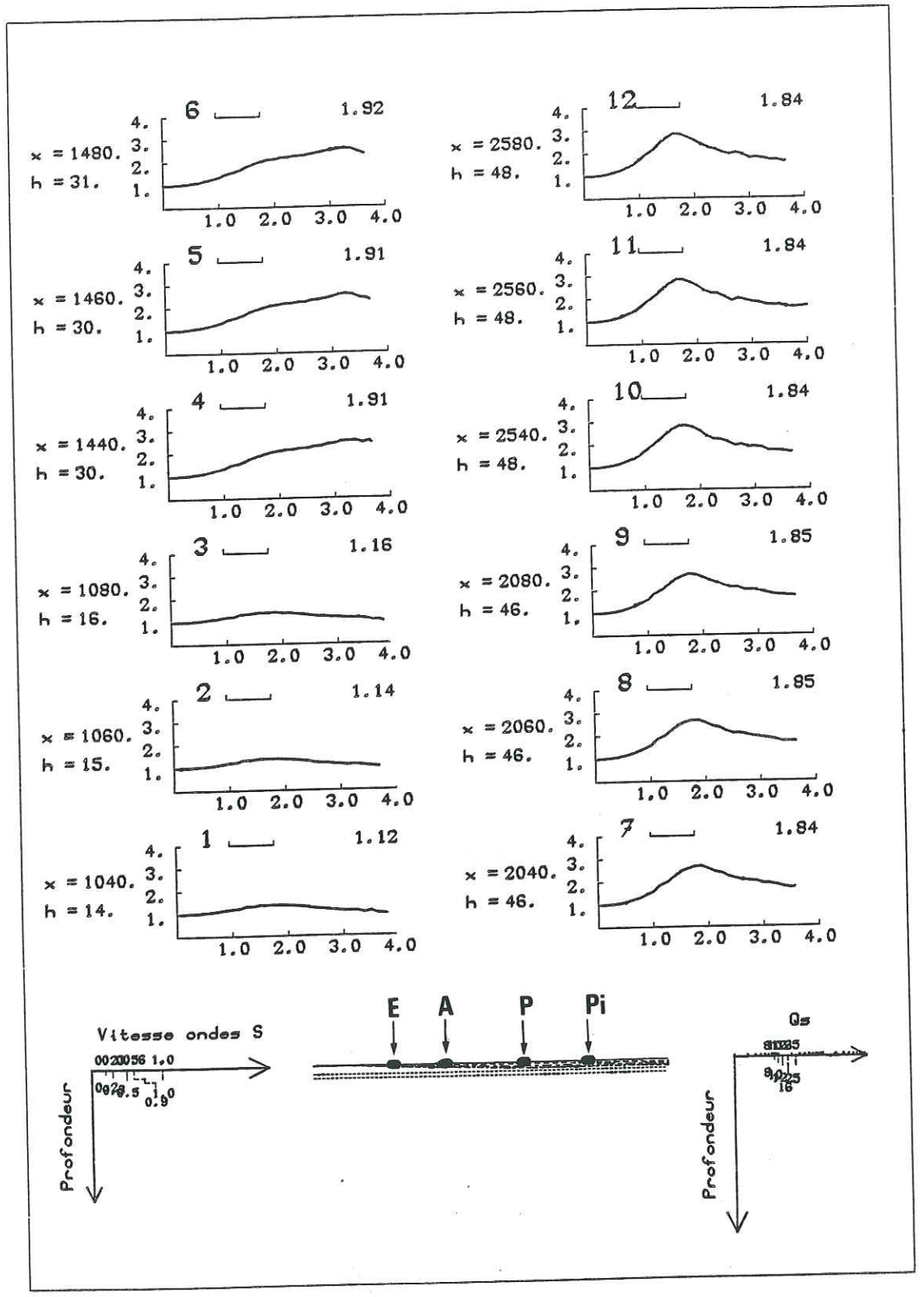


Figure 16a : Fonctions de transfert calculées au voisinage des sites Eglise (1,2,3), APTT (4,5,6), P (7,8,9), Pi (10,11,12). Voir le texte pour les détails. Gamme de fréquences étudiée : 0-4 Hz.

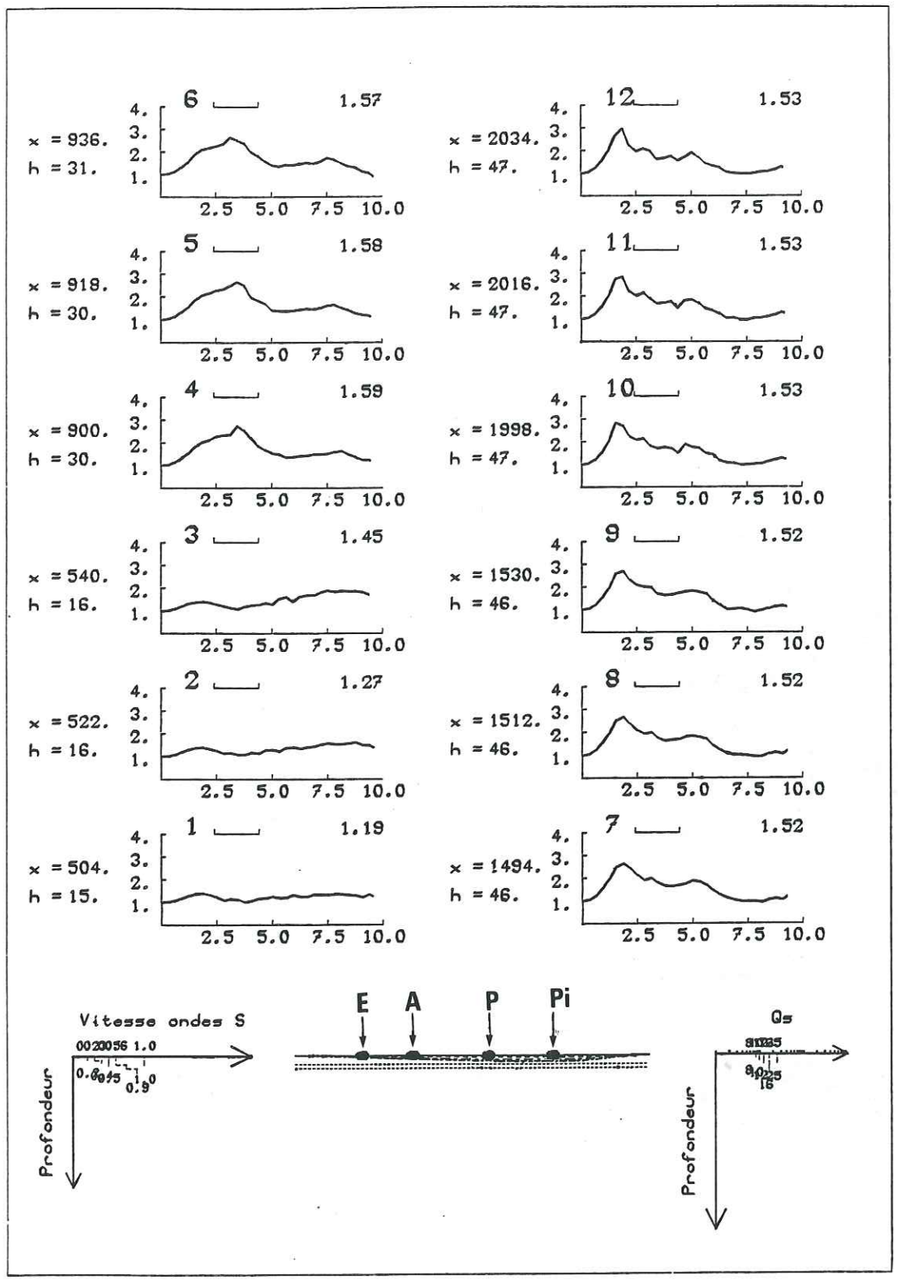


Figure 16b : Même légende que la figure 16a mais dans la gamme de fréquence 0-10 Hz.

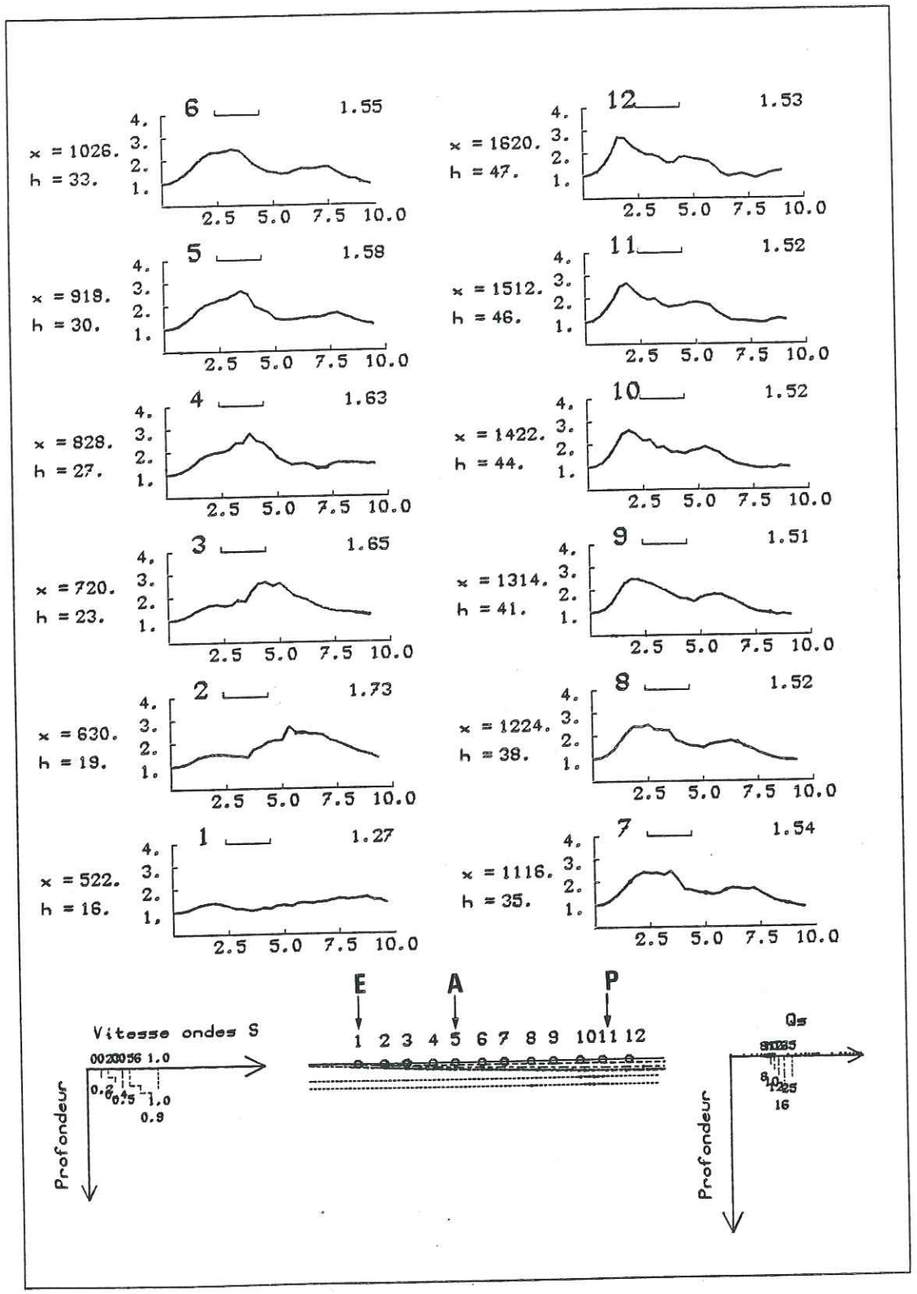


Figure 17a : Fonctions de transferts calculées à des points régulièrement espacés de 100 m entre le site Eglise (E) et le site Piscine (P). Gamme de fréquence étudiée : 0-4 Hz.

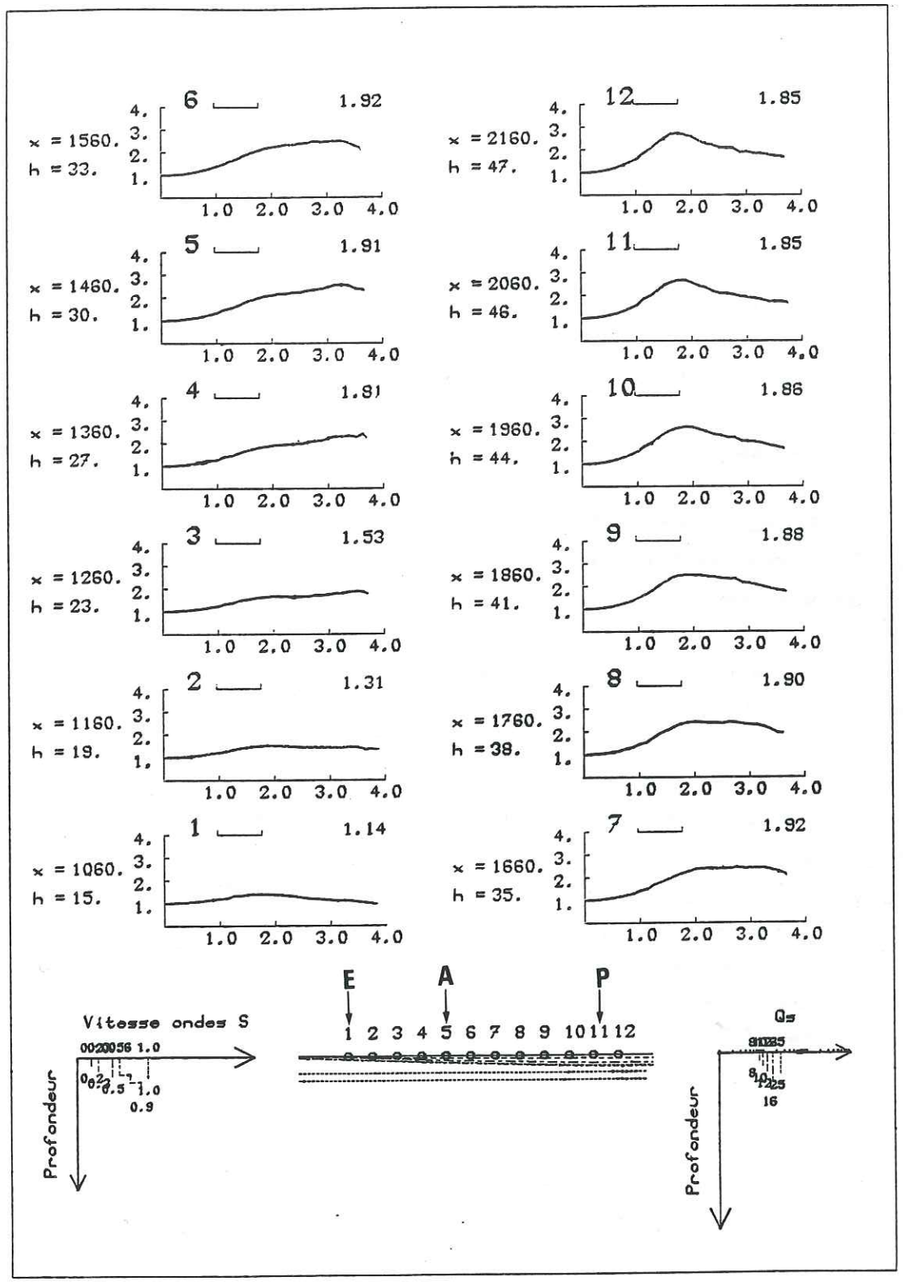


Figure 17b : Même légende que pour la figure 17a mais dans la gamme de fréquence : 0-10 Hz.

Sur la figure 15, sont représentés, pour chacun des 2 calculs (15a : 0-4 Hz ; 15b : 0-10 Hz), les variations le long du profil (du Nord au Sud), de 3 quantités :

- L'amplification spectrale maximale $A_m(x)$, qui représente le pic de fonction de transfert au site x.

- La fréquence correspondante $f_m(x)$.

- L'amplification spectrale moyenne $A_{moy}(x)$.

Il en ressort que :

* Si l'amplification spectrale maximale est à peu près la même à APTT et à PREF (de l'ordre de 2.6), les fréquences de résonances y sont par contre assez sensiblement différentes : environ 1.8 Hz à PREF contre 3 Hz à APTT.

* Les sites situés au Nord de APTT ne répondent qu'aux hautes fréquences ($f \geq 4Hz$), mais avec une amplification identique à celle des sites situés plus au Sud (qui répondent eux, à plus basse fréquence).

La figure 16 présente plus en détail les fonctions de transfert obtenues au voisinage des 4 sites : APTT, PREF, Eglise et Piscine dans les gammes 0-4 Hz (figure 16a) et 0-10 Hz (figure 16b). Pour chacun de ces 4 sites, nous avons considéré 3 positions voisines, espacées de 20 mètres, pour avoir une idée des variations spatiales très locales des fonctions de transfert : ces variations sont complétement négligeables, excepté peut-être pour les sites du Nord (faible épaisseur alluvionaire) à haute fréquence ($f \geq 5\ Hz$).

On retrouve les observations de la figure 15, à savoir que la réponse à PREF est sensiblement plus basse fréquence que la réponse à APTT. La réponse au site Piscine est à peu prés identique à la réponse à PREF; par contre la réponse au site Eglise n'est pas très importante, mais elle varie spatialement très rapidement, en hautes fréquences.

II.3. Discussion et conclusion

a. Comparaison PREF/APTT :

Il est satisfaisant de constater une différence significative reliée aux effets de site (figure 16). Malheureusement, cette différence n'est pas en bon accord quantitatif avec la différence observée : en effet, à sollicitation incidente identique, les calculs effectués prévoient une prédominance de PREF sur APTT seulement dans la gamme 1-2.5 Hz, et au-delà une prédominance APTT. Or, dans la réalité, c'est sur la bande 1-4 Hz au moins que PREF prédomine...

Pour que les prévisions théoriques "collent" de plus près à la réalité, il faudrait :

- Soit que la sollicitation incidente soit plus riche en basses fréquences à PREF (et on est ramené au problème de source).

- Soit que les vitesses dans les formations alluviales soient un peu plus élevées dans la réalité que celles prises ici (ce qui augmenterait les fréquences de résonance), et surtout que les amortissements réels soient plus faibles, auquel cas l'amplification PREF/APTT serait plus notable.

- Soit que la station PREF soit affectée d'un effet bidimensionnel dans l'autre direction (Est-Ouest), associé à une augmentation locale de l'épaisseur des alluvions (selon un profil Est-Ouest).

b. Variations Nord-Sud (figures 17a et 17b).

L'examen de la carte des dégats montre nettement que les dégats ont été plus importants au Nord de la ville qu'au Sud. Les présents calculs ne fournissent pas d'explication très simple à cette observation; l'amortissement des formations superficielles est en effet tel que les amplifications haute fréquence y restent inférieures à 3. Cependant, les calculs suggèrent l'existence de mouvements différentiels dynamiques importants en haute fréquence, mouvements différentiels qui peuvent être très mauvais pour les constructions très rigides. Cependant, là aussi, un moyen d'obtenir des amplifications plus fortes serait de considérer un amortissement moindre ce qui n'est pas forcément réaliste.

CONCLUSION GENERALE

Des conclusions partielles ont été tirées tout au long de ce travail, nous commencerons par revenir sur les plus importantes d'entre elles avant de les replacer dans le contexte plus général du risque sismique.

Du chapitre I, il faut surtout retenir que la méthode du nombre d'onde discret fournit un outil performant pour le calcul du rayonnement d'une source étendue en offrant une solution complète et exacte. Un choix judicieux entre la décomposition en ondes planes et la décomposition en ondes cylindriques doit permettre d'optimiser les temps de calcul. Ceux ci devraient, d'autre part pouvoir être améliorés en développant une version dont la vectorisation serait poussée au maximum. Enfin, cette méthode permet l'introduction de sources complexes (variations spatiales du glissement, variations de la vitesse de rupture...).

Le chapitre II a permis de mettre en évidence l'influence que pouvait avoir la source, par un comportement non-élastique du matériau à l'extrêmité de la fissure ou par la cinématique du front de rupture, sur la décroissance du spectre d'accélération à haute fréquence. La fréquence à partir de laquelle celui-ci décroit est inversemment proportionnelle à la taille de la zone de cohésion ou à la durée de la décélération du front de rupture avant son arrêt.

Les enregistrements de déplacement issus des accélérogrammes obtenus sur la côte lors du séisme de Michoacan, présentaient des caractéristiques uniques et exceptionnelles. La deuxième partie du chapitre II a permis de montrer que la forme en "rampe" observée sur la composante verticale de la station Caleta de Campos pouvait être expliquée par la croissance d'une large fissure alors que la dislocation prévoyait un pulse. On a ainsi souligné une différence essentielle entre modèle de fissure et modèle de dislocation, ce dernier, pour les basses fréquences étant équivalent à un modèle à barrières.

Le résultat le plus important de l'étude de la réplique du séisme d'Imperial Valley est la possibilité de retrouver les niveaux d'accélérations horizontales et dans une bonne mesure les formes d'onde en 16 stations et en considérant un modèle de source cinématique simple.

L'étude du séisme de San Salvador a montré que la combinaison de deux effets à savoir, une rupture relativement superficielle et la présence d'une couche à faibles vitesses peut conduire à des accélérations extrèmement importantes, même pour un séisme de magnitude modérée.

Enfin, l'étude des accélérations enregistrées dans la ville de Kalamata et la description de la source par un modèle idéalisé, de type barrières, a permis de mettre en évidence l'importance des effets de site et de la structure crustale superficielle dans le niveau d'accélération enregistré à Kalamata et, plus généralement l'existence de variations spatiales très rapides de l'amplitude maximale des mouvements reliées aux hétérogénéités de la rupture, une partie très faible de la faille (la plus proche) gouvernant les mouvements en surface.

Quelles conclusions pratiques et quelles perspectives, le sismologue ou l'ingénieur intéressé par les mouvements en champ proche peut il tirer de l'ensemble de ces résultats?

Le premier point important concerne la simulation numérique. Avec le développement rapide des super-calculateurs de type CRAY, le calcul de rayonnement de sources étendues à des fréquences relativement élevées, ne pose théoriquement plus de problèmes importants et il est possible d'imaginer, moyennant quelques heures de CPU, le calcul de modèles de source extrêmement complexes, incorporant des variations spatiales de glissement, des variations de vitesse de rupture ou approximant les conditions liées à la présence d'une zone de cohésion. Ce calcul est réalisable, mais le principal problème sera de le tester. Pour cela il est nécessaire de disposer de données permettant, par inversion, de retrouver l' évolution spatio-temporelle des principaux paramètres gouvernant le processus de rupture. Les données actuellement disponibles ne permettent pas d'envisager une telle démarche. Elles sont en général trop peu denses, et surtout la structure en vitesse et le facteur de qualité Q dans la croûte superficielle sont beaucoup trop mal connu. On se trouve donc dans une situation où les modèles théoriques sont en avance sur les possibilités qu'offrent les données accélérométriques. Il est donc impératif de faire un gros effort au niveau de l'acquisition de données et de l'installation de réseaux à mailles serrées permettant de contraindre l'évolution des différents paramètres. On pourra ainsi envisager la validation des modèles.

La simple comparaison entre les enregistrements accélérométriques obtenus sur la côte lors du séisme de Michoacan (M_w=8.1, pic d'accélération = 0.25g) et ceux issus du séisme de San Salvador (M_s=5.4, pic d'accélération = 0.7g) suffit à montrer la grande difficulté qu'il y aura à prévoir les caractéristiques des mouvements du sol au voisinage de la faille. Cette étude a montré que de très nombreux facteurs interviennent, liés tant à la source et à la propagation de la rupture qu'au milieu de propagation et aux conditions géologiques locales. L'intérêt de la simulation numérique réside dans la possibilité de pouvoir quantifier la part des effets attribuables aux principaux facteurs.

Ce travail s'est limité à l'étude de séismes de magnitude faible à modérée. L'étude de la réplique du séisme d'Imperial Valley montre que dans cette gamme de magnitude, il est possible de décrire relativement correctement le processus de rupture. L'idée, non nouvelle, de décrire un événement important comme l'addition de sous-événements offre, dans ce contexte, une voie intéressante dans l'étude des séismes importants. Il est donc important, pour la compréhension de ceux ci de développer les études et les simulations de séismes de magnitude modérée.

BIBLIOGRAPHIE

Achenbach J.D & J.G Harris, 1978. *Ray method for elastodynamic radiation from slip zone of arbitrary shape,* J. Geophys. Res. 83, 2283-2291.

Aki, K. & P. G. Richards, 1980. *Quantitative seismology: theory and methods,* W. H. Freeman, San Francisco, California, 984 pp.

Aki, K., 1968. *Seismic displacement near a fault,* J. Geophys. Res., 73, 5359-5376.

Aki, K., 1982. *Strong motion prediction using mathematical modeling techniques,* Bull. seism. Soc. Am., 72, S29-S41.

Aki, K., 1987. *Magnitude-frequency relation for small earthquakes: A clue to the origin of f_{max} of large earthquakes,* J. Geophys. Res. 92, 1349-1355.

Anderson, J. G. & S. E. Hough, 1984. *A model for the shape of the Fourier amplitude spectrum of acceleration at high frequencies,* Bull. seism. Soc. Am., 74, 1969-1993.

Anderson, J. G., P. Bodin, J. N. Brune, J. Prince, S. K. King, R. Quaas & M. Onale, 1986. *Strong motion from the Michoacan, Mexico, Earthquake,* Science, vol 233, 1043-1048.

Archuleta, R. J. & J. N. Brune, 1975. *Surface strong motion associated with a strick-slip event in a foam rubber model of earthquakes,* Bull. seism. Soc. Am., 65, 1059-1071.

Archuleta, R. J. & M. Bouchon, 1984. *A study of Q in the Imperial Valley California,* Seim. Soc. Am. Earth. Notes., 1984.

Archuleta, R. J. & S. Hartzell, 1981. *Effects of fault finiteness on near source ground motion,* Bull. seism. Soc. Am., 71, 939-957.

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

Archuleta, R. J., 1985. *Downhole recordings of seismic radiation,* in Earthquake Source Mechanics, Maurice Ewing Series, vol. 6, by S. Das, J. Boatwright and C. H. Scholtz, Editors, A. G. U., Washington D. C., 319-329.

Bard, P.Y., 1983. *Les effets de site d'origine structurale.* Thèse de Doctorat d'état, INPG et Université Scientifique et Médicale de Grenoble.

Barrenblatt, G. I, 1959. *The formation of equilibrium cracks during brittle fracture. General ideas and hypotheses. Axially symmetric cracks,* Appl. Math. Mech 23, 622-636.

Bernard, P., 1987. *Du caractère complexe et agressif des sources sismiques.* Thèse de doctorat d'Etat, Université de Paris VII.

Boatwright, J. & H. Quin, 1985. *The seismic radiation from 3D dynamic model of complex rupture process,* 5th Maurice Ewing Symposium on earthquake source mechanism, eds S. Das, J. Boatwrigth and C. H. Sholz.

Boatwright, J., 1988. *The seismic radiation from composite Models of faulting,* Bull. seism. Soc. Am., 78, 489-508.

Bodin, P. & T. Klinger, 1986. *The September 1985 Michoacan Earthquake.* Science, 233, 1071.

Bouchon, M., 1978. *A dynamic source for the San Fernando earthquake,* Bull. seism. Soc. Am., 68, 1555-1576.

Bouchon, M., 1979. *Discrete wavenumber representation of seismic source wave fields in three space dimensions.* J. Geophys. Res., Vol. 84, p. 3609-3614.

Bouchon, M., 1979. *Predictability of ground displacement and velocity near an earthquake fault: An exemple: The Parkfield earthquake of 1966.* J. Geophys. Res., 84, 6149-6156.

Bouchon, M., 1981. *A simple method to calculate Green's functions for an elastic layered media,* Bull. seism. Soc. Am., 71, 959-971.

Bouchon, M., 1981. *The rupture mechanism of the Coyote lake earthquake of August 6, 1979 inferred from near-field data,* Bull. seism. Soc. Am., 72, 745-757.

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

Campbell, K. W., 1981. *Near source attenuation of peak horizontal acceleration,* Bull. seism. Soc. Am., 71, 2039-2070.

Campbell, K. W., 1985. *Strong motion attenuation relations: A ten-year perspective,* Earth. Spectra, 1, 759-804.

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

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

Dietrich, M., 1983. *Simulation numérique des profils sismiques verticaux,* thèse de docteur Ingénieur, USMG Grenoble.

Dunkin, J. W., 1965. *Computation of modal solutions in layered, elastic media at high frequencies,* Bull. seism. Soc. Am., 55, 335-358.

Eissler, H., L. Astiz & H. Kanamori, 1986. *Tectonic setting and source parameters of the September 19, 1985 Michoacan, Mexico earthquake,* G. Res. Lett., 13, 569-572.

Ekstrom, G. & A. M. Dziewonski, 1985. *Centroid moment tensor solution for 35 earthquakes in Western North America (1977),* Bull. seism. Soc. Am., 75, 23-39.

Ekstrom, G. & A. M. Dziewonski, 1986. *A very broad band analysis in the Michoacan, Mexico, Earthquake of September 19, 1985,* G. Res. Lett., 13, 605-608.

Eshelby, J. D., 1949. *Uniformly moving dislocation,* Proceedings of the Physical Society, A62: 307-314.

Fréchet, J., 1985. *Sismogenèse et doublets sismiques.* Thèse d'état. Université de Grenoble I.

Fuis, G. S., W. D. Mooney, J. H. Healy, G. A McMechan & W. J. Lutter, 1982. *Crustal structure of the Imperial Valley region, The Imperial Valley, California, Earthquake, October 15, 1979,* U. S. G. S. Professional. Paper., 1254, 25-50.

Got, J. L, 1987. *Analyse de doublets sismiques par une méthode de rapport spectral* Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble.

Géli, L., 1985. *Propagation d'ondes sismiques dans les formations superficielles: effet d'un arrangement géométrique complexe et influence de la saturation en eau.* Thèse de Doctorat de l'USMG, Grenoble, juin 1985.

Hadley, D. M. & D. V. Helmberger, 1980. *Simulation of strong ground Motion,* Bull. seism. Soc. Am., 70, 617-630.

Hanks, T. C., 1979. *b values and 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.

Hanks, T. C., 1982. f_{max}, Bull. seism. Soc. Am., 72, 1867-1880.

Harlow, D. H., R. A. White, C. Martinez, J. Alvarez, 1987. *The San Salvador earthquake of 10 October 1986,* Seism. Res. Lett., 58, 9.

Hartzell, S. H. & D. V. Helmberger, 1982. *Strong motion modeling of the Imperial Valley earthquake of 1979,* Bull. seism. Soc. Am., 72, 571-596.

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

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

Hauksson, E, T. L. Teng & T. L. Henyey, 1987. *Results from a 1500 m deep, three level downhole seismometer array: site response, low Q values and* f_{max}, Bull. seism. Soc. Am., 77, 1883-1904.

Houston, H. & H. Kanamori, 1986. *Source characteristics of 1985 Michoacan, Mexico earthquake at periods of 1 to 30 seconds,* G. Res. Lett., vol. 13, 597-600, n° 6.

Ida, Y. & K. Aki, 1972. *Seismic source time function of propagating longitudinal shear-cracks,* J. Geophys. Res., 2034-2044.

Ida, Y., 1972. *Cohesive force across the tip of a longitudinal shear crack and griffith's specific surface energy,* J. Geophys. Res., 77, 3796-3805.

Ida, Y., 1973. *The maximum acceleration of seismic ground motion,* Bull. seism. Soc. Am., 63, 959-968.

Irikura, K., 1983. *Semi-empirical estimation of strong ground motions during large earthquakes,* Bull. Dis. Prev. Res. Instit., 33, 63-104.

Joyner, W. B. & D. M. Boore, 1981. *Peak horizontal acceleration and velocity from strong ground motion records including records from the 1979 Imperial Valley, California, earthquake,* Bull. seism. Soc. Am., 71, 2011-2038.

Kamiyama, M., 1987. *Earthquake source characteristics inferred from the statistically analysed spectra of strong motions with aid of dynamic model of faulting.* Struct. Engin/Earth. Eng.. Vol 4. 391s-400s.

Kennett, B. L. N. & N. J. Kerry, 1979. *Seismic waves in a stratified half-space.* Geophys. J. Roy. Ast. Soc., 57, 557-583.

Kostrov, B. V., 1964. *Self-similar problems of propagation of shear cracks,* J. Appl. Math. Mech., 28, 1077-1087.

Lay, T. & H. Kanamori, 1985. *An asperity model of great earthquake sequences* in Earthquke prediction, Maurice Ewing Series, vol. 4, A. G. U., Washington, D. C., 579-592.

Liu, H. L & D. V. Helmberger, 1985. *The 23: 19 aftershock of the October 1979 Imperial Valley earthquake: More evidence for an asperity,* Bull. seism. Soc. Am., 75, 689-708.

Lyon-Caen H., R. Armijo, J. Drakopoulos, J. Baskoutass, N. Delibassis, R. Gaulon, V. Kouskouna, J. Latoussakis, K. Makropoulos, P. Papadimitriou, D. Papanastassiou & G. Pedotti, 1988. *The 1986 Kalamata (South Peloponnese) earthquake: detailed study of a normal fault and tectonic implications,* soumis à J. Geophys. Res., novembre 1987.

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

McGarr, A., 1981. *Analysis of peak ground motion in Terms of a model of inhomogeneous faulting,* J. Geophys. Res., 86, 3901-1912.

McMechan, G. A. & W. D. Mooney, 1980. *Asymptotic ray theory and synthetic seismogramms for laterally varying structures, theory and application to the Imperial Valley, California,* Bull. seism. Soc. Am., 70, 2035-2121.

Munguia, L & Brune, J, N, 1985. *Simulation of strong ground motion for earhquakes in the Mexicali-Imperial Valley.* In strong motion simulations and earthquake engineering applications. E. E. R. I California.

Niazy, A., 1975. *An exact solution of a finite, two dimentional moving dislocation in an elastic half space with application to the San Fernando earthquake of 1971,* Bull. seism. Soc. Am., 65, 1797-1826.

Okubo, P. & K. Aki, 1987. *Fractal geometry in the San Andreas fault system,* J. Geophys. Res., 92, 345-355.

Olson, A. H. & R. J. Apsel, 1982. *Finite fault and inverse theory with applications to the 1979 Imperial Valley earthquake,* Bull. seism. Soc. Am., 72, 1969-2001.

Papageorgiou, A. & K. Aki, 1983. *A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion. Part I: description of the model,* Bull. seism. Soc. Am., 73, 693-722.

Papageorgiou, A. 1988. *On two characteristic frequencies of acceleration spectra : patch corner frequency and* f_{max}, Bull. seism. Soc. Am., 78, 509,529.

Papazachos,B., A. Kiratzi, B. Kovakostas, D. Panagiotopoulos, E. Scordilis & R. Mountrakis, 1988. *Surface fault traces, fault plane solution and spatial distribution of the aftershocks,* Pageoph, vol. 126, in press.

Riedsel, A. M., Th. H. Jordan, A. F. Sheeman & P. G. Silver, 1986. *Moment tensor Spectra of the 19 Sept 85 and 21 Sept 85 Michoacan, Mexico, Earthquakes,* G. Res. Lett., 13, 609-612.

Rovelli, A., O. Bonmassa, M. Cocco, M. di Bona & S. Mazza, 1988. *Scaling laws and spectral parameters of the ground motion in active extensionnal Areas in Italy.* Bull. seism. Soc. Am., 78, 530-560.

Ruff, l & H. Kanamori, 1980. *Seismicity and the subduction process,* Phys. Earth. Plan. Int., 23, 240-252.

Rymer, M. J., 1987. *The San Salvador Earthquake of October 10, 1986-Geologic Aspects,* Earth. Spectra, Vol. 3, 3, 435-463.

Sato, T. and T. Hirasawa, 1973. *Body wave spectra from propagating shear cracks,* J.Phys.Earth, 21, 415-431.

Savage, J.C., 1972. *Relation of corner frequency to fault dimensions.* J. Geophys. Res, 27, 577-592.

Shakal, A. F., M. J. Huang, D. L. Parke & R. Linares, 1986. *Processed strong motion data from the San Salvador earthquake of October 10, 1986,* Report OSMS 86-07, CDMG.

Singh, S. K. & G. Suarez, 1988. *Regional variation in the number of aftershocks of large, subduction-zone earthquakes,* Bull. seism. Soc. Am., 78, 230-242.

Schmitt, D.P., 1985. *Simulation numérique de diagraphie acoustique.* Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Grenoble I.

Steacy S.J, K. Aki & M. Campillo, 1987. *The Michoacan earthquake of 1985 :*

Dislocation or Crack growth ? EOS, vol 68, 44, 1354.

Tajima, F. & M. Kanamori, 1985. *Aftershock area expansion and mechanical heterogeneity of fault zones within subduction zones,* G. Res. Lett., 12, 345-348.

Thomson, W.T, 1950. *Transmission of elastic waves through a stratified solid medium.* J. Appl. Phys., Vol. 21, p 89-93.

Trifunac, M. D., 1974. *A three dimensional dislocation model for the San Fernando, California, earthquake of 1971,* Bull. seism. Soc. Am., 64, 149-172.

UNAM Seismology Group, 1986. *The September 1985 Michoacan Earthquakes: Aftershock distribution and history of rupture,* G. Res. Lett., 13, 573-576.

Virieux, J., 1986. *Rupture et onde.* Thèse de doctorat d'Etat. Université de Paris VII.

White, R.A, D.H Harlow & S. Alvarez, 1987. *The San Salvador Earthquake of October 10, 1986- Seismological aspects and other recent local seismicity.* Earth. Spectra, Vol. 3, 3, 419-434.

BIBLIOTHÈQUE
GRENOBLE
INTERUNIVERSITAIRE

THESE de DOCTORAT
de l'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
de GRENOBLE

Titre de l'ouvrage :
SIMULATION NUMERIQUE DES MOUVEMENTS FORTS EN CHAMP PROCHE

Nom de l'auteur : Jean-Christophe GARIEL

Etablissement : Observatoire de Grenoble et Institut de Recherches interdisciplinaires de Géologie et de Mécanique

RESUME

Ce travail est consacré à l'étude et à la simulation numérique des mouvements forts en champ proche dans le cas des séismes de magnitude modérée. Pour cela, nous avons appliqué la méthode des nombres d'onde discrets qui permet le calcul du rayonnement de sources étendues de mécanisme quelconque dans un milieu stratifié.

Dans une première partie, deux problèmes théoriques ont été abordés. On montre d'abord que l'observation systématique de la décroissance du spectre d'accélération à haute fréquence peut être expliquée soit par la présence de forces de cohésion à l'extrémité de la fissure soit par la cinématique du front de rupture. On souligne ensuite une différence essentielle de la forme du déplacement transverse à la faille entre le modèle de dislocation et le modèle de fissure. Ce résultat est appliqué à l'étude d'un enregistrement effectué dans la zone épicentrale du séisme de Michoacan (Septembre 1985). Celui-ci correspond à la croissance homogène d'une large fissure.

On s'interesse, dans une deuxième partie, à l'étude et à la simulation de 3 évènements de magnitude modérée. En utilisant un modèle de fissure à forte chute de contrainte, un très bon accord est trouvé en 16 stations entre les accélérations calculées et celles observées lors d'une réplique du séisme d'Imperial Valley (Octobre 1979). Les très fortes accélérations enregistrées lors du séisme de San-Salvador (Octobre 1986) sont interprétées par la combinaison de 2 effets : une remontée de la rupture à quelques centaines de mètres sous la surface et la présence d'une couche à faible vitesse en surface. Enfin, en utilisant un modèle dérivé du modèle à barrières, on montre l'importance de l'hétérogénéité de la rupture et de la structure crustale superficielle sur les valeurs du pic d'accélération enregistrées à Kalamata (Grèce) lors du séisme de Septembre 1986.

MOTS-CLES

Sismologie ; Simulation numérique ; Mouvements forts ; Mexico ; Spectre d'accélération ; San-Salvador ; Imperial Valley ; Grèce.