

4/95

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT GENIE - CIVIL

## THESE DE DOCTORAT D'ETAT

présentée par : Malek HAMMOUTENE  
Magister diplômé de l'E. N. P.

### SIMULATION NONSTATIONNAIRE ET BIDIMENSIONNELLE DES ENREGISTREMENTS DE TREMBLEMENTS DE TERRE.

Soutenue en Juillet 1995 devant le jury composé de :

MM. H. BENHALLOU	Professeur	Président
B. TILIOUINE	Professeur	Directeur de thèse
P. Y. BARD	Professeur	Directeur de thèse
M. K. BERRAH	Maître de Conférences	Examineur
M. DJEDDI	Professeur	Examineur
S. RECHAK	Professeur	Examineur

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT GENIE - CIVIL

## THESE DE DOCTORAT D'ETAT

présentée par : Malek HAMMOUTENE  
Magister diplômé de l'E. N. P.

**SIMULATION NONSTATIONNAIRE ET BIDIMENSIONNELLE DES  
ENREGISTREMENTS DE TREMBLEMENTS DE TERRE.**

Soutenue en Juillet 1995 devant le jury composé de :

MM. H. BENHALLOU	Professeur	Président
B. TILIOUINE	Professeur	Directeur de thèse
P. Y. BARD	Professeur	Directeur de thèse
M. K. BERRAH	Maitre de Conférences	Examineur
M. DJEDDI	Professeur	Examineur
S. RECHAK	Professeur	Examineur

Au nom de Dieu le Miséricordieux par essence et par excellence.

"Ils t'interrogent sur l'Esprit, dis : <<l'Esprit est du domaine exclusif de mon Seigneur et vous n'avez reçu de la science que fort peu de choses>>." (Chapitre XVII - verset 85)

A DALILA, NABIL et ANIS

A MES PARENTS

A TOUTE MA FAMILLE

## REMERCIEMENTS

Qu'il me soit permis d'adresser, d'abord, mes plus vifs remerciements à messieurs Pierre Yves BARD et Boualem TILIOUINE, Directeurs de thèse, Professeurs, respectivement à l'Université Joseph FOURIER et à l'E.N.P., qui ont tous les deux marqué ce travail d'une empreinte indélébile, de part leur dévouement exemplaire, leur dynamisme incomparable, leur soutien moral et leurs précieux conseils sur les plans scientifiques et techniques.

Je tiens aussi à témoigner ma profonde reconnaissance à monsieur Hadj BENHALLOU, Professeur, Directeur Général du Centre de Recherche en Astronomie, Astrophysique et Géologie, pour avoir bien voulu examiner cette thèse et me faire l'honneur d'en présider le jury de soutenance.

Tout autant, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à messieurs Saïd RECHAK et Mabrouk DJEDDI, Professeurs, respectivement à l'E.N.P., et à l'Institut National des Hydrocarbures, ainsi qu'à Monsieur Mounir Khaled BERRAH, Maître de Conférences à l'E.N.P., qui ont accepté, avec une grande amabilité, d'être les examinateurs de ce travail.

Je les remercie vivement pour le temps qu'ils ont bien voulu consacré à ce travail et pour leur participation au jury de thèse.

J'ai eu à apprécier la personnalité particulièrement chaleureuse et profondément humaine de monsieur Georges POUPINET, Directeur du Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique de Grenoble, qui m'a tout simplement ouvert toutes grandes les portes de son Etablissement, me permettant ainsi d'accéder, sans limite aucune, à tout ce dont j'avais besoin.

Je ne peux m'empêcher d'exprimer toute ma gratitude à Laurent et Véronique CAILLOT, Claire WAJEMAN, ainsi qu'à Marc BESNARD et Rémy BOSSU, qui ont saisi toutes les opportunités pour rendre mon séjour à Grenoble le plus agréable possible.

Je sais bien que je ne pourrai citer, sans oublier quelques uns, tous les Enseignants, Chercheurs, Thésards et Techniciens du L. G. I. T., du Centre des Etudes des Phénomènes Aléatoires et Géophysiques (C. E. P. H. A. G.), et du Département Génie - Civil de l'E. N. P., qui ont contribué de près ou de loin au succès de cette thèse, mais je n'ai pas moins de reconnaissance et de gratitude à exprimer pour l'aide et la sympathie de chacun.

Je voudrai aussi remercier monsieur Bagher MOHAMMADIOUN, qui m'a très gentiment permis de disposer de données accélérométriques qui ont été un complément non négligeable au jeu déjà existant au L. G. I. T.

J'ai hautement apprécié le support financier du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique, sans lequel ce travail n'aurait peut être jamais été entrepris.

## RESUME

La définition du mouvement sismique représente une étape fondamentale dans le processus d'analyse dynamique des structures. Le but de ce travail est l'élaboration d'une méthodologie de caractérisation et de simulation d'enregistrements accélérométriques considérée dans le cadre général de la théorie des processus aléatoires nonstationnaires. Une attention particulière est portée au développement de méthodes pour la détermination des contenus spectraux dans le plan temps - fréquence et des phases des mouvements sismiques nonstationnaires. Sur la base de cette caractérisation, diverses méthodes sont élaborées pour la simulation monodimensionnelle et bidimensionnelle des accélérations sismiques. Un modèle de spectre évolutif est proposé et ajusté pour diverses catégories site - distance - magnitude. Enfin, ce modèle est étendu aux accélérations sismiques de fortes magnitudes en champ proche synthétisés par la méthode des fonctions de Green.

**CHAPITRE I :  
INTRODUCTION GENERALE**

**CHAPITRE II :  
ETAT DE L'ART DANS  
LA MODELISATION STOCHASTIQUE**

<b>II-1 MOTIVATIONS POUR LA SIMULATION DES SEISMES.....</b>	<b>II-1</b>
<b>II-2 ANALYSE DES RECHERCHES PRECEDENTES:.....</b>	<b>II-2</b>
II-2-1 Nonstationnarité en amplitude seulement.....	II-3
II-2-2 Utilisation de différents modèles de filtres.....	II-4
II-2-3 Nonstationnarité en amplitude et fréquence.....	II-5
Description purement stochastique.....	II-5
Information contenue dans les phases.....	II-6
Description physique.....	II-8
<b>II-3 RESUME ET CONCLUSIONS.....</b>	<b>II-10</b>

**CHAPITRE III  
CARACTERISATION NONSTATIONNAIRE  
DES ENREGISTREMENTS DE TREMBLEMENTS DE TERRE**

<b>III-1 CARACTERISTIQUES DES ENREGISTREMENTS SISMIQUES.....</b>	<b>III-1</b>
III-1-1 Caractère transitoire.....	III-1
III-1-2 Variations temporelles du contenu spectral.....	III-2
III-1-3 Processus à moyenne nulle.....	III-3
III-1-4 Atténuation.....	III-3
<b>III-2 NOTIONS DE BASES.....</b>	<b>III-3</b>
III-2-1 Densité de probabilité.....	III-3
III-2-2 Fonctions moments.....	III-4
III-2-3 Fonction d'une variable aléatoire.....	III-5
III-2-4 Processus aléatoire stationnaire.....	III-6
III-2-5 Ergodicité.....	III-6
III-2-6 Propriétés de la fonction d'autocorrélation.....	III-7
III-2-7 Décomposition spectrale.....	III-8
III-2-7-1 Cas des processus stationnaires.....	III-8
III-2-7-2 Cas des processus nonstationnaires.....	III-9



<b>IV-5 ASPECTS NUMÉRIQUES DE LA PROCÉDURE DE SIMULATION.....</b>	<b>IV-21</b>
IV-5-1 Evaluation des paramètres des fenêtres considérées.....	IV-23
<b>IV-6 TEST DU MODELE.....</b>	<b>IV-24</b>
IV-6-1 Critères de simulation.....	IV-26
IV-6-1-1 Pic d'accélération (PGA) et temps d'occurrence.....	IV-26
IV-6-1-2 La fonction CRF.....	IV-29
IV-6-1-3 Spectre de réponse élasto-plastique.....	IV-31
<b>IV-7 RESUME ET CONCLUSIONS.....</b>	<b>IV-32</b>

**CHAPITRE V  
EXTENSION DU MODELE DE SIMULATION  
AU CAS BIDIMENSIONNEL**

<b>V-1 BUT RECHERCHE.....</b>	<b>V-1</b>
<b>V-2-FONDEMENTS.....</b>	<b>V-3</b>
<b>V-3 ANALYSE NONSTATIONNAIRE BIDIMENSIONNELLE DES MOUVEMENTS SISMIQUES .....</b>	<b>V-3</b>
V-3-1 Caractérisation par composition des spectres physiques.....	V-4
V-3-2 Caractérisation par composition des harmoniques nonstationnaires.....	V-6
V-3-3 Caractérisation par composition des énergies moyenne instantanées.....	V-7
V-3-4 Caractérisation par composition des énergies totales moyennes.....	V-8
<b>V-4 DETERMINATION DES DIRECTIONS DOMINANTES.....</b>	<b>V-9</b>
V-4-1 Directions dominantes optimisant le spectre physique.....	V-10
V-4-2 Directions dominantes optimisant les amplitudes des ondes constitutives.....	V-11
V-4-3 Directions dominantes optimisant l'énergie moyenne instantanée.....	V-12
V-4-4 Directions dominantes optimisant l'énergie totale moyenne.....	V-12
<b>V-5 EXTENSION DU MODELE DE SIMULATION NONSTATIONNAIRE AU CAS BIDIMENSIONNEL.....</b>	<b>V-13</b>
V-5-1 Procédure numérique de simulation nonstationnaire bidimensionnelle..	V-14
V-5-2 Accélérogrammes originaux optimisés.....	V-15
V-5-2-1 Accélérogrammes originaux à spectres physiques optimisés.....	V-16
V-5-2-2 Accélérogrammes originaux à amplitudes spectrales optimisée.....	V-18
V-5-2-3 Accélérogrammes originaux à énergies instantanées moyennes optimisées.....	V-19
V-5-2-4 Accélérogrammes originaux à énergies totales optimisées.....	V-20
V-5-3 Test du modèle.....	V-21
V-5-3-1 Simulation d'accélérogrammes à spectres physiques optimisés.....	V-22
V-5-3-2 Simulation d'accélérogrammes à amplitudes spectrales optimisées.....	V-24

V-5-3-3 Simulation d'accélérogrammes à énergie instantanées moyennes optimisées.....	V-26
V-5-3-4 Simulation d'accélérogrammes à énergie totales optimisées.....	V-27
V-5-4 Comparaison des résultats obtenus par les quatre approches.....	V-29
<b>V-6 RESUME ET CONCLUSIONS.....</b>	<b>V-31..</b>

**CHAPITRE VI**  
**MODELE DE SPECTRE PHYSIQUE AJUSTE POUR**  
**DIFFERENTES MAGNITUDES, DISTANCES EPICENTRALES**  
**ET CONDITIONS LOCALES DE SOL**

<b>VI-1 METHODOLOGIE SUIVIE POUR L'ESTIMATION DES PARAMETRES DU MODELE DE SPECTRE PHYSIQUE.....</b>	<b>VI-2</b>
<b>VI-2 PRESENTATION DU MODELE DE SPECTRE PHYSIQUE.....</b>	<b>VI-3</b>
<b>VI-3 REPARTITION ET TRAITEMENT DES DONNEES.....</b>	<b>VI-4</b>
VI-3-1 Sélection des classes de données.....	VI-4
VI-3-2 Traitement des données.....	VI-4
<b>VI-4 EVALUATION STATISTIQUE DES PARAMETRES DU MODELE.....</b>	<b>VI-5</b>
VI-4-1 Méthodologie suivie pour l'évaluation des paramètres.....	VI-5
VI-4-2 Discussion des résultats obtenus.....	VI-6
VI-4-2-1 La fréquence moyenne $f_M^0$ .....	VI-7
VI-4-2-2 La dispersion $f_M^S$ .....	VI-8
VI-4-2-3 Le paramètre $\alpha$ .....	VI-8
<b>VI-5 LE MODELE DE SPECTRE PHYSIQUE.....</b>	<b>VI-9</b>
VI-5-1 Influence de la magnitude.....	VI-9
VI-5-2 Influence de la distance épacentrale.....	VI-10
VI-5-3 Influence des conditions locales de site.....	VI-10
VI-5-4 Analyse de la durée par bandes fréquentielles.....	VI-11
VI-5-4-1 Calcul des durées par plages de fréquences (autre caractérisation de la nonstationnarité).....	VI-12
Méthode utilisée.....	VI-13
VI-5-4-2 Discussion des résultats.....	VI-13
VI-5-5 Simulation d'accélération sismiques.....	VI-14
<b>VI-6 INFLUENCE DE LA NONSTATIONNARITE SUR LE COMPORTEMENT NONLINEAIRE DES STRUCTURES....</b>	<b>VI-15</b>
<b>VI-7 CONCLUSIONS.....</b>	<b>VI-17</b>

**CHAPITRE VII  
CARACTERISATION DES MOUVEMENTS  
EN CHAMP PROCHE PAR  
LA METHODE DES FONCTIONS DE GREEN EMPIRIQUES**

<b>VII-1 PRESENTATION DE LA METHODE DES FONCTIONS DE GREEN EMPIRIQUES.....</b>	<b>VII-1</b>
VII-1-1 Lois de similitudes.....	VII-2
VII-1-2 Relation entre les fonctions sources du petit et du grand évènement....	VII-3
VII-1-3 Effet du décalage temporel $\tau_e$ .....	VII-5
<b>VII-2 APPLICATION DE LA METHODE POUR LA SYNTHETISATION DES MOUVEMENTS DE FORTES MAGNITUDES EN CHAMP PROCHE .....</b>	<b>VII-6</b>
VII-2-1 Methodologie retenue.....	VII-6
<b>VII-3 PARAMETRES DU MODELE DE SPECTRE PHYSIQUE.....</b>	<b>VII-8</b>
VII-3-1 Paramètres fréquentiels $f^0$ et $f^S$ .....	VII-8
VII-3-2 Paramètre énergétique $\alpha$ .....	VII-8
VII-3-3 Simulation d'accélération sismiques.....	VII-9
VII-3-4 Durées par bandes fréquentielles.....	VII-9..
<b>VII-4 CONCLUSION.....</b>	<b>VII-10</b>

**CHAPITRE VIII  
CONCLUSIONS GENERALES**

<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>	<b>B-1 à B-6</b>
<b>ANNEXES.....</b>	<b>A-1 à A-6</b>

**CHAPITRE I:  
INTRODUCTION GENERALE.**

La majorité des infrastructures industrielles et socio - économiques de l'Algérie est localisée dans les régions urbaines ayant connu dans le passé lointain des séismes de fortes intensités : Oran ( 09 / 10 / 1790), Chlef (09 / 09 / 1954), Alger (03 / 02 / 1716), Blida (02 / 03 / 1825), Batna (16 / 03 / 1925) et Annaba (29 / 11 / 1887) entre autres (Benhallou, 1985), causant des pertes considérables en vie humaines et matérielles grevant souvent lourdement le plan de développement des zones considérées.

De plus, la nécessité de mettre en oeuvre une stratégie de prévention contre de telles calamités, la conception de constructions nouvelles et l'évaluation de la résistance sismique des structures existantes passent inévitablement par le développement et la mise en oeuvre de connaissances scientifiques dans le domaine de la caractérisation et la simulation des mouvements forts du sol en champ proche, un des défis majeurs de la sismologie appliquée à l'art de l'ingénieur.

En effet, les mouvements forts du sol produits par des tremblements de terre, sont généralement irréguliers et ont l'apparence de fonctions temporelles aléatoires. La nature extrêmement variable des paramètres qui les caractérisent rend leur description très difficile.

Par ailleurs, les variations temporelles et fréquentielles, caractérisant les accélérations sismiques, peuvent varier selon la zone de risque, tout comme le degré d'excitation des forces qui en découlent. Afin d'atténuer de telles incertitudes, et devant l'impossibilité de prédire de manière déterministe les tremblements de terre, il est utile d'avoir recours à des approches stochastiques pour leur description.

Le but de notre travail est justement de proposer un modèle pour la caractérisation et la simulation des accélérations sismiques, considérées dans un cadre plus général comme des processus aléatoires nonstationnaires. Un tel modèle doit pouvoir prendre en compte de manière implicite les effets de la source sismique, de la propagation à travers les structures de la croûte terrestre ainsi que ceux des formations superficielles au voisinage immédiat du site d'enregistrement.

A l'inverse, nous devons pouvoir, à l'aide d'outils appropriés et de manière artificielle, générer des signaux sismiques dont les caractéristiques soient compatibles avec celles des accélérations originales enregistrées.

En plus de l'aspect monodimensionnel, nous prenons en compte l'aspect multicomposantes du mouvement sismique en un site donné à travers quatre critères de caractérisation spectrale et interspectrale, en nous limitant à l'aspect bidimensionnel, par la seule prise en considération des deux composantes enregistrées au site de construction, dans le plan horizontal.

C'est ainsi, que dans le chapitre II, nous présentons un résumé des différentes investigations qui ont été menées dans le domaine de la modélisation des mouvements forts de sol dûs aux séismes. Nous insistons sur les études qui ont contribué à mettre en relief l'interprétation physique des phases contenues dans les signaux sismiques.

Le chapitre III présente les notions de base relatives à la théorie des processus aléatoires nonstationnaires dont nous faisons usage dans les divers développements théoriques de ce travail. Par ailleurs, nous faisons une analyse critique des diverses procédures développées pour la caractérisation des contenus fréquentiels des processus aléatoires nonstationnaires. A l'issue de cette analyse, nous portons notre choix sur le concept de spectre physique, qui nous semble être l'outil le plus approprié pour la description du caractère évolutif du contenu spectral de tels processus. La définition d'une fenêtre temporelle étant nécessaire pour l'évaluation du spectre physique, nous en donnons brièvement les notions fondamentales.

Nous élaborons dans le chapitre IV, un modèle stochastique pour les accélérations sismiques incluant l'outil sélectionné au chapitre III. Nous montrons que pour traduire les variations nonstationnaires des amplitudes temporelles, ce modèle nous dispense de l'utilisation d'une fonction enveloppe par sa prise en compte de manière implicite à travers les fluctuations des amplitudes des différents composantes fréquentielles. Pour trois différentes fenêtres temporelles, dont les paramètres de forme sont adéquatement évalués au préalable, nous testons le modèle stochastique à travers son aptitude à reproduire des accélérogrammes simulés ayant des caractéristiques intrinsèques similaires à celles des enregistrements originaux, et les mêmes effets dynamiques sur les structures. A l'issue de ce test, nous portons notre choix sur la fenêtre temporelle qui conduit aux résultats les plus satisfaisants.

La prise en considération des effets du processus de rupture sur la faille et de la propagation se traduit par les délais de groupes gérés par trois fonctions de densité de probabilité pour les phases, les différences de phases et les dérivées de phases respectivement.

En ne prenant en considération que les vibrations du sol dans le plan horizontal, nous proposons dans le chapitre V, une extension du modèle stochastique au cas bidimensionnel. Nous sommes alors amenés à développer au préalable les outils de caractérisation des accélérations sismiques dans n'importe quelle direction du plan, à travers quatre critères différents qui sont : le spectre physique, les amplitudes temporelles des composantes fréquentielles, l'énergie moyenne instantanée et l'énergie moyenne totale. Pour chacun des quatre critères considérés, nous favorisons deux directions dominantes, selon lesquelles les accélérations originales sont optimisées. Une procédure de simulation nonstationnaire bidimensionnelle est alors proposée, sur la base des développements théoriques élaborés pour chaque critère. De même que pour le modèle stochastique monodimensionnel, nous testons la procédure de simulation dans le cas bidimensionnel, en faisant usage successivement des trois distributions de phases pour chacune des trois fenêtres temporelles considérées tour à tour. L'analyse des résultats conduit au choix d'un couple "fenêtre-distribution de phases" qui donne les résultats les plus probants.

Afin de généraliser l'utilisation des modèles stochastiques développés ci-dessus, nous avons été amené à caractériser les amplitudes dans le plan temps-fréquence en fonction de la magnitude, la

distance épacentrale et les conditions locales de site à travers une étude statistique menée sur un jeu de données mondial. En effet, dans le chapitre VI, nous développons un modèle , utilisant deux paramètres fréquentiels et un paramètre énergétique, pour l'estimation des valeurs du spectre physique. Les paramètres sont alors ajustés pour différentes classes site-distance épacentrale-magnitude.

Par ailleurs, une durée plus ou moins longue de l'excitation sismique, peut avoir des conséquences relativement très différentes sur la réponse d'une structure, compte tenu des dommages cumulés par celle-ci durant le mouvement. Afin de tenir compte de l'influence de chaque composante fréquentielle sur la réponse d'une structure, nous définissons les durées par bande fréquentielles, pour chaque classe d'accélérogrammes en utilisant le modèle de spectre physique associé. De même, en utilisant les accélérations simulés dans chacune des classes, nous analysons l'importance de l'effet de la nonstationnarité sur la réponse de systèmes nonlinéaires.

Dans le chapitre VII, nous présentons plus particulièrement l'accélération des mouvements sismiques de fortes magnitudes en champ proche. Du fait que nous ne disposons pour ces classes, d'aucun enregistrement accélérométrique, nous sommes amenés à les générer de manière artificielle en utilisant une technique dérivée de la méthode dite des fonctions de Green. Nous utilisons comme fonction de Green les enregistrements en champ proche de magnitudes modérées. Nous appliquons alors la même méthodologie que précédemment pour la modélisation des spectres physiques de ce classes. De même, nous définissons les durées par bande fréquentielle, et nous analysons l'effet de la nonstationnarité sur la réponse nonlinéaire des structures.

**CHAPITRE II :**

**ETAT DE L'ART DANS LA  
MODELISATION STOCHASTIQUE.**

Le but de ce travail est de développer des accélérogrammes aussi réalistes que possible dans le but de permettre une analyse dynamique des structures. Dans ce cadre, les raisons qui ont conduit au développement de la simulation sont d'abord examinées dans la section II-2. Par la suite, un résumé de l'état des recherches dans le domaine de la simulation stochastique des mouvements du sol dus aux tremblements de terre est proposé dans la section II-3. Finalement, à titre de conclusion de ce chapitre, des remarques sont présentées dans la dernière section.

## II-1 MOTIVATIONS POUR LA SIMULATION DES SEISMES

La majorité des zones urbaines ayant connus des séismes de fortes intensités, ont enregistré à la suite de ces derniers, des pertes en vies humaines et matérielles, en proportion directe avec la densité des infrastructures industrielles et socio-économiques. Ainsi, la nécessité de mettre en oeuvre une stratégie de prévention contre de telles calamités, la conception de constructions nouvelles et l'évaluation de la résistance sismique des structures existantes passent inévitablement par le développement et la mise en oeuvre de connaissances scientifiques dans le domaine de la caractérisation et la simulation des mouvements forts du sol en champ proche, un des défis majeurs de la sismologie appliquée à l'art de l'ingénieur.

La caractérisation de la sollicitation est une des étapes du dimensionnement des structures sous excitations sismiques. Bien que qualitativement comprise, cette étape au même titre que les autres ne peut pour l'heure être définie de manière totalement déterministe en prenant en compte l'influence de tous ses paramètres caractéristiques. De plus, dans le cas des tremblements de terre, la nature aléatoire de ces derniers complique encore plus le choix des sollicitations à retenir pour le calcul des structures.

La seule alternative pour aborder de tels problèmes consiste alors en des approches stochastiques ou probabilistes. De nombreuses investigations ont été faites dans ce domaine, et les différents modèles qui ont été suggérés sont classés en deux grandes catégories. Ces modèles ne peuvent s'élaborer, tant dans le domaine temporel que dans le domaine spectral, que sur la base d'informations puisées dans les enregistrements obtenus jusqu'ici.

Ainsi, la rareté des enregistrements de tremblements de terre, le caractère aléatoire des événements passés et la complexité dans la prédiction des événements futurs, ont été les premières motivations pour le développement des techniques de simulations. De même, l'utilisation croissante de l'analyse dans le domaine temporel des structures complexes, couplée avec l'avènement d'ordinateurs de plus en plus performants ont été des facteurs qui ont grandement motivé le développement des études pour la génération artificielle des tremblements de terre. L'utilisation directe d'enregistrements déjà acquis comme input d'un tremblement de terre futur pouvant avoir lieu dans un site différent, et ce pour un mécanisme de source probable différent n'est pas intellectuellement satisfaisante.

Evidemment, le degré de conservatisme inhérent à une telle procédure n'est pas connu et peut conduire à des mouvements très différents de ceux requis pour une bonne sécurité de l'ouvrage concerné.

Une approche probabiliste donne en principe une solution beaucoup plus rationnelle du problème, à condition que les incertitudes qui lui sont associées puissent être adéquatement traitées par l'évaluation de paramètres stables. A l'inverse des techniques déterministes, les procédures probabilistes permettent une estimation quantitative de la fiabilité du niveau de performance des structures. En conséquence, il devient alors en principe possible de quantifier le risque associé à l'analyse d'une structure donnée et d'en déduire effectivement une analyse coût/bénéfice. Le développement d'un modèle stochastique pour les accélérations sismiques est un pas vers cette méthodologie générale d'analyse para sismique.

De plus, la tendance à vouloir évaluer l'excitation sismique optimale pour un meilleur calcul des structures nous pousse à puiser au maximum dans les développements récents de la théorie des processus aléatoires afin de dimensionner et représenter avec le plus de précision possible, à partir des données en notre possession, les sollicitations sismiques optimales à mettre en oeuvre pour une plus grande sécurité des structures qui y seront sujettes dans le futur.

En outre, il est important de souligner le manque d'informations très fréquent sur les mouvements forts du sol en champ proche causés par des séismes majeurs, soit localisés dans une région insuffisamment instrumentée, en raison par exemple de sa faible sismicité, soit non enregistrés en raison de la défaillance technique d'appareils d'enregistrement sismique lors de son occurrence (cas du séisme d'El-Asnam du 10 Octobre 1980 de magnitude  $M_s = 7$ ). Il s'agit là aussi de pouvoir pallier cet inconvénient en trouvant des solutions adéquates et cohérentes avec les phénomènes physiques qui régissent les mouvements sismiques dans de telles régions. La seule alternative consiste à extrapoler les données déjà existantes correspondant à des distances similaires et à des événements plus modérés, de manière à recouvrir l'évènement majeur dont nous ne disposons hélas d'aucune trace sinon les milliers de victimes et les dégâts relativement importants qui sont occasionnés alors.

## **II-2 ANALYSE DES RECHERCHES PRECEDENTES:**

A la lumière de ce qui précède, il n'est pas surprenant que la simulation stochastique des mouvements forts dûs aux tremblements de terre aie représenté un pôle d'intérêt pour nombre de chercheurs. Nous nous proposons dans ce paragraphe de présenter et discuter très brièvement certaines des nombreuses investigations qui ont été faites ces trente dernières années, en les présentant par catégories de méthodes.

## II-2-1 Nonstationnarité en amplitude seulement.

Les premiers modèles pour la simulation stochastique, sont principalement basés sur la modulation de bruits par des enveloppes temporelles traduites par des fonctions déterministes dont les expressions ont été exprimées de diverses façons. C'est ainsi que des modèles stationnaires et nonstationnaires ont été proposés. Les modèles stationnaires, basés sur une fonction de densité spectrale de puissance constante, prirent diverses formes : processus Gaussien utilisés par Jennings et al. (1969), Ruiz et Penzien (1974), Tung et al (1991) entre autres, et processus de Poisson filtrés employés par Cornell (1964), Gungor (1971), Alcon et Saragoni (1980) entre autres.

Pour les modèles à processus Gaussien, il s'agit essentiellement de former une séquence de nombres aléatoires dont la distribution est Gaussienne, et de multiplier ensuite cette séquence de nombres par une enveloppe temporelle qui assure le caractère transitoire du signal ainsi obtenu.

Les modèles à processus de Poisson filtrés, sont représentés par une série d'impulsions dont les amplitudes sont générées de manière aléatoire, et dont les temps d'occurrences suivent une distribution de Poisson. Un filtrage est effectué pour ne prendre en considération que la bande fréquentielle d'intérêt.

Les réponses des structures à de telles excitations sont calculées de manière classique en les convoluant avec une fonction impulsionnelle donnée. Cela a conduit, par voie de conséquence, à la définition de diverses fonctions enveloppes pour représenter les tremblements de terre pour différents niveaux d'énergies et différentes distances à la faille. Un résumé de telles fonctions enveloppes a été donné par Kubo et Penzien (1976).

Malgré leur utilisation dans de nombreux domaines des sciences de l'ingénieur (tel que simulation des ondes océaniques, turbulences atmosphériques, ...), de tels modèles se sont révélés inadéquats pour la description du mouvement sismique du fait qu'ils occultent les variations du contenu fréquentiel.

D'autres chercheurs ont utilisés des procédures respectant une certaine cohérence avec la moyenne statistique des propriétés des tremblements de terre passés (Barstein, 1960 et Bolotin, 1960).

La fonction d'autocorrélation considérée pour le processus modulé a été prise de la forme suivante:

$$R_{xx}(\tau) = Ae^{-\alpha|\tau|} \cos(\theta\tau) \quad (\text{II-1})$$

Etant dans l'impossibilité à l'époque de caractériser le mécanisme fondamental de la source et considérant que les précédents modèles de simulations sont inadaptés pour une génération réaliste de mouvements forts du sol, Iyengar R. N. et Iyengar S. R. (1969) se sont basés, pour traduire la nonstationnarité, sur l'analyse des séismes disponibles alors, à travers des paramètres tels que le nombre de passage par zero  $N_0$  et le nombre d'extrêma  $N_m$  exhibés par les oscillations dans un intervalle donné, ainsi que  $t_m$  le temps d'occurrence du pic d'accélération. Ils définissent, pour un accélérogramme donné, une variance  $V(t)$  fonction du temps en moyennant, de manière directe, ses valeurs sur de courts intervalles successifs (1sec. pour les accélérogrammes longs et 0.2 sec. pour les accélérogrammes courts). Ils suggèrent la forme fonctionnelle suivante :

$$V(t) = (a_1 + a_2 t) e^{-pt} \quad (II-2)$$

Les paramètres  $a_1$ ,  $a_2$  et  $p$  sont estimés en fonction des paramètres  $N_0$ ,  $N_m$  et  $t_m$ . L'accélérogramme est alors exprimé comme un bruit blanc pondéré par l'enveloppe temporelle déterministe  $V(t)$ .

Alternativement, Bogdanoff et al. (1961) ont proposé de modéliser directement les fonctions membre du processus en sommant un certain nombre de fonctions aléatoires modulées dont les paramètres ont des distributions de probabilités connues. En suivant la même procédure, Hsu et Bernard (1978) ont dérivé une fonction de densité de probabilité pour des fréquences aléatoires en justifiant le modèle sur la base du critère de Levy et al. (1971).

## II-2-2 Utilisation de différents modèles de filtres,

Afin de pouvoir répondre aux critères d'exigence édictés par les normes en vigueur en ce qui concerne les installations nucléaires, Newmark et al. (1973), ont caractérisé les accélérogrammes à travers la relation directe qui existe entre les amplitudes des spectres de vitesse et celles des spectres de Fourier (Hudson, 1962). Beaucoup d'efforts ont été fait dans cette direction: Vanmarcke et Cornell (1972), Hadjian (1972), Tsai (1972), Rizzo et al. (1973) et Olafsson (1992). Cette technique consiste en la génération d'un signal d'un bruit blanc filtré par un filtre ARMA. Cela conduit à des échantillons de la forme suivante :

$$x(t_j) = g(t_j) \left| \Psi(B) a(t_j) \right| \quad (II-3)$$

$g(t)$  est une fonction enveloppe positive;  $a(t)$  un bruit blanc et  $\Psi(B)$  une fonction de transfert du modèle ARMA ayant la forme

$$\Psi(B) = 1 + \sum_{k=1}^K B^k \Psi_k \quad (II-4)$$

Il est important de noter que tous ces modèles restreignent les processus d'input à une classe spécifique d'accélérogrammes dont le contenu spectral est constant et dont les caractéristiques ne sont évaluées qu'en termes d'amplitudes temporelles et spectrales.

En sélectionnant des sismogrammes enregistrés lors d'explosions nucléaires, sur alluvions d'une part et sur sites rocheux d'autre part, Baudet (1970) a caractérisé les paramètres, variant en fonction du temps, du filtre analogique qu'il a élaboré. Les sismogrammes artificiels sont produits en filtrant un bruit blanc à l'aide de ce filtre analogique, les amplitudes des sismogrammes sont, par la suite, ajustés en comparant dans le domaine spectral les amplitudes en hautes et basses fréquences à celles des sismogrammes réellement enregistrés.

De telles modélisations ne prennent pas en compte l'évolution temporelle du contenu spectral, ni les propriétés cachées des phases contenues dans les divers ondes constitutives du signal sismique.

### II-2-3 Nonstationnarité en amplitude et fréquence.

#### Déscription purement stochastique.

Les premiers développements analytiques concernant le caractère évolutif des contenus spectraux des processus nonstationnaires, nous sont donnés par Page (1952). Par la suite, Cramer (1960) et Priestley (1965) ont fourni les premiers développements qui ont permis une meilleure application dans le domaine de la simulation des mouvements forts du sol. C'est ainsi que Liu (1970) a utilisé le concept de processus nonstationnaires dit séparables ou uniformément modulés pour caractériser l'enveloppe temporelle à travers l'expression de la représentation spectrale donnée par Priestley. En appliquant cette représentation spectrale à un accélérogramme, il obtient l'expression suivante :

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t,f) e^{-j2\pi ft} dZ(f) \quad (\text{II-5})$$

où  $dZ(f)$  est un processus qui s'exprime comme suit :

$$dZ(f) = F(f) df \quad (\text{II-6})$$

$F(f)$  étant la transformée de Fourier d'un processus stationnaire.

Il divise alors l'accélérogramme en trois parties distinctes. Pour chaque partie, il exprime l'accélérogramme  $x(t)$  comme suit :

$$x(t) = \sqrt{c(t)} n(t) \quad (\text{II-7})$$

où  $n(t)$  est un signal stationnaire dont la transformée de Fourier n'est autre que  $F(f)$ . Il donne une expression analytique à la fonction  $c(t)$  et en détermine les paramètres par moindres carrés en la comparant à l'enveloppe temporelle de l'accélérogramme original considéré. En répétant cette opération pour chaque tronçon, il explicite la formulation mathématique de l'enveloppe temporelle pour l'ensemble de l'accélérogramme. Il est à remarquer, en comparant les équations II-5 et II-7, que la fonction  $c(t)$  correspond à la fonction  $A(f,t)$ . Ainsi, le spectre évolutif de l'accélérogramme obtenu n'est autre que  $c(t) F(f)$ . On remarquera que ce spectre a une forme constante sur toute la bande fréquentielle d'intérêt, sauf que les amplitudes sont modulées par l'enveloppe temporelle  $c(t) = A(f,t)$  quelque soit la valeur de la fréquence  $f$  dans l'intervalle d'intérêt.

D'autres procédures de simulation ont été élaborées de manière à caractériser la nonstationnarité des mouvements sismiques telles que celles préconisées par Kameda (1975), Hoshiya (1975, 1982), Kanda et al (1983), Cakmak et Sherif (1984), Schüeller et Praddlwaeter (1988), Bouc et Defilippi (1993) entre autres.

Nous insisterons sur les procédures qui prennent en considération les propriétés des phases qui ont commencé à être mises en relief en 1978 par une équipe de chercheurs japonais.

### **Information contenue dans les phases.**

Dans l'analyse des mouvements sismiques, les phases ont longtemps été considérées comme étant sans caractères, seules les amplitudes tant dans le domaine temporel que dans le domaine spectral étaient prises en considération. A la fin des années 70, des chercheurs japonais (Katukura, Izumi, Watanabe, 1978 et 1980) mettent en évidence le lien entre les phases et la nonstationnarité des mouvements sismiques. En utilisant un modèle de source en dislocation et en prenant une rampe comme fonction source, ils quantifient le déplacement sur la faille à l'aide du théorème de représentation (Aki et Richards, 1980) et l'expriment dans le domaine spectral. Ainsi, il leur est facile d'en extraire à travers les temps d'arrivées des diverses ondes, l'information sur les phases, dont les dérivées par rapport à la fréquence, représentent les délais de groupes de ces ondes qui partent de la source. En donnant plusieurs valeurs au temps de montée, ils remarquent, et ce pour une vitesse de rupture constante, que les délais de groupes associés à chaque fréquence, sont en moyenne égaux à la valeur moitié de celle du temps de montée.

Par ailleurs, en faisant varier la vitesse de rupture, les différences constatées entre les valeurs des délais de groupes sont principalement dues à celles des durées de ruptures. De même, plus la vitesse de rupture est petite, plus les variations des délais de groupes entre les différentes harmoniques sont grandes. Ce qui permet de conclure à l'existence d'une relation directe entre la vitesse de rupture et les délais de groupes.

Ainsi, les délais de groupes des différentes harmoniques dépendent du temps de montée et du temps de rupture, c'est-à-dire des dimensions de la faille et de la vitesse de rupture. Les microstructures semblent n'avoir aucune incidence sur les délais de groupes. Inversement, ils mettent en relief que les dérivées des phases du signal analytique associé à un signal sismique contrôle la forme du spectre de Fourier de ce dernier de la même manière que les dérivées du spectre de Fourier contrôlent la forme de l'enveloppe temporelle.

D'un autre côté, en calculant les délais de groupes pour des accélérogrammes réels, ils montrent que les valeurs des délais de groupes pour les différentes harmoniques constitutives sont pratiquement concentrés dans la zone temporelle des mouvements forts. Par la suite, en sélectionnant des groupes d'ondes pour six bandes fréquentielles, ils remarquent que les délais de groupes pour ces bandes respectives, sont concentrées dans les phases de mouvements forts des signaux temporels qui leur sont associés respectivement.

Ces résultats très significatifs, mettent en relief que les dérivées de phases ont des propriétés intimement liées aux caractéristiques de source. Il serait très utile de développer des études complémentaires relatives à l'influence d'autres paramètres de source sur les formes temporelles des accélérogrammes. Ces résultats ont donné un nouvel élan dans le domaine de la simulation des mouvements forts dûs aux séismes. Nombre d'investigateurs ont en fait usage, et parmi eux, Katukura (1982), propose une technique pour la simulation de mouvements nonstationnaires à partir d'un modèle de faille en dislocation, Ohsaki et al. (1978, 1979) montrent que les différences de phases semblent être caractérisées par une distribution de probabilité comparable à la distribution normale. Par la suite, ils ont utilisé ce résultat pour améliorer les techniques de simulation déjà existantes (Ohsaki et al 1978, 1984), dans la mesure où l'utilisation d'enveloppes temporelles est maintenant remplacée la prise en compte d'une distribution Gaussienne des différences de phases, dont les moments d'ordre 1 et 2 sont justement ceux de l'enveloppe temporelle. Cette technique assure une génération de mouvements artificiels, dont les caractéristiques temporelles et fréquentielles sont globalement compatibles avec celles des accélérogrammes considérés.

En modélisant la partie des mouvements forts des accélérations sismiques comme des bruits blancs Gaussien modulés par une enveloppe temporelle, Nigam (1982, 1984) montre en se basant sur la théorie des processus aléatoires (Svesnikov, 1966) que la fonction de densité de probabilité des dérivées de phases du processus ainsi obtenu dépend effectivement des trois premiers moments de l'enveloppe temporelle et en donne l'expression analytique. Il compare alors les résultats des développements théoriques et ceux déduits des accélérogrammes réels enregistrés sur sols rigides, et trouve entre eux une bonne similitude. Il éclaire ainsi l'opinion scientifique sur la formulation théorique de la distribution des dérivées de phases mais pour le cas d'un accélérogramme obtenu à partir d'un bruit Gaussien modulé uniformément en amplitude. Nous verrons plus loin, comment appliquer ce concept de distribution de dérivées de phases pour un modèle beaucoup plus élaboré.

En faisant usage de la transformée de Fourier classique, deux types de procédures de simulation sont utilisées par Kubo (1984) pour mettre en relief l'importance des phases et des amplitudes dans le domaine fréquentiel. La première consiste à calculer les valeurs des phases de la Transformée de Fourier (TF) d'un enregistrement réel donné, et de les substituer dans les TF d'autres enregistrements sans modifier les valeurs de leurs amplitudes respectives. Par transformées inverses des TF ainsi composées, il obtient des signaux dont la forme des fonctions d'énergie cumulées normalisées sont identiques, alors que les spectres de réponses élastiques associés à ces signaux, sont très différents. De même, dans la deuxième méthode, il substitue cette fois les amplitudes du spectre de Fourier de l'enregistrement sélectionné en maintenant les phases réelles de ces enregistrements inchangées. Il obtient ainsi, les conclusions inverses de la première méthode, à savoir que les formes des courbes retraçant l'énergie cumulée normalisées sont complètement différentes, alors que les spectres de réponse élastiques, obtenus à partir de ces deux signaux, ont des formes très proches. Il en conclue que la distribution de l'énergie dans le domaine temporel est régie par les propriétés des phases dans le domaine fréquentiel, tandis que les amplitudes dans ce même domaine, régissent la distribution de l'énergie associée aux fréquences. Mathématiquement parlant, l'analyse des mouvements forts de sols dûs à un tremblement de terre à travers les seules amplitudes spectrales exclue la deuxième moitié de l'information qui elle est contenue dans les phases.

Fort des considérations théoriques ci-dessus qui mettent en relief toute l'importance des phases pour la caractérisation et la simulation des mouvements sismiques, Yokoyama et al. (1988), ont mené une régression multilinéaire sur une banque de données composée d'accélérogrammes obtenus du Japon, des USA et de Grèce, pour ajuster les valeurs des différences de phases en fonction de la magnitude, de la distance à la faille et des conditions locales de site. Cette étude leur a permis sur la base de la technique proposée par Ohsaki, de simuler des accélérations sismiques compatibles avec des modèles de spectres de réponse (Ohsaki 1978). Par la suite, une investigation statistique préliminaire a été menée (Menu, 1989) pour caractériser le délai moyen et l'écart-type de la distribution des dérivées de phases en fonction de la magnitude, de la distance épacentrale et des conditions locales de sites : une relation empirique a ainsi été proposée pour la caractérisation des dérivées de phases. Les résultats de cette investigation ont été appliqués à la simulation de mouvements sismiques sur sol rocheux.

### **Description physique.**

En considérant la propagation de rais dans un milieu à deux dimensions dont les interfaces sont planes et partant d'une source en dislocation, Trifunac (1971a et 1971b) exprime l'accélérogramme  $a(t, \Delta)$ , enregistré à une distance  $\Delta$  de la source, en sommant les contributions des ondes de volumes et des ondes de surface. Mathématiquement, cela revient à faire une somme de sinusoides dont les amplitudes nonstationnaires et les phases sont régies respectivement par les amplitudes des

sinusoïdes représentant ces divers types d'ondes et par leurs temps d'arrivées respectifs. La séquence de dislocation sur le segment de faille contenu dans le plan du modèle est générée de manière aléatoire. Pour déterminer les paramètres mis en jeu dans l'expression de l'accélération  $a(t,\Delta)$ , il égale les amplitudes nonstationnaires des sinusoïdes ainsi obtenues à ce qu'il nomme le spectre enveloppe de réponse RES (Trifunac, 1971) qu'il a calculé dans le plan temps-fréquence d'oscillation. Un tel modèle passe par la nécessaire détermination statistique des amplitudes du RES et met en oeuvre des temps de calculs relativement très importants pour des résultats somme toute comparables à ceux obtenus par des méthodes beaucoup plus simples.

Dans le souci de prendre en considération les effets de source et ceux dûs à la radiation des ondes sismiques, d'autres procédures stochastiques de simulation basées sur des modèles sismologiques de spectres de source ont été élaborés par. Boore, 1983 ; Boore et Joyner, 1984 ; Kamae et Irikura, 1992 ; Suzuki et Kiremedjian, 1992 ; Taï et al. (1992) entre autres. Ces modèles sont basés sur l'ajustement du spectre de Fourier en amplitudes d'un bruit blanc Gaussien sur le modèle source en  $\omega^2$  (Aki, 1967 et Brune, 1970) corrigé de la radiation et de l'atténuation anélastique et en hautes fréquences par des termes correctifs appropriés. Une enveloppe temporelle est nécessaire pour traduire le caractère transitoire du signal sismique, celle-ci étant appliquée au bruit avant sa transformation dans le domaine fréquentiel. L'expression générale du spectre de Fourier de l'accélération a alors pour expression :

$$A(f) = C M_0 S(f, f_c) P(f, f_m) \frac{e^{[-2\pi f R / (2Q\beta)]}}{R} \quad (II-8)$$

$S(f, f_c)$  est le terme qui exprime le spectre de source,  $C$  est le facteur qui tient compte de la radiation,  $P(f, f_m)$  est un filtre qui atténue les amplitudes en hautes fréquences et le terme en exponentiel représente l'atténuation anélastique durant le trajet source-récepteur. Le moment sismique est caractérisé par sa valeur  $M_0$ , la fréquence coin est représentée par sa valeur  $f_c$ , cette dernière est inversement proportionnelle au temps de rupture et  $f_m$  représente la fréquence maximum. Papageorgiou et Aki, 1983 attribuent cette fréquence maximum à une atténuation des ondes sismiques au niveau de la source, alors que Hanks (1982) l'attribue à une atténuation due aux couches superficielles près du site d'enregistrement.

Ces modèles ont le mérite de prendre en considération de manière fort simple les principaux paramètres qui entrent en jeu dans le processus de rupture au niveau de la source, mais ne traduisent malheureusement pas la nonstationnarité tant en amplitudes qu'en fréquences. L'utilisation d'une forme théorique d'enveloppe temporelle est donc imposée.

Une autre série de techniques de simulation consiste à sommer sur une même faille principale, les événements élémentaires afin d'obtenir le mouvement caractérisant l'évènement cible que l'on veut atteindre. Sous l'impulsion de Hatzell (1978), plusieurs auteurs se sont dirigés sur cette voie, parmi

eux, Kanamori (1979), Irikura (1982, 1983, 1986, 1992), Tanaka et al. (1984), Wennerberg (1990), Gariel et Mohammadiou (1991) entre autres.

Cette méthode dite des "fonctions de Green empiriques" (FGE), est basée sur les lois de similitude qui lient les paramètres de source des petits événements à ceux de l'évènement majeur qu'on désire simuler (Geller, 1976 ; Kanamori et Anderson, 1976). Les fonctions de Green ne sont autres que les petits événements qui sont déjà enregistrés lors de répliques (qui sont alors les FG "Empiriques"), ou bien tout simplement simulés (qui sont alors les FG "Empiriques"). Il est à remarquer que les FGE peuvent être représentées par des modèles cinématiques de source sismique ( Suzuki. et Hirasawa (1984)Suzuki et Kiremedjian, 1992).

Néanmoins cette approche nécessite la calcul connaissance des paramètres de source des événements élémentaires utilisés comme fonctions de Green, ce qui n'est pas toujours le cas. La technique des fonctions de Green fait encore l'objet d'études visant à en parfaire les fondements théoriques que les aspects pratiques (Riepl et al., 1991, Wajeman et al., 1991, Gariel et Mohammadioun, 1991)

### II-3 RESUME ET CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, les motivations pour le développement des procédures de simulation et un résumé sommaire de l'état de l'art dans la modélisation stochastique des tremblements de terres ont été présentés. Quoiqu'un certain nombre de modèles aient été proposés, il demeure prématuré de les considérer comme hautement représentatifs du phénomène réel. En clair, ils souffrent de manques certains du fait qu'ils sont loin de reproduire adéquatement la variation temporelle du contenu fréquentiel de l'évènement cible. Comme dit précédemment, cette caractéristique est particulièrement importante dans l'analyse de la réponse des structures complexes ou dans l'analyse non-linéaire des structures. De plus la nonstationnarité du contenu spectral et l'absence de consensus parmi les chercheurs pour la recommandation d'un critère pour tester l'applicabilité des divers modèles souligne la nécessité d'une meilleure modélisation mathématique des accélérogrammes.

Néanmoins, une seule chose émerge clairement de tous les modèles mentionnés précédemment : une simulation quantitative est faisable sur la base des événements passés.

La procédure idéale serait de commencer par une étude des mécanismes de sources des tremblements de terres dans le but de définir une forme réaliste de la fonction de densité spectrale de puissance ou de la fonction de corrélation et d'estimer raisonnablement la durée des mouvements forts.

Cependant, avec l'évolution des différents critères et vu le large désaccord entre les modèles de prédiction et les observations sur les mouvements réels, une autre voie pour une autre estimation des accélérogrammes n'est pas à exclure.

Une telle procédure devrait naturellement commencer par la sélection d'échantillons communs de tremblement de terres en utilisant une banque de données et permettrait l'évaluation statistique de la variation temporelle du contenu spectral donnant ainsi une approche réaliste du phénomène étudié.

**CHAPITRE III**

**CARACTERISATION NONSTATIONNAIRE  
DES ENREGISTREMENTS  
DE TREMBLEMENTS DE TERRE.**

Dans ce chapitre, nous développons les outils nécessaires pour la caractérisation nonstationnaire du contenu spectral des mouvements sismiques. Avant toute chose, nous décrivons dans le premier paragraphe, de manière succincte, les caractéristiques propres aux enregistrements des accélérations sismiques.

Par la suite, dans le paragraphe III-2, nous faisons un rappel des notions de bases relatives à la théorie des processus aléatoires qui nous sont utiles pour les développements théoriques de la procédure de caractérisation nonstationnaire.

Dans le paragraphe III-3, nous présentons une analyse critique des principales approches pour la description et l'estimation de l'évolution temporelle du contenu spectral des processus aléatoires nonstationnaires ; par voie de conséquence, nous abordons très brièvement, les aspects de base de la technique de fenêtrage. Nous décrivons à l'issue de ce paragraphe, la procédure que nous appliquons dans la suite de ce travail pour la caractérisation nonstationnaire du contenu fréquentiel des accélérations du sol dues aux séismes. Nous présentons dans le paragraphe III-4, un résumé du chapitre avec les principales conclusions.

### **III-1 CARACTERISTIQUES DES ENREGISTREMENTS SISMIQUES.**

Comme décrit initialement, un séisme est la conséquence d'un glissement le long d'une faille préexistante entre deux compartiments rocheux solidaires précédemment : ce glissement ou cette rupture est provoqué par un soudain déséquilibre de l'état des contraintes dans la croûte terrestre. Les ébranlements ainsi produits, donnent naissance à des ondes sismiques qui se propagent de la source aux sites d'enregistrements. Le mouvement en un point est la somme des contributions de trois principaux groupes d'ondes ou phases: "P" (compression), "S" (cisaillement) et "L" (ondes de surface incluant les ondes de Rayleigh, de Love, ...). Typiquement, les enregistrements sismiques ont les quatre caractéristiques suivantes:

#### **III-1-1 Caractère transitoire.**

Les ondes P qui évoluent à des vitesses supérieures à celles des ondes S, sont les premières à atteindre le site considéré. Les faibles amplitudes associées (en général) aux ondes de compression constituent donc le début du signal formant ainsi la phase des premières arrivées. Les ondes P sont ensuite noyées dans les vibrations provoquées par l'arrivée des ondes de cisaillement (Les amplitudes de ces dernières étant plus importantes que celles des P) qui donnent naissance à la phase dite des "mouvements forts". Cette deuxième phase subsiste jusqu'à la libération totale de l'énergie induite par le séisme. Il ne subsiste ensuite que les vibrations dues aux ondes de surface qui vont en s'atténuant jusqu'à ce que le sol du site d'enregistrement retrouve son état d'équilibre. Le temps qui se sera

écoulé entre la première arrivée et le nouvel état d'équilibre, représentera la durée réelle de l'enregistrement.

Du fait de la valeur finie de l'énergie libérée par la rupture tectonique, les mouvements du sol vont en s'atténuant jusqu'à l'équilibre : ce qui donne un caractère transitoire aux enregistrements sismiques. On peut illustrer la variation de l'énergie au cours du temps par le tracé de la "Cumulative RMS Function (CRF)" (Mc Cann et Shah (1979)). En effet, cette fonction qui représente la moyenne de l'énergie cumulée à chaque instant  $t$ , permet de visualiser l'apport d'énergie à chacun de ces instants par une augmentation de sa valeur : ce qui géométriquement se traduit par une valeur positive de la pente de la courbe représentative de cette fonction.

Comme on le voit sur la figure III-1, qui représente la CRF de l'enregistrement accélérométrique de la réplique enregistrée à Oued-Fodda le 30/10/1980 lors du séisme d'El-Asnam, au-delà de l'instant  $t = 5.05$  sec, la pente de cette fonction prend des valeurs constamment négatives, ce qui signifie qu'au delà de cet instant, les ondes arrivant au site n'ont pas d'apport significatif d'énergie. Les oscillations qui caractérisent alors le mouvement du sol vont persister avec des amplitudes relativement faibles avant de s'amortir en fin de signal.

Afin de caractériser cette nonstationnarité en amplitude dans le domaine temporel, diverses méthodes ont été élaborées. Dans ce travail, nous verrons que la description de la variation des amplitudes temporelles est implicitement prise en compte par l'outil de caractérisation des variations temporelles du contenu spectral (spectre physique défini au paragraphe III-3-5).

### **III-1-2 Variations temporelles du contenu spectral.**

Les ondes qui se propagent dans la croûte terrestre (un espace non homogène) subissent de multiples distorsions (dispersions, réflexions et réfractions) sur les multiples interfaces, de même que des atténuations (géométrique et anélastique). Ces effets, ajoutés à ceux de la dynamique de la source, engendrent des groupes d'ondes de caractéristiques différentes qui atteignent le site d'enregistrement à des instants différents. Ce phénomène s'illustre dans un enregistrement sismique, par un contenu spectral qui varie au cours du temps : ces variations sont les effets simultanés du processus de rupture, de la propagation, ainsi que celles des caractéristiques mécaniques et géométriques du site.

Nous décrivons les variations temporelles du contenu spectral par une représentation tridimensionnelle du spectre physique. Un exemple d'une telle représentation est illustré par la figure III-2, (qui représente le spectre physique (voir § III-3-5) de la réplique du séisme d'El-Asnam, enregistrée à Oued-Fodda) sur laquelle, on peut aisément détailler l'évolution temporelle des amplitudes des diverses ondes sismiques constitutives, ainsi que les durées respectives de ces dernières.

### **III-1-3 Processus à moyenne nulle.**

D'un point de vue stochastique, les accélérations sismiques peuvent être interprétés comme des réalisations particulières de processus aléatoires à moyenne nulle. Cette hypothèse a été communément utilisée dans tous les travaux de simulation d'accélérogrammes. Nous démontrons dans ce travail que la forme fonctionnelle du modèle que nous proposons conduit nécessairement à un processus à moyenne nulle.

### **III-1-4 Atténuation fréquentielle.**

La succession des arrivées des ondes sismiques, en un site donné, conditionne l'évolution temporelle du contenu spectral de chacun des accélérogrammes qui y sont enregistrés. De façon générale, les enregistrements accélérométriques sont caractérisés par une atténuation relativement plus rapide des amplitudes des ondes sismiques à haute fréquence qu'en basse fréquence. Ce qui se traduit par des mouvements en basse fréquence de durées plus grandes que celles des mouvements hautes fréquences comme on peut le voir sur l'exemple illustré sur la figure III-2.

De même si on représente l'évolution de la fréquence dominante (définie ici comme la valeur de la fréquence localisée au centre de gravité de la surface, engendrée par le spectre physique, à un instant  $t$  donné) en fonction du temps, on constate que celle-ci décroît au fur et à mesure que le temps augmente. La figure III-3 qui représente les variations, en fonction du temps, des valeurs des fréquences dominantes caractérisant le spectre de la figure précédente, illustre d'une manière très claire cette décroissance.

Par ailleurs, les bandes fréquentielles occupées par les spectres à différents instants, répartis le long de la durée de l'accélérogramme, deviennent de plus en plus étroites au fur et mesure que l'on se rapproche de la fin du signal. Dans le cas de l'enregistrement de Oued-Fodda, on peut voir sur la figure III-4, que la largeur de bande fréquentielle est [0.07 Hz - 15 Hz] au temps  $t = 1$ sec pour n'être plus que [0.07 Hz - 6 Hz] au temps  $t = 10$ sec.

## **III-2 NOTIONS DE BASE.**

Dans ce paragraphe, nous faisons un rappel des différentes propriétés statistiques nécessaires à la spécification des processus aléatoires et qui sont utilisés dans la suite de ce travail.

### **III-2-1 Densité de probabilité.**

Soit un processus aléatoire  $X(t)$ , la structure de probabilité pour chaque instant  $t$  est fournie par sa fonction de densité de probabilité  $f(x,t)$  dont l'expression est :

$$f(x,t) = \frac{P(x \leq X \leq x+dx, t)}{dx} = \frac{F(x+dx, t) - F(x, t)}{dx} \quad (\text{III-1})$$

où  $P(x \leq X \leq x+dx, t)$  représente la probabilité pour que les valeurs du processus soient comprises dans l'intervalle  $[x, x+dx]$  en  $t$ ,  $F(x, t)$  est la fonction de répartition de la variable aléatoire  $X(t)$ , c'est-à-dire qu'elle représente la probabilité que les valeurs du processus soient comprises dans l'intervalle  $]-\infty, x]$  en  $t$ .

Le processus aléatoire  $X(t)$  est défini en général par ses densités de probabilité d'ordre croissants. La dépendance des ordonnées de la fonction aléatoire est décrite par les densités d'ordre supérieurs :  $f(x_1, t_1 ; x_2, t_2 ; \dots ; x_n, t_n)$ . toutes ces densités sont des fonctions non négatives et symétriques par rapport à leurs arguments. Elles vérifient la condition de normalisation:

$$\int_n \text{fois} f(x_1, t_1 ; x_2, t_2 ; \dots ; x_n, t_n) dx_1 dx_2 \dots dx_n = 1 \quad (\text{III-2})$$

$f(x_1, t_1 ; x_2, t_2 ; \dots ; x_n, t_n) dx_1 dx_2 \dots dx_n$  représente la probabilité pour que les valeurs du processus soient comprises dans les intervalles  $[x_1, x_1+dx_1]$ ,  $[x_2, x_2+dx_2]$ , ...,  $[x_n, x_n+dx_n]$  en  $t_1, t_2, \dots, t_n$  respectivement.

### III-2-2 Fonctions moments.

Une spécification alternative d'un processus aléatoire est constituée par les moments conjoints (de tous ordres). Les deux premiers moments ont respectivement pour expression :

$$E[X(t)] = \int x f(x, t) dx \quad (\text{III-3})$$

$$E[X(t_1) X(t_2)] = \int x_1 x_2 f(x_1, t_1) f(x_2, t_2) dx_1 dx_2 \quad (\text{III-4})$$

$E[\dots]$  désigne l'opérateur "espérance mathématique". Les 2 premiers moments sont d'une importance considérable et ont reçus les noms de:

moyenne :

$$\mu_X(t) = E[X(t)] \quad (\text{III-5})$$

et fonction d'autocorrélation :

$$\phi_{XX}(t_1, t_2) = E [X(t_1) X(t_2)] \quad (\text{III-6})$$

Ces moments d'ordre 1 et 2 sans caractériser entièrement le processus, contiennent des informations très importantes (tendance, dispersion). Du fait de la complexité engendrée par la prise en compte des moments supérieurs, les développements pratiques sont limités en général à ces deux premiers moments. Les processus Gaussiens sont entièrement caractérisés par ces 2 premiers moments (les moments d'ordres supérieurs s'en déduisent).

Pour des processus différents  $X(t)$  et  $Y(t)$ , on définit la cross-corrélation par

$$\phi_{XY}(t_1, t_2) = E [X(t_1) Y(t_2)] \quad (\text{III-7})$$

Par ailleurs, on définit la fonction d'autocovariance et de cross-covariance comme suit :

$$\kappa_{XX}(t_1, t_2) = \phi_{XX}(t_1, t_2) - \mu_X(t_1) \mu_X(t_2) \quad (\text{III-8})$$

$$\kappa_{XY}(t_1, t_2) = \phi_{XY}(t_1, t_2) - \mu_X(t_1) \mu_Y(t_2) \quad (\text{III-9})$$

On voit immédiatement de l'équation (III-8) que pour un processus aléatoire à moyenne nulle, la fonction d'autocovariance devient égal à la fonction d'autocorrélation (équation (III-6)). La même remarque peut être faite pour les fonctions de cross-covariance et de cross-corrélation (équations (III-9) et (III-7) respectivement), si au moins l'un des deux processus  $X(t)$  ou  $Y(t)$  est à moyenne nulle.

### III-2-3 Fonction d'une variable aléatoire.

Soit  $X$  une variable aléatoire dont la fonction de densité de probabilité est  $g(x)$  et  $Y = \varphi(X)$ , une fonction de la variable aléatoire  $X$ . La variable  $Y$  est elle-même aléatoire. Par définition, sa fonction de répartition s'écrit

$$F(y) = P(Y \leq y) = P(X \in D_X) \quad (\text{III-10})$$

Où  $D_X$  est le domaine des valeurs de  $x$  telles que  $\varphi(x) \leq y$ . Si on suppose que  $y = \varphi(x)$  est continue et non constante sur aucun intervalle de sorte que pour toute valeur donnée de  $y$ , il existe un nombre fini de solutions réelles  $x_1, x_2, x_3, \dots$ , telles que  $y = \varphi(x_1) = \varphi(x_2) = \varphi(x_3) = \dots$ , la densité de probabilité  $f(y)$  de  $Y$  s'écrit alors :

$$f(y) = \frac{F(y+dy) - F(y)}{dy} = \frac{g(x_1)}{\varphi'(x_1)} + \frac{g(x_2)}{\varphi'(x_2)} + \dots \quad (\text{III-11})$$

### III-2-4 Processus aléatoire stationnaire.

Un processus aléatoire  $X(t)$  est dit stationnaire si sa structure de probabilité est invariante vis-à-vis d'un changement de l'origine des temps. Cela signifie que

$$f(x_1, t_1; \dots; x_n, t_n) = f(x_1, t_1 + a; \dots; x_n, t_n + a) \quad (\text{III-12})$$

Il résulte que la densité de probabilité du premier ordre est donc indépendante du temps ; les densités d'ordres supérieurs ne sont fonction que de la différence entre les instants considérés. Il s'ensuit que :

$$\mu_X = \int x f(x) dx = c^{te} \quad (\text{III-13})$$

$$\phi_{XX}(t_1, t_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} x_1 x_2 f(x_1, x_2, t_1 - t_2) dx_1 dx_2 = R_{XX}(t_1 - t_2) = R_{XX}(\tau) \quad (\text{III-14})$$

où

$$R_{XX}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} E[X(t) X(t+\tau)] dt \quad (\text{III-15})$$

### III-2-5 Ergodicité.

Considérons une réalisation  $x_1(t)$  du processus  $X(t)$  ( $x_1(t)$  est donc une simple fonction) et formons les moyennes temporelles

$$\widehat{\mu} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x_1(t) dt \quad (\text{III-16})$$

$$\widehat{R}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x_1(t+\tau) x_1(t) dt \quad (\text{III-17})$$

la propriété d'ergodicité est définie par :

$$\widehat{\mu} = \mu_X = E[X(t)] \quad (\text{III-18})$$

$$\widehat{R}(\tau) = R_{XX}(\tau) = E [X(t+\tau) X(t)] \quad (\text{III-19})$$

elle permet de remplacer les moyennes d'ensemble par des moyennes temporelles sur une réalisation unique du processus.

### II-2-6 Propriétés de la fonction d'autocorrélation.

Pour des processus réels stationnaires, la fonction de corrélation jouit des propriétés suivantes

$$R_{XX}(\tau) = R_{XX}(-\tau) \quad (\text{III-20})$$

$$R_{XX}(0) = E [X^2(t)] \quad (\text{III-21})$$

en exprimant le coefficient de corrélation pour  $X(t)$  et  $X(t+\tau)$  en fonction de  $R_{XX}(\tau)$ , et en écrivant que les valeurs de ce coefficient sont bornées par +1 et -1, il s'ensuit l'inégalité suivante :

$$R_{XX}(0) - \mu_X^2 \leq R_{XX}(\tau) \leq R_{XX}(0) + \mu_X^2 \quad (\text{III-22})$$

$$|R_{XX}(\tau)| \leq R_{XX}(0) \quad (\text{III-23})$$

La fonction d'autocorrélation d'un processus réel stationnaire est donc maximale en  $t=0$ .

Dans ce qui précède nous avons toujours considéré des processus réels. Les expressions des fonctions d'autocorrélation et de cross-corrélation dans le cas de processus complexes sont :

$$\phi_{XX}(t_1, t_2) = E [X^*(t_1) X(t_2)] \quad (\text{III-24})$$

$$\phi_{XY}(t_1, t_2) = E [X^*(t_1) Y(t_2)] \quad (\text{III-25})$$

où l'astérisque dénote le complexe conjugué.

### III-2-7 Décomposition spectrale.

#### III-2-7-1 Cas des processus stationnaires.

La fonction d'autocorrélation et sa transformée de Fourier sont très appropriées pour la description dans le domaine spectral des signaux non transformables dans le domaine de Fourier. En utilisant les propriétés de linéarité de l'opérateur "espérance mathématique", nous définissons la fonction de densité spectrale de puissance (DSP) d'un processus stationnaire  $x(t)$ , notée  $S_{xx}(f)$ , comme la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation, c-à-d

$$S_{xx}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{xx}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad (\text{III-26})$$

à l'inverse, la fonction d'autocorrélation est retrouvée par la transformée de Fourier inverse de la fonction de DSP

$$R_{xx}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(f) e^{j2\pi f\tau} df \quad (\text{III-27})$$

ces deux dernières relations sont connues sous le nom de théorème de Wiener-Kintchine. En considérant l'équation III-15, on peut donner une autre expression à la DSP

$$S_{xx}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \left\{ \int_{-T}^{+T} E[X(t) X^*(t+\tau)] dt \right\} e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad (\text{III-28})$$

Pour un processus à énergie finie, la densité spectrale d'énergie s'écrira donc :

$$X(f) X^*(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E[x(t) x^*(u)] e^{-j2\pi f(t-u)} dt du \quad (\text{III-29})$$

où  $X(f)$  est la transformée de Fourier de l'événement  $x(t)$ .

On peut aisément relier la densité spectrale d'énergie à la DSP par

$$S_{xx}(f) = \frac{|X(f)|^2}{2T} \quad (\text{III-30})$$

D'autre part, on note aussi que la puissance moyenne est donnée par

$$R_{xx}(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{xx}(f) df = E[x^2(t)] \quad (\text{III-31})$$

cette dernière égalité, montre que  $S_{xx}(f)$  peut être considérée comme la décomposition fréquentielle de la puissance moyenne temporelle, d'où son nom de fonction de densité spectrale de puissance.

### III-2-7-2 Cas des processus nonstationnaires.

La structure statistique dépend dans ce cas de la position de  $t$  le long de l'axe des temps et non du retard  $\tau=t_1-t_2$  comme dans le cas des processus stationnaires. Par conséquent, les relations de Wiener-Kintchine sont remplacées par les relations suivantes

$$S_{xx}(f_1, f_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx}(t_1, t_2) e^{-j2\pi(f_1 t_1 - f_2 t_2)} dt_1 dt_2 \quad (\text{III-32})$$

$$R_{xx}(t_1, t_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{xx}(f_1, f_2) e^{j2\pi(f_1 t_1 - f_2 t_2)} df_1 df_2 \quad (\text{III-33})$$

Notons que les enregistrements sismiques sont des processus nonstationnaires à moyenne nulle :

$$E[x(t)] = 0 \quad (\text{III-34})$$

et qui de plus sont des processus fortement stochastiques, c-à-d qu'ils peuvent être définis sans ambiguïté par les propriétés du premier et du second ordre. Ainsi, pour la caractérisation d'un enregistrement en accélération, il sera suffisant de faire usage de sa fonction d'autocorrélation qui se trouve être aussi sa fonction d'autocovariance.

$$R_{xx}(t_1, t_2) = E[x(t_1) x(t_2)] \quad (\text{III-35})$$

Il serait fastidieux de considérer les moments statistiques d'ordres supérieurs, car, comme cela a été déjà dit (§ III-2-2), cela engendrerait un coût en calculs trop élevé en comparaison de l'apport supplémentaire d'informations.

Sans perdre de vue que l'application de ce travail concerne les enregistrements accélérométriques dus aux "gros séismes", nous abordons, sans perte de généralité et avec plus de spécificité, les aspects théoriques des processus aléatoires nonstationnaires, notamment ceux relatifs à la description de leurs contenus fréquentiels. Aussi, nous consacrons le paragraphe suivant à une analyse critique des principales approches pour la caractérisation nonstationnaire de ces processus aléatoires, à l'issue de laquelle, sera sélectionnée celle qui sera appliquée pour la suite de notre investigation.

### **III-3 DIFFERENTES APPROCHES POUR LA REPRESENTATION SPECTRALE NONSTATIONNAIRE.**

Page (1952) est le premier à avoir tenu compte, dans la description des processus aléatoires nonstationnaires, de la dépendance temporelle du spectre de puissance. Ce spectre a été relié à une fonction d'autocorrélation dépendant du temps par Lampard (1954).

Silverman(1957) a introduit une définition pour les processus localement stationnaires et a généralisé le théorème de Wiener-Kintchine à cette classe de processus. Bendat et Priestol (1966) ont défini le concept de fonction d'autocorrélation instantanée qui leur a permis d'exprimer la densité spectrale de puissance instantanée sous forme d'une généralisation du théorème de Wiener-Kintchine pour les processus nonstationnaires.

Priestley (1965) a développé une approche pour la représentation du spectre de puissance des processus aléatoires nonstationnaires basée sur le concept de spectre évolutif, qui a été principalement appliquée en utilisant le concept de subprocessus modulés (Liu (1970) ; Schuëller et Praddlwaeter (1988)).

Une représentation étroitement liée au spectre instantané pour la caractérisation des processus stochastiques à durée limitée a été développée par Mark (1970, 1986).

Dans ce qui suit, nous allons aborder les principales techniques de caractérisation de la puissance spectrale d'un processus nonstationnaire.

#### **III-3-1 Objectif.**

On a vu précédemment que le théorème de Wiener-Kintchine définissait totalement la DSP pour un processus aléatoire stationnaire. Maintenant, interprétons cette fonction et voyons ce qu'elle représente réellement. Pour cela, considérons un filtre idéal de bande étroite, centré sur  $f_0$  et de largeur  $\Delta f$ . Sa fonction de transfert est:

$$H(f) = 1 \quad \text{pour } f_0 - \frac{\Delta f}{2} \leq |f| \leq f_0 + \frac{\Delta f}{2} \quad (\text{III-36})$$

$$H(f) = 0 \quad \text{partout ailleurs} \quad (\text{III-37})$$

sa fonction de réponse impulsionnelle est

$$h(t) = 2 \frac{\sin(\pi \Delta f t)}{\pi t} \cos(2\pi f_0 t) \quad (\text{III-38})$$

Si on applique le filtre au processus stationnaire  $x(t)$ , sa réponse s'exprimera en tenant compte de l'équation (III-31),

$$E[x^2(t, f_0, \Delta f)] = \int_{-f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{-f_0 + \frac{\Delta f}{2}} P_{xx}(f) df + \int_{+f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{+f_0 + \frac{\Delta f}{2}} P_{xx}(f) df = 2 \Delta f P_{xx}(f_0) \quad (\text{III-39})$$

$x(t, f_0, \Delta f)$  n'est autre que le résultat de la convolution du processus  $x(t)$  par la fonction de réponse impulsionnelle  $h(t)$ . La relation (III-39) permet d'interpréter la DSP comme une décomposition fréquentielle de la puissance du processus stationnaire. La puissance moyenne dans tout intervalle de fréquence est déterminée par l'aire comprise sous la courbe de la DSP entre les fréquences délimitant cet intervalle.

Ainsi, bien qu'elle donne une décomposition fréquentielle de la puissance, la DSP ne nous donne aucune information sur l'évolution temporelle du contenu fréquentiel du processus. C'est vers les caractérisations spectrales donnant ce type d'information que nous focalisons notre attention.

Dans ce qui suit, nous passons en revue un certain nombre de procédures qui nous permettront de caractériser la puissance spectrale d'un processus nonstationnaire. Nous montrons également qu'en raison de la dualité temps-fréquence, il est impossible d'atteindre simultanément la résolution voulue dans chacun des deux domaines. Il nous sera ainsi possible, en sélectionnant un des concepts présentés, de l'appliquer pour la caractérisation des enregistrements d'accélération sismiques.

### III-3-2 Réponse à un multifiltrage en bandes étroites.

Une méthode permettant de traduire la dépendance temporelle du contenu fréquentiel d'un processus nonstationnaire, consiste à appliquer le traitement décrit précédemment en juxtaposant un certain nombre de filtres dans des bandes de fréquence choisies. Une estimation de la densité spectrale de puissance peut alors être obtenue en utilisant l'équation (III-39) :

$$\frac{E \left[ x^2(t, f_0, \Delta f) \right]}{2 \Delta f} = P_{xx}(f_0, t) \quad (\text{III-40})$$

où l'indice  $t$  a été introduit dans le membre de droite pour traduire le fait que le contenu spectral est maintenant nonstationnaire, donc dépendant du temps,  $x(t, f_0, \Delta f)$ , comme précédemment, est le résultat de la convolution du signal  $x(t)$  par la réponse impulsionnelle: c'est donc une moyenne pondérée des valeurs du processus  $x(t)$ : la fonction de pondération étant la fonction impulsionnelle  $h(t)$ . Il en résulte un lissage de toutes les variations temporelles du processus dont les fréquences sont extérieures à l'intervalle considéré. Le choix de certains paramètres est guidé par les exigences contradictoires suivantes :

- $\Delta f$  doit être assez petit pour obtenir une bonne résolution.

-à l'inverse,  $\Delta f$  doit être supérieur à  $f_1$ , valeur qui représente la plus haute fréquence des tendances nonstationnaires, de manière à éviter le lissage de la nonstationnarité par convolution.

### III-3-3 densité spectrale de puissance instantanée.

Page (1952) a introduit l'idée de "spectre de puissance instantanée" en utilisant la transformation suivante

$$X(t_0, f) = \int_0^{t_0} E[x(t)] e^{-j2\pi ft} dt \quad (\text{III-41})$$

En appliquant le théorème de Parseval, on obtient la puissance instantanée sur l'intervalle  $[0, t_0]$  dont l'expression est la suivante :

$$\int_{-\infty}^{\infty} |X(t_0, f)|^2 df = \int_{-\infty}^{\infty} E[|x(t)|^2] dt \quad (\text{III-42})$$

la puissance instantanée au temps  $t_0$  est obtenue par différenciation comme suit :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial t_0} |X(t_0, f)|^2 df = E[|x(t_0)|^2] \quad (\text{III-43})$$

Ce spectre peut être interprété comme la différence entre le contenu du spectral sur l'intervalle  $[0, t_0 + \Delta t]$  et celui sur l'intervalle  $[0, t_0]$ .

Plus tard, Bendat et Priestol (1966) ont utilisé la notion de fonction d'autocorrélation instantanée  $R_{xx}(t, \tau)$

$$R_{xx}(t, \tau) = R_{xx}(t_1, t_2) = R_{xx}\left(t + \frac{\tau}{2}, t - \frac{\tau}{2}\right) \quad (\text{III-44})$$

où  $t = (t_1 + t_2)/2$  et  $\tau = t_1 - t_2$ , pour définir, par analogie avec le cas stationnaire, la fonction de densité spectrale instantanée  $P_{xx}(f, t)$  pour un processus nonstationnaire  $x(t)$  comme la transformée de Fourier par rapport à  $\tau$  de  $R_{xx}(t, \tau)$  soit :

$$P_{xx}(f, t) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{xx}(t, \tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad (\text{III-45})$$

Il est à remarquer que ce spectre instantané est différent de celui défini par Page. En effet, si le spectre de Page considère l'histoire du signal antérieure à  $t_0$ , celui-ci, dépend de  $x(u)$  avec  $u > t$  et  $u = t - \tau$ . De l'équation III-45, il est très simple de déduire que :

$$E\left[x\left(t + \frac{\tau}{2}\right) x\left(t - \frac{\tau}{2}\right)\right] = R_{xx}(t, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{xx}(f, t) e^{j2\pi f\tau} df \quad (\text{III-46})$$

Pour un processus stationnaire, la variable  $t$  disparaît et  $R_{xx}(t, \tau)$ ,  $P_{xx}(f, t)$  s'identifient à  $R_{xx}(\tau)$  et  $P_{xx}(f)$  respectivement. De même en faisant  $\tau = 0$  dans l'équation (III-46) on obtient

$$E[x^2(t)] = R_{xx}(t, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{xx}(f, t) df \quad (\text{III-47})$$

Cette dernière équation montre que  $P_{xx}(f, t)$  est la décomposition dans le domaine fréquentiel de la puissance instantanée  $E[x^2(t)]$ . L'équivalent, dans le domaine fréquentiel, de l'équation III-47, qu'il est aisé d'établir, nous suggèrent de considérer que le spectre de puissance instantanée comme une décomposition de l'énergie dans le plan temps-fréquence. Néanmoins, du fait que  $P_{xx}(f, t)$  peut prendre des valeurs négatives\* rend difficile son l'interprétation comme une décomposition d'une quantité positive (la puissance instantanée) dans le plan  $f, t$ .

### III-3-4 Spectre évolutif.

La représentation harmonique la plus générale pour un processus stationnaire a la forme suivante (Sveshnikov (1966)):

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j2\pi ft} dZ(f) \quad (\text{III-48})$$

où  $Z(f)$  est un processus orthogonal c'est-à-dire que :

$$E \left[ dZ(f_1) dZ^*(f_2) \right] = |X(f_1)|^2 \delta(f_1 - f_2) df_1 df_2 \quad (\text{III-49})$$

où  $\delta(\cdot)$  est la fonction Dirac. La densité spectrale de puissance  $|X(f)|^2$  de  $x(t)$  a, pour chaque incrément de fréquence  $df$ , une valeur déterminée constante dans le temps. On voit immédiatement que si  $Z(f)$  est différentiable, alors  $dZ(f) = X(f) df$  ; en substituant cette expression dans l'équation III-48, on retrouve la forme bien connue de la transformée de Fourier inverse.

La complexité engendrée par les processus nonstationnaires réside dans le fait que le contenu fréquentiel varie en fonction du temps et que les amplitudes spectrales  $X(f)$ , pour deux incréments de fréquences  $f_1$  et  $f_2$  différents, sont corrélées entre elles, ce qui veut dire que  $Z(f)$  n'est plus un processus orthogonal et la décomposition précédente (équation III-49) conduit à une représentation spectrale à 2 variables fréquentielles  $f_1$  et  $f_2$ . La corrélation entre les différentes amplitudes  $X(f_1)$  et  $X(f_2)$  n'étant pas connue, la description des variations énergétiques dans le domaine fréquentiel devient impossible.

Dans le but de conserver l'illustration fréquentielle de l'énergie pour les processus nonstationnaires, Priestley (1965) a été conduit à représenter les variations temporelles en introduisant dans l'équation (III-48) une fonction  $A(f,t)$ , qui n'est autre qu'une enveloppe modulant la fonction harmonique  $e^{j2\pi ft}$  ; la représentation harmonique du processus nonstationnaire s'écrit alors :

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(f,t) e^{j2\pi ft} dZ(f) \quad (\text{III-50})$$

où  $Z(f)$  maintient sa propriété d'orthogonalité. Tenant compte des équations (III-49) et (III-50), l'expression de l'autocorrélation de  $x(t)$ , conduit à la définition du spectre évolutif  $G_{xx}(f,t)$ , comme étant la contribution de la fréquence  $f$  à la puissance instantanée et dont la valeur est donnée par :

$$G_{xx}(f,t) = |A(f,t)|^2 |X(f)|^2 \quad (\text{III-51})$$

Il n'y a principalement que quatre procédures d'estimation du spectre évolutif qui sont utilisées présentement et qui sont basées sur les travaux de Priestley (1965), Liu (1970), la technique du multifiltre introduite par Kameda (1975) et celle basée sur les concepts du 'run-test' et du 'stationary-test' Schüeller et Praddlwaeter (1988).

Le problème essentiel dans l'estimation du spectre évolutif, réside dans la détermination de l'enveloppe temporelle  $A(f,t)$ . Pour les accélérogrammes, Liu (1970) décompose l'enregistrement étudié en trois parties essentielles (représentant respectivement, la montée en amplitudes, les mouvements forts et la décroissance en fin d'enregistrement) et caractérise l'enveloppe de chaque partie, qu'il considère comme stationnaire, en définissant une fonction dont les paramètres sont déterminés en l'ajustant par moindres carrés à l'enveloppe réelle.

Dans le but de caractériser les mouvements de terre fortement nonstationnaires, Schuëller et Praddlwaeter (1988) ont élaboré une procédure, basée sur la décomposition de l'accélérogramme par filtrage (passe-bas, passe-bande et passe-haut) sur trois bandes adjacentes du spectre, obtenant ainsi trois sous-événements. Le spectre évolutif est alors égal à la somme de ceux des trois sous-accélérogrammes ainsi obtenus. Afin de réduire le caractère aléatoire de l'estimation, l'enveloppe modulante de chaque "sous-spectre" est déterminée en appliquant le 'run-test' (Scherer, Schüller 1981) et le 'stationarity-test' (Praddlwaeter 1987)) au sous-événement considéré.

On voit que les différentes techniques décrites ci-dessus engendrent des procédures numériques laborieuses pour atteindre une description très approximative du contenu spectral des processus nonstationnaires. Du fait que le but de notre travail est d'introduire un spectre évolutionnaire qui doit avoir un sens physique et qui, si possible, devrait pouvoir être relié facilement à des paramètres mesurant le caractère destructif des séismes, l'approche que nous proposons est différente des approches décrites ci-dessus.

### III-3-5 Le spectre physique.

Mark (1970, 1986) a utilisé une autre approche. Celle-ci consiste à isoler une portion du processus aléatoire  $x(u)$  autour de  $u=t$ , en le multipliant par une fenêtre  $w(t-u)$  adéquatement normalisée. En utilisant la transformée de Fourier  $X_w(f)$  de  $w(t-u) x(u)$  :

$$X_{wx}(f,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} w(t-u) E[x(u)] e^{-j2\pi fu} du \quad (\text{III-52})$$

l'indice  $w$  est utilisé ici pour indiquer que la transformée de Fourier dépend du type de fenêtre choisie. Le spectre physique s'obtient alors par :

$$S_{xx}(f,t) = X_{wx}(f,t) X_w^*(f,t) \quad (\text{III-53})$$

Pour chaque choix de la fenêtre  $w(t)$ ,  $S_{xx}(f,t)$  est une décomposition fréquentielle réelle et non négative de l'énergie du processus  $x(u)$  autour de  $u=t$ . C'est une fonction paire de la fréquence:  $S_{xx}(f, t) = S_{xx}(-f, t)$ . La fenêtre est normalisée de telle façon que son énergie totale soit égale à 1

$$\int_{-\infty}^{\infty} w^2(t) dt = 1 \quad (\text{III-54})$$

en appliquant le théorème de Parseval au processus  $[w(t-u)x(u)]$  on obtient

$$\int_{-\infty}^{\infty} w^2(t-u) E[X^2(u)] du = \int_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(f,t) df \quad (\text{III-55})$$

l'intégration par rapport au temps compte tenu de la normalisation de la fenêtre, nous donne

$$\int_{-\infty}^{\infty} E[X^2(t)] dt = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(f,t) df \right\} dt \quad (\text{III-56})$$

Le volume compris sous la surface  $S_{xx}(f,t)$  représente donc l'énergie totale moyenne du processus  $x(t)$  quel que soit le choix de la fonction fenêtre  $w(t)$ , pourvu que cette dernière soit normalisée.

### III-3-5-1 Dualité temps-fréquence.

L'équation (III-55) représente une décomposition fréquentielle réelle et non-négative de l'espérance de l'énergie de  $x(u)$  localisée au voisinage de  $u=t$ , la fonction de pondération étant  $w^2(t-u)$ .

Si l'on désigne par  $W(f)$  la transformée de Fourier de  $w(t)$ , alors sa normalisation sera obtenue compte tenu de (III-54) par application du théorème de Parseval :

$$\int_{-\infty}^{\infty} |W(f)|^2 df = 1 \quad (\text{III-57})$$

L'intégrale du membre droit de l'équation (III-52), n'est autre que la transformée de Fourier du produit de deux fonctions de la variable temps  $u$ . Après un petit développement, et compte tenu du théorème de convolution et de la condition de normalisation (III-57), on obtient :

$$\int_{-\infty}^{\infty} |W(f-g)|^2 E[X^2(g)] dg = \int_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(f,t) dt \quad (\text{III-58})$$

où  $X(g)$  est la transformée de Fourier de  $x(t)$ . Cette dernière équation, qui est la contre-partie dans le domaine fréquentiel de l'équation (III-55), peut être interprétée comme une décomposition temporelle de la moyenne pondérée locale, au voisinage de  $g = f$ , de l'espérance du spectre énergétique  $E[X^2(g)]$ , la fonction de pondération étant  $W^2(f-g)$ .

Par ailleurs, la valeur attribuée à  $S_{xx}(f,t)$  résulte :

- à l'instant  $t$  : des valeurs pondérées de  $x(u)$  au voisinage de  $u = t$ . La longueur de l'intervalle ainsi que la pondération sont respectivement fixées par la longueur et la forme de  $w(t-u)$ .
- pour la fréquence  $f$  : des valeurs pondérées de  $X(g)$  au voisinage de  $g=f$ . La largeur de bande ainsi que la pondération étant respectivement fixées par l'étendue et la forme de  $W(f-g)$ , ainsi que par le temps  $t$ .

En conclusion, on peut affirmer que la caractérisation des processus nonstationnaires à l'aide du spectre physique, conduira à des procédures numériques relativement plus simples que celles qu'on obtient avec les précédents concepts. On montre que le spectre physique n'est autre qu'un lissage des spectres évolutif et instantané, auxquels il peut être relié de manière fort simple. Les équation (III-52) et (III-53) garantissent l'obtention de valeurs réelles et positive, et l'équation (III-56) permet d'interpréter le spectre physique comme une représentation physique de l'énergie totale moyenne du processus  $x(t)$  dans le plan temps-fréquence. Dans la suite de notre travail, on fait exclusivement usage de cet outil dans les différentes procédures d'estimations spectrales.

### III-3-6 Considérations de base pour le fenêtrage.

Dans ce qui suit, nous donnons une description très brève des éléments de base de la technique du fenêtrage nécessaires pour une bonne compréhension de la procédure de simulation qui est décrite dans le chapitre suivant. Nous nous bornons à prendre en considération les aspects qui trouvent application dans notre travail, sur lesquels nous revenons plus en détail dans chapitre qui suit.

#### III-3-6-1 Fondements.

La fonction qui définit la fenêtre temporelle pour le calcul du spectre physique joue un rôle essentiel pour l'obtention d'une solution valide de la procédure de simulation, en ce sens qu'elle contrôle de part la valeur de ses paramètres de forme la résolution et la stabilité des estimations dans le domaine spectral.

En effet, l'équation III-52 montre que le calcul du spectre physique nécessite l'isolation d'une portion de signal au voisinage du temps  $t$ , en multipliant l'enregistrement  $x(u)$  par la fenêtre  $w(t-u)$  :

cette opération conduit, dans le domaine spectral, à une convolution des spectres de l'enregistrement  $x(t)$  avec celui de la fenêtre  $w(t)$ , donc implicitement à un lissage du spectre  $X(f)$  du processus  $x(t)$ . Cela montre que le choix de la forme de la fenêtre temporelle influe grandement sur la stabilité des estimations spectrales.

De même, on montre dans le chapitre qui suit, que la résolution est contrôlée par la longueur nominale  $L$  de  $w(t)$  dans le domaine temporel et la largeur de bande nominale  $\beta$  de  $W(f)$  dans le domaine spectral.

De plus, il faudra veiller à ce que la forme spectrale retenue pour la fenêtre conduise à un minimum d'altérations dans les estimations spectrales. Par ailleurs, si  $W(f)$  est réelle, positive et symétrique, on aboutit à un gain substantiel de temps machine dans les procédures de caractérisation et de simulation nonstationnaires.

En outre, certains types de fenêtres, à longueur infinie (ex. Gaussienne), devront, pour des considérations numériques évidentes, être tronquées. Nous verrons comment que cette troncature conduit implicitement à une correction des valeurs de la fenêtre dans le domaine fréquentiel.

Toutes ces considérations nous guident dans le choix des fenêtres candidates pour le calcul du spectre physique. On estime les paramètres caractéristiques de chacune des fenêtres retenues, en comparant, à chaque instant  $t$ , la valeur de l'énergie obtenue en sommant les estimations spectrales sur toute la bande fréquentielle d'intérêt avec celle obtenue de l'amplitude temporelle réelle de l'accélérogramme au même instant  $t$ . On retient les valeurs des paramètres qui donnent le minimum de distorsions. Ce dernier aspect est abordé dans le chapitre V.

### **III-3-6-2 Dualisme entre la fenêtre et la fonction de réponse impulsionnelle.**

Les équations (III-40) et (III-58) mettent en évidence la dualité qui existe entre la fonction fenêtre temporelle  $w(t)$  et celle de la réponse impulsionnelle  $h(t)$  du filtre à bande étroite centré sur la fréquence  $f_0$ .

On voit bien que le concept de réponse impulsionnelle est au multifiltrage à bande étroite, ce que le concept de fenêtre temporelle est à la procédure d'estimation des valeurs du spectre physique. Il s'ensuit que le rapport qu'il y a entre la fonction de réponse impulsionnelle et la technique de multifiltrage à bande étroite est similaire en nature au rapport existant entre le spectre de la fenêtre, la résolution spectrale et la stabilité des estimations spectrales du processus nonstationnaire  $x(t)$ . Cet aspect, abordé très brièvement au paragraphe (III-3-2), connu sous le nom de principe d'incertitude de Heisenberg, est discuté plus en détail dans le prochain chapitre.

### III-3-7 Procédure numérique utilisée pour le calcul du spectre physique.

Afin de réduire le temps de calcul, on propose une procédure qui permet de calculer simultanément les valeurs fréquentielles du spectre, pour deux instants voisins  $t$  et  $t+\Delta t$ , en employant un algorithme basé sur le concept de signal analytique. En effet, on associe au signal analytique  $s_x(t)$ , deux signaux réels  $h_x(t)$  et  $g_x(t)$  qui représentent l'accélérogramme  $x(t)$  convolué par la fenêtre temporelle  $w(t)$ , aux instants  $t$  et  $t+\Delta t$  respectivement. L'expression de  $s_x(t)$  est donnée alors par :

$$s_x(m) = h_x(m) + j g_x(m) \quad \text{pour } m = 1, 2, \dots, M \quad (\text{III-59})$$

avec

$$h_x(m) = w(m\Delta t) \cdot x(m\Delta t + u) ; g_x(m) = w[(m+1)\Delta t] \cdot x[(m+1)\Delta t + u] \quad (\text{III-60})$$

où  $m$  et  $M$  sont les indices associés au temps  $t = m \Delta t$  et à la longueur nominale  $L = M.\Delta t$  de la fenêtre temporelle respectivement ;  $\Delta t = 0.02$  sec est le pas d'échantillonnage en temps. L'algorithme de la transformée rapide de Fourier (W.H. Press et al, 1986) permet de calculer les parties réelles  $R_x(f)$  et imaginaires  $I_x(f)$  de la transformée de  $s_x(t)$ :

$$S_x(k) = R_x(k) + j I_x(k) \quad \text{pour } k = 1, 2, \dots, N \quad (\text{III-61})$$

$N = (M/2 + 1)$  est l'indice associé à la plus haute fréquence  $f_{\max}$  compatible avec le théorème d'échantillonnage, c'est à dire  $f_{\max} = N \Delta f$ , où  $\Delta f = 1/L$  est le pas d'échantillonnage en fréquence. On relie les valeurs de  $R_x(f)$  et de  $I_x(f)$  aux valeurs  $H(f)$  et  $G(f)$  des transformées de Fourier respectives des signaux  $h_x(t)$  et  $g_x(t)$  en faisant usage des propriétés bien connues de parité et de linéarité de la transformée de Fourier permettent à travers les relations suivantes :

$$2H_x(k) = R_x(k) + R_x(N-k) + j [I_x(k) - I_x(N-k)] \quad (\text{III-62})$$

$$2G_x(k) = I_x(k) + I_x(N-k) + j [R_x(k) - R_x(N-k)] \quad (\text{III-63})$$

où  $k$  est l'indice associé à la  $k^{\text{ième}}$  harmonique  $f_k = k \Delta f$ . On en déduit simultanément les valeurs du spectre physique aux temps  $t$  et  $t+\Delta t$

$$P_{xx}(f,t) = H_x^*(f) H_x(f) \quad (\text{III-64})$$

$$P_{xx}(f,t+\Delta t) = G_x^*(f) G_x(f) \quad (\text{III-65})$$

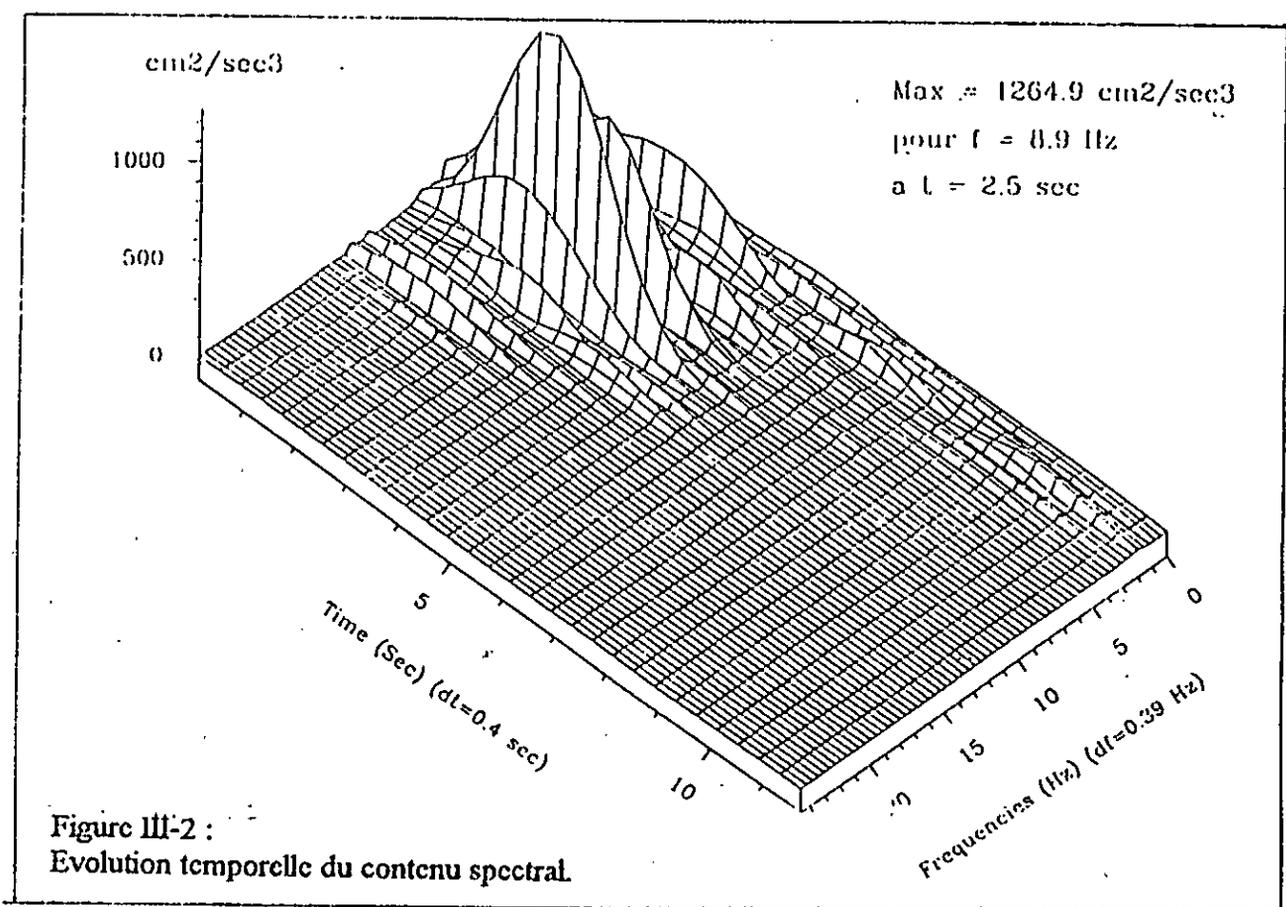
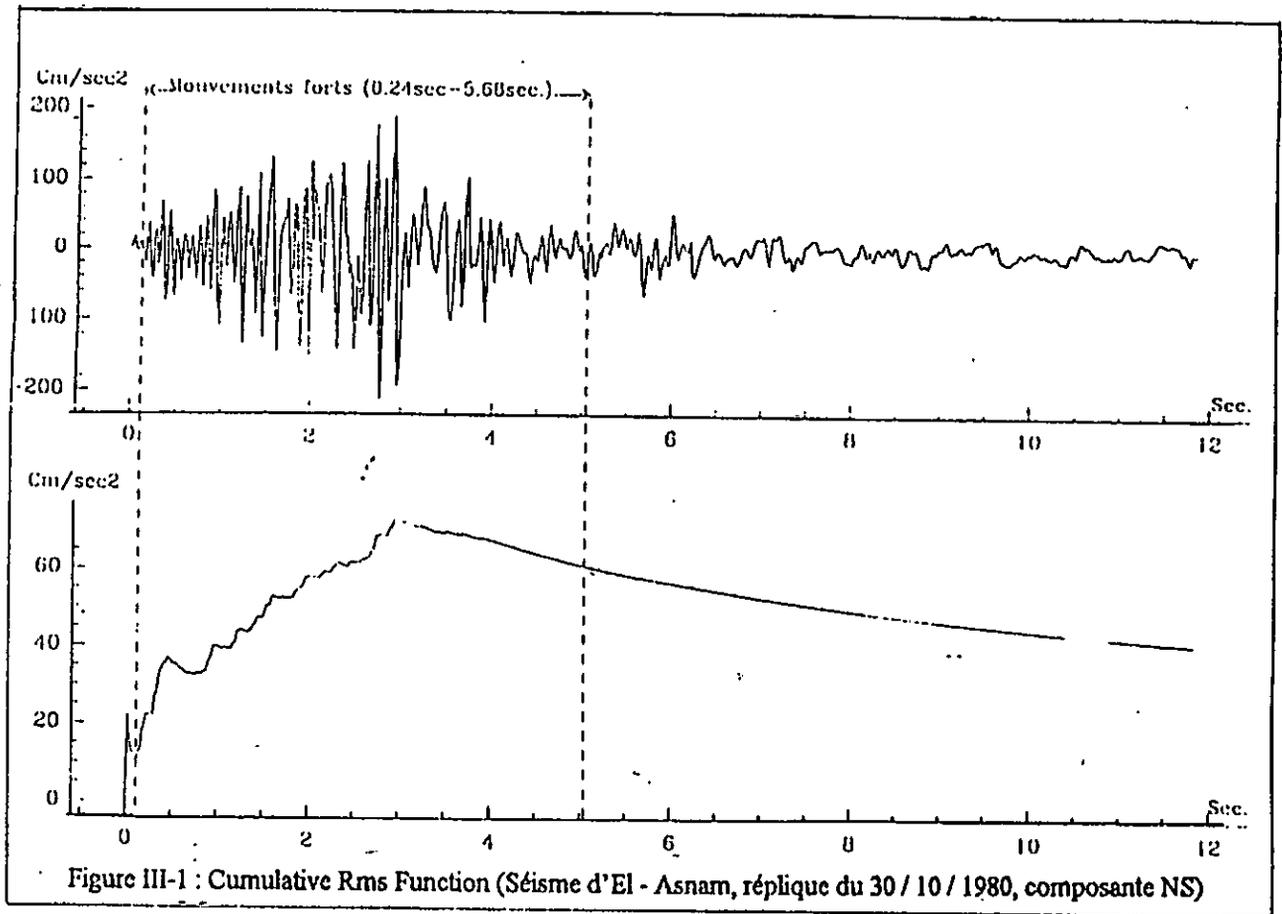
L'illustration de cette technique numérique nous a permis d'effectuer un gain substantiel de temps d'exécution du programme de l'ordre de 60%.

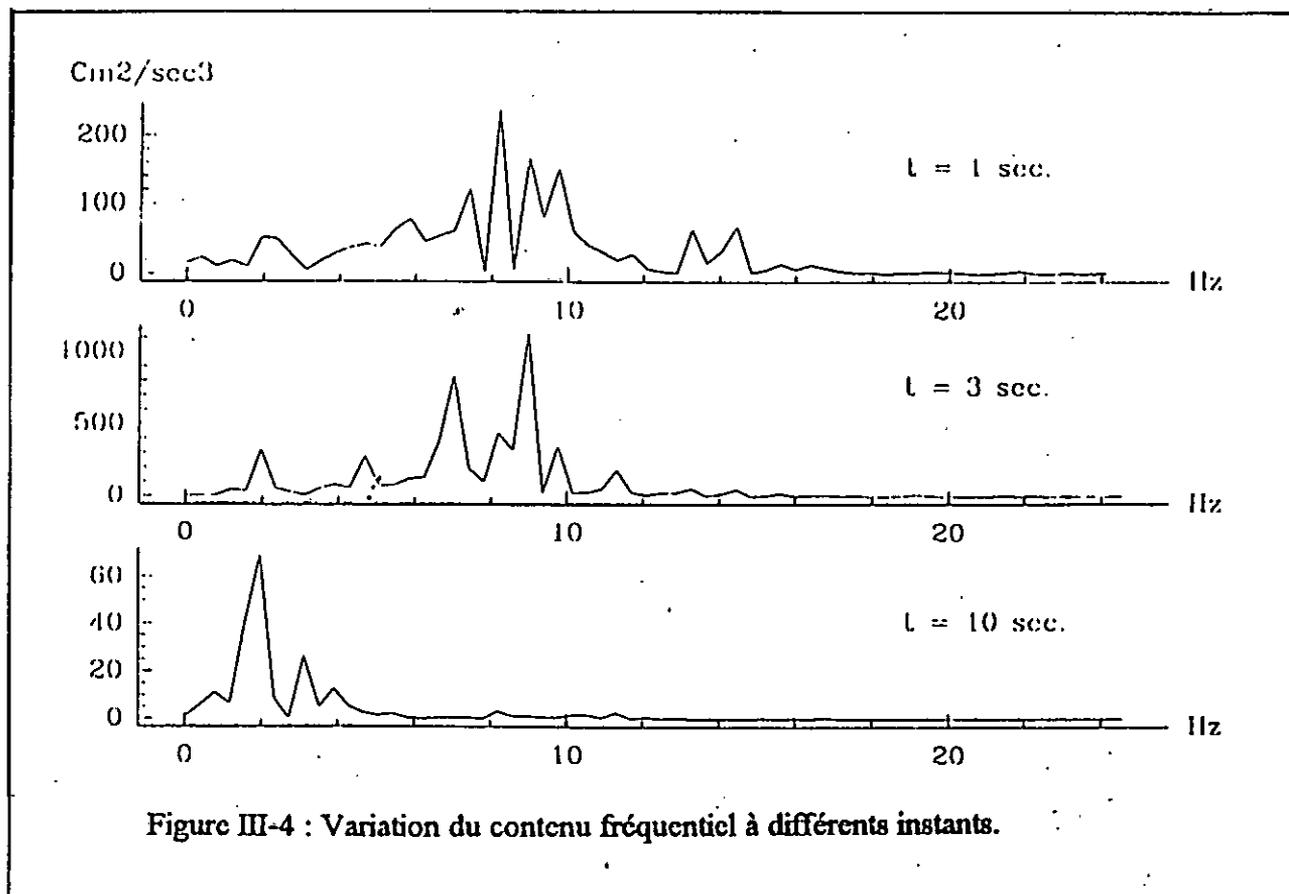
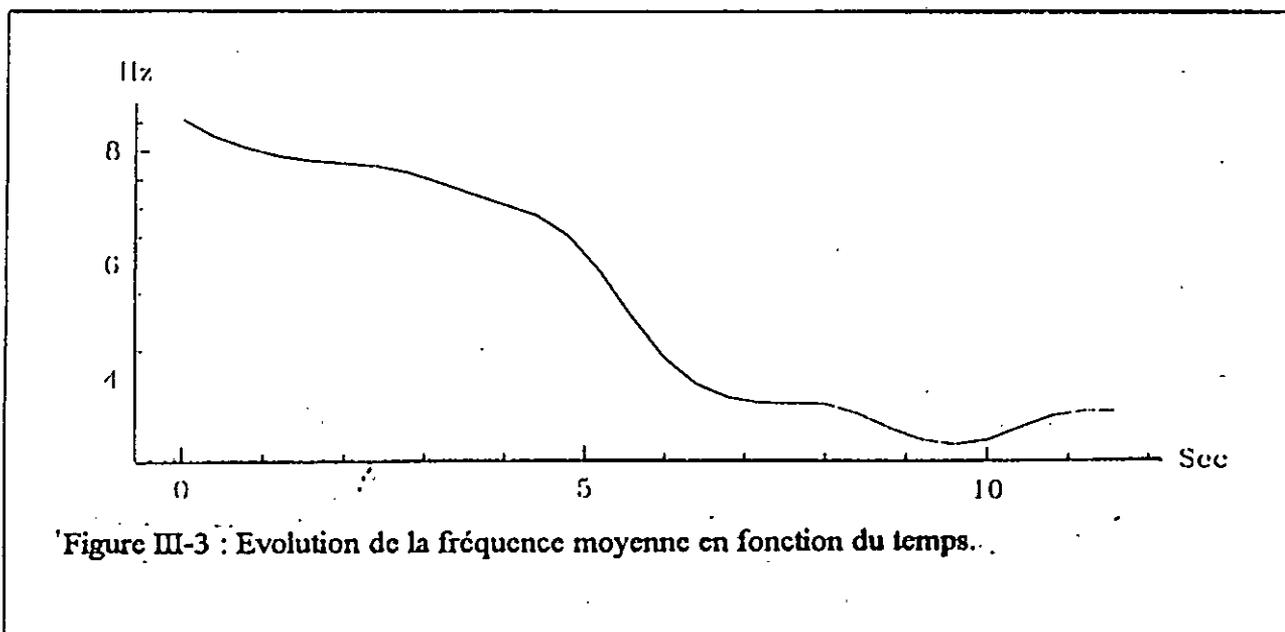
### III-4 Résumé et conclusions.

Dans ce chapitre, on a présenté les différentes approches permettant de caractériser l'évolution nonstationnaire des enregistrements accélérométriques obtenus en un site lors d'un tremblement de terres.

Après avoir discuté très brièvement les caractéristiques inhérentes aux enregistrements accélérométriques, on a rappelé les propriétés de quelques fonctions statistiques, nécessaires pour leur analyse stochastique. On a introduit plusieurs concepts, tels que celui de densité spectrale de puissance instantanée, spectre évolutif, spectre physique, fenêtrage et dualisme. Plus loin, on a présenté quelques considérations de base pour introduire le lecteur à la technique du fenêtrage, notamment les précautions qu'il faudra prendre pour obtenir la fenêtre optimale qui donnera la meilleure estimation des valeurs spectrales.

Parmi toutes les techniques de caractérisation présentées, on a apprécié l'aspect plus pratique de celle utilisant la concept de spectre physique, ce qui nous a conduit à son adoption pour l'étude en cours. On a élaboré une procédure numérique pour le calcul des valeurs spectrales et on montre dans le chapitre suivant, comment que le spectre physique est incorporé dans un modèle stochastique et son aptitude à reproduire non seulement les détails du contenu spectral mais aussi les variations temporelles des amplitudes des processus nonstationnaires étudiés.





**CHAPITRE V**  
**EXTENSION DU MODELE**  
**DE SIMULATION NONSTATIONNAIRE**  
**AU CAS BIDIMENSIONNEL.**

En plus de l'aspect monodimensionnel, nous prenons en compte dans le présent chapitre, l'aspect multicomposantes du mouvement sismique en un site donné à travers quatre critères de caractérisation spectrale et inter-spectrale. En effet, nous utilisons le spectre physique, les amplitudes des harmoniques constitutives, l'énergie instantanée moyenne et l'énergie totale moyenne pour caractériser les accélérations sismiques dans le domaine fréquentiel.

Nous nous limitons à l'aspect bidimensionnel, par la seule prise en considération des deux composantes enregistrées au site de construction dans le plan horizontal. Il demeure bien entendu que cette étude peut être étendue sans difficulté majeure au cas tridimensionnel. Nous privilégions pour chaque critère, deux directions propres selon lesquelles les valeurs du critère choisi sont optimisés (l'un maximisé, l'autre minimisé) au sens du critère retenu.

Une extension du modèle de simulation précédent (monodimensionnel) est réalisée au cas bidimensionnel. Plus précisément, partant de l'histoire de l'énergie libérée par deux enregistrements horizontaux d'un événement sismique donné, il est possible, par effet de polarisation des ondes sismiques constitutives suivant des directions dominantes, de simuler une classe d'accélérogrammes synthétiques optimisés compatibles avec les principales caractéristiques de cet événement. Les phases sont générées à partir de la distribution des dérivées de phases.

Les directions dominantes sont celles qui ont été déterminées par optimisation de chacun des quatre critères de caractérisation énumérés ci-dessus. Pour chaque cas, les accélérogrammes artificiels (qui représentent les accélérogrammes synthétiques optimisés au sens du critère retenu) sont finalement obtenus par superposition des contributions spectrales nonstationnaires des ondes polarisées suivant les directions dominantes ainsi déterminées.

### **V-1 But recherché.**

Soumise à chacune des composantes sismiques enregistrées, une structure aura des comportements complètement différents. En effet, une analyse des trois composantes enregistrées en un site donné, montre que celles-ci n'ont pas nécessairement les mêmes caractéristiques :

- leurs pics d'accélérations, de vitesse, de déplacement, ainsi que les temps d'occurrences associés sont différents,
- la partie des mouvements forts a une durée différente d'une composante à l'autre,
- le contenu spectral et les bandes de fréquences qui le contrôlent à chaque instant, n'est pas forcément le même pour les trois composantes,
- la valeur de l'énergie spectrale développée par chacune des composantes est différente de celle des deux autres

-les délais de groupes des ondes sismiques constituant chacune des composantes différent aussi d'une composante à l'autre.

Une représentation spectrale globale des mouvements sismiques qui réduit les précédentes déficiences entre les composantes enregistrées en ne retenant que les caractéristiques principales est grandement souhaitée. Ainsi, apparait la question du comment. La procédure de simulation nonstationnaire développée au chapitre précédent peut-elle être utilisée en tenant compte de l'aspect multicomposantes des mouvements du sol?

C'est principalement ce que nous nous efforçons à montrer dans le présent chapitre, en focalisant notre attention sans perte de généralité, sur les deux composantes enregistrée dans le plan horizontal.

Afin de pouvoir répondre aux impératifs considérés plus haut, le travail à mener dans ce qui suit doit pouvoir répondre aux objectifs suivants :

- une utilisation optimum des données disponibles pour la caractérisation des séismes passés. Ceci permet une utilisation plus rationnelle des composantes d'accélération pour des calculs plus réalistes de réponses de structures, notamment celles à comportements nonlinéaires nécessitant une analyse dynamique dans le domaine temporel (ponts, barrages, centrales nucléaires, ...). Les caractéristiques propres à chacune des deux composantes horizontales enregistrées en un site quelconque, gouvernent la manière dont elles excitent respectivement une structure donnée. Ces caractéristiques n'étant pas forcément celles qui engendrent les effets les plus destructifs, on est tenté de définir des accélérations sismiques qui traduisent de manière cohérente le caractère destructif optimal (du point de vue de la sécurité) sur ce site.

-Une extension du modèle de simulation nonstationnaire au cas bidimensionnel (compte tenu qu'on ne prend en compte que les deux composantes horizontales enregistrées en un site donné) de manière à tenir compte dans les procédures de simulation des impératifs édictés au point précédent.

-Une réduction de l'incertitude associée aux études de corrélations de paramètres stables en fonction de la magnitude, de la distance épacentrale et des conditions locales. L'utilisation d'une seule composante pour de telles études peut entraîner des dispersions difficiles à évaluer.

## V-2 Fondements.

Les enregistrements sismiques sont obtenus en utilisant des accélérographes dont l'orientation est en général basée sur des considérations qui n'ont pas forcément de lien avec les impératifs de génie - Civil. En effet, cette orientation est faite de manière par exemple à coïncider avec les directions principales d'une structure, ou le long des grands axes routiers.

La disposition des accélérographes peut aussi être contrainte par des considérations sismologiques. Ainsi, la connaissance (rare) du mécanisme au foyer favorise la disposition des appareils de mesures dans des directions privilégiées, dans le but d'étudier les effets de source (directivité, radiation, ...). Par ailleurs, en vue de détecter des effets de polarisation, les accélérogrammes sont disposés parallèlement ou perpendiculairement à la faille.

D'autre part, les ondes constitutives des mouvements sismiques en un site donné, sont de différentes natures, pouvant provenir de foyers différents et se propagent à des vitesses qui dépendent des caractéristiques mécaniques et géologiques des milieux traversés. Avant de subir un filtrage considérable dû aux effets de sites, ces ondes sont sujettes à de nombreuses distorsions (atténuation de frictions et géométrique, effets de scattering et diffractions dûs aux hétérogénéités de la croûte).

De plus des interférences constructives à certaines fréquences et destructives à d'autres suggèrent que les études de corrélation et de combinaison des mouvements du sol pour le génie parasismique doivent être menées dans le domaine fréquentiel. Les méthodes usuelles basées sur des combinaisons vectorielles (dans le domaine temporel) sont à remplacer par des méthodes plus réalistes basées sur des considérations fréquentielles. C'est ainsi que l'on est amené à définir un schéma qui détermine les caractéristiques fréquentielles et de phases séparément dans n'importe quelle direction du plan. Des directions dominantes, suivant lesquelles les caractéristiques fréquentielles sont optimisées, sont alors déduites.

## V-3 Analyse nonstationnaire bidimensionnelle des mouvements sismiques.

Soient  $x(t)$  et  $y(t)$  les deux accélérogrammes orthogonaux enregistrés dans le plan horizontal en un site donné. A un instant  $t$  donné, les valeurs  $x(t)$  et  $y(t)$  représentent les coordonnées de l'accélération réelle du sol dans le repère horizontal  $(O, \vec{i}, \vec{j})$ , défini par la position de l'accélérographe sur le site d'enregistrement.  $\vec{i}$  et  $\vec{j}$  sont les vecteurs unitaires le long des directions d'enregistrements  $\vec{Ox}$  et  $\vec{Oy}$  respectivement. La rotation, d'un angle  $\alpha$  (repéré par rapport à l'axe  $\vec{Ox}$ ), autour de l'origine  $O$  du système d'axes  $(\vec{Ox}, \vec{Oy})$ , transforme le repère  $(O, \vec{i}, \vec{j})$  en un nouveau repère  $(O, \vec{i}', \vec{j}')$  dans lequel,  $\vec{i}'$  et  $\vec{j}'$  sont les vecteurs unitaires le long des nouveaux axes orthogonaux  $\vec{Ox}'$  et  $\vec{Oy}'$  respectivement. Les coordonnées de l'accélération sismique du sol dans ce nouveau repère seront  $x'(t)$  et  $y'(t)$  données par :

$$\begin{pmatrix} x'(t) \\ y'(t) \end{pmatrix} = Q^t \begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \end{pmatrix} \quad (\text{V-1})$$

Q est la matrice de passage du repère  $(O, \vec{i}, \vec{j})$  au repère  $(O, \vec{i}', \vec{j}')$ . Les colonnes de cette matrice orthogonale, sont les composantes des vecteurs  $\vec{i}'$  et  $\vec{j}'$  du nouveau repère dans l'ancien repère  $(O, \vec{i}, \vec{j})$ . Ainsi  $Q^t$  a pour expression :

$$Q^t = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (\text{V-2})$$

compte tenu des équations V-1 et V-2, les expressions des coordonnées  $x'(t)$  et  $y'(t)$  de l'accélération dans le nouveau repère  $(O, \vec{i}', \vec{j}')$ , en fonction des coordonnées  $x(t)$  et  $y(t)$ , sont données par :

$$x'(t) = x(t) \cos \alpha + y(t) \sin \alpha \quad (\text{V-3})$$

$$y'(t) = -x(t) \sin \alpha + y(t) \cos \alpha \quad (\text{V-4})$$

Les équations (V-3) et (V-4) permettent d'exprimer les coordonnées de l'accélération sismique dans n'importe quelle direction du plan.

A la base des équations précédentes, nous formulons les expressions de chacun des quatre concepts retenus dans n'importe quelle direction du plan. Ceci nous permet de déterminer par la suite les deux directions dominantes (ou critiques) selon lesquelles l'accélération est optimisée. Ces deux directions correspondent respectivement à la maximisation et à la minimisation de l'enregistrement sismique au sens du critère retenu.

### V-3-1 Caractérisation par composition des spectres physiques.

Soient  $X_w(f)$ ,  $Y_w(f)$ ,  $X'_w(f)$  et  $Y'_w(f)$  les spectres physiques respectifs des composantes accélérométriques  $x(t)$ ,  $y(t)$ ,  $x'(t)$  et  $y'(t)$ . Ceux-ci sont obtenus en utilisant la fenêtre Gaussienne  $w(t)$  et leurs expressions sont conformes à l'équation III-52.

La propriété de linéarité de la transformée de Fourier ainsi que les équations V-3 et V-4, nous permettent d'écrire :

$$X'_w(f) = X_w(f) \cos \alpha + Y_w(f) \sin \alpha \quad (\text{V-5})$$

$$Y'_w(f) = -X_w(f) \sin \alpha + Y_w(f) \cos \alpha \quad (\text{V-6})$$

En utilisant les équations V-5 et V-6 et les propriétés des nombres complexes, on exprime les spectres physiques  $S_{x'x'}(f,t)$ ,  $S_{y'y'}(f,t)$  et l'inter-spectre physique  $S_{x'y'}(f,t)$  de  $x'(t)$  et  $y'(t)$  comme une combinaison linéaire des quantités correspondantes calculées à partir des composantes originales  $x(t)$  et  $y(t)$ , et leurs expressions sont les suivantes :

$$S_{x'x'}(f,t) = S_{xx}(f,t) \cos^2 \alpha + S_{yy}(f,t) \sin^2 \alpha + 2 \operatorname{Re} [S_{xy}(f,t)] \cos \alpha \sin \alpha \quad (\text{V-7})$$

$$S_{y'y'}(f,t) = S_{xx}(f,t) \sin^2 \alpha + S_{yy}(f,t) \cos^2 \alpha - 2 \operatorname{Re} [S_{xy}(f,t)] \cos \alpha \sin \alpha \quad (\text{V-8})$$

$$S_{x'y'}(f,t) = (S_{yy}(f,t) - S_{xx}(f,t)) \cos \alpha \sin \alpha + S_{xy}(f,t) \cos^2 \alpha - S_{yx}(f,t) \sin^2 \alpha \quad (\text{V-9})$$

$$\operatorname{Re} [S_{x'y'}(f,t)] = (S_{yy}(f,t) - S_{xx}(f,t)) \cos \alpha \sin \alpha + \operatorname{Re} [S_{xy}(f,t)] (\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha) \quad (\text{V-10})$$

Dans les équations précédentes, l'inter-spectre physique  $S_{xy}(f,t)$  est défini comme suit :

$$S_{xy}(f,t) = E \left[ X_w^*(f) Y_w(f) \right] \quad (\text{V-11})$$

et contrairement au spectre physique, c'est une quantité complexe. On donne un sens physique à cette quantité en prenant la partie réelle. Ainsi, cette quantité représente les interférences énergétiques des deux composantes  $x(t)$  et  $y(t)$  en chaque point du plan temps fréquence. Ces interférences sont constructives pour les valeurs positives de l'inter spectre-physique, alors qu'elles sont destructives pour les valeurs négatives.

Afin de permettre une écriture matricielle de la transformation induite par la rotation, on définit les matrices des spectres physiques  $S_{(\vec{i}, \vec{j})}(f,t)$  et  $S_{(\vec{i}', \vec{j}')} (f,t)$ , rapportées aux repères  $(O, \vec{i}, \vec{j})$  et  $(O, \vec{i}', \vec{j}')$  respectivement, comme suit :

$$S_{(\vec{i}, \vec{j})}(f,t) = \begin{pmatrix} S_{xx}(f,t) & , & \operatorname{Re}[S_{xy}(f,t)] \\ \operatorname{Re}[S_{xy}(f,t)] & , & S_{yy}(f,t) \end{pmatrix} \quad (\text{V-12})$$

$$S_{(\vec{i}', \vec{j}')} (f,t) = \begin{pmatrix} S_{xx}(f,t) & , & \operatorname{Re}[S_{xy}(f,t)] \\ \operatorname{Re}[S_{xy}(f,t)] & , & S_{yy}(f,t) \end{pmatrix} \quad (\text{V-13})$$

alors, en écriture matricielle, les équations V-7, V-8 et V-10 s'écrivent, compte tenu de V-12 et V-13, comme suit :

$$S_{(\vec{i}', \vec{j}')} (f,t) = Q^t S_{(\vec{i}, \vec{j})} (f,t) Q \quad (\text{V-14})$$

où  $Q^t$  est la matrice transposée de la matrice de passage  $Q$ . Il est important de noter que  $S_{(\vec{i}, \vec{j})}(f, t)$  est fonction du temps, de la fréquence et de l'azimut  $\alpha$ .

### V-3-2 Caractérisation par composition des harmoniques nonstationnaires.

Sur la base des équations IV-2 et IV-3, une autre approche peut être menée pour l'analyse bidimensionnelle, dans le domaine temps-fréquence, des mouvements sismiques. Celle-ci est basée, pour une fréquence donnée, sur la combinaison à chaque temps  $t$ , des ondes constitutives,  $x(f, t)$  et  $y(f, t)$ , associées respectivement aux signaux nonstationnaires,  $x(t)$  et  $y(t)$ , dont nous matérialisons les deux directions d'enregistrement dans le plan horizontal par les axes perpendiculaires  $\vec{Ox}$  et  $\vec{Oy}$ .

La combinaison vectorielle des amplitudes,  $A(f, t)$  et  $B(f, t)$ , et des phases  $\theta_x(f)$  et  $\theta_y(f)$ , de  $x(f, t)$  et  $y(f, t)$  respectivement, produit une figure elliptique de Lissajou, dont l'équation dépend des amplitudes et de la différence de phase  $\theta(f) = \theta_x(f) - \theta_y(f)$ . La composition des ondes fréquentielles  $x(f, t)$  et  $y(f, t)$  dans le plan horizontal, a donc une polarisation elliptique.

Si  $2A_1(f, t)$  et  $2A_2(f, t)$  ( avec  $A_1(f, t) \geq A_2(f, t)$  ) sont les longueurs des axes de l'ellipse, alors son équation dans le repère  $(O, \vec{p}_1, \vec{p}_2)$ , rapporté à ces axes est :

$$\begin{aligned} x &= A_1(f, t) \cos(2\pi ft + \phi(f)) \\ y &= A_2(f, t) \sin(2\pi ft + \phi(f)) \end{aligned} \quad (V-15)$$

L'expression des composantes  $x'(t)$  et  $y'(t)$ , dans le repère  $(O, \vec{i}', \vec{j}')$  obtenu par rotation du repère original  $(O, \vec{i}, \vec{j})$  d'un angle  $\beta(f, t)$ , est donc régie par les équations paramétriques de l'ellipse comme suit :

$$x'(f, t) = x(f, t) \cos[\beta(f, t)] + y(f, t) \sin[\beta(f, t)] = A_1(f, t) \cos[2\pi ft + \phi'(f)] \quad (V-16)$$

$$y'(f, t) = -x(f, t) \sin[\beta(f, t)] + y(f, t) \cos[\beta(f, t)] = A_2(f, t) \sin[2\pi ft + \phi'(f)] \quad (V-17)$$

Ces deux dernières équations, permettent de caractériser les amplitudes nonstationnaires de chaque harmonique. Ces amplitudes nonstationnaires, sont définies pour chaque instant  $t$ , par la connaissance de l'angle de polarisation de chacune des deux harmoniques  $x'(f, t)$  et  $y'(f, t)$ . Par ailleurs, il est à remarqué que l'énergie mise en jeu par les deux mouvements sismiques ne varie pas sous l'effet de la rotation, du fait que, on a pour  $f$  et  $t$  donnés :

$$A^2(f, t) + B^2(f, t) = A_1^2(f, t) + A_2^2(f, t) \quad (V-18)$$

Ainsi, pour une structure orientée suivant un azimut donné différent de celui des accélérogrammes  $x(t)$  et  $y(t)$  enregistré au site, l'action bidimensionnelle du mouvement du sol est caractérisée par les accélérogrammes  $x'(t)$  et  $y'(t)$  dont les caractéristiques spectrales nonstationnaires sont contrôlées par les équations V-16 et V-17. La même structure orientée différemment sur le même site sera soumise à des sollicitations sismiques différentes, du fait que sous l'effet de la rotation, il y a une variation du contenu fréquentiel nonstationnaire.

### V-3-3 Caractérisation par composition des énergies moyennes instantanées.

Pour deux signaux aléatoires  $x(t)$  et  $y(t)$ , on définit l'énergie instantanée moyenne et l'inter-énergie moyenne, au voisinage d'un temps  $t$  donné spécifié par la fenêtre  $w(t)$ , comme suit :

$$U_{xx}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} w^2(t-u) E[x^2(u)] du = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{xx}(f,t) df \quad (V-19)$$

$$U_{yy}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} w^2(t-u) E[y^2(u)] du = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{yy}(f,t) df \quad (V-20)$$

$$U_{xy}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} w^2(t-u) E[x(u) y(u)] du = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re} [S_{xy}(f,t)] df \quad (V-21)$$

où  $u$  est une variable muette,  $U_{xx}(t)$  et  $U_{yy}(t)$  sont les énergies moyennes dans les directions  $\vec{Ox}$  et  $\vec{Oy}$  respectivement, tandis que  $U_{xy}(t)$  représente l'inter-énergie moyenne. On peut noter que ces trois quantités peuvent être interprétées comme deux auto-corrélations moyennes et une inter-corrélation moyenne au temps  $t$  pondérées des deux signaux  $w(t-u).x(u)$  et  $w(t-u).y(u)$ .

On note  $U_{x'x'}(t)$ ,  $U_{y'y'}(t)$  et  $U_{x'y'}(t)$  les énergies instantanées moyennes et l'inter-énergie instantanée moyenne des signaux sismiques  $x'(t)$  et  $y'(t)$  déduits de  $x(t)$  et  $y(t)$  respectivement par rotation d'un angle  $\alpha$  du repère de coordonnées. En utilisant les équations V-19 à V-21 et compte tenu des équations V-7, V-8 et V-10, les expressions de  $U_{x'x'}(t)$ ,  $U_{y'y'}(t)$  et  $U_{x'y'}(t)$  s'écrivent comme suit en fonction de  $U_{xx}(t)$ ,  $U_{yy}(t)$  et  $U_{xy}(t)$  :

$$U_{x'x'}(t) = U_{xx}(t) \cos^2 \alpha + U_{yy}(t) \sin^2 \alpha + 2 U_{xy}(t) \cos \alpha \sin \alpha \quad (V-22)$$

$$U_{y'y'}(t) = U_{xx}(t) \sin^2 \alpha + U_{yy}(t) \cos^2 \alpha - 2 U_{xy}(t) \cos \alpha \sin \alpha \quad (V-23)$$

$$U_{x'y'}(t) = (U_{yy}(t) - U_{xx}(t)) \cos \alpha \sin \alpha + U_{xy}(t) (\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha) \quad (V-24)$$

Les matrices  $U_{(\vec{i}, \vec{j})}(t)$  et  $U_{(\vec{i}', \vec{j}')} (t)$ , rapportées aux repères  $(O, \vec{i}, \vec{j})$  et  $(O, \vec{i}', \vec{j}')$  respectivement, sont données par

$$U_{(\vec{i}, \vec{j})}(t) = \begin{pmatrix} U_{xx}(t) & U_{xy}(t) \\ U_{xy}(t) & U_{yy}(t) \end{pmatrix} \quad (V-25)$$

$$U_{(\vec{i}', \vec{j}')} (t) = \begin{pmatrix} U'_{xx}(t) & U'_{xy}(t) \\ U'_{xy}(t) & U'_{yy}(t) \end{pmatrix} \quad (V-26)$$

les équations V-22 à V-24 s'écrivent sous forme matricielle, compte tenu des équations V-25 et V-26, comme suit

$$U_{(\vec{i}', \vec{j}')} (t) = Q^t U_{(\vec{i}, \vec{j})}(t) Q \quad (V-27)$$

Ainsi, on peut, à l'aide des équations V-22 à V-27, caractériser l'énergie instantanée moyenne et l'inter-énergie instantanée moyenne dans n'importe quelle direction du plan. Il est cependant à noter que la matrice  $U_{(\vec{i}, \vec{j})}(t)$  est indépendante de la fréquence, sa dépendance ne relève que du temps  $t$  et de l'azimut  $\alpha$ .

#### V-3-4 Caractérisation par composition des énergies totales moyennes.

On note  $V_{xx}$ ,  $V_{yy}$  et  $V_{xy}$  les énergies totales moyennes et de l'inter-énergie totale moyenne des signaux accélérométriques  $x(t)$  et  $y(t)$  enregistrés en un site donné. On obtient respectivement leurs expressions en intégrant les membres de droite des équations V-19 V-20 et V-21 par rapport au temps. Celles-ci, compte tenu de la condition de normalisation de la fonction de fenêtre temporelle, sont :

$$V_{xx} = \int_{-\infty}^{+\infty} E[x^2(t)] dt = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{xx}(f, t) df dt \quad (V-28)$$

$$V_{yy} = \int_{-\infty}^{+\infty} E[y^2(t)] dt = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{yy}(f, t) df dt \quad (V-29)$$

$$V_{xy} = \int_{-\infty}^{+\infty} E[x(t) y(t)] dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re} [S_{xy}(f, t)] df dt \quad (V-30)$$

Considérons les signaux accélérométriques  $x'(t)$  et  $y'(t)$  le long des axes de coordonnées faisant un angle  $\alpha$  avec les originaux. En tenant compte des trois dernières équations et des équation V-7 à V-10, on déduit de la même manière que précédemment, les expressions des énergies totales  $V_{x'x'}(t)$  et  $V_{y'y'}(t)$  ainsi que celle de l'inter-énergie totale  $V_{x'y'}(t)$  des composantes  $x'(t)$  et  $y'(t)$  respectivement, en fonction de celles des enregistrements originaux  $x(t)$  et  $y(t)$ , à savoir :

$$V_{x'x'} = V_{xx} \cos^2 \alpha + V_{yy} \sin^2 \alpha + 2 V_{xy} \cos \alpha \sin \alpha \quad (V-31)$$

$$V_{y'y'} = V_{xx} \sin^2 \alpha + V_{yy} \cos^2 \alpha - 2 V_{xy} \cos \alpha \sin \alpha \quad (V-32)$$

$$V_{x'y'} = (V_{yy} - V_{xx}) \cos \alpha \sin \alpha + V_{xy} (\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha) \quad (V-33)$$

Les matrices énergie totale  $V_{(\vec{i}, \vec{j})}$  et  $V_{(\vec{i}', \vec{j}')}$ , rapportées aux repères  $(O, \vec{i}, \vec{j})$  et  $(O, \vec{i}', \vec{j}')$  respectivement, sont données par :

$$V_{(\vec{i}, \vec{j})} = \begin{pmatrix} V_{xx} & V_{xy} \\ V_{xy} & V_{yy} \end{pmatrix} \quad (V-34)$$

$$V_{(\vec{i}', \vec{j}')} = \begin{pmatrix} V'_{xx} & V'_{xy} \\ V'_{xy} & V'_{yy} \end{pmatrix} \quad (V-35)$$

La représentation matricielle des équation V-31 à V-33 est donnée, compte tenu de V-34 et V-35, par

$$V_{(\vec{i}', \vec{j}')} = Q^t V_{(\vec{i}, \vec{j})} Q \quad (V-36)$$

Cette dernière équation caractérise complètement l'énergie totale dans le plan horizontale du site d'enregistrement. La dépendance de la matrice énergie totale  $V_{(\vec{i}', \vec{j}')}$  n'est plus qu'azimutale.

#### V-4 Détermination des directions dominantes.

On a vu que le contenu spectral nonstationnaire de chacune des deux composantes accélérométriques, est conditionné par le choix motivé de l'orientation des axes d'enregistrements lors de l'implantation de l'appareil de mesure au site considéré. Si on change l'orientation de ces axes, les caractéristiques spectrales des accélérations similaires ainsi enregistrés changent à chaque instant et pour chaque

fréquence On a quantifié, dans le paragraphe précédent, les valeurs de ces caractéristiques spectrales en fonction de la valeur de l'angle de rotation des axes de références.

Nous focalisons maintenant notre attention sur la détermination, au sens de chacun des quatre concepts de caractérisation que nous avons explicité au paragraphe précédent, de directions principales (ou critiques), selon lesquelles les accélérations sismiques peuvent être définies. Deux accélérogrammes "optimisés", associés respectivement aux deux directions, sont ainsi obtenus : l'un maximisé et l'autre minimisé au sens du critère retenu.

#### V-4-1 Directions dominantes optimisant le spectre physique.

L'action conjuguée de deux composantes accélérométriques sur une structure donnée, est atténuée par les effets d'interférences existant entre ces deux composantes. L'excitation sismique est optimisée si ces effets d'interférences sont annihilés. On montre ci-dessous, qu'il en résulte l'obtention de deux composantes traduisant respectivement les valeurs maximales et minimales des caractéristiques considérées. Ces composantes optimisées sont orientées suivant deux directions orthogonales (constituant le repère principal  $(O, \vec{p}_1, \vec{p}_2)$ ) privilégiées d'excitation selon lesquelles leur intercorrélacion devient nulle au sens du critère retenu.

L'analyse que nous avons faite au § V-3-1 permet de déterminer analytiquement ces directions dominantes, et de déduire en conséquence, les valeurs optimisées des caractéristiques nonstationnaires des mouvements sismiques dans ces directions.

En effet, désignons par  $S_{(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}(f, t)$  la matrice spectral associée au repère principal  $(O, \vec{p}_1, \vec{p}_2)$  obtenu par rotation du repère initial  $(O, \vec{i}, \vec{j})$  d'un angle de valeur  $\alpha_d(f, t)$ . Les éléments de cette matrice diagonale sont les valeurs propres  $S_1(f, t)$  et  $S_2(f, t)$  ( $S_1(f, t) \geq S_2(f, t)$ ) déterminés en fonction des éléments de  $S_{(\vec{i}, \vec{j})}(f, t)$  par application de l'équation V-14 pour la valeur  $\alpha = \alpha_d(f, t)$  de l'angle de rotation. Il est à noter que les directions principales ainsi déterminées sont dépendantes de la fréquence et du temps et que les éléments nuls de la matrice  $S_{(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}(f, t)$  traduisent la non corrélation des deux composantes accélérométriques ainsi "optimisées".

En partant des relations qui lient les éléments de  $S_{(\vec{i}, \vec{j})}(f, t)$  (équation V-12) à ceux de  $S_{(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}(f, t)$  obtenues en utilisant la matrice de passage Q pour  $\alpha = -\alpha_d(f, t)$ , soit :

$$S_{xx}(f, t) = \frac{S_1 + S_2}{2} + \frac{S_1 - S_2}{2} \cos(2\alpha_d(f, t)) \quad (V-37)$$

$$S_{yy}(f, t) = \frac{S_1 + S_2}{2} - \frac{S_1 - S_2}{2} \cos(2\alpha_d(f, t)) \quad (V-38)$$

$$S_{xy}(f,t) = \frac{S_1 - S_2}{2} \sin(2\alpha_d(f,t)) \quad (V-39)$$

et en formant  $2 S_{xy}(f,t) / (S_{xx}(f,t) - S_{yy}(f,t))$ , soit :

$$\frac{2 S_{xy}(f,t)}{S_{xx}(f,t) - S_{yy}(f,t)} = \frac{(S_1 - S_2) \sin(2\alpha_d(f,t))}{(S_1 - S_2) \cos(2\alpha_d(f,t))} \quad (V-40)$$

on déduit pour  $S_1 \neq S_2$ , la valeur de l'angle "dominant" (ou critique) :

$$\alpha_d(f,t) = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left\{ \frac{2 S_{xy}(f,t)}{(S_{xx}(f,t) - S_{yy}(f,t))} \right\} \quad (V-41)$$

caractérisant les directions principales selon lesquelles les accélérographes sont optimisés. On notera de l'équation V-40 que si  $S_1 = S_2$ , alors toutes les directions du plan sont principales. De plus, comme pour les valeurs du spectre physique, les valeurs des directions dominantes sont dépendantes du temps et de la fréquence.

L'équation V-41 donne deux valeurs à  $\pi/2$  près de l'angle  $\alpha_d(f,t)$ . On retient des deux, la valeur  $\alpha_d(f,t)$  ( $0 \leq \alpha_d(f,t) < \pi$ ) qui substituée dans l'équation V-7 donne la valeur maximale  $S_1$  du spectre physique. La valeur de l'angle donnant la direction dominante minimale est alors,  $\alpha_d(f,t) + \pi/2$  et est associée à la valeur minimale  $S_2$  du spectre physique.

#### V-4-2 Directions dominantes optimisant les amplitudes des ondes constitutives.

On a vu plus haut que le vecteur dont l'extrémité a pour composante les valeurs des harmoniques  $x(f,t)$  et  $y(f,t)$  a une polarisation elliptique. On montre qu'il existe une direction dominante caractérisée par la valeur  $\beta_d(f,t)$  de l'angle compris entre les axes  $\vec{Ox}$  et  $\vec{OM}$ , pour laquelle les composantes  $x'(f,t)$  et  $y'(f,t)$  ont des amplitudes optimisées. Les valeurs de ces amplitudes sont le long du grand axe et du petit axe de l'ellipse :  $A_1(f,t)$  et  $A_2(f,t)$  respectivement. La valeur de l'angle  $\beta_d(f,t)$ , fonction des amplitudes  $A(f,t)$  et  $B(f,t)$  des deux harmoniques des signaux enregistrés, ainsi que de la différence  $\theta(f,t)$  de leurs phases, a pour expression :

$$\beta_d(f,t) = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left\{ \frac{2 A(f,t) B(f,t) \cos[\theta(f,t)]}{(A^2(f,t) - B^2(f,t))} \right\} \quad (V-42)$$

Il réside dans le résultat donné par V-42, la même ambiguïté que pour l'équation V-41. On retient la valeur de l'angle  $\beta_d(f,t)$  (avec,  $0 \leq \beta_d(f,t) < \pi$ ) qui introduite dans l'équation A-11 donne, au temps  $t$

et pour la fréquence  $f$ , la valeur  $A_1(f,t)$  de l'amplitude maximale. La direction associée à la valeur  $A_2(f,t)$  de l'amplitude minimale est alors,  $\beta_d(f,t) + \pi/2$ .

Il est à remarquer que si la variation temporelle des ondes sismiques  $x'(f,t)$  et  $y'(f,t)$  est négligée, les harmoniques constituant chacun des deux signaux, à une fréquence  $f$  donnée, ont des amplitudes dont les valeurs ne sont autres que celles des amplitudes  $A'(f)$  et  $B'(f)$  des spectres de Fourier classiques des signaux  $x'(t)$  et  $y'(t)$  respectivement. L'angle  $\beta_d(f)$  a la même expression que celle donnée par l'équation V-42 en remplaçant  $A(f,t)$  et  $B(f,t)$  par  $A(f)$  et  $B(f)$  respectivement. On obtient ainsi des composantes dont les amplitudes classiques  $A(f)$  et  $B(f)$  du spectre de Fourier sont optimisées (J. Shoja-Taheri et B .A. Bolt, 1977)

#### V-4-3 Directions dominantes optimisant l'énergie moyenne instantanée.

En travaillant en terme d'énergie moyenne instantanée, un raisonnement analogue à celui développé au § V-4-1, conduit à la détermination de directions dominantes associées aux directions propres de la matrice  $U_{(\vec{i}, \vec{j})}(t)$ . La valeur  $\delta_d(t)$  de l'angle qui les caractérise est égale à :

$$\delta_d(t) = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left\{ \frac{2 U_{xy}(t)}{(U_{xx}(t) - U_{yy}(t))} \right\} \quad (V-43)$$

La valeur de l'énergie instantanée moyenne est calculée, pour un instant  $t$  donné, en sommant la contribution de toutes les harmonique constitutives du signal sismique à cet instant ; ce qui explique la dépendance de cette quantité de la seule variable temps  $t$ . Par voie de conséquence, l'angle  $\delta(t)$  ne dépend que du temps lui aussi. Par ailleurs, la même ambiguïté à  $\pi/2$  près réside pour la détermination de la direction dominante le long de laquelle l'énergie moyenne instantanée est maximisée.

#### V-4-4 Directions dominantes optimisant l'énergie totale moyenne.

Les directions dominantes optimisant l'énergie totale libérée au site, sont celles associées aux valeurs propres de la matrice  $V_{(\vec{i}, \vec{j})}$  définie précédemment. L'angle  $\lambda_d$  caractérisant ces directions est déterminé par un raisonnement analogue à celui fait ci-dessus pour le spectre physique et l'énergie instantanée moyenne et sa valeur est donné par :

$$\lambda_d = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left\{ \frac{2 V_{xy}}{(V_{xx} - V_{yy})} \right\} \quad (V-44)$$

L'énergie totale au site n'est dépendante ni du temps, ni de la fréquence, car elle représente la contribution de toutes les harmoniques constitutives sur la durée totale du mouvement du sol dû au séisme considéré. Ainsi, il n'existe qu'un seul repère principal dans lequel les accélérations sismiques sont optimisées au sens de l'énergie totale. L'angle qui caractérise sa position par rapport au repère initial est par conséquent unique. Les deux directions principales qui représentent aussi les directions dominantes (ou critiques) correspondent respectivement à la maximisation et à la minimisation de l'énergie totale.

#### **V-5 Extension du modèle de Simulation nonstationnaire au cas bidimensionnel.**

Nous venons de définir des directions dominantes qui optimisent les caractéristiques énergétiques des accélérogrammes suivant quatre critères différents. Pour chacun des critères utilisés, l'énergie mise en jeu par les mouvements sismiques au site considéré n'est pas modifiée, mais simplement redistribuée de manière à obtenir un contenu spectral optimisé en chaque point du plan temps-fréquence (spectre physique, amplitude de l'harmonique constitutive), ou à chaque instant  $t$  (énergie instantanée moyenne) ou enfin dans sa globalité (énergie totale moyenne).

On obtient ainsi, une composante maximisée le long d'une des deux directions critiques, l'autre direction étant associée à la composante minimisée. Les effets d'inter-corrélations entre les deux composantes optimisées, au sens du concept retenu, sont ainsi annulés : il s'ensuit que l'action de la composante maximisée a un effet plus destructeur que celui des mouvements enregistrés dans les autres directions du plan horizontal. A l'inverse, l'effet le moins destructeur est associé à la composante minimale.

Connaissant les caractéristiques énergétiques des deux composantes accélérométriques enregistrées en un site donné, nous sommes maintenant en mesure de déduire celles associées aux composantes fictives dans n'importe quelle direction du plan. En appliquant la procédure de simulation nonstationnaire à chacune des deux composantes fictives, il est donc possible de générer des accélérations sismiques artificielles dans n'importe quelle direction du plan, notamment le long de chacune des directions dominantes (ou critiques) et ce pour chacun des quatre paramètres de caractérisation définis ci-dessus.

Dans ce qui suit, nous développons les aspects numériques du modèle stochastique de simulation nonstationnaire étendu au cas bidimensionnel. Nous appliquons ce modèle stochastique pour le calcul des accélérogrammes optimisés selon chacun des concepts. Par la suite, nous testons le modèle stochastique de simulation nonstationnaire bidimensionnelle en générant des accélérations artificielles suivant les directions dominantes et en les comparant aux accélérogrammes originaux optimisés.

### V-5-1 Procédure numérique de simulation nonstationnaire bidimensionnelle.

Dans le cadre de l'analyse nonstationnaire bidimensionnelle et des procédures d'optimisation des accélérations sismiques élaborées ci-dessus, les valeurs du spectre physique dans le plan temps-fréquence sont systématiquement calculées, car ce dernier est à la base de tous les développements théoriques. Nous faisons usage comme dans le chapitre III, du concept de signal analytique, afin de réduire le temps de calcul, mais cette fois-ci pour calculer les valeurs fréquentielles du spectre au même instant  $t$ , des deux enregistrements accélérométriques  $x(t)$  et  $y(t)$  simultanément. Ainsi, on associe au signal analytique  $f(t)$ , deux signaux réels  $h_x(t)$  et  $h_y(t)$  qui représentent respectivement les accélérogrammes  $x(t)$  et  $y(t)$  convolués par la fenêtre temporelle  $w(t)$ , à l'instant  $t$ .

Avec le même développement numérique que celui déjà élaboré au chapitre III, nous calculons, à chaque instant  $t_m = m \cdot \Delta t$  ( $m = 1, 2, \dots, M$ ), les valeurs  $H_x(f_k)$  et  $H_y(f_k)$  ( $k = 1, 2, \dots, N$ ) des transformées de Fourier des signaux  $h_x(t_m)$  et  $h_y(t_m)$ . Les indices  $m$  et  $M$  sont associés au temps  $t_m = m \Delta t$  et à la longueur nominale  $L = M \cdot \Delta t$  de la fenêtre temporelle respectivement ;  $\Delta t = 0.02$  sec est le pas d'échantillonnage en temps. De même, l'indice  $N$  est associé à la plus haute fréquence  $f_{\max}$  compatible avec le théorème d'échantillonnage, c'est à dire  $f_{\max} = N \Delta f$ , où  $\Delta f = 1/L$  est le pas d'échantillonnage en fréquence.

Les valeurs des spectres physiques des signaux  $x(t)$  et  $y(t)$  aux temps  $t_m = m \cdot \Delta t$  sont alors :

$$S_{xx}(f_k, t_m) = H_x^*(f_k) H_x(f_k) \quad (V-45)$$

$$S_{yy}(f_k, t_m) = H_y^*(f_k) H_y(f_k) \quad (V-46)$$

de même, les valeurs de l'inter-spectre physique des signaux  $x(t)$  et  $y(t)$  aux temps  $t = m \cdot \Delta t$  sont

$$S_{xy}(f_k, t_m) = \text{Re} \left[ H_x^*(f_k) H_y(f_k) \right] \quad (V-47)$$

En suivant le même raisonnement développé pour l'élaboration du modèle de simulation monodimensionnelle, on note  $x(f_k, t_m)$  et  $y(f_k, t_m)$  les harmoniques constitutives des accélérogrammes originaux  $x(t)$  et  $y(t)$  respectivement. Celles-ci ont pour expressions :

$$\left\{ \begin{array}{l} x(f_k, t_m) = A(f_k, t_m) \sin \left[ 2\pi f_k t_m + \theta_x(f_k) \right] \\ y(f_k, t_m) = B(f_k, t_m) \sin \left[ 2\pi f_k t_m + \theta_y(f_k) \right] \end{array} \right\} \quad (V-48)$$

La combinaison de ces deux ondes sismiques suivant une direction quelconque faisant un angle  $\alpha(f_k, t_m)$  avec celle du signal  $x(f_k, t_m)$  résulte en une troisième onde  $r(f_k, t_m)$  dont l'expression est la suivante :

$$r(f_k, t_m) = x(f_k, t_m) \cos [\alpha(f_k, t_m)] + y(f_k, t_m) \sin [\alpha(f_k, t_m)] \quad (V-49)$$

Dans l'équation V-48, les amplitudes  $A(f_k, t_m)$  et  $B(f_k, t_m)$  ont, compte tenu de l'équation IV-17 du chapitre précédent, pour expression :

$$\left\{ \begin{array}{l} A(f_k, t_m) = \sqrt{2 \Delta f S_{xx}(f_k, t_m)} \\ B(f_k, t_m) = \sqrt{2 \Delta f S_{yy}(f_k, t_m)} \end{array} \right\} \quad (V-50)$$

L'accélération sismique résultante  $r(t_m)$  à chacun des instants  $t_m = m \cdot \Delta t$  ( $m = 1, 2, \dots, M$ ) a donc pour valeur la somme des contributions des ondes sismiques constitutives  $r(f_k, t_m)$ , aux mêmes instants, c'est-à-dire :

$$r(t_m) = \sum_{k=1}^N r(f_k, t_m) \quad \text{pour } m = 1, 2, \dots, M \quad (V-51)$$

La définition des directions dominantes selon lesquelles les accélérations sismiques sont optimisées au sens du spectre physique, des amplitudes des ondes sismiques constitutives, de l'énergie instantanée moyenne et de l'énergie totale moyenne, permet à travers ce modèle stochastique, le calcul d'accélérogrammes originaux optimisés dans un premier temps, et la simulation d'accélérations artificielles compatibles avec les caractéristiques de ces accélérogrammes optimisés dans un deuxième temps.

C'est principalement ce que nous montrons dans les deux paragraphes qui suivent, dans lesquels nous calculons les accélérations originales optimisées, et nous testons le modèle stochastique respectivement, en faisant usage des résultats obtenus ci-dessus pour les quatre concepts que nous avons considéré.

### V-5-2 Accélérogrammes originaux optimisés.

Afin de pouvoir tester le modèle de simulation bidimensionnel, il est évident que le premier pas consiste à calculer les accélérogrammes originaux optimisés qui serviront de référence.

Nous discutons les caractéristiques temporelles et fréquentielles des accélérogrammes originaux optimisés, en les comparant à celles des enregistrements originaux. Pour cela, nous utilisons la procédure numérique développée au paragraphe V-5-1 en faisant usage de la fenêtre temporelle Gaussienne, avec une longueur nominale  $L = 256 \cdot \Delta t$  (soit  $L = 5.12$  sec).

L'illustration des résultats est faite à travers l'application de la procédure numérique aux deux composantes enregistrées à Constantine lors du séisme du 27 octobre 1985.

#### **V-5-2-1 Accélérogrammes originaux à spectres physiques optimisés.**

L'accélérogramme à spectre physique optimisé est calculé en utilisant les équations V-45 à V-51, pour une valeur de l'angle critique égale à  $\alpha_d(f_k, t_m)$  donnée par l'équation V-41. On obtient ainsi deux accélérogrammes dont les valeurs respectives des spectres physiques, en chaque point  $(f_k, t_m)$  du plan temps-fréquence, sont les valeurs propres  $S_1(f_k, t_m)$  et  $S_2(f_k, t_m)$  de la matrice  $S_{\vec{i}, \vec{j}}(f, t)$  donnée par l'équation V-12. Nous appelons accélérogramme à spectre physique maximisé (ASPM), l'accélérogramme obtenu en substituant dans l'équation V-50 la valeur  $\alpha_d(f_k, t_m)$  de la direction dominante qui maximise le spectre physique, ainsi que celles des phases des accélérogrammes originaux  $x(t)$  et  $y(t)$ . L'accélérogramme à spectre physique minimisé (ASPM), est associé aux valeurs minimales  $S_2(f_k, t_m)$  du spectre physique et aux mêmes valeurs de phases.

La figure V-1a montre les enregistrements de ces deux composantes, ainsi que ceux de l'ASPM et de l'ASPM associés. La valeur du pic d'accélération (PGA) de la composante NS est  $185 \text{ cm/sec}^2$ , celui de la composante EW est de  $-122 \text{ cm/sec}^2$ . Les temps d'occurrences respectifs sont 2.82 sec. et 3.7 sec. Avant de commenter les formes temporelles, discutons d'abord les caractéristiques de ces accélérogrammes dans le domaine spectral.

Nous présentons respectivement dans les figures V-2a à V-2d les variations des spectres physiques des composantes originales NS et EW, ainsi que celles des valeurs positives et négatives de l'inter-spectre physique de ces deux composantes. Les figures V-2a et V-2b montrent que les deux composantes ont leurs énergies principalement localisées dans la bande fréquentielle [2 Hz - 5 Hz], avec des maxima localisés à des instants très voisins  $t = 3.4$  sec pour la composante NS et  $t = 3.2$  sec. pour la composante EW et dont les valeurs sont :  $S_{NS}(f = 5.6 \text{ Hz}, t = 3.4 \text{ sec.}) = 1725 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$  et  $S_{EW}(f = 2.9 \text{ Hz}, t = 3.2 \text{ sec.}) = 620 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$ .

On remarque que ces deux composantes sont caractérisées par des interférences destructives de valeurs plus grandes (maximum  $S_{NS-EW}(f=5.1 \text{ Hz}, t=3.2 \text{ sec.}) = -519 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$ ) que celles relatives aux interférences constructives (maximum  $S_{NS-EW}(f=2.4 \text{ Hz}, t=6.0 \text{ sec.}) = +165 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$ ). De plus, on remarque que les interférences constructives sont localisées sur une bande en basses fréquences :

[ 0.07 Hz - 5 Hz] ; les interférences destructives concernent une bande de fréquences plus hautes fréquences : [ 2 Hz - 10 Hz].) Pour les deux composantes optimisées NS et EW, cela se traduit par des valeurs maximisées du spectre physique dont les plus énergétiques sont localisées sur toute la bande [0.07 Hz - 10 Hz], comme illustré sur la figure V-3a.

La valeur du pic du spectre physique maximisé est  $S_1(f = 5.5\text{Hz}, t = 3.2\text{sec.}) = 1917 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$  qui a lieu au même instant que celui des maxima des spectres des deux composantes originales. Les valeurs minimales du spectre physique sont illustrées sur la figure V-3b, la valeur de son pic est  $S_2(f = 5.7\text{Hz}, t = 5.6\text{sec.}) = 436 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$ .

Ces valeurs spectrales sont traduites dans le domaine temporel à travers les valeurs des amplitudes des accélérogrammes optimisés et celles des accélérogrammes enregistrés (figure V-1a). Les valeurs des PGA des accélérogrammes à spectre physique maximisé (ASPM) et minimisé (ASPM) sont respectivement  $-195.37 \text{ cm}/\text{sec}^2$  et  $-46.55 \text{ cm}/\text{sec}^2$  et leurs temps d'occurrences respectifs sont 3.7 sec. et 3.0 sec.

Ces valeurs dénotent une cohérence absolue avec celles des spectres physiques respectifs : en effet, ces valeurs encadrent les valeurs des PGA des accélérations originales. Cette cohérence est mieux traduite par les formes temporelles des deux accélérogrammes optimisés dont les valeurs encadrent, à chaque instant  $t$ , celles relatives aux enregistrements originaux.

L'allure de la fonction CRF nous permet de mieux juger de l'allure des formes temporelles car elle retrace pour chaque instant  $t$ , leurs variations à travers les moyennes instantanées des valeurs antérieures des accélérations. La figure V-4a illustre cette affirmation à travers la similitude dans l'évolution temporelle de l'énergie des quatre accélérogrammes analysés. On voit que les bornes supérieures et inférieures des valeurs de l'énergie à chaque instant  $t$  sont représentées par celles associées à l'ASPM et l'ASPM respectivement.

L'effet sur les structures des quatre accélérogrammes analysés est illustré sur la figure V-5a qui représente les spectres de réponses élastiques d'un oscillateur à un degré de liberté, de masse unitaire pour un amortissement critique à 5%. L'optimisation des valeurs spectrales à travers le spectre physique est très bien traduite par les spectres de réponse associés à l'ASPM et à l'ASPM qui représentent la aussi, les bornes supérieures et inférieures des spectres en accélérations pour chaque valeur de la période d'oscillation.

Ainsi, nous avons donc obtenu à partir des deux enregistrements originaux, deux nouvelles composantes non physiques dont les caractéristiques spectrales sont décorréliées au sens du spectre physique. La réponse de la structure soumise à chacune de ces deux composantes, aura une réponse optimisée pour chacun de ses modes de vibration.

### V-5-2-2 Accélérogrammes originaux à amplitudes spectrales optimisées.

L'accélérogramme à amplitudes spectrales maximisées (AASM) est obtenu en remplaçant dans l'équation V-49, en chaque point  $(f_k, t_m)$  du plan temps-fréquence, la valeur  $\alpha(f_k, t_m)$  par la valeur  $\beta_d(f_k, t_m)$  de la direction dominante, donnée par l'équation V-42, qui maximise l'amplitude spectrale. L'accélérogramme à amplitudes spectrales minimisées (AASm), est associé aux valeurs minimales  $A_2(f_k, t_m)$  du demi-axe de l'ellipse dans la direction  $\beta_d(f_k, t_m) + \pi/2$ . Comme précédemment, les composantes originales obtenues lors du séisme de Constantine sont utilisées pour illustrer les résultats obtenus.

La figure V-1b montre les accélérogrammes enregistrés dans les direction NS et EW, ainsi que ceux obtenus par optimisation des amplitudes spectrales. Les valeurs des PGA des signaux maximisés et minimisés respectivement -195.7 cm/sec<sup>2</sup> et 56.1 cm/sec<sup>2</sup>, encadrent bien à nouveau celles des composantes NS et EW (respectivement 185.0 cm/sec<sup>2</sup> et -122 cm/sec<sup>2</sup>). Le temps d'occurrence du PGA pour l'accélérogramme maximisé ( $t = 3.7$  sec.) est égal à celui de la composante EW, alors que celui de l'accélérogramme minimisé ( $t = 2.9$  sec.) est pratiquement le même que celui de la composante NS ( $t = 2.8$  sec.).

L'analyse des fonction CRF (figure V-4b) montre que la moyenne de l'énergie libérée par l'accélérogramme maximisé reste très comparable à celle de la composante NS pour les valeurs du temps inférieures à 3 sec., ces moyennes sont même égales entre 2.5 sec. et 3 sec. par contre, on obtient égalité entre la composante EW et la composante minimisée au temps  $t = 2.4$  sec.

Les effets comparés de ces quatre accélérogrammes sur les structures est illustré par la figure V-5b. On voit que les amplitudes des spectres de réponse élastiques obtenus pour les accélérogrammes optimisés encadrent celles associées aux composantes NS et EW. L'optimisation des amplitudes spectrales de même que celle du spectre physique conduit à une optimisation des effets sur les structures. En effet, l'AASM soumis à l'oscillateur décrit plus haut, conduit à des réponses maximales pour tous les modes d'excitation de la structure, alors que l'inverse est obtenu avec l'AASm. Cela était assez prévisible, dans la mesure où, comme pour le spectre physique, les amplitudes des harmoniques constitutives sont optimisées en chaque point du plan temps-fréquence.

Il est à noter cependant, que les effets induits par l'optimisation du spectre physique sont légèrement plus importants en ce qui concerne les composantes maximisées. En d'autres termes, la maximisation du spectre physique conduit à des accélérogrammes plus énergétiques que ceux obtenus en maximisant l'amplitude spectrale. On reviendra sur ce point à la fin de ce paragraphe.

### V-5-2-3 Accélérogrammes originaux à énergies instantanées moyennes optimisées.

Les deux premiers concepts que nous avons pris en considération pour la simulation des accélérations sismiques prescrivent l'optimisation des amplitudes des harmoniques constitutives en chaque point du plan temps-fréquence. L'accélérogramme à énergies instantanées moyennes maximisées (AEIM) est obtenu en optimisant à chaque instant  $t$ , la somme des contributions de toutes les ondes constitutives des enregistrements originaux.

Analytiquement, cela revient, en utilisant la procédure numérique exposée au paragraphe V-5-1, à remplacer à chaque instant  $t = t_m$ , la valeur  $\alpha(f_k, t_m)$  dans l'équation V-50 par la valeur  $\delta_d(t_m)$  de la direction dominante (équation V-43), pour l'ensemble des valeurs de  $f_k$  le long de l'axe fréquentiel. Bien entendu, les valeurs des phases de ces ondes constitutives restent inchangées. Il est évident que cette manière de procéder revient faire, à chaque instant  $t = t_m$ , la somme vectorielle des amplitudes temporelles des deux enregistrements le long des direction dominante  $\delta_d(t_m)$ .

L'accélérogramme à énergies instantanées moyennes minimisées (AEIm), est associé à chaque instant  $t$ , à la valeur  $\beta_d(f_k, t_m) + \pi/2$  de l'angle critique. Comme précédemment, on utilise les composantes originales obtenues lors du séisme de Constantine pour illustrer les résultats obtenus.

La figure V-1c montre les accélérogrammes optimisés ainsi obtenus et les composantes NS et EW enregistrées. On remarque que l'AEIM et la composante NS sont caractérisés par la même valeur du PGA et un même temps d'occurrence (185.0 cm/sec<sup>2</sup> à  $t = 2.82$  sec). L'accélérogramme minimisé, a pour valeur du PGA 116.7 cm/sec<sup>2</sup>, pour un temps d'occurrence  $t = 6.4$  sec. Ce qui dénote qu'une interférence constructive s'est produite à cet instant, dans la direction critique, occasionnant ainsi l'apparition du pic d'accélération, alors que rien ne laissait prévoir son occurrence à cet instant.

En se reportant à la figure V-3c illustrant les variations temporelles de  $U_{xy}(t)$ , on voit que le pic de l'AEIm a lieu au même instant que celui associé au deuxième pic négatif de l'inter-énergie instantanée moyenne.

Les figures V-3d et V-4c illustrent respectivement les variations des énergie instantanée moyenne et des fonctions CRF des quatre accélérogrammes de la figure V-1c. On voit que les valeurs de ces grandeurs associées aux accélérogrammes optimisés encadrent celles associées aux enregistrements originaux. Par ailleurs, on est frappé par les valeurs grandissantes des valeurs de la CRF de l'AEIm par rapport à celles obtenues en minimisant les grandeurs précédentes (spectre physique et amplitudes spectrales) en chaque point du plan temps-fréquence.

Les effets des quatre accélérogrammes sur les structures sont illustrées sur la figure V-5c.

La prédominance des valeurs associées aux accélérogrammes maximisés dans les deux précédents paragraphes semble ne plus être un critère de comparaison : en effet, le pic du spectre de réponse à la période  $T = 0.4$  sec., associé aux accélérogrammes à spectre physique et à amplitudes spectrales maximisés (voir figures V-5a et V-5b), est maintenant associé à l'accélérogramme à énergies instantanées moyennes minimisées.

De plus, pour les périodes d'oscillation comprises entre 0.3 sec. et 1.2 sec., les amplitudes des spectres de réponse associées à la composante EW sont prédominantes globalement. De même, pour les périodes  $0.3 \text{ sec} < T < 0.7 \text{ sec}$ , les amplitudes du spectre de réponse associées à l'accélérogramme à énergie instantanées moyennes minimisées sont relativement plus grandes que celles associées à l'AEIM et à la composante NS.

Ces constatations nous amènent à conclure que lorsque l'optimisation est faite uniquement dans le domaine temporel, celle-ci n'est pas nécessairement reflétée dans l'ensemble du plan temps-fréquence. C'est ainsi, qu'on peut obtenir des harmoniques constituant l'accélérogramme minimisé dont les amplitudes à certaines fréquences sont plus importantes que celles de l'accélérogramme maximisé ou des composantes originales.

#### **V-5-2-4. Accélérogrammes originaux à énergies totales optimisées.**

L'énergie totale est le quatrième et dernier concept, que nous considérons pour l'optimisation des accélérations sismiques. Ce concept est régi, pour des mouvements dans le plan horizontal, par les équations fondamentales V-28 à V-36. On a montré que l'optimisation des accélérations sismiques au sens de ce concept se fait dans une direction unique  $\lambda_d$  (équation V-44), qui ne dépend ni du temps ni de la fréquence.

Nous utilisons comme pour les trois concepts précédents, la procédure numérique qui régit notre modèle stochastique de simulation nonstationnaire bidimensionnelle et présenté au paragraphe V-5-1, pour la définition de l'accélérogramme à énergie totale maximisée (AETM). Les valeurs des phases de ses ondes constitutives sont celles des ondes sismiques respectives constituant les accélérogrammes originaux  $x(t)$  et  $y(t)$ .

La direction dominante étant la même pour tout le plan temps-fréquence, il est possible, comme dans le cas précédent, de calculer les amplitudes temporelles de l'AETM en considérant, à chaque instant  $t$ , la somme vectorielle directe de celles des deux accélérogrammes enregistrées suivant la direction dominant  $\lambda_d$ .

L'accélérogramme à énergie totale minimisé (AETM) est associé, en suivant la même procédure, à la direction dominante  $\lambda_d + \pi/2$ .

La figure V-1d illustre les allures des accélérogrammes originaux et celles des accélérogrammes optimisés. Il est à remarquer que l'optimisation à travers le concept d'énergie totale ne conduit pas nécessairement à des amplitudes temporelles optimisées. On voit en effet, que l'AETM, a une valeur du pic d'accélération (176.9 cm/sec<sup>2</sup>) inférieure à celle de la composante NS (185.0 cm/sec<sup>2</sup>), pour un temps d'occurrence pratiquement identique (2.8 sec.).

Par ailleurs, on remarque aussi que la valeur du PGA de l'accélérogramme minimisé (118.8 cm/sec<sup>2</sup>) est supérieure à celles obtenues pour les PGA correspondant en utilisation les deux premiers concepts utilisés (46.6 cm/sec<sup>2</sup> pour le spectre physique, 56.1 cm/sec<sup>2</sup> pour les amplitudes spectrales) alors qu'elle est comparable à celle obtenue lors de la minimisation de l'énergie instantanée moyenne (116.7 cm/sec<sup>2</sup>).

Les fonctions CRF des accélérogrammes optimisés comme dans les cas précédent, encadrent celles obtenues des enregistrements originaux (figure V-4d), mais comme dans le cas précédent, on voit que l'écart qui les régit est relativement inférieur à celui enregistré pour les optimisation par spectre physique et amplitudes spectrales.

Les mêmes conclusions que pour l'énergie instantanée moyenne sont déduites en ce qui concerne les effets des quatre accélérogrammes sur les structures comme illustré sur la figure V-5d. En effet, les mêmes variations que précédemment (maximisation des énergies instantanées moyennes) caractérisent les spectres de réponse des accélérogrammes à énergie totale maximisée. La prédominance des amplitudes du spectre de réponse associé à la composante EW est toujours apparente pour les périodes d'oscillation comprises entre 0.3 s et 0.7 s, de plus, les amplitudes associées à l'accélérogramme à énergie totale minimisée et caractérisées par un pic à  $T = 0.4$  s sont relativement plus grandes que celles associées à l'AETM et à la composante NS pour les périodes allant de 0.3 s à 1.2 s.

### V-5-3 Test du modèle.

L'extension du modèle de simulation nonstationnaire monodimensionnel au cas bidimensionnel est illustré par les équations V-48 à V-51. Le test du modèle de simulation est faite en considérant la notion d'accélérogramme optimisé développé au paragraphe V-5-2. Pour cela, nous utilisons comme précédemment, la procédure numérique développée au paragraphe V-5-1 pour, selon le concept considéré, une valeur de l'angle  $\alpha$  égale à l'une des valeurs critiques  $\alpha_d$ ,  $\beta_d$ ,  $\delta_d$  et  $\lambda_d$  déterminés ci-dessus.

La différence qui existe avec la méthodologie suivie au § V-5-2, est relative au contenu phasique des composantes dans les direction NS et EW. Alors que pour les calcul des accélérogrammes originaux optimisés on substitue dans l'équation V-51, les phases originales des deux composantes NS et EW enregistrées au site, dans le cas présent, on génère les phases pour chacun des deux accélérogrammes horizontaux en utilisant la procédure numérique détaillée au paragraphe IV-5, pour la distribution des dérivées de phases définie par Nigam (voir § IV-3-2-3).

Nous utilisons pour l'élaboration des résultats la fenêtre temporelle Gaussienne, avec une longueur nominale  $L = 256.\Delta t.$ . L'illustration des résultats est faite à travers l'application de la procédure numérique de simulation (§V-5-1) aux deux composantes enregistrées à Constantine lors du séisme du 27 octobre 1985.

Nous testons le modèle en comparant directement des échantillons synthétiques optimisés avec les accélérogrammes originaux optimisés calculés dans le paragraphe V-5-2. Nous faisons cette comparaison à travers les caractéristiques temporelles (PGA et temps d'occurrence, durée des mouvements forts), énergétiques (fonction CRF). Le test est fait aussi en comparant les effets des accélérogrammes simulés sur les structures, à ceux des accélérogrammes originaux optimisés, à travers l'analyse des spectres de réponse élastiques d'un oscillateur à un degré de liberté à et de masse unitaire pour une valeur de l'amortissement égale à 0.05.

#### **V-5-3-1 Simulation d'accélérogramme à spectre physique optimisé.**

En utilisant les accélérations enregistrées dans le plan horizontal, nous pouvons obtenir des accélérations synthétiques dont les caractéristiques sont compatibles avec celles des accélérogrammes optimisés. Pour cela, nous suivons la même procédure que celle décrite pour l'obtention des accélérogrammes à spectres physiques optimisés, à la seule différence que nous générons, comme nous l'avons dit plus haut, les valeurs des phases des composantes dans les directions NS et EW en utilisant deux distributions des dérivées de phases compatibles avec les enveloppes temporelles des deux composantes originales NS et EW respectivement.

Nous avons obtenu ainsi, dix accélérations artificielles optimisées, compatibles avec les deux composantes NS et EW enregistrées à Constantine. Nous illustrons sur les figures V-6a et V-7a les accélérogrammes artificiels maximisés et minimisés respectivement. Pour une comparaison directe, nous présentons en haut de chacune des figures l'accélérogramme original optimisé correspondant.

On voit que les formes temporelles des accélérogrammes simulés à spectre physique maximisés (figure V-6a) sont très proches celle de l'ASPM : la phase dite des mouvements forts (Mc Cann et Shah, 1980) est en valeur moyenne, principalement localisée entre les temps  $t_1 = 1.4 \pm 0.1$

sec. et  $t_2 = 17.0 \pm 1.2$  sec. pour tous les accélérogrammes simulés. Celle correspondant à l'ASPM est comprise entre  $t_1 = 2.2$  sec. et  $t_2 = 17.0$  sec.

Par ailleurs, on remarque que les accélérations sismiques maximisées peuvent atteindre la valeur 258.2 cm/sec<sup>2</sup>, alors que l'accélération de l'ASPM n'est que de 194.72 cm/sec<sup>2</sup>. En fait, l'analyse sur les caractéristiques ne peut se faire que d'un point de vue statistique. Ainsi, compte tenu des dix valeurs obtenues, la valeur du PGA oscille dans l'intervalle  $206.7 \pm 32.4$  cm/sec<sup>2</sup>, ce qui est compatible avec la valeur du PGA original.

Par ailleurs, les PGA des accélérogrammes maximisés artificiels ont des temps d'occurrences des PGA qui varient dans l'intervalle  $2.9 \pm 0.4$  sec. Le temps d'occurrence du PGA de l'accélérogramme maximisé original est 3.7 sec. On remarque à travers ces résultats que les caractéristiques temporelles reproduites par le modèle de simulation sont en parfaite cohérence avec celles de l'ASPM.

Les variations des fonctions CRF des dix signaux artificiels optimisés et celles des deux accélérogrammes originaux optimisés sont représentés sur la figure V-8a (les fonctions correspondant aux accélérogrammes minimisés sont discutées plus bas). On peut voir que l'énergie pour l'ensemble des signaux maximisés, est libérée dans le temps, de manière similaire, avec des valeurs légèrement fluctuantes. Ces faibles fluctuations des valeurs de la CRF sont dues aux différences des contenus phasiques caractérisant chaque couple d'accélérogrammes dans les directions NS et EW.

Afin de caractériser ces fluctuations, nous avons calculé les variations de l'écart-type à la moyenne  $C_V(t)$  à chaque instant  $t$ . La fonction  $C_V(t)$  illustre à chaque instant  $t$ , le rapport entre l'écart-type et la moyenne des valeurs de la CRF obtenus pour les dix accélérogrammes simulés. Cette fonction donne quantifie, à chaque instant  $t$ , la dispersion des dix valeurs de la CRF autour de leur moyenne :

$$C_V(t) = \left[ \sum_{j=1}^n \left( CRF_j(t) - CRF^0 \right)^2 / (n-1) \right]^{1/2} / CRF^0 \quad (V-52)$$

où  $CRF^0(t)$  est la valeur moyenne des dix valeur  $CRF_j(t)$  ( $j = 1$  à  $10$ ) de la fonction CRF associées respectivement à chacun des accélérogrammes simulés au temps  $t$ .

La figure V-9a illustre les variations de cette fonction pour le cas des accélérogrammes simulés maximisés et minimisés. On voit que pour les accélérogrammes maximisés, l'écart à la moyenne varie entre 0.15 et 0.3 pour  $t < 3$  sec., pour chuter à des valeurs inférieures à 0.1 par la suite. Ces valeurs sont témoins d'une fluctuation relativement faible dûe principalement aux différences qui caractérisent les contenus phasiques des différents accélérogrammes artificiels.

De même, les spectres de réponse élastiques associés à ces accélérations maximisées, illustrés sur la figure V-10a (pour les mouvements maximisés et minimisés), présentent eux aussi des fluctuations caractérisés par des écart-types à la moyennes dont les valeurs sont illustrées sur la figure V-11a (pour les accélérations minimisées aussi). On voit sur cette figure que les valeurs de cet écart pour accélérogrammes à spectre physique maximisé, ont une moyenne globalement égale à 0.15 sur l'ensemble des périodes d'oscillations.

Les mêmes déductions peuvent être faites en analysant les caractéristiques des accélérogrammes artificielles à spectre physique minimisé et celles de l'ASPM. La figure V-7a montre l'allure dans le domaine temporel de chacun de ces signaux dont les valeurs des PGA fluctuent dans l'intervalle  $50.4 \pm 4.6$  cm/sec<sup>2</sup> et celles de leurs temps d'occurrences dans l'intervalle  $4.4 \pm 1.6$  sec. pour les signaux simulés, alors que le PGA est de 55.4 cm/sec<sup>2</sup> à  $t = 3.7$  sec. pour l'accélérogramme original minimisé. Les mouvements forts des accélérogrammes simulés miniués sont compris entre les instant  $t_1 = 1.3 \pm 0.2$  sec. et  $t_2 = 17.7 \pm 1.3$  sec., alors que pour l'accélérogramme original minimisé, elle est comprise entre 2.1 sec et 12.7 sec.

Les figures V-8a et V-9a représentent les variations des fonctions CRF ainsi que les écart-types à la moyenne associés pour ces accélérogrammes minimisés. Les fluctuations de la fonction CRF ont un écart-type à la moyenne dont les valeurs sont comprises entre 0.2 et 0.25 pour  $t < 3$  sec., pour chuter progressivement vers 0.05 après.

De même, les figures V-10a et V-11a montrent que les fluctuations des spectres de réponse élastiques et des accélérogrammes artificiels minimisés ont des écarts à la moyenne compris entre 0.1 et 0.3 globalement pour  $T < 0.8$  sec., pour passer à des valeurs comprises entre 0.2 et 0.4 pour  $0.8 \text{ sec.} < T < 4$  sec.

Ainsi, à travers l'analyse qu'on vient de faire, on montre que le modèle de simulation nonstationnaire bidimensionnel basé sur l'optimisation du spectre physique reproduit de manière très réaliste les principales caractéristiques temporelles et spectrales des enregistrements originaux optimisés (ASPM et ASPm).

### **V-5-3-2 Simulation d'accélérogrammes à amplitudes spectrales optimisées.**

Le test du modèle de simulation dans ce cas va être conduite de la même manière que précédemment. Nous comparons d'abord les formes temporelles des accélérations optimisées artificielles avec celle de l'AASM.

La figure V-6b représente les dix accélérations synthétiques synthétiques obtenues en suivant la même procédure qu'au paragraphe V-5-2-1, ainsi que l'AASM. On voit tout de suite que les formes temporelles des accélérogrammes simulés et de l'accélérogramme original sont très semblables. Les valeurs des PGA des simulés varient dans l'intervalle  $199.6 \pm 16.7$  cm/sec<sup>2</sup>, alors que celles de leurs temps d'occurrences sont compris dans  $3.4 \pm 0.5$  sec. ces valeurs sont compatibles avec celles de l'AASM, dont le PGA a pour valeur 194.7 pour un temps d'occurrence de 3.7 sec.

En ce qui concerne la phase des mouvements forts, celle-ci est comprise entre les instants  $t_1 = 1.3 \pm 0.2$  sec. et  $t_2 = 17.7 \pm 0.5$  sec. pour les accélérogrammes simulés, alors que pour l'AASM elle est comprise entre 2.1 sec. et 17.0 sec.

Les variations des fonctions CRF sont illustrées pour les accélérogrammes maximisés sur la figure V-8b. On voit bien que l'évolution de l'énergie temporelle entre les différents accélérogrammes est en parfaite adéquation. Les fluctuations des dix fonctions CRF sont interprétées comme plus haut à l'aide des valeurs de l'écart à la moyenne  $C_v$  illustrés sur la figure V-9b. l'intervalle des valeurs  $C_v$  pour l'accélérogramme original à amplitudes spectrales maximisés, sont comprises entre 0.1 et 0.25, elles sont pratiquement du même ordre que celles trouvées pour le cas précédent (optimisation du spectre physique).

Des observations identiques peuvent être faites en analysant les figures V-10b et V-11b en ce qui concerne les spectres de réponse élastiques et les écarts à la moyennes associés, déduits des accélérogrammes maximisés. Les écarts-types à la moyenne (figure V-11b) sont dans ce cas compris entre 0.1 et 0.2 pour  $T < 1.2$  sec., pour avoir des valeurs qui atteignent 0.35 pour  $T > 1.2$  sec.

Les mêmes conclusions peuvent être déduites en comparant les accélérogrammes simulés à amplitudes spectrales minimisés avec l'AASm sur la figure V-7b. Les valeurs des PGA fluctuent dans l'intervalle  $58.1 \pm 4.0$  cm/sec<sup>2</sup>, pour des temps d'occurrences égaux à  $4.3 \pm 1.1$  sec., ce qui est en adéquation parfaite avec la forme temporelle de l'AASm dont le PGA vaut 56.1 et a lieu au temps  $t = 2.2$  sec. La phase des mouvements forts est située entre  $t_1 = 1.3 \pm 0.2$  sec. et  $t_2 = 17.7 \pm 0.5$  sec. pour les accélérogrammes simulés, alors que pour l'AASm elle est comprise entre 1.1 sec. et 17.6 sec.

Les valeurs de la fonction CRF (figure V-8b) pour les accélérogrammes minimisés fluctuent avec des écart-types à la moyennes (figure V-9b) dont les valeurs sont comprises entre 0.05 et 0.25 pour  $t < 3$  sec., et chutent graduellement vers 0.075 pour  $t > 3$  sec.

Une bonne cohérence dans les variations des spectres de réponse élastiques des accélérogrammes minimisés, peut être déduite en analysant la figure V-10b. Néanmoins, les fluctuations sont dans ce cas légèrement plus prononcées (figure V-11b), car comprises entre 0.1 et 0.35 pour l'ensemble des périodes.

### V-5-3-3 Simulation d'accélérogrammes à énergies instantanées moyennes optimisées.

La figure V-6c montre les accélérogrammes simulés à énergies instantanées moyennes maximisées. Ceux-ci sont caractérisés par des PGA dont les valeurs fluctuent dans l'intervalle  $188.5 \pm 10.7$  cm/sec<sup>2</sup>, pour des temps d'occurrences égaux à  $2.9 \pm 0.6$  sec. Ces valeurs sont en totale concordance avec celles associées à l'AEIM dont le PGA a pour valeur 185.0 cm/sec<sup>2</sup> au temps  $t = 2.8$  sec.

La partie mouvements forts caractérisant les accélérogrammes simulés maximisés, est comprise entre les instants  $t_1 = 1.6 \pm 0.4$  sec. et  $t_2 = 18.2 \pm 0.4$  sec. ; l'accélérogramme original maximisé est lui caractérisé par une durée de mouvements forts comprise entre 2.4 sec. et 14.5 sec. L'optimisation des énergies instantanées moyennes conduit pour les accélérogrammes simulés, dans le cas de ce séisme, à des durées légèrement plus importantes que celle de l'accélérogramme original.

La figure V-8c illustre les variations des fonctions CRF associées aux dix accélérogrammes simulés à énergies instantanées moyennes maximisées et à l'AEIM. On voit sur cette figure que les fluctuations autour de la moyenne des fonctions CRF sont assez importantes par rapport aux fluctuations obtenues lors des simulations précédentes. L'analyse des valeurs des écart-types à la moyenne (figure V-9c), montre qu'elles fluctuent entre 0.15 et 0.40 pour  $t < 3$  sec., puis elles décroissent graduellement avec une pente plus douce que précédemment vers la valeur 0.05.

L'explication qu'on peut donner à ces grands écarts réside dans le fait que l'optimisation du spectre physique et l'amplitude spectrale se produit en chaque point du plan temps-fréquence, cela revient à maintenir les directions constantes en chacun de ces points. Les fluctuations sont alors dues uniquement à l'aspect déterministe de la procédure de simulation qui ne respecte pas l'hypothèse de processus à moyenne nulle qui ne peut être appliquée qu'à l'ensemble des membres du processus étudié (voir discussions § IV-6-1-2).

Par contre les directions obtenues lors de l'optimisation des énergies instantanées moyennes sont des variables temporelles et restent constantes à chaque instant  $t$  sur toute la bande fréquentielle d'intérêt : il en résulte pour cet instant  $t$  donné, une plus grande différence des valeurs des amplitudes fréquentielles, qui lorsqu'elles sont sommées sur l'axe des fréquences donnent de larges variations quand la phase varie.

On remarque de même, que les fluctuations des amplitudes des spectres de réponse dues aux accélérogrammes simulés maximisés (figure V-10c) conduisent à la même observation, bien que leurs allures soient en parfaite cohérence avec celle du spectre de réponse obtenu avec l'AEIM. Les valeurs des écarts à la moyenne (figure V-11c) sont ici comprises entre 0.1 et 0.25 pour  $T < 1$  sec. et entre 0.2 et 0.4 pour  $T > 1$  sec.

La figure V-7c illustre les accélérogrammes simulés à énergies instantanées moyennes minimisées. La valeur moyenne du PGA est de 111.5 cm/sec<sup>2</sup> pour un écart-type de 10.7 cm/sec<sup>2</sup>. les temps d'occurrences du PGA fluctuent dans l'intervalle  $3.9 \pm 1.3$  sec. L'AEIM est caractérisé par un PGA dont la valeur est 116.7 cm/sec<sup>2</sup> pour un temps d'occurrence  $t = 6.4$  sec. Les mouvements forts des accélérogrammes simulés sont comprises entre  $t_1 = 1.4 \pm 0.2$  sec. et  $t_2 = 18.4 \pm 0.6$  sec., alors que celle associée à l'AEIM est comprise entre 2.4 sec. et 15.6 sec.

Les figures V-12a et V-12c illustrent respectivement les fonctions CRF et les spectres de réponse des accélérogrammes minimisés. Comme pour les accélérogrammes minimisés, on remarque que les fluctuations sont relativement moins importantes que pour les accélérogrammes maximisés. L'écart-type à la moyenne des fonctions CRF des accélérogrammes simulés minimisés (figure V-9c) a des valeurs qui restent comprises entre 0.1 et 0.25 pour  $t < 3$  sec. Celles-ci décroissent par la suite vers la valeur 0.05. Les conclusions déduites pour les accélérogrammes maximisés restent valables pour les accélérogrammes minimisés. Néanmoins, ces valeurs sont relativement plus grandes que celles obtenues pour la minimisation du spectre physique et des amplitudes spectrales.

En ce qui concerne les spectres de réponse, leurs variations pour les accélérogrammes minimisés (figure V-11c) sont comprises entre 0.1 et 0.4 pour  $T < 1$  sec., pour passer entre 0.15 et 0.45 pour  $T > 1$  sec.

#### **V-5-3-4 Simulation d'accélérogrammes à énergie totale optimisées.**

Nous utilisons la procédure présentée au paragraphe V-5-1 pour simuler dix accélérogrammes synthétiques à énergie totale maximisée compatibles avec les enregistrements originaux obtenus lors du séisme de Constantine. Les phases dans les directions NS et EW sont générées en utilisant la distribution des dérivées de phases dont les paramètres sont calculés respectivement à partir des enveloppes temporelles des composantes NS et EW originales. La direction dominante  $\lambda_d$  est celle qui est associée à la maximisation de l'énergie totale dans le plan horizontal au point d'enregistrement.

Les dix accélérogrammes à énergie totale maximisée ainsi obtenus, de même que l'AETM, sont présentés sur la figure V-6d. Une statistique sur les valeurs des PGA montre que les accélérations maximisées ont une moyenne égale à 197.9 cm/sec<sup>2</sup>, avec un écart-type de 46.9 cm/sec<sup>2</sup>. alors que les temps d'occurrences sont en moyenne compris dans l'intervalle  $3.1 \pm 0.3$  sec. Ces résultats sont

compatibles avec les valeurs correspondantes caractérisant l'AETM (PGA = 176.9 cm/sec<sup>2</sup> à t = 2.8 sec.). Les formes temporelles obtenues pour les accélérogrammes simulés sont caractérisées aussi, par une phase de mouvements forts comprise entre les instants  $t_1 = 1.7 \pm 0.3$  sec. et  $t_2 = 17.6 \pm 1.2$  sec. Elles sont comparables à celle de l'AETM, caractérisé par des mouvements forts compris entre 2.2 sec et 15.6 sec.

L'énergie caractérisant chacun les accélérogrammes simulés et l'AETM est illustrée sur la figure V-8d qui représente les fonctions CRF de ces signaux. On remarque une fluctuation des valeurs de ces fonctions comparable à celle obtenue dans le cas de l'optimisation par énergie instantanée moyenne. La figure V-9d nous renseigne sur les valeurs des écart-types à la moyenne de ces fluctuations. Elle montre que ces valeurs varient de manière légèrement plus accentuée que pour le cas précédent, car étant entre 0.2 et 0.45 pour  $t < 2.5$  sec., pour être comprise entre 0.1 et 0.25 pour  $2.5 \text{ sec.} < t < 4.0$  sec., puis décroître par la suite pour se stabiliser à des valeurs légèrement supérieures à 0.05.

Ces fortes fluctuations trouvent leur explication dans les raisons évoquées précédemment (optimisation par énergie instantanée moyenne) du fait de la valeur unique de la direction dominante  $\lambda_d$ .

L'allure des spectres de réponse élastiques illustrés par la figure V-10d montrent aussi que les fluctuations engendrées sont d'une importance comparable à celles de la fonction CRF. En effet, les valeurs qui caractérisent ces fluctuations sont présentées sur la figure V-11d.

On voit que les écart à la moyenne des spectres de réponse associés aux accélérogrammes synthétiques maximisés, sont compris entre 0.08 et 0.3 pour des périodes  $T < 1.2$  sec., pour croître graduellement jusqu'à la valeur 0.4 pour  $T < 1.2$  sec. Il existe néanmoins une bonne concordance entre les variations des spectres de réponse associés aux accélérogrammes simulés et celles du spectre de réponse associé à l'accélérogramme original.

Les formes temporelles des accélérogrammes simulés à énergie totale minimisée et de l'AETM sont illustrés sur la figure V-7d. Il ressort de l'analyse dans le domaine temporel que les PGA des simulés varient dans l'intervalle  $126.5 \pm 23.8$  cm/sec<sup>2</sup>, de même que les temps d'occurrence associés varient dans l'intervalle  $3.5 \pm 0.9$  sec. La valeur du PGA de l'AETM est de 118.8 cm/sec<sup>2</sup> pour un temps d'occurrence  $t = 6.4$  sec. Ces valeurs dénotent une concordance en ce qui concerne les PGA, mais la plupart des accélérogrammes simulés conduisent à des temps d'occurrence des PGA nettement inférieurs à 6.4 sec.

Un seul accélérogramme des dix simulés donne un temps égal à 5.68 sec. relativement assez proche de celui de l'original. L'explication est donnée par les différences qui existent entre les phases qui caractérisent chacun des accélérogrammes. Par ailleurs, les mouvements forts qui caractérisent les

accélérogrammes simulés sont compris entre les instants  $t_1 = 1.5 \pm 0.3$  sec et  $t_2 = 17.6 \pm 1.2$  sec., alors ceux-ci sont compris entre 2.4 sec. et 17.8 sec. pour l'AETm.

La figure V-12b montre les variations des fonctions CRF des accélérogrammes simulés ainsi que celle relative à l'AETm. La même constatation que pour les maximisés ressort de l'analyse des variations de ces fonctions : à savoir que les valeurs des écart-types à la moyenne (figure V-9d) sont relativement plus importantes que dans le cas de la minimisation du spectre physique et des amplitudes spectrales, par contre elles restent très comparables à celles obtenues précédemment pour l'énergie instantanée moyenne minimisée.

Les mêmes conclusions que pour la CRF sont déduites de l'analyse des spectres de réponse associés aux accélérogrammes à énergie totale minimisée et à l'AETm illustrés sur la figure V-12d. Les variations de ces spectres sont interprétées par les écarts à la moyenne représentés sur la figure V-11d. On voit sur cette figure que les valeurs de Cv sont comprises entre 0.03 et 0.33 pour  $T < 1$  sec., puis croissent graduellement jusqu'à la valeur 0.4 pour  $T > 1$  sec.

#### **V-5-4 Comparaison des résultats obtenus par les quatre approches.**

Bien que des comparaisons aient été déjà esquissées dans leurs discussions, nous reprenons et complétons dans ce paragraphe, au même titre, les principaux résultats obtenus pour chacune des quatre procédures d'optimisation et de simulation développées et illustrées aux paragraphes V-5-2 et V-5-3.

Nous discuterons en premier les résultats obtenus pour l'optimisation des accélérogrammes, puis dans un deuxième temps ceux relatifs à la simulation de ces accélérogrammes optimisés.

En ce qui concerne les formes temporelles, les tableaux 1 et 2 récapitulent les résultats obtenus pour chacune des procédures développées précédemment. Le tableau 1 reprend les valeurs des PGA des accélérogrammes originaux et simulés que nous avons présenté dans les discussions précédentes. Pour les accélérogrammes originaux, on remarque nettement que les valeurs des PGA associés aux accélérogrammes maximisés sont divisés en deux groupes.

En effet, les valeurs obtenues en utilisant le spectre physique et les amplitudes spectrales ont des valeurs comparables et supérieures à celles obtenues pour l'énergie instantanée moyenne et l'énergie totale. Par contre, les PGA des accélérogrammes minimisés, toujours divisés en ces deux mêmes groupes, présentent une tendance inverse car ici, les valeurs obtenues pour le spectre physique et les amplitudes spectrales sont inférieures que celles obtenues pour les deux autres critères. Aucune conclusion notable ne peut être établie pour les temps d'occurrences des PGA.

Les instants  $t_1$  et  $t_2$  correspondant aux début et à la fin des phases de mouvements forts sont consignés dans le tableau 2 pour les quatre procédures. On remarquera simplement que ces temps sont pratiquement comparables, bien qu'on note en moyenne une très légère augmentation des valeurs pour les concepts d'énergie instantanée moyenne et d'énergie totale par rapport aux deux autres.

La figure V-13a illustre les variations des fonctions CRF des accélérogrammes originaux maximisés obtenues pour chacun des quatre critères considérés. On voit que l'optimisation du spectre physique donne les plus fortes valeurs énergétiques. Pour les trois autres critères, l'optimisation des amplitudes spectrales fournit l'accélérogramme le plus énergétique. Les accélérogrammes obtenus en maximisant les deux derniers critères donnent des énergies très comparables.

La figure V-13b montre des résultats complètement différents de ceux observés sur la figure précédente. En effet, les minimisations par spectre physique et amplitudes spectrales conduisent à des valeurs énergétiques comparables et nettement inférieures à celles obtenues pour les deux autres critères qui elles aussi ont des niveaux de valeurs similaires.

Les observations déduites des deux dernières figures confortent les affirmations que nous avons faites dans le paragraphe V-2 et recommandant que la composition des accélérogrammes se fasse dans le domaine spectral plutôt que dans le domaine temporel. En effet, une meilleure optimisation est obtenue en agissant de la sorte.

En ce qui concerne la procédure de simulation nonstationnaire bidimensionnelle, les tableaux 1 et 2 nous conduisent aux mêmes conclusions que celles déjà faites pour les accélérogrammes originaux optimisés en ce qui concerne les valeurs des PGA et la durée des mouvements forts.

Nous comparons les aspects énergétiques qu'à travers les fluctuations des valeurs des fonctions CRF des accélérogrammes simulés optimisés. En effet, les conclusions que nous venons de tirer pour les accélérogrammes originaux restent valables pour les accélérogrammes simulés, car nous avons déjà montré dans le paragraphe que les fonctions CRF de ces derniers ont les mêmes allures que celles des originaux. Les seules différences résident dans les fluctuations plus ou moins prononcées qui caractérisent l'ensemble de ces fonctions. Nous allons donc comparer les quatre procédures à travers les écart-types à la moyenne  $C_v$  qui caractérisent les fonctions CRF des accélérogrammes simulés qui leur sont associés.

La figure V-13c illustre les valeurs de  $C_v$  associées aux fonctions CRF des accélérogrammes simulés maximisés pour les quatre critères. On voit très nettement les larges variations qui caractérisent les énergies temporelles des accélérogrammes à énergies instantanées moyennes et totales à travers les grandes valeurs des coefficients  $C_v$  qui leur sont associés.

En effet, ces valeurs oscillent, pour  $t < 3$  sec., entre 0.15 et 0.45, alors que celles associées aux fonction CRF des accélérogrammes simulés à spectre physique et à amplitudes spectrales maximisées sont relativement plus faibles et oscillent dans l'intervalle [0.10-0.25]. Cette prédominance est constatée aussi pour  $t > 3$  sec., où les valeurs de  $C_v$  associées à l'énergie instantanée moyenne et totale décroissent graduellement vers la valeur 0.16, alors que celles associées aux deux autres critères se stabilisent autour de 0.04.

Ainsi, on peut aisément conclure que le modèle de simulation nonstationnaire bidimensionnel appliqué à la simulation d'accélérogrammes à spectre physique et à amplitudes spectrales maximisées conduit à des résultats plus stables que ceux obtenus pour les deux autres critères. Nous avons déjà discuté les raisons de cette stabilité dans le paragraphe V-5-3. Nous déduisons globalement les mêmes conclusions pour les accélérogrammes simulés minimisés, à travers l'analyse des résultats consignés dans les tableaux 1 et 2 et ceux illustrés par le figure V-13d.

En ce qui concerne les spectres de réponse élastiques, les mêmes résultats que ceux obtenus pour les fonctions CRF sont déduites des figures V-14a et V-14b pour les accélérogrammes originaux maximisés et minimisés respectivement. En effet, on voit bien que l'optimisation du spectre physique et des amplitudes spectrales donnent des résultats comparables, qui sont relativement meilleurs que ceux obtenus pour les deux autres critères. Les figures V-14c et V-14d illustrent les résultats obtenus pour la simulation à travers les écart-types à la moyenne des spectres de réponses élastiques associés aux accélérogrammes maximisés et minimisés respectivement.

Les différences entre les quatre critères n'est pas très évidente, car les différences entre les différentes courbes sont difficiles à mettre en relief. Il ressort globalement, de plus grands écarts pour les valeurs associés aux spectres de réponse à énergies instantanées et totale optimisées. Mais, les spectres de réponses sont beaucoup plus fluctuants entre  $0.15 < T < 0.3$  pour les accélérogrammes à amplitudes minimisées et entre  $1.2 \text{ sec.} < T < 1.4 \text{ sec.}$  pour les accélérogrammes à amplitudes maximisés. Une tendance aux large fluctuations est notée aussi pour les accélérogrammes à spectre physique minimisé entre  $T = 1 \text{ sec.}$  et  $T = 1.8 \text{ sec.}$

## V-6 Résumé et conclusions

Nous avons élaboré dans ce chapitre les développements théoriques nécessaires à l'analyse des mouvements forts du sol dans n'importe quelle direction du plan horizontal, sur la base des enregistrements obtenus dans ce plan, en un site donné. Nous avons mené cette analyse en prenant en considération quatre critères : le spectre physique, l'amplitude spectrale, l'énergie instantanée moyenne et l'énergie totale.

Sur la base des résultats de cette analyse, nous avons élaboré un modèle de simulation nonstationnaire bidimensionnelle, qui permet la génération de mouvements sismiques dans n'importe quelle direction du plan à travers celle de phases aléatoires suivant deux distributions des dérivées de phases (Nigam, 1982) dont les paramètres sont associés respectivement à l'enveloppe temporelle de chacune des deux composantes enregistrée au site.

Nous avons ainsi privilégié quatre couples de directions suivant lesquelles les accélérations sismiques sont optimisées au sens de chacun des critères, respectivement. En prenant en considération les phases associées aux accélérations originales enregistrées dans le plan horizontal en un site donné, nous avons calculé les mouvement originaux optimisés au sens de chacun des critères suivant les directions critiques associées.

Nous avons testé le modèle de simulation nonstationnaire bidimensionnelle, à travers la simulation des mouvements du sol optimisés suivant les deux directions dominantes associées à chacun des concepts considérés.

Il est ainsi apparu que les meilleurs résultats sont obtenus en optimisant les grandeurs caractérisant les accélérations sismiques en chaque point du plan temps-fréquence. En effet, l'optimisation du spectre physique et celle des amplitudes spectrales conduisent à des résultats plus satisfaisants que ceux obtenus en considérant les deux autres concepts.

Néanmoins, l'optimisation du spectre physique donne des résultats plus probants bien que comparables à ceux obtenus en optimisant les amplitudes spectrales. Nous retiendrons donc ce concept pour la suite de ce travail afin de caractériser les paramètres stables qui lui sont associés en fonction de la magnitude, de la distance épacentrale et des conditions locales de sites. Nous développons ce nouveau point dans le chapitre qui suit.

**Tableau 1 :** Valeurs des PGA (cm/s<sup>2</sup>) et des temps d'occurrences correspondants (sec.) obtenus pour les accélérogrammes originaux optimisés et les accélérogrammes simulés optimisés.

		Spectre physique	Amplitudes spectrales	Energies instantanées moyennes	Energie totale
Maximisation	Accélérogramme original	A = -194.7 t = 3.7	A=194.7 t = 3.7	A =185.0 t = 2.8	A =176.9 t = 2.8
	Accélérogrammes simulés	A=206.7±32.4 t = 2.9±0.4	A=199.6±16.7 t =3.4±0.5	A=188.5±10.7 t = 2.9±0.6	A=190.6±34.9 t = 3.1±0.3
Minimisation	Accélérogramme original	A=55.4 t = 3.7	A=56.14 t = 2.9	A=116.7 t = 6.4	A=118.7 t = 6.4
	Accélérogrammes simulés	A=50.46±4.6 t = 4.4±1.6	A=58.1±4.0 t = 4.3±1.1	A=111.5±10.7 t = 3.9±1.3	A=126.5±23.8 t = 3.5±0.9

**Tableau 2 :** Instant initial t<sub>1</sub> (sec.) et final t<sub>2</sub> (sec.) de la phase des mouvements forts obtenus pour les accélérogrammes originaux optimisés et les accélérogrammes simulés optimisés

		Spectre physique	Amplitudes spectrales	Energies instantanées moyennes	Energie totale
Maximisation	Accélérogramme original	t <sub>1</sub> = 2.2 t <sub>2</sub> = 17.0	t <sub>1</sub> = 2.1 t <sub>2</sub> = 17.0	t <sub>1</sub> = 2.4 t <sub>2</sub> = 14.5	t <sub>1</sub> = 2.2 t <sub>2</sub> = 15.6
	Accélérogrammes simulés	t <sub>1</sub> = 1.4±0.1 t <sub>2</sub> = 17.0±1.2	t <sub>1</sub> = 1.3±0.2 t <sub>2</sub> = 17.7±0.5	t <sub>1</sub> = 1.6±0.4 t <sub>2</sub> = 18.2±0.4	t <sub>1</sub> = 1.7±0.3 t <sub>2</sub> = 18.2±0.4
Minimisation	Accélérogramme original	t <sub>1</sub> = 2.1 t <sub>2</sub> = 12.7	t <sub>1</sub> = 1.1 t <sub>2</sub> = 17.6	t <sub>1</sub> = 2.4 t <sub>2</sub> = 15.6	t <sub>1</sub> = 2.4 t <sub>2</sub> = 17.8
	Accélérogrammes simulés	t <sub>1</sub> = 1.3±0.2 t <sub>2</sub> = 17.7±1.3	t <sub>1</sub> = 1.2±0.3 t <sub>2</sub> = 16.±1.5	t <sub>1</sub> = 1.4±0.2 t <sub>2</sub> = 18.4±0.6	t <sub>1</sub> = 1.5±0.3 t <sub>2</sub> = 17.6±1.2

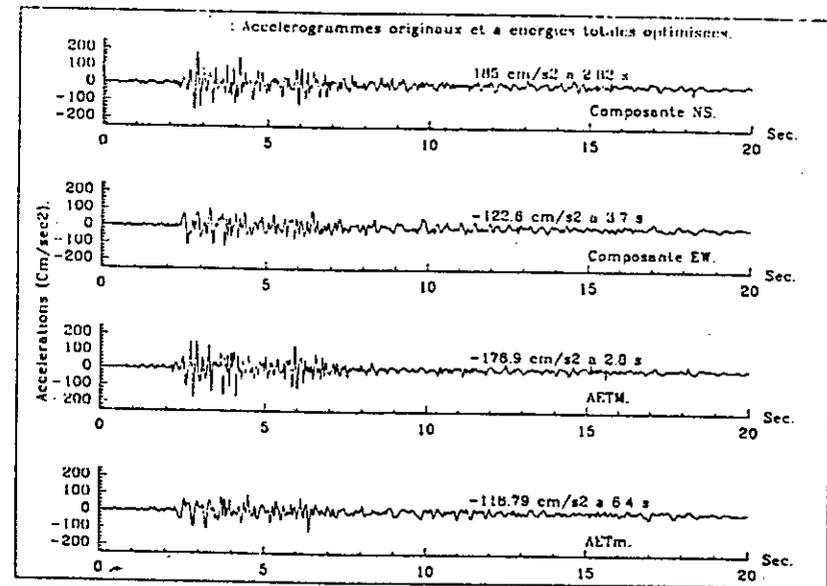
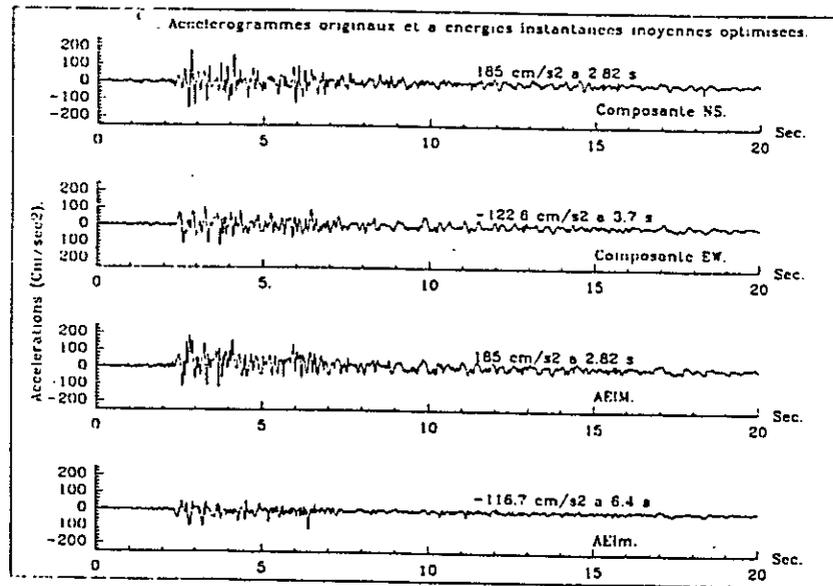
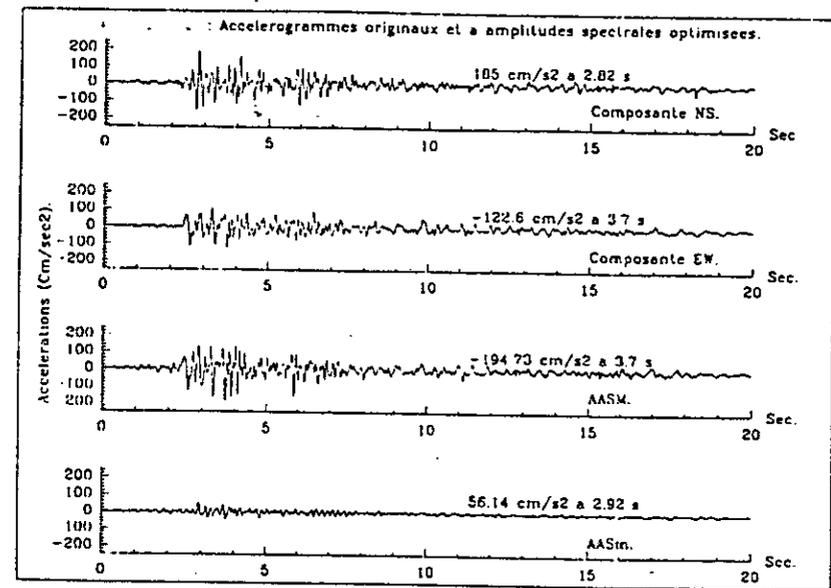
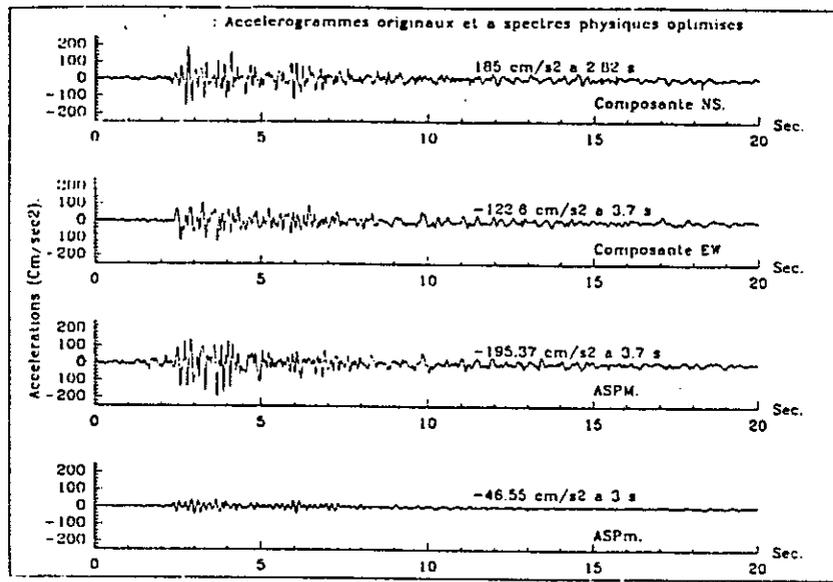


Figure V-1 : Séisme de Constantine du 27 / 10 / 1985 : composantes originaux (NS et EW) et accélérogrammes optimisés suivant le critère : a) spectre physique, b) amplitudes spectrales, c) énergie instantanée moyenne, d) énergie totale moyenne.

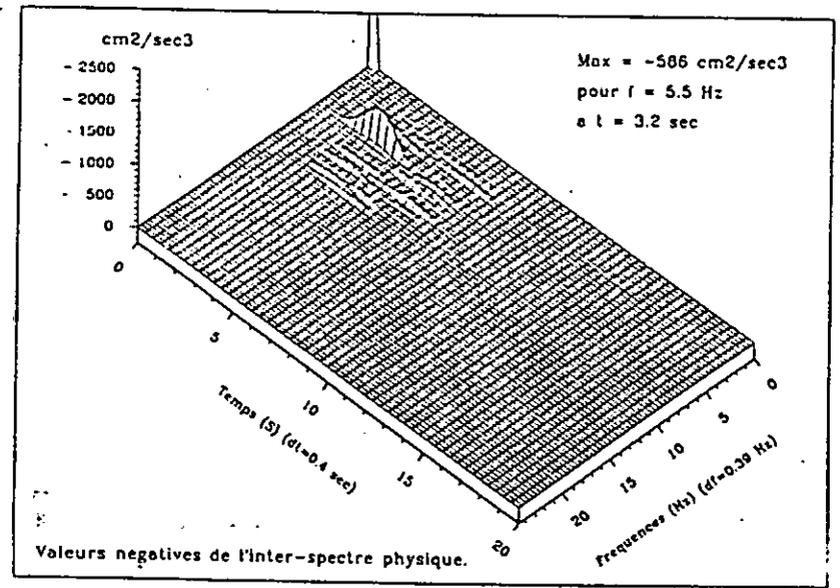
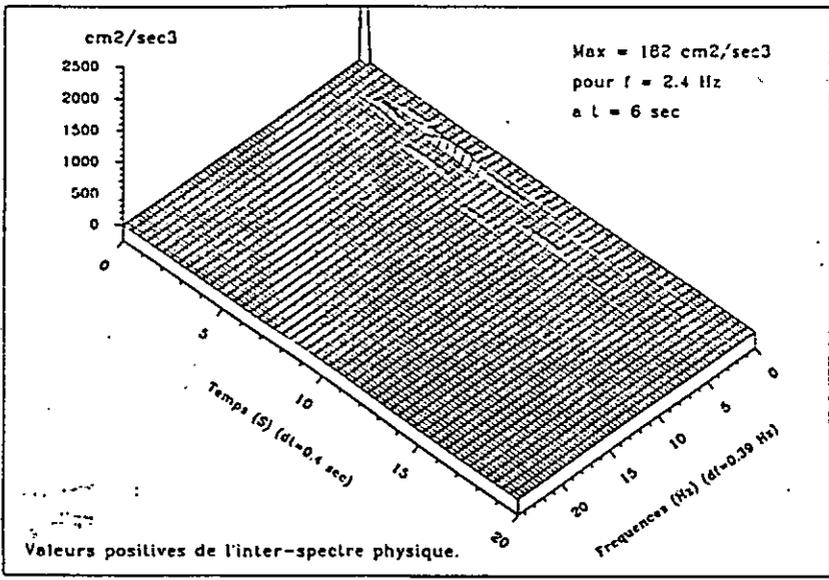
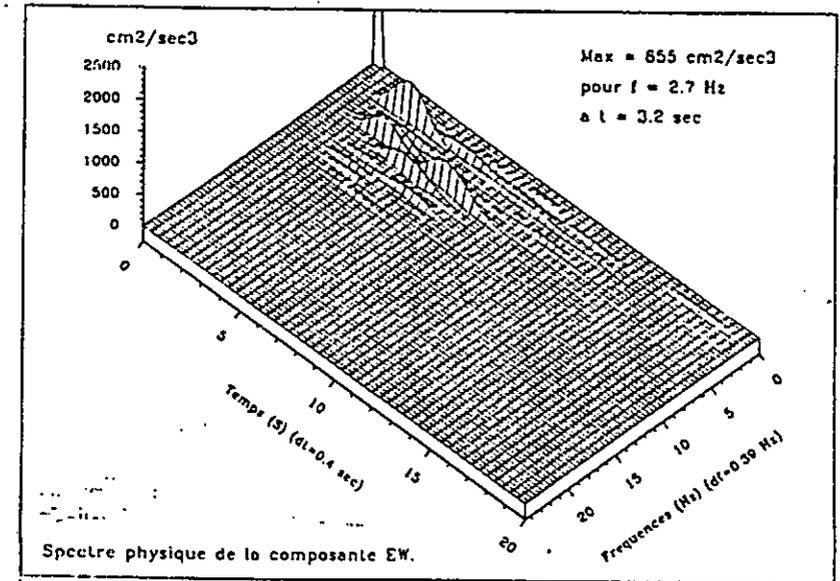
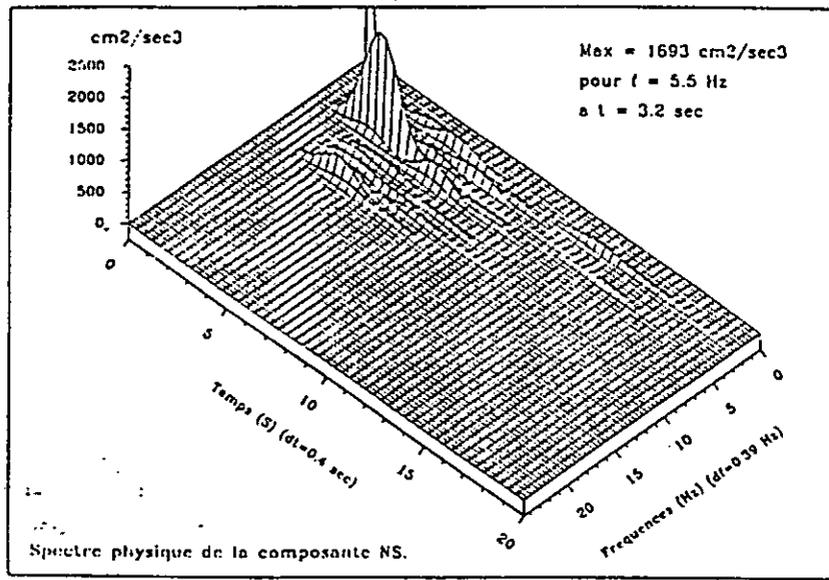
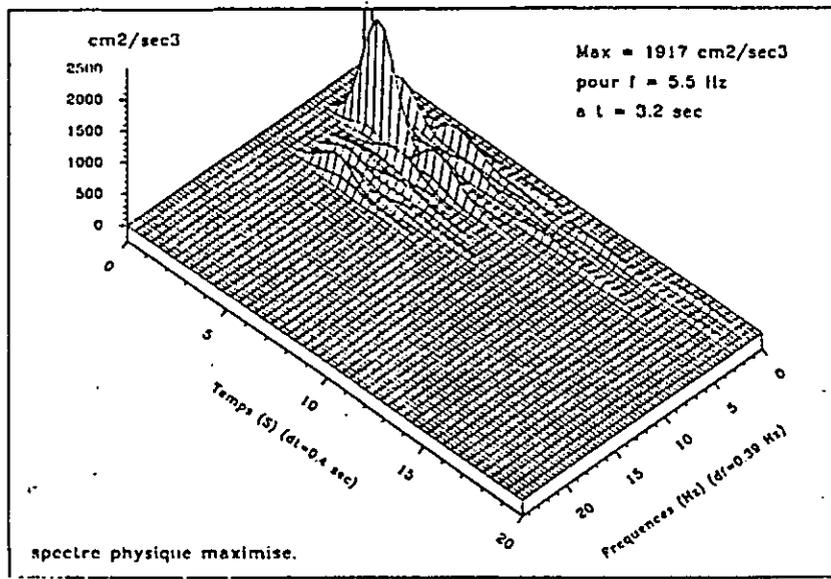
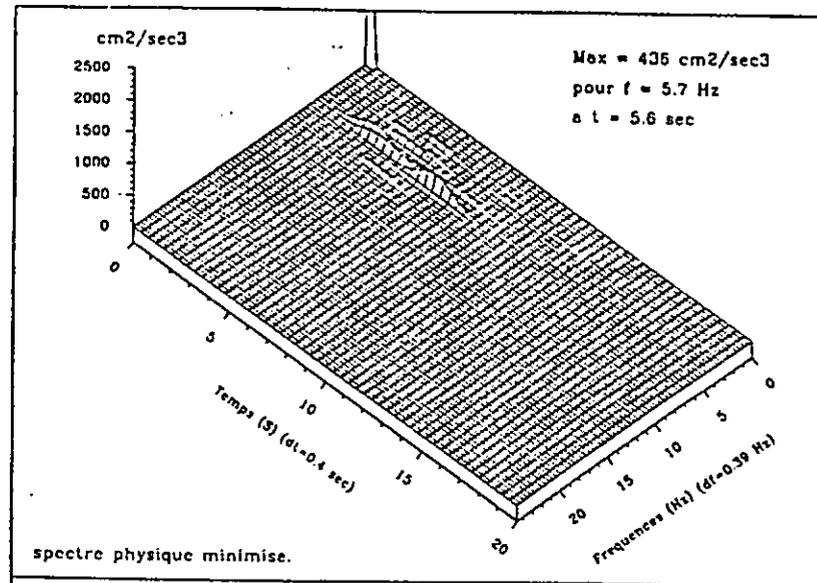


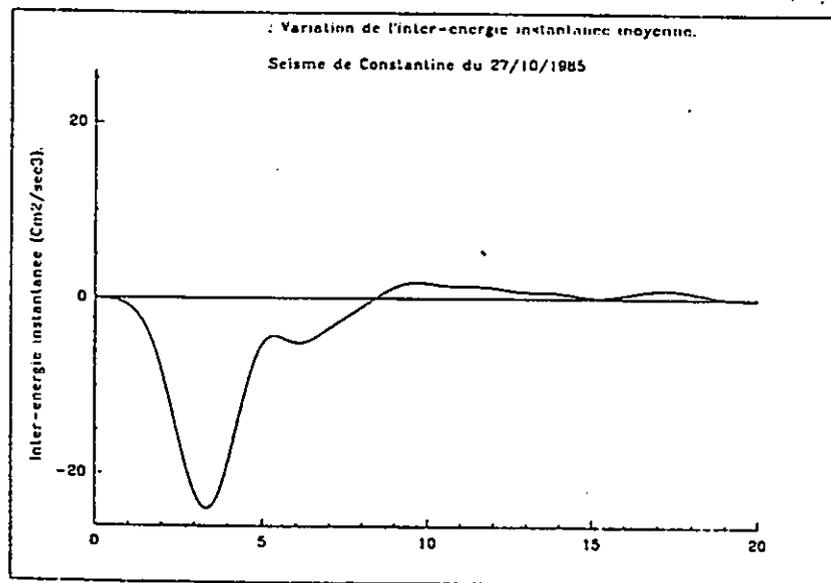
Figure V-2 : Séisme de Constantine du 27 / 10 / 1985 : a) spectre physique de la composante NS, b) spectre physique de la composante EW, c) valeurs positives de l'inter-spectre physique, d) valeurs négatives de l'inter-spectre physique.



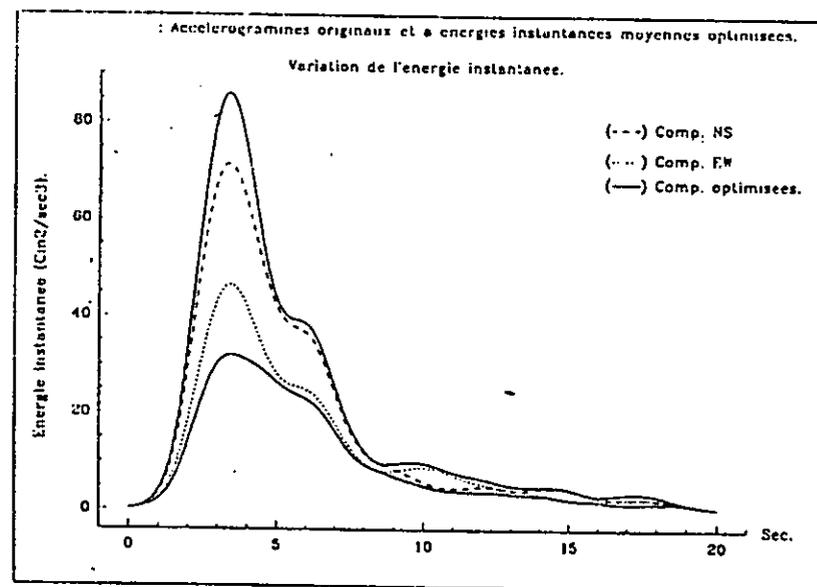
a



b



c



d

Figure V-3 : Séisme de Constantine du 27 / 10 / 1985 : a) spectre physique maximisé, b) spectre physique minimisé, c) inter - énergie instantanée moyenne, d) énergie instantanées moyennes des composantes originales et des accélérogrammes optimisés.

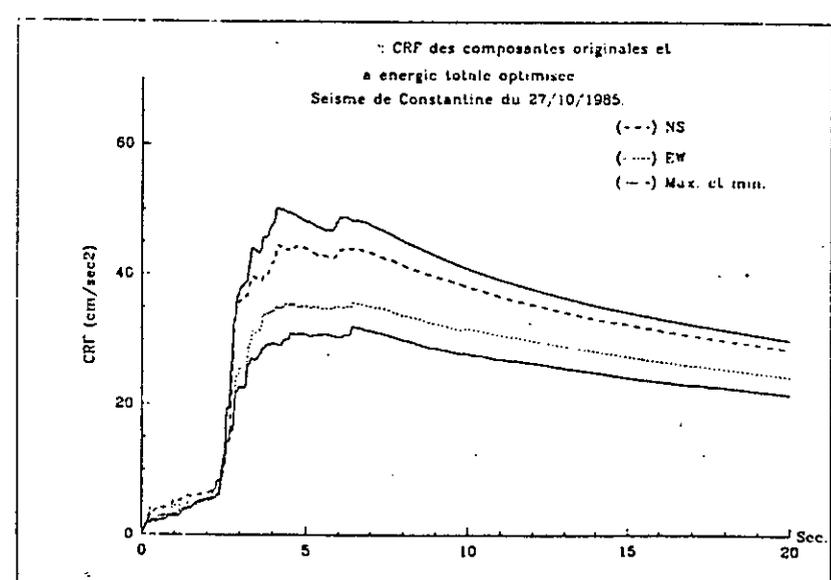
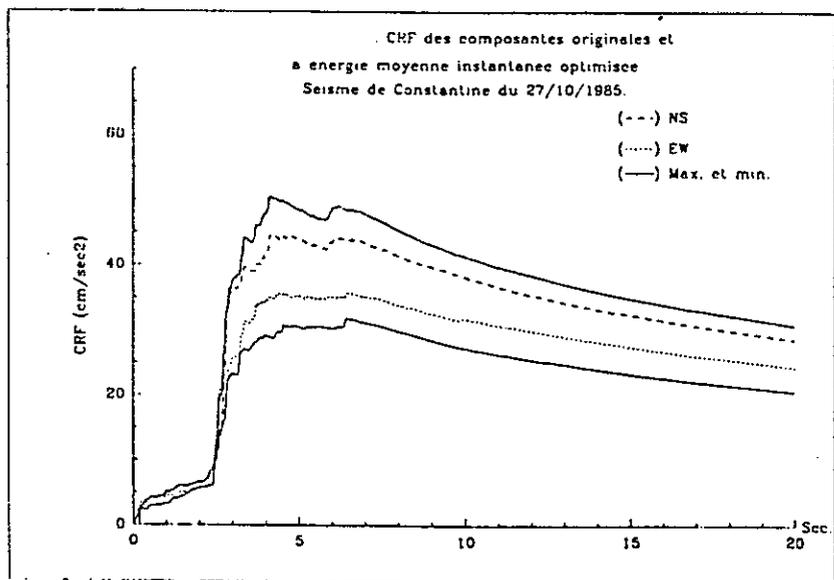
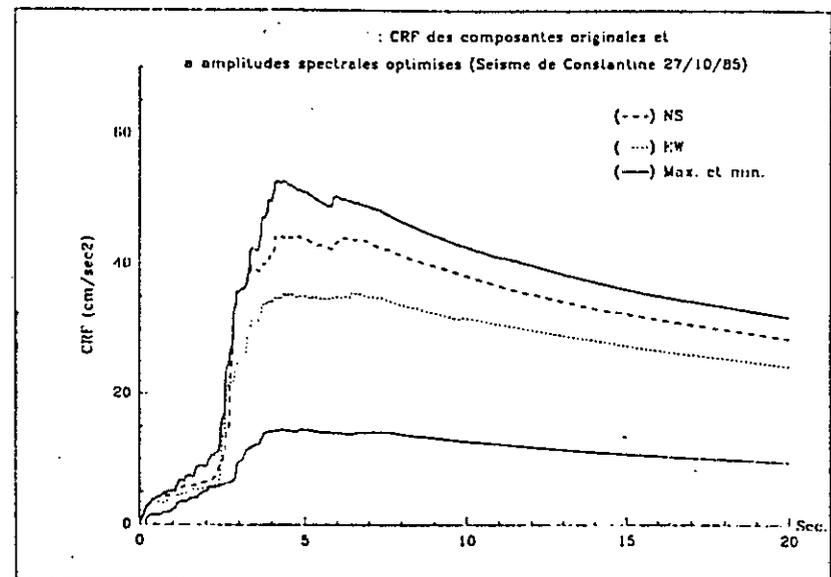
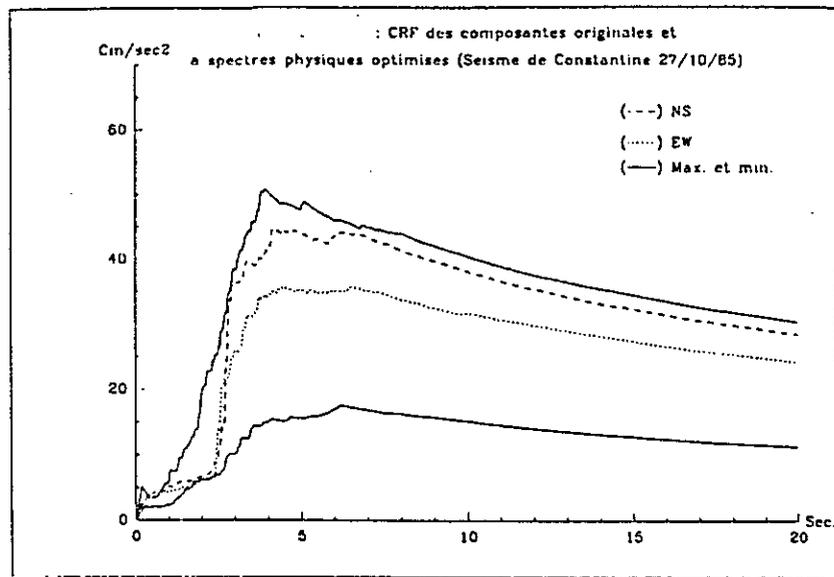
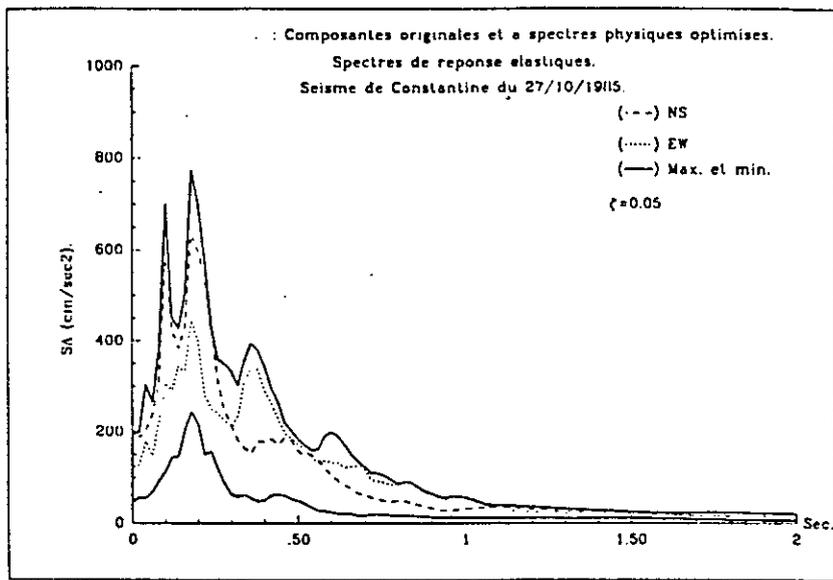
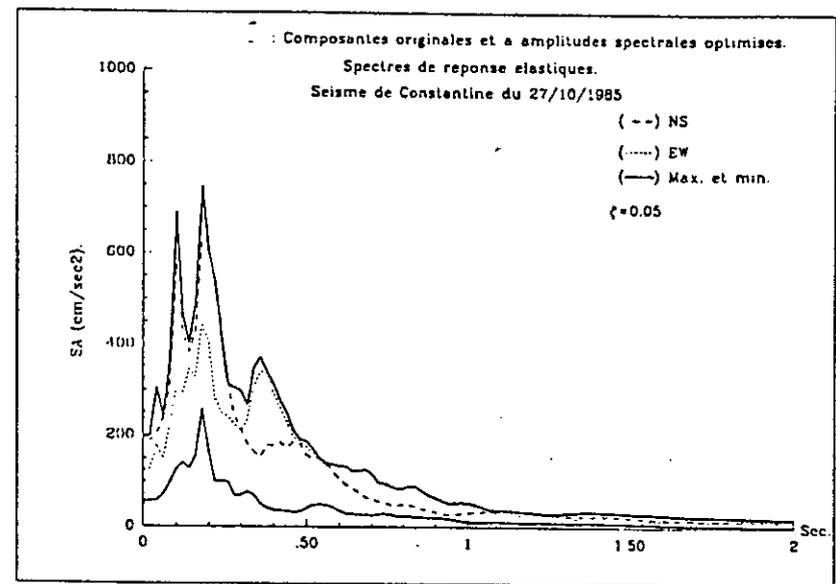


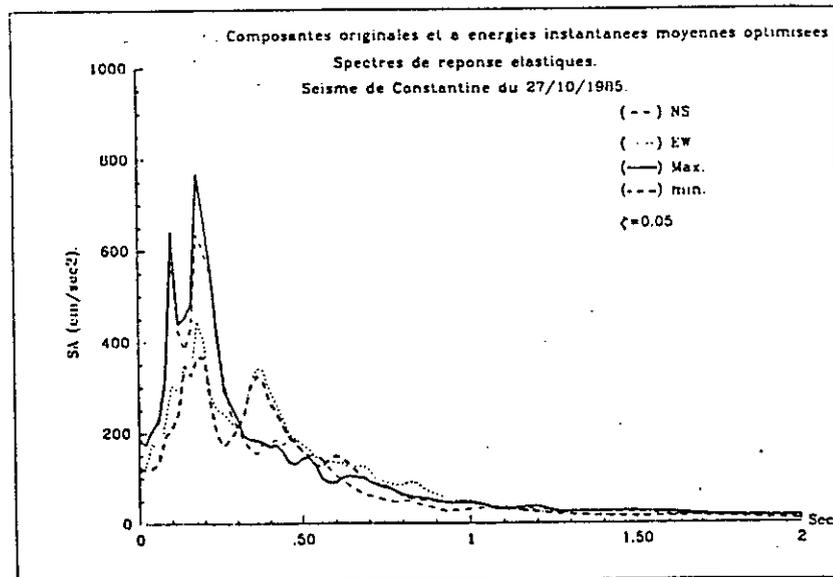
Figure V-4 : Séisme de Constantine du 27 / 10 / 1985 : comparaison des CRF des composantes NS et EW à celles des composantes optimisée suivant le critère : a) spectre physique, b) amplitudes spectrales, c) énergie instantanéé moyenne, d) énergie totale moyenne.



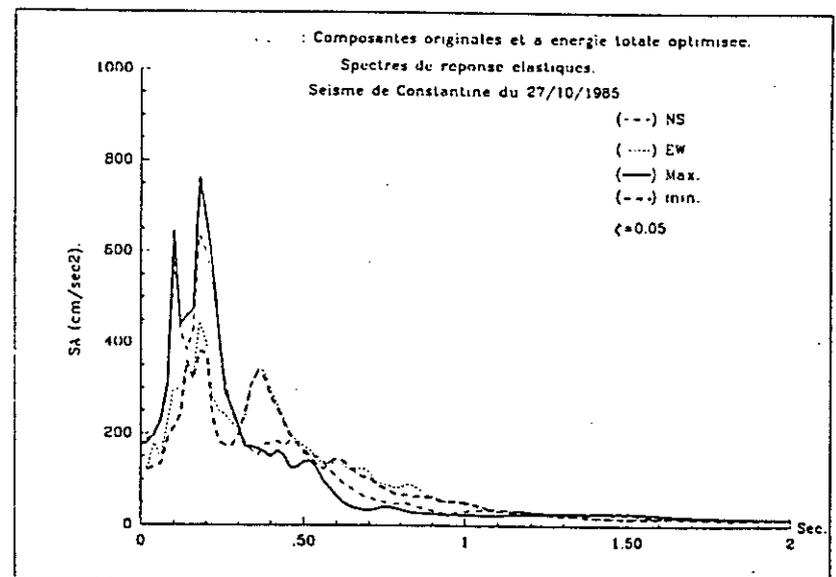
a



b



c



d

Figure V-5 : Séisme de Constantine du 27 / 10 / 1985 : comparaison des spectres de réponse élastique des composantes NS et EW à ceux des composantes optimisée suivant le critère : a) spectre physique, b) amplitudes spectrales, c) énergie instantanée moyenne, d) énergie totale moyenne.





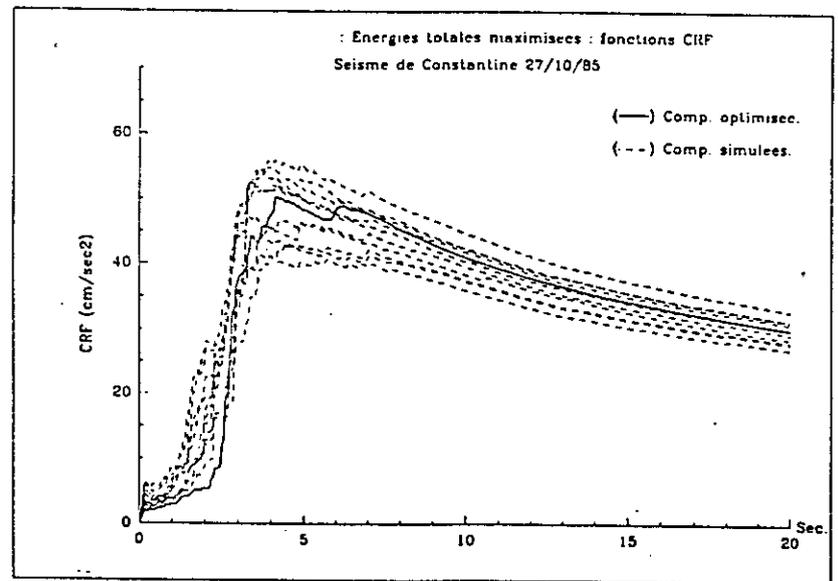
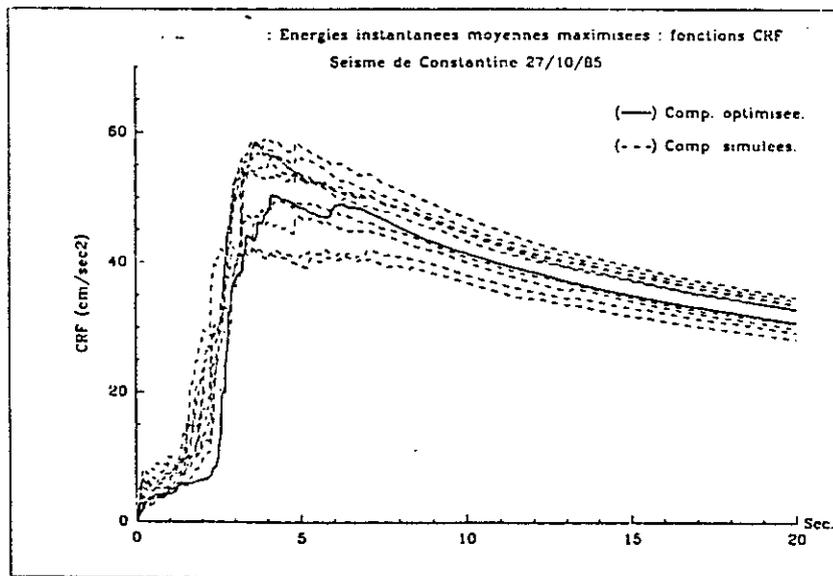
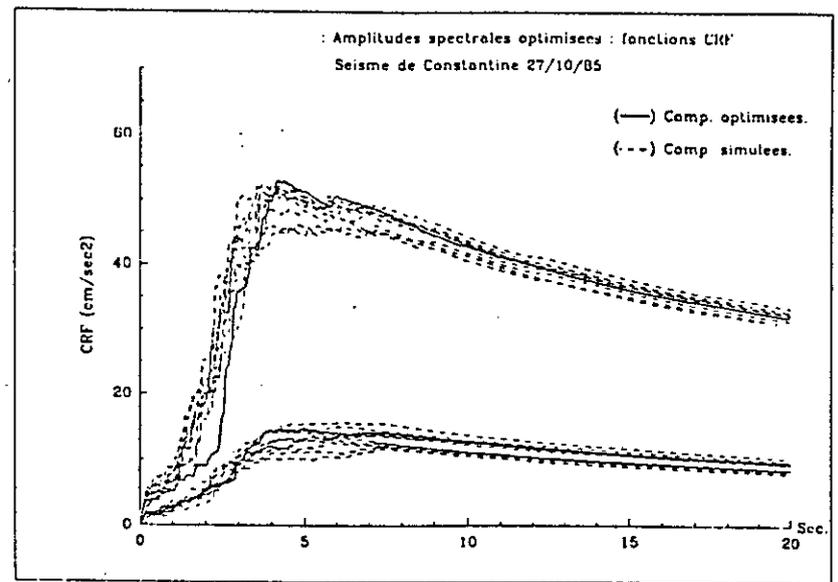
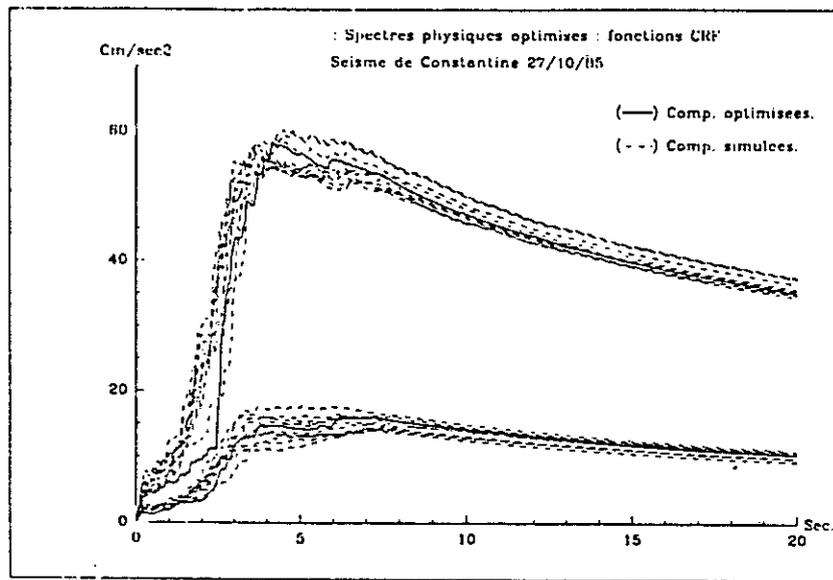


Figure V-8 : Séisme de Constantine du 27 / 10 / 1985. Comparaison des CRF des accélérogrammes optimisés originaux et simulés : a) spectre physique maximisé et minimisé, b) amplitudes spectrales maximisé et minimisé, c) énergie instantanée moyenne maximisée, d) énergie totale moyenne maximisée.

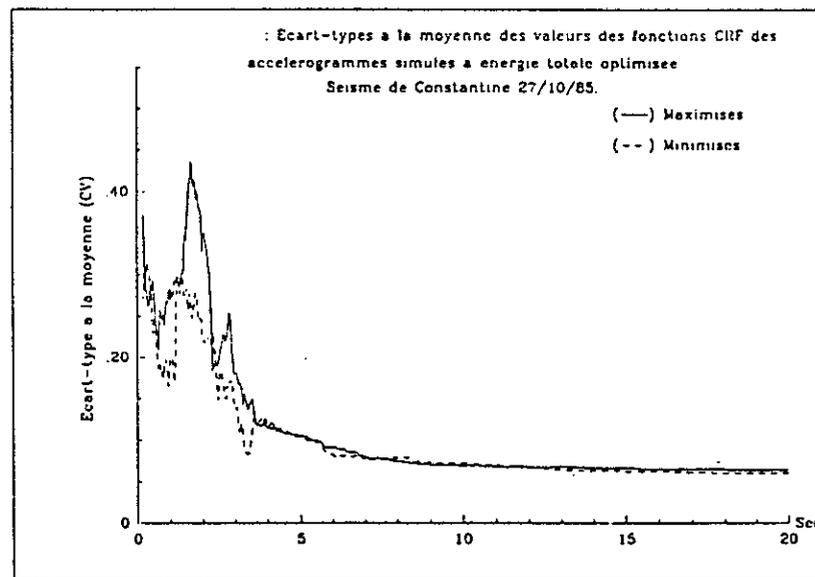
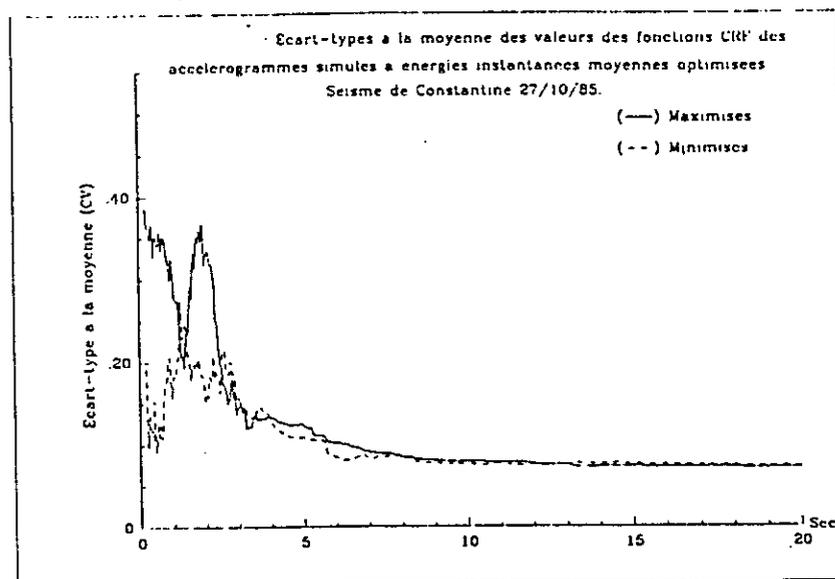
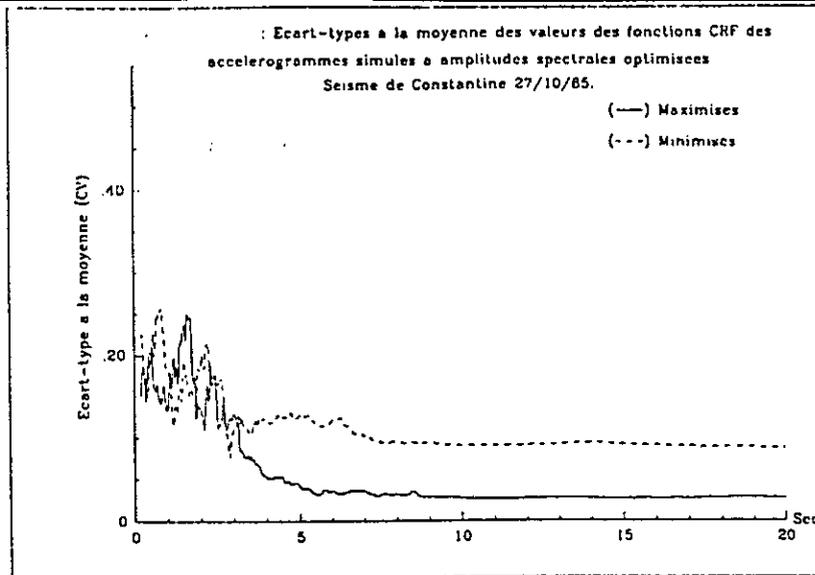
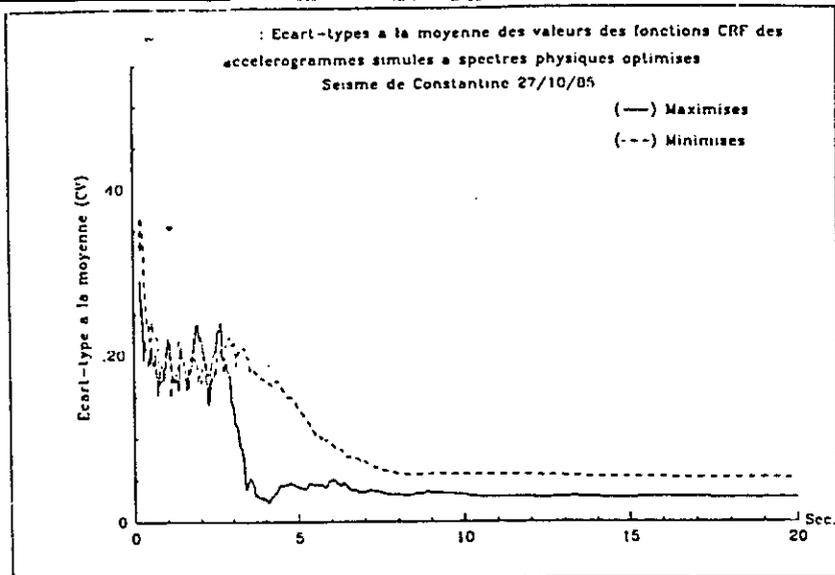
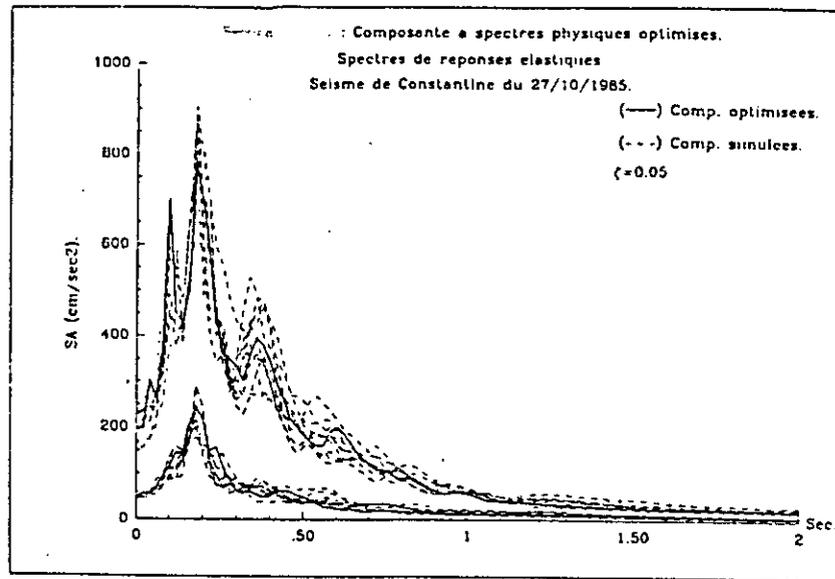
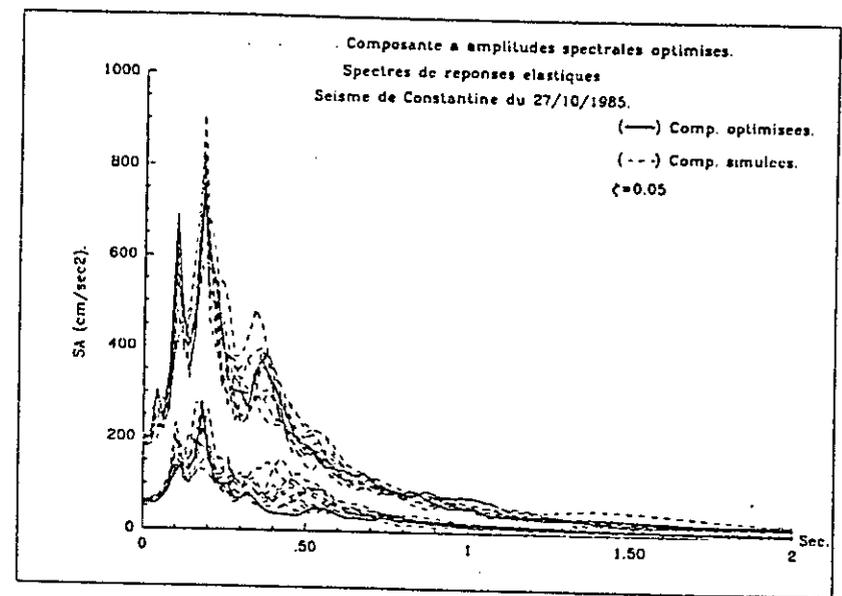


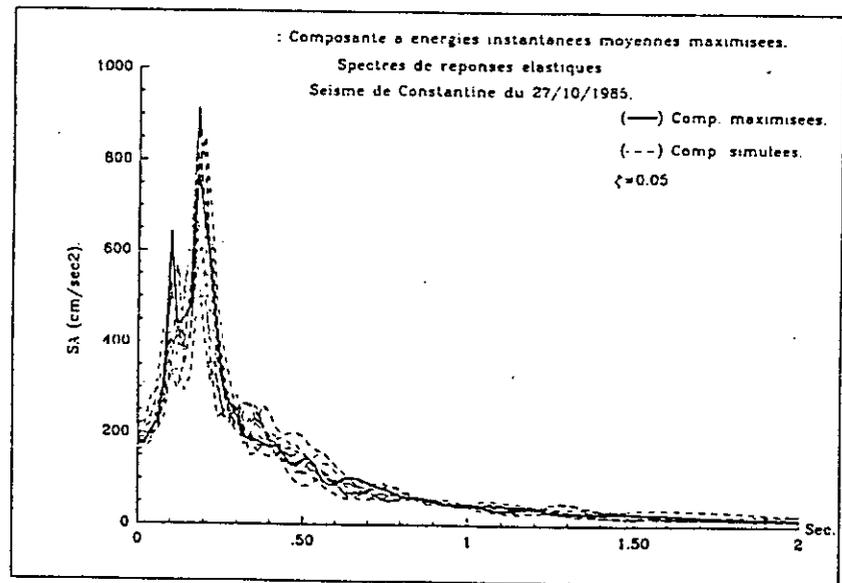
Figure V-9 : Séisme de Constantine du 27 / 10 / 1985. Ecart-types à la moyenne des valeurs des CRF des accélérogrammes simulés pour chacun des critères. a) spectre physique, b) amplitudes spectrales, c) énergie instantanée moyenne et d) énergie totale.



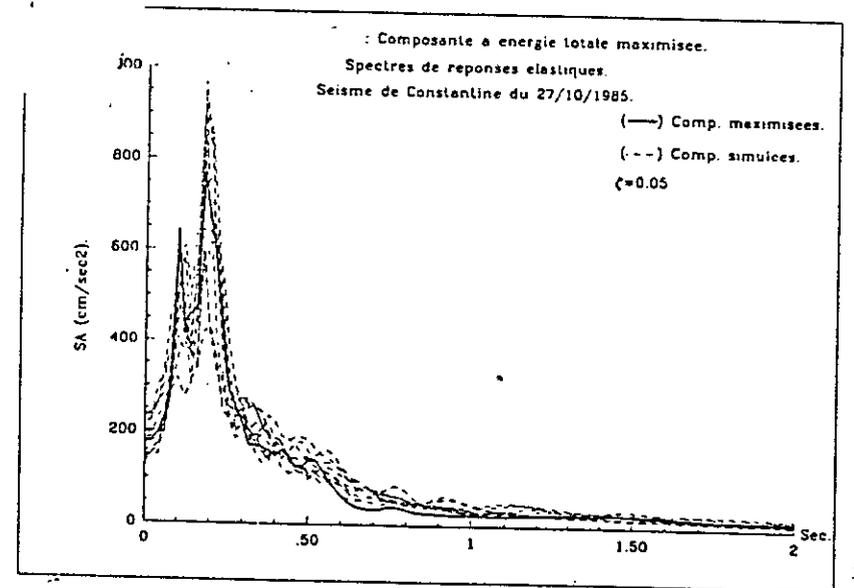
a



b

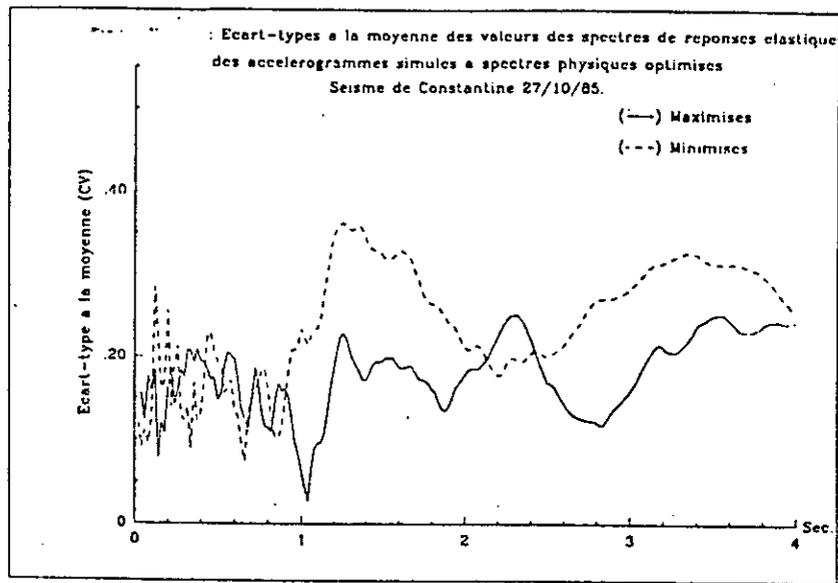


c

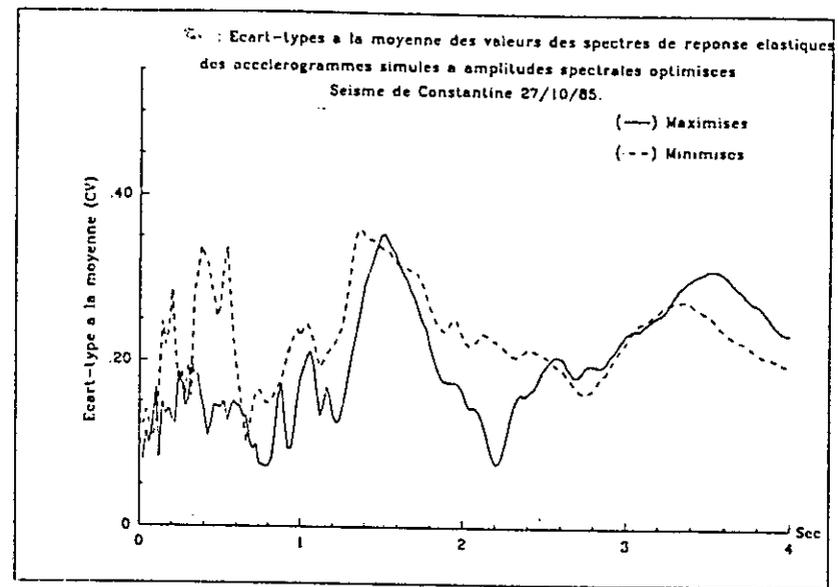


d

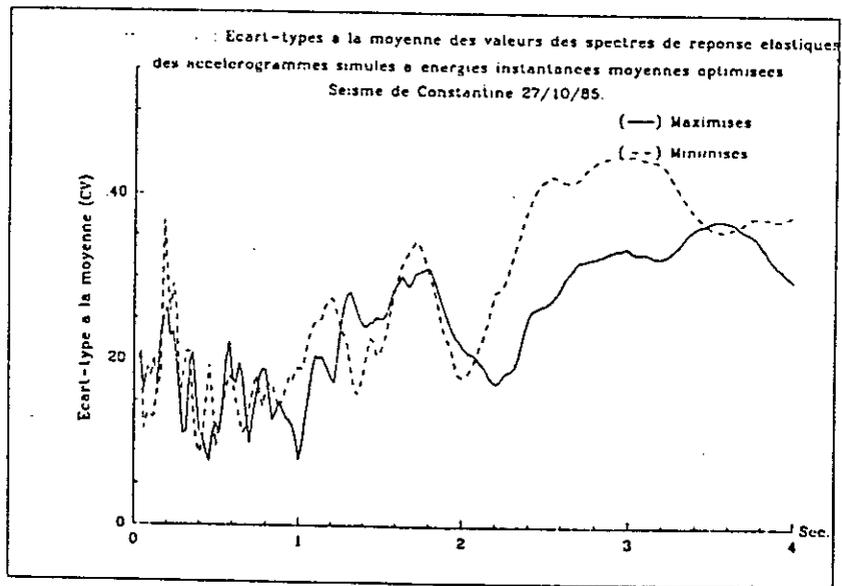
Figure V-10 : Séisme de Constantine du 27 / 10 / 1985. Comparaison des spectres de réponse élastique des accélérogrammes optimisés originaux et simulés : a) spectre physique maximisé et minimisé, b) amplitudes spectrales maximisé et minimisé, c) énergie instantanée moyenne maximisée, d) énergie totale moyenne maximisée



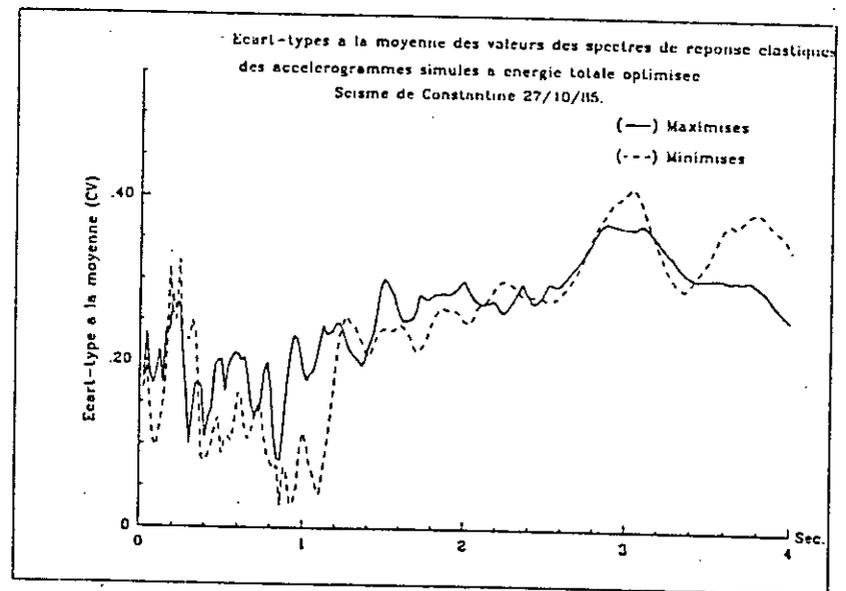
a



b

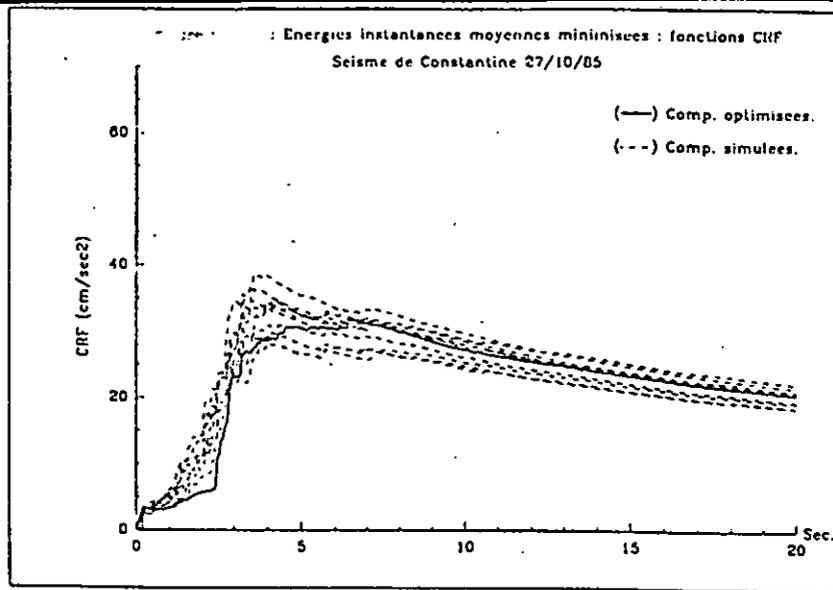


c

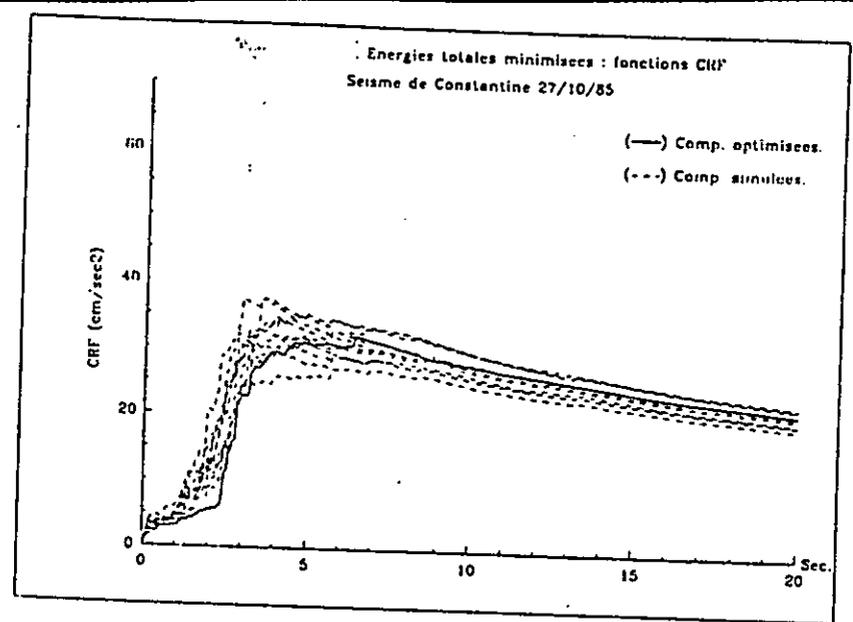


d

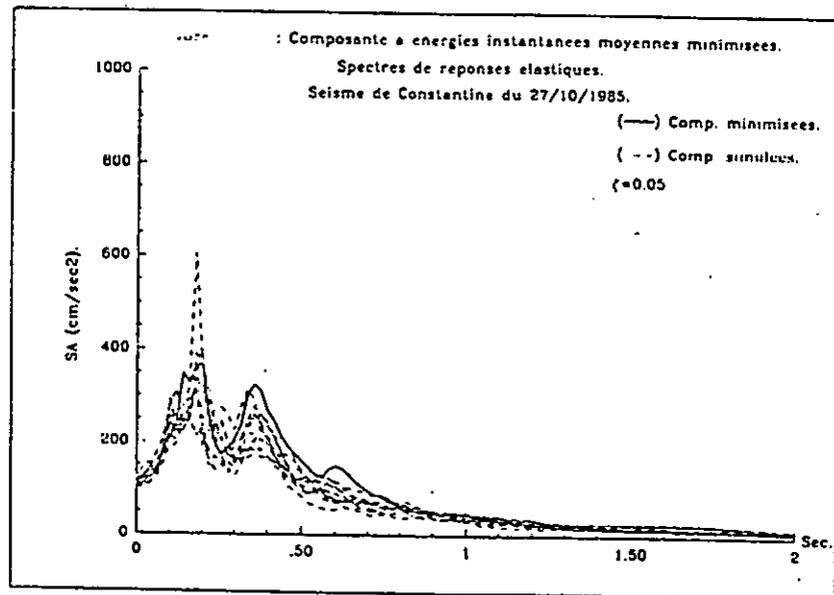
Figure V-11 : Séisme de Constantine du 27 / 10 / 1985. Ecart-types à la moyenne des valeurs des spectres de réponse élastique des accélérogrammes simulés pour chacun des critères. a) spectre physique, b) amplitudes spectrales, c) énergie instantanée moyenne et d) énergie totale.



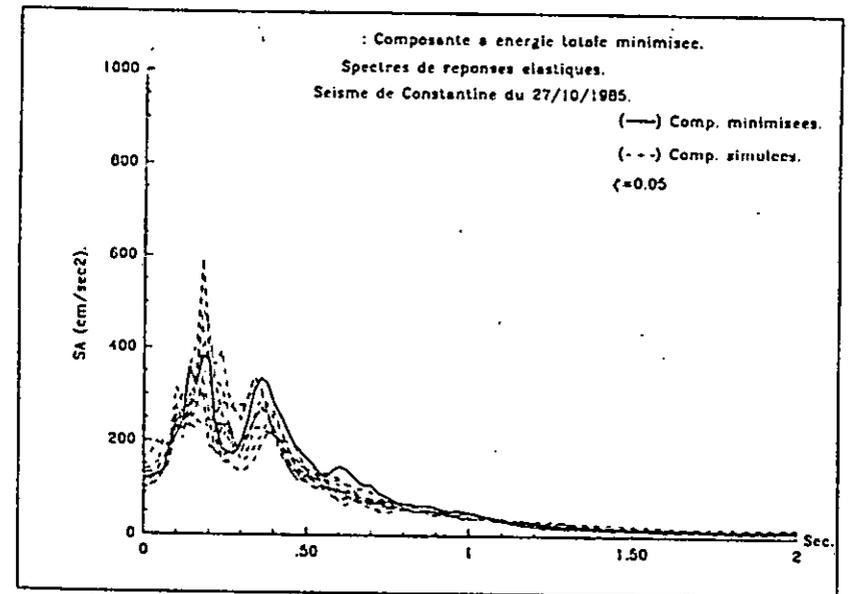
a



b

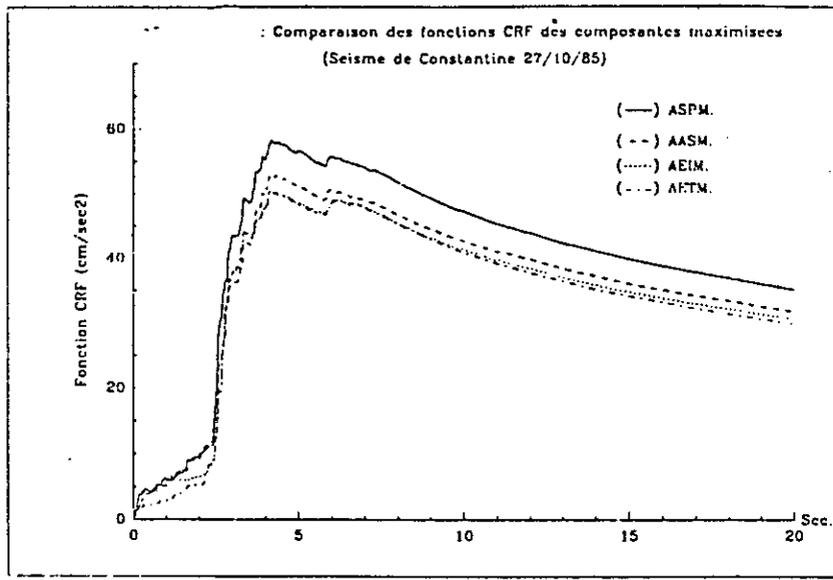


c

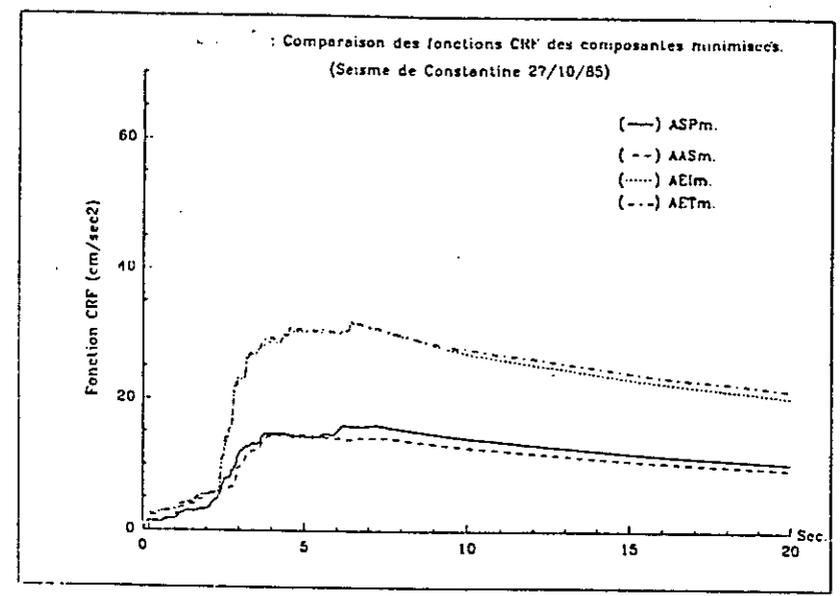


d

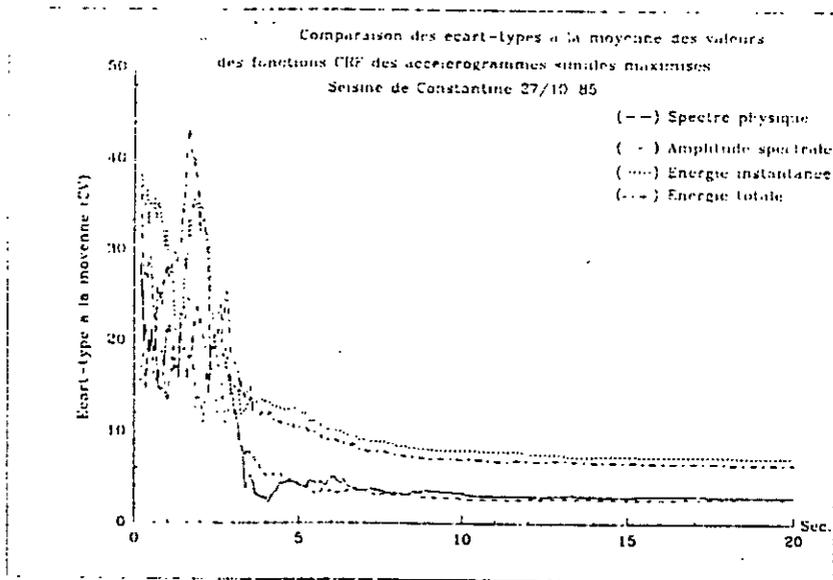
Figure V-12 : Séisme de Constantine du 27 / 10 / 1985. Comparaison des CRF et des spectres de réponse élastique des accélérogrammes minimisés originaux et simulés pour les critères : a) et c) énergie instantanée moyenne, b) et d) énergie totale moyenne.



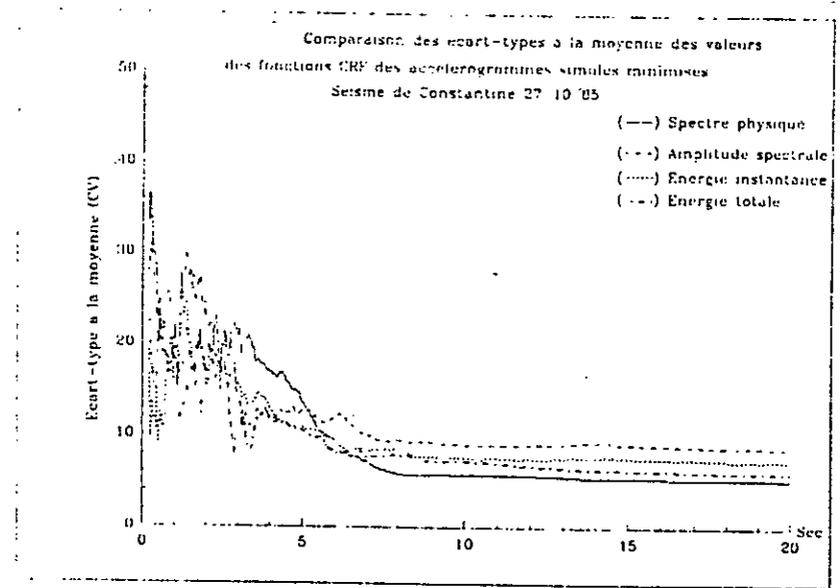
a



b



c



d

Figure V-13 : Séisme de Constantine du 27 / 10 / 1985. Comparaison des CRF et des écart-types à la moyenne associés, correspondants aux accélérogrammes optimisés (tous critères représentés) a) et c) maximisation et b) et d) minimisation.

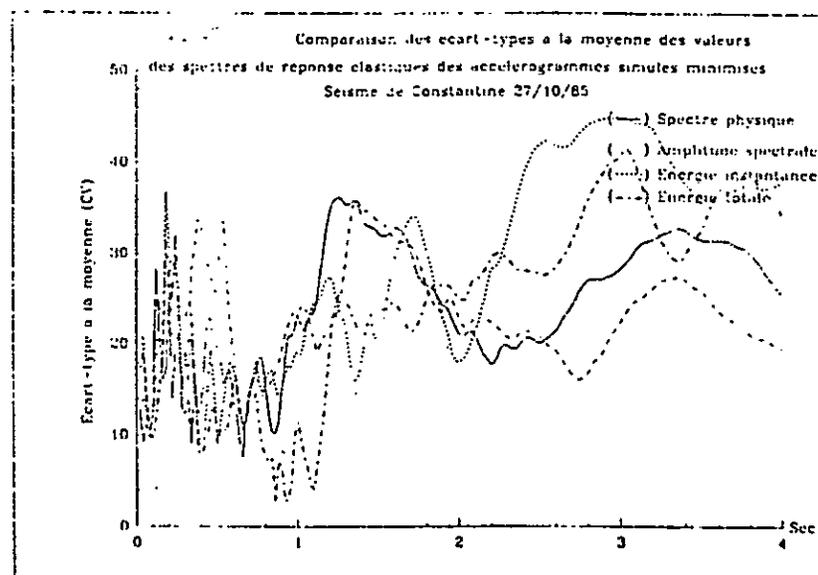
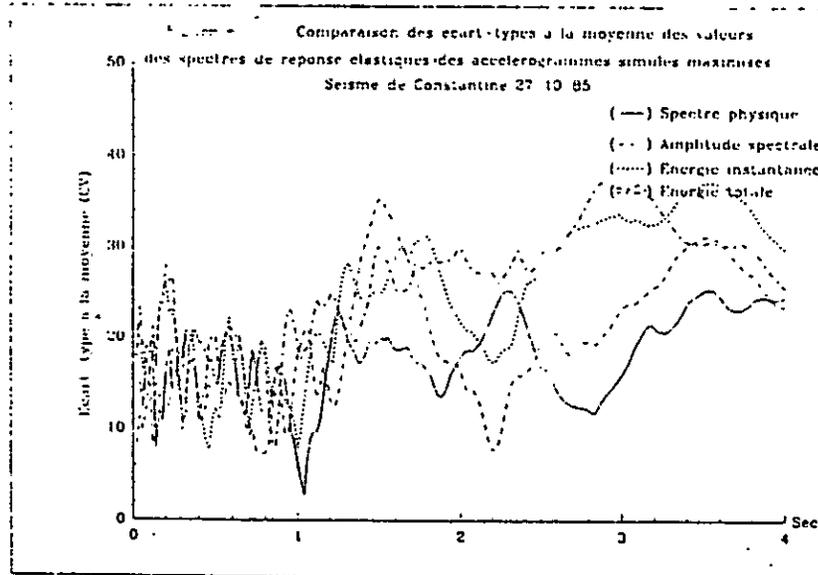
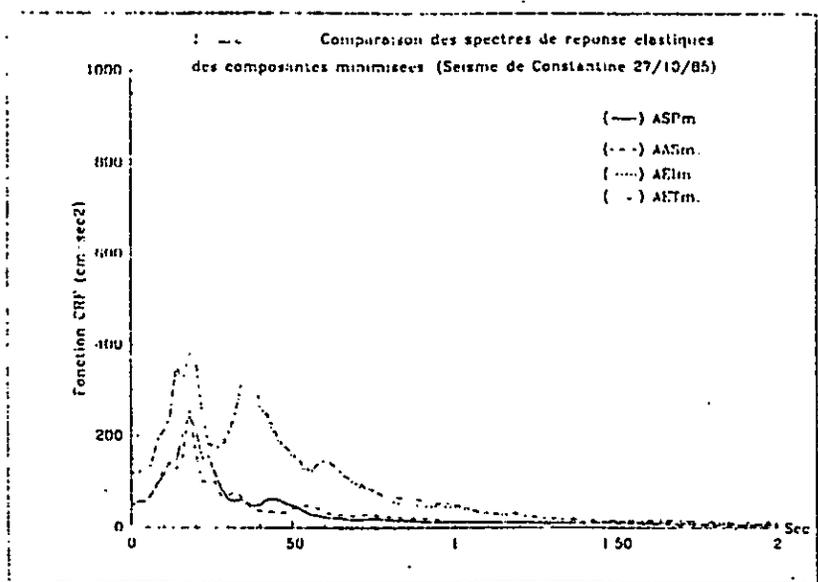
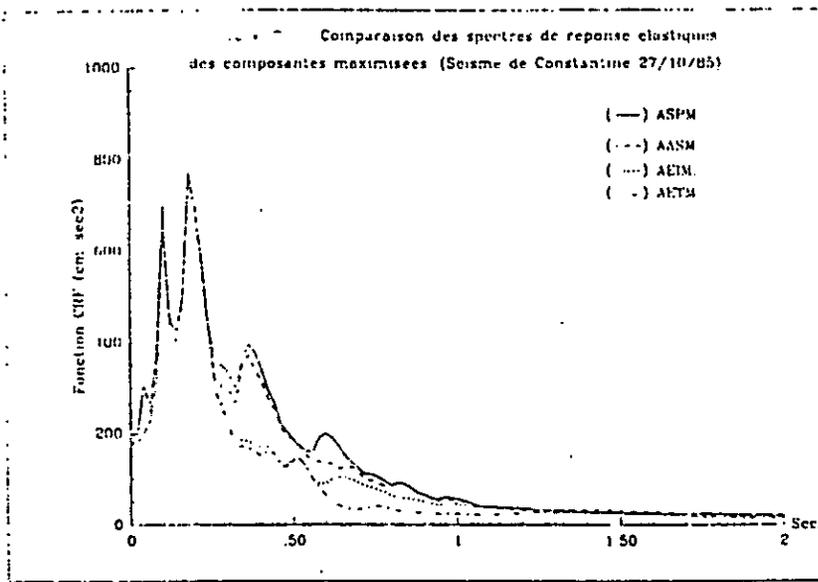


Figure V-14 : Séisme de Constantine du 27 / 10 / 1985. Comparaison des spectres de réponse élastique et des écart-types à la moyenne associés, correspondants aux accélérogrammes optimisés (tous critères représentés) a) et c) maximisation et b) et d) minimisation.

**CHAPITRE VI**

**MODELE DE SPECTRE PHYSIQUE  
AJUSTE POUR DIFFERENTES  
MAGNITUDES,  
DISTANCES EPICENTRALES,  
ET CONDITIONS LOCALES DE SOL.**

Les modèles de simulation monodimensionnelle et bidimensionnelle que nous avons élaborés dans les chapitres précédents requièrent la connaissance préalable des valeurs du spectre physique dans le plan temps-fréquence. Jusqu'à présent, l'évaluation du spectre physique n'a pas représenté un problème, car elle était déduite directement des enregistrements accélérométriques.

Malheureusement, on est souvent amené à élaborer des projets de constructions sur des sites pour lesquels nous ne disposons pas d'enregistrements pré-existants. Il apparaît alors essentiel, dans ce cas, de développer une méthodologie afin d'estimer les valeurs du spectre physique qui permettent d'engager la procédure de simulation pour l'obtention de mouvements synthétiques adéquats.

Nous avons alors opté pour une étude statistique sur des paramètres caractérisant les fluctuations nonstationnaires du contenu spectral des enregistrements sismiques arrangés par classes "magnitude - distance épacentrale - conditions locales de site". Afin de permettre d'obtenir une dispersion minimale, les paramètres sont évalués à partir des spectres physiques optimisés (maximisés et minimisés) d'enregistrements sismiques issus d'une banque de données mondiale.

L'intensité du séisme, représentée ici par la magnitude, est caractérisé pour un séisme donné, par le mode de rupture, les valeurs respectives des dimensions de faille, des vitesses de rupture et des dislocations (valeurs des glissements finaux et des temps de montée). La variabilité, pour une même catégorie de magnitudes, provient des différents schéma de rupture sur les différentes failles, des radiation de ondes et des caractéristiques singulières des failles (surface, azimut, pendage, direction du glissement).

De même, La distance épacentrale a un effet direct sur le processus d'atténuation des ondes sismiques durant leur trajet de la source au récepteur. De plus, en considérant les conditions locales de site, on prend implicitement en compte de l'effet, sur les ondes sismiques, des différents remplissages alluviaux (dûs à l'hétérogénéité et à l'inélasticité des matériaux) et des reliefs topographiques (interférences constructives des ondes réfléchies).

Les formes d'ondes, caractérisant le contenu nonstationnaire du signal enregistré au site, ne sont autre que la somme des différents effets tant au niveau de la source, de la propagation qu'au niveau du site. Ainsi, l'étude paramétrique telle que nous la menons, conduit, pour une classe donnée, à la prise en compte moyenne (en terme statistique) des effets dus à la magnitude, la distance épacentrale et les conditions locales de site.

Ainsi, une fois le modèle de spectre physique caractérisé, il nous est donc possible d'obtenir les valeurs des amplitudes spectrales nonstationnaires dans le plan temps-fréquence, et par voie de conséquence, de simuler les accélérations sismiques pour chaque classe considérée. Nous analysons par la suite, les variations des paramètres spectraux du modèle en fonction de la magnitude, de la distance épacentrale et des conditions locales de sites.

Enfin, nous estimons, en utilisant le modèle de spectre physique optimisé, les durées par bandes fréquentielles dont l'importance est certaine pour une meilleure précision des modèles de simulation nonstationnaire. En effet, ces valeurs, définissent, pour chaque onde constitutive, la durée des mouvements forts associés.

## **VI-1 METHODOLOGIE SUIVIE POUR L'ESTIMATION DES PARAMETRES DU MODELE DE SPECTRE PHYSIQUE.**

L'estimation du spectre physique pour une classe "magnitude-distance-site" nécessite donc inévitablement une étude statistique des enregistrements accélérométriques contenus dans cette classe. Pour l'estimation des paramètres du modèle de spectre physique, nous suggérons les étapes suivantes:

1-Pour les deux composantes horizontales enregistrées en un site donné, nous calculons d'abord les spectres physiques optimisés (le maximisé et le minimisé), dans le but de retrouver les limites supérieures et inférieures de l'énergie sismique caractérisant ainsi les deux composantes horizontales au site considéré.

2-Nous généralisons le contenu fréquentiel de chaque accélérogramme optimisé en lissant son spectre physique et en le normalisant de sorte que son maximum soit égal à l'unité.

3-Nous sélectionnons un modèle analytique approprié pour approximer à chaque instant et pour chaque fréquence le spectre physique obtenu en 1. Plusieurs expressions telles les distributions Lognormale, gamma, beta, de Rayleigh ou Gaussienne peuvent être considérées.

4-Nous calculons pour chaque classe "magnitude-distance-site" les valeurs, à chaque instant  $t$ , des paramètres du modèle associés à chacun des enregistrements contenus dans cette classe.

5-Enfin, nous menons une étude statistique afin d'estimer les valeurs moyennes et à 90% de confiance de ces paramètres, assurant ainsi l'ajustement du modèle de spectre physique pour la classe considérée.

## VI-2 PRESENTATION DU MODELE DE SPECTRE PHYSIQUE.

La maîtrise des caractéristiques temporelles d'un processus stationnaire (représenté ici par la portion  $x_w(t)$  de l'accélérogramme fenêtré autour d'un instant  $t$ ) requiert la connaissance de deux paramètres spectraux qui dépendent des deux premiers moments de sa fonction de densité spectrale. Le premier paramètre, que nous dénommerons fréquence moyenne, indique l'endroit où est concentrée la masse spectrale le long de l'axe des fréquences, alors que le deuxième, que nous appellerons dispersion, est une mesure de la variabilité du contenu fréquentiel, c'est-à-dire la largeur de bande de la fonction de densité spectrale autour de sa fréquence centrale (ou moyenne).

En effet, la durée des mouvements forts et l'intensité d'un processus aléatoire quelconque  $x_w(t)$ , son enveloppe temporelle  $e_w(t)$ , et les dérivées par rapport au temps de  $x_w(t)$  et  $e_w(t)$ , peuvent être exprimées (Vanmarcke, 1972) en fonction des deux premiers moments de la densité spectral de  $x_w(t)$  (représentée ici par le spectre physique  $S_{xx}(f,t)$ ). Nous noterons ces deux paramètres  $f^0$  et  $f^s$  respectivement.

Ainsi, il est préférable de définir le modèle de spectre physique englobant les deux paramètres  $f^0$  et  $f^s$  afin de mieux prendre en compte, à travers l'étude paramétrique, les caractéristiques statistiques temporelles des mouvements sismiques considérés. Afin traduire de manière simple les variations du contenu spectral à chaque instant  $t$ , nous donnons à notre modèle, une forme Gaussienne dont l'expression est la suivante :

$$S(f,t) = \frac{\alpha(t)}{\sqrt{2\pi}f^s(t)} \exp \left[ -0.5 \left( \frac{f-f^0(t)}{f^s(t)} \right)^2 \right] \quad (\text{VI-1})$$

où  $f^0(t)$ ,  $f^s(t)$  sont les paramètres précédemment décrits et associés aux valeurs du spectre physique au temps  $t$ . Le paramètre  $\alpha(t)$  est le ratio qui permet de retrouver l'énergie originale sous la Gaussienne à chaque instant  $t$ . En effet, si on considère le spectre physique  $S_{xx}(f,t)$  de la composante optimisée  $x(t)$ , alors la valeur de  $\alpha(t)$ , pour une valeur particulière de  $f^0(t)$  et  $f^s(t)$ , est calculée comme suit :

$$\alpha(t) = \sqrt{2\pi}f^s(t) \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} S_{xx}(f,t) df / \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[ -0.5 \left( (f-f^0(t))/f^s(t) \right)^2 \right] df \right\} \quad (\text{VI-2})$$

Rappelons qu'avant d'entreprendre le calcul des paramètres  $f^0(t)$ ,  $f^s(t)$  du modèle, on fait une normalisation du spectre physique de chaque accélérogramme de manière à ce que la valeur de son pic soit égale à l'unité. Pour le calcul du paramètre  $\alpha(t)$ , on utilise le spectre physique réel et non normalisé  $S_{xx}(f,t)$  de la composante optimisée  $x(t)$ .

## VI-3 REPARTITION ET TRAITEMENT DES DONNEES.

### VI-3-1 Sélection des classes de données.

La méthodologie décrite précédemment est appliquée à un grand nombre d'accélérogrammes (411) enregistrés en Italie, Californie, Chili, Mexico, Japon, Taïwan et Algérie et correspondant à diverses magnitudes ( $M_S$  si  $M_L > 6.0$  et  $M_S > 6.0$ ,  $M_L$  sinon), distances épacentrales et conditions locales de sites. Les données sont divisées en 45 différentes classes correspondant à 5 intervalles de magnitudes  $m_1$  à  $m_5$  ( $m_1 < 4.5$ ,  $4.5 \leq m_2 < 5.5$ ,  $5.5 \leq m_3 < 6.5$ ,  $6.5 \leq m_4 < 7.5$ ,  $m_5 \geq 7.5$ ), 3 intervalles de distances  $d_1$  à  $d_3$  comme présenté dans le tableau 1 et 3 catégories de sites  $s_0$  à  $s_2$  ( $s_0$  = rocher,  $s_1$  = sol dur and  $s_2$  = sol mou et vase). Le tableau 2 montre le détail de cette sélection pour chaque classe.

### VI-3-2 Traitement des données.

Les seuls accélérogrammes non corrigés que nous avons à notre disposition, sont ceux qui ont été enregistrés en Italie et qui nous ont été fournis par l'ENEA-ENEL. Il a donc été nécessaire de procéder à la correction de chaque enregistrement des erreurs introduites lors de la digitalisation et de la translation de la ligne de base du film, ainsi que celles dûes à la réponse instrumentale. Les corrections des hautes et basses fréquences introduites par la digitalisation et la translation de la ligne de base ont été faite en utilisant la méthodologie décrite par Trifunac et Lee (1973).

Le signal ainsi obtenu a ensuite été corrigé de la réponse instrumentale en utilisant la fonction de transfert (oscillateur simple amorti) donnée par la relation :

$$\frac{X(f)}{\ddot{Y}(f)} = \frac{f_0^2}{f_0^2 - f^2 + 2iff_0c_0} \quad (\text{VI-3})$$

avec :

$X(f)$  : transformée de Fourier de  $x(t)$  qui est le mouvement de la masse mobile dans son bâti déjà corrigé de la digitalisation et de la ligne de base.

$\ddot{Y}(f)$  : transformée de Fourier de  $\ddot{y}(t)$  qui est l'accélération du sol.

$f_0$  : fréquence propre du capteur (fournie pour chaque station)

$c_0$  : amortissement du capteur (fourni pour chaque station).

Les accélérogrammes en notre possession ont tous été filtrés de manière à représenter les contributions des ondes comprises entre 0.07 Hz et 25 Hz.

Pour chaque classe, nous avons calculé la durée moyenne des mouvements forts de chaque accélérogramme en utilisant la procédure décrite par Mc Cann et Shah (1979). Ainsi, nous avons superposé les accélérogrammes de manière à faire coïncider les temps relatifs au début des mouvements forts (associées à l'arrivée des ondes S). Les premières arrivées (ondes P) correspondent donc, à la portion localisée avant celle des mouvements forts.

Ensuite, nous avons calculé la durée moyenne de chacune des deux parties (avant et après le début des mouvements forts). De cette manière, la classe analysée est représentée par des accélérogrammes dont la durée totale est la somme des deux durées moyennes précédemment calculées. La procédure décrite plus haut est alors appliquée à chaque accélérogramme pour le calcul des valeurs des paramètres spectraux  $f^0(t)$ ,  $f^s(t)$  et  $\alpha(t)$  qui lui sont associés à chaque instant  $t$ .

A ce stade de l'étude, nous sommes en possession des valeurs des paramètres associées à chaque accélérogramme pour chacune des classes considérées. Nous pouvons maintenant engager l'analyse statistique qui nous permet de calculer pour chaque classe "magnitude-distance-site", les valeurs moyennes  $f^0_M(t)$ ,  $f^s_M(t)$  et  $\alpha_M(t)$  ainsi que  $f^0_{sd}(t)$ ,  $f^s_{sd}(t)$  et  $\alpha_{sd}(t)$  associées à un intervalle de confiance à 90%.

#### VI-4 EVALUATION STATISTIQUE DES PARAMETRES DU MODELE.

##### VI-4-1 Méthodologie suivie pour l'évaluation des paramètres.

Pour chaque classe, une étude statistique est menée de manière à calculer, à chaque instant  $t$ , les valeurs moyennes et à 90% de confiance des paramètres ( $f^0_M(t)$ ,  $f^s_M(t)$ ,  $\alpha_M(t)$  et  $f^0_{sd}(t)$ ,  $f^s_{sd}(t)$ ,  $\alpha_{sd}(t)$  respectivement).

L'évaluation statistique de la fréquence moyenne (ou centrale) est établie comme suit :

$$f^0_M(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f_i^0(t) \quad (\text{VI-4})$$

$$f^0_\sigma(t) = \left[ \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (f_i^0(t) - f^0_M(t))^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{VI-5})$$

$$f^0_{sd}(t) = f^0_M(t) + k f^0_\sigma(t) \quad (\text{VI-6})$$

$$k = \frac{t_c}{\sqrt{N-1}} \quad (\text{VI-7})$$

où N est le nombre d'accélérogrammes de la classe considérée et  $t_c$  est le coefficient relié à la distribution de Student. La même procédure est utilisée pour le calcul des valeurs des paramètres  $f_M^0(t)$  et  $\alpha_M(t)$ , et  $f_{sd}^0(t)$  et  $\alpha_{sd}(t)$ . Deux types de modèles de spectres physiques  $S_M(f,t)$  et  $S_{sd}(f,t)$  sont ainsi calculés avec ces évaluations statistiques. Les expressions de ces deux modèles sont les suivantes :

$$S_M(f,t) = \frac{\alpha_M(t)}{\sqrt{2\pi} f_M^S(t)} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{f - f_M^0(t)}{f_M^S(t)} \right)^2 \right] \quad (\text{VI-8})$$

$$S_{sd}(f,t) = \frac{\alpha_{sd}(t)}{\sqrt{2\pi} f_{sd}^S(t)} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{f - f_{sd}^0(t)}{f_{sd}^S(t)} \right)^2 \right] \quad (\text{VI-9})$$

Pour chaque classe, nous avons calculé les spectres physiques  $S_M(f,t)$  et  $S_{sd}(f,t)$  pour chacune des deux composantes optimisées (maximisée et minimisée).

Pour chaque classe "site - distance - magnitude", nous avons tracé les variations des trois paramètres  $f_M^0(t)$ ,  $f_M^S(t)$  et  $\alpha_M(t)$  (en trait plein) ainsi que celles de  $f_{sd}^0(t)$ ,  $f_{sd}^S(t)$  et  $\alpha_{sd}(t)$  (en pointillés) les limites supérieures des valeurs de ces paramètres pour un intervalle de confiance à 90%. Pour des raisons de clarté, nous illustrons résultats, que nous discuterons plus bas, à travers les figures VI-1 à VI-4.

Pour les mêmes raisons, nous présentons et discutons les résultats concernant le modèle de spectre physique maximisé (déterminé avec les valeurs moyennes des paramètres), ainsi que les durées par bandes fréquentielles, à travers les figures VI-4 à VI-6 et VI-7 à VI-10 respectivement.

#### VI-4-2 Discussion des résultats obtenus.

Dans ce paragraphe, nous illustrons les effets de la magnitude, de la distance épacentrale et des conditions locales de sites sur les variations des paramètres des modèles de spectre physique. Bien que nous ayons obtenu des résultats pour toutes les classes site - distance - magnitude, l'effet de la magnitude est analysé en ne considérant, pour des raisons de clarté, que les catégories m1, m2, m3 et m4 de valeurs de magnitude pour le sol s0 (rocheux) en champ proche (d1).

De même l'influence de la distance est analysé en considérant toutes les catégories de distance épacentrale (d1, d2, d3) pour le site s0 et les valeurs de magnitudes de la catégorie m4. Enfin, l'effet des conditions locales de site sont discutés en considérant les trois types de sites s0, s1 (sédiment peu

profonds) et s2 (sédiments très profonds ou sols mous) pour les valeurs de la catégorie m4 de magnitude en champ proche (d1).

#### VI-4-2-1 La fréquence moyenne $f_M^0$ .

Les figures VI-1a à VI-1d montrent entre autres, les variations de la fréquence moyenne  $f_M^0$  en fonction de la magnitude pour un sol rocheux (S0) et en champ proche (d1) et ce pour les valeurs de magnitudes des catégories m1 à m4 respectivement. On remarque que pour la catégorie m1, la fréquence moyenne varie entre les valeurs 6 Hz et 2 Hz, alors que celle-ci varie dans les intervalles [5 Hz - 2 Hz] [6 Hz - 2 Hz] [6 Hz - 0.5 Hz] pour les catégories m2, m3 et m4 respectivement.

De même, on remarque que la pente de la courbe caractérisant les variations de  $f_M^0$  diminue avec les valeurs croissantes de la magnitude. Ces observations dénotent d'une sensible diminution de la fréquence au fur et à mesure que la magnitude croît. Ce résultat reflète l'influence de l'effet de source sur le contenu fréquentiel des mouvements sismiques. En effet, la fréquence coin étant inversement proportionnelle au temps de rupture sur la faille ainsi qu'au temps de montée du glissement (voir chapitre VII), il ressort que plus la faille est grande (c-à-d le moment sismique élevé), plus le spectre des accélérations à la source sera déplacé vers les basses fréquences. Il s'ensuit, des accélérations au site caractérisées par un contenu basse fréquence relativement plus énergétique.

En ce qui concerne les variations de la fréquence avec la distance épacentrale, nous l'illustrons sur les figures VI-2a à VI-2c par les variations de  $f_M^0$  pour les catégories de distance d1 à d3 respectivement. La diminution des valeurs de la fréquence en fonction de la distance épacentrale  $y$  est très bien illustrée. En effet, les courbes représentatives de ces variations ont une tendance à s'aplatir en se rapprochant de l'axe des temps en passant du champ proche au champ lointain. Cela est en parfaite adéquation avec les observations physiques : compte tenu que les ondes hautes fréquences sont caractérisées par une atténuation déjà importante au niveau de la source (Aki, 1967, Gariel et Campillo 1989), l'influence sur celles-ci de l'atténuation due à l'inélasticité des matériaux de la croûte terrestre, fait qu'à grandes distances de la source, l'énergie ondes sismiques soit localisée principalement en basses fréquences.

Pour les variations de la fréquence moyenne en fonction de la catégorie de site, les figures VI-3a à VI-3c nous montrent très nettement que les valeurs de  $f_M^0$  diminuent au fur et à mesure que l'on passe du sol ferme au sol mou. Ceci est en parfaite adéquation avec le comportement physique des sols la fréquence de résonance a tendance à glisser vers les basses fréquences pour les dépôts les plus mous ou caractérisés par des grandes profondeurs.

A travers les résultats que nous venons d'observer, on remarque que l'influence du sol semble être plus prépondérante par rapport à celles de la propagation et de la source sismique. Nous reviendrons sur ces résultats en analysant les modèles de spectre physique et les durées par bandes fréquentielles.

Il est à noter au passage, les durées plus importantes pour les mouvement sur sol sédimentaires profonds ou mous.

#### **VI-4-2-2 La dispersion $f_M^S$ .**

En ce qui concerne les variations de la dispersion autour de la fréquence moyenne, l'analyse des figures VI-1a à VI-1c n'en font ressortir aucune tendance prépondérante. Néanmoins, l'analyse des figure VI-2 et VI-3 illustrent une timide tendance à la baisse.

En effet, sur les figure VI-2a à VI-2c, les valeurs de la dispersion ont un palier de moyenne 3Hz entre  $t = 4$  sec et  $t = 22$  sec, avant de chuter vers 0.5 Hz graduellement au - delà de  $t = 22$ sec. Ce palier est à 2 Hz, au delà de 10 sec, sur les deux autres courbes (figures VI-2b et VI-2c).

De même, en passant du rocher (S0) vers le sol mou (S2), les valeurs de la dispersion ont des paliers variant 3.5 Hz (entre  $t = 4$ sec et  $t = 20$ sec), pour S0, à 2 Hz sur pratiquement toute la durée du signal pour S1 et et au - delà de  $t = 4$  sec S2.

Aucune conclusion plausible ne peut être déduite de ces observations : les variations caractérisant  $f_M^S$  n'étant pas très nettes

#### **VI-4-2-3 Le paramètre $\alpha$ .**

Ce paramètre traduit les variations en fonction du temps, des enveloppes des ondes constitutives. A ce titre, les figures VI-1a à VI-1c montrent une très nette augmentation des valeurs de  $\alpha$  en fonction de celles de la magnitude. Ce résultat ne constitue pas une surprise en lui-même, du fait de la relation directe, pour un événement donné, entre les amplitudes des ondes sismiques et la valeur du moment sismique. En effet, en deçà de la valeur de la fréquence coin, le niveau des amplitudes du spectre à la source est contrôlé par le moment sismique.

De même l'influence de l'atténuation le long du trajet source - récepteur, est très bien illustré par la diminution des valeurs du coefficient  $\alpha$  sur les figures VI-2a à VI-2c.

A l'inverse, ces valeurs augmentent sous l'effet des contrastes d'impédances caractérisant les sols mous situés au-dessus de sols plus rigides. C'est ce qui est illustré par les figures VI-3a à VI-3c qui illustrent entre autres, les variations du coefficient  $\alpha$  en fonction de la catégorie de sol. .

A titre indicatif, les valeurs maximales du paramètre  $\alpha$  sont consignés dans le tableau 3 pour toutes les classe site - distance - magnitude.

## VI-5 LE MODELE DE SPECTRE PHYSIQUE.

Sur la base des valeurs des paramètres évalués statistiquement au paragraphe VI-4 pour les composantes maximisées et minimisées appartenant à chacune des classes "site - distance - magnitude", nous avons calculé les valeurs des spectres physiques  $S_M(f,t)$  et  $S_{sd}(f,t)$  respectivement maximisés et minimisés correspondants. Ainsi, nous obtenons donc, pour chacune de ces classes, 4 modèles de spectres physiques : deux maximisés ( $S_M^{\max}(f,t)$  et  $S_{sd}^{\max}(f,t)$ ) et deux minimisés ( $S_M^{\min}(f,t)$  et  $S_{sd}^{\min}(f,t)$ ). Nous illustrons dans ce paragraphe, les résultats obtenus pour les modèles de spectres physiques maximisés ( $S_M^{\max}(f,t)$ ) calculés avec les valeurs moyennes des paramètres.

De même que pour le paragraphe VI-4, nous illustrons les effets de la magnitude, de la distance épicertrale et des conditions locales de sites sur les valeurs des modèles de spectre physiques en considérant respectivement les mêmes classes. Les résultats obtenus sont présentés par les figures VI-4 à VI-6. Pour une bonne lecture des figures, il est bon de signaler que l'augmentation des valeurs des amplitudes du spectre se traduisent par des couleurs grisées allant des plus claires aux plus sombres.

### VI-5-1 Influence de la magnitude.

Les figures VI-4a à VI-4d illustrent l'influence de la magnitude sur les formes des modèles de spectre physique. En analysant de près ces figures, on remarque en premier lieu que, les valeurs des pics d'amplitudes croissent avec la magnitude en passant de  $38 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$  pour les magnitudes de catégorie m1 à  $205 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$  pour les magnitudes m2,  $480.6 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$  pour m3 à  $957.7 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$  pour m4. Ces variations sont en corrélation directe avec les variations du coefficient  $\alpha$

De même, les fréquences associées aux pics d'amplitudes tendent à diminuer avec les magnitudes croissantes, passant de 5.9 Hz pour m1, 5.1 Hz pour m2, 4.9 pour m3 à 4.1 pour m4. Cela conforte les observations déjà faites en analysant les variations du paramètres  $f_M^0$ , dans ce sens que les mouvements de fortes magnitudes sont caractérisés par un contenu fréquentiel plus basse fréquence que celui des mouvements de faibles magnitudes. A titre indicatif, les valeurs des pics d'amplitudes sont répertoriés dans le tableau 4 pour toutes les classes "site - distance - magnitude".

Par ailleurs, l'illustration en courbes de niveaux du modèle de spectre physique nous permet d'avoir une idée sur la manière dont évolue la dispersion  $f_M^S$  autour de la fréquence moyenne. En effet, il suffit pour cela de voir comment varient les courbes de niveaux associées à la partie la plus

énergétique (la partie sombre) du modèle de spectre. Les figures VI-4a à VI-4d (magnitudes  $m_1$  à  $m_4$  respectivement) montrent que cette courbe s'étale dans l'intervalle [2 Hz - 11 Hz] pour  $m_1$ , [1 Hz - 10 Hz] pour  $m_2$ , [0.07 Hz - 10 Hz] pour  $m_3$  et [0 Hz - 9 Hz] pour  $m_4$ . Avec ces observations, il est, comme au paragraphe VI-5-1-2 difficile de déduire une quelconque conclusion tant les intervalles ont des écarts pratiquement identiques.

### **VI-5-2 Influence de la distance épacentrale.**

Les variations du modèles de spectre physique en fonction de la distance épacentrale sont illustrées sur les figures VI-5a à VI-5c. On voit immédiatement que les mêmes conclusions que pour le coefficient  $\alpha$  sont déduites en analysant les variations des valeurs des pics. En effet, ces valeurs sont  $957.7 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$  en champ proche ( $s_0d_1m_4$ ),  $571.6 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$  en champ intermédiaire ( $s_0d_2m_4$ ) et  $108.2 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$  en champ lointain ( $s_0d_3m_4$ ).

D'autre part, les valeurs des fréquences associées aux pics d'amplitudes du modèle de spectre sont 4.1 Hz pour les distances de la catégorie  $d_1$  (figure VI-5a), 2.7 Hz pour  $d_2$  (figure VI-5b) et 2.9 pour  $d_3$  (figure VI-5c). Ces valeurs révèlent très nettement une décroissance de la fréquence pour les valeurs croissantes de la distance épacentrale. Ce résultat est mieux mis en évidence par le glissement de la courbe de niveau associée à la partie la plus énergétique (partie sombre) vers les basses fréquences. Ces conclusions confortent celles émises précédemment lors de l'analyse des variations de la fréquence moyenne  $f_M^0$ .

Enfin, on remarque en analysant les figures VI-5a à VI-5c que, respectivement, la dispersion de la fréquence autour de la moyenne (repérée par la partie la plus énergétique du modèle de spectre physique) diminue de manière significative. En effet, l'intervalle maximum la caractérisant est de [0.07 Hz - 9 Hz] en champ proche, [0.07 Hz - 8 Hz] en champ intermédiaire et [0.07 Hz - 6 Hz] en champ lointain. Ce qui dénote une nette diminution avec les distances croissantes : propriété que nous n'avons pas pu mettre en relief en analysant les variations temporelles de  $f_M^S$ . Cette observation témoigne du filtrage subit par les mouvements sismiques à grandes distances de la source.

### **VI-5-3 Influence des conditions locales de site.**

Les figures VI-6a à VI-6c mettent en relief les amplifications des amplitudes du modèle de spectre physique obtenues en passant des sols fermes aux sols mous. En effet, la valeur du pic des amplitudes du modèle de spectre est  $957.7 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  pour le sol ferme,  $2318.8 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  pour le sol peu profond et  $3358 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  pour le sol profond ou vaseux.

On note aussi, en analysant les variations de la zone la plus énergétique des trois spectres, un transfert de l'énergie vers les basses fréquences quoique cela ne soit pas mis en évidence par les valeurs des fréquences associées au pics des modèles de spectre.

De plus, en analysant la courbe de niveau associée à la partie la plus énergétique du spectre, on constate que la dispersion a tendance à diminuer au fur et à mesure qu'on passe du sol dur au sol mou.

#### **VI-5-4 Analyse de la durée par bandes fréquentielles.**

La durée des mouvements forts de sol est reconnue comme étant une caractéristique importante affectant les réponses des structures. Son importance pour la liquéfaction des sols saturés a été reconnue en premier (Seed et Idriss, 1967 et 1971). Le degré des dommages causés sur les structures et les sols sont en relation directe avec la durée des mouvements sismiques. Des études analytiques et expérimentales ont montré et quantifié l'importance de la durée sur les dommages et les écroulements de structures (Husid, 1967). Les dommages causés au Lower San Fernando Dam lors du tremblement de 1971 semblent s'être produits à la fin des mouvements sismiques. Si les mouvement avaient été de plus courte durée, aucun dommage ne se serait produit, par contre si la durée des mouvement sismiques avait été plus longue, on aurait sûrement vécu des inondations catastrophiques pour les habitants de la région (Seed et al, 1975).

A l'heure actuelle, aucune définition de la durée n'a encore été universellement acceptée, car en effet, plusieurs auteurs ont mis en relief que la signification d'une durée de mouvement forts de sol est dépendante de l'usage qu'on veut en faire (Trifunac et Brady, 1975 et Vanmarcke et Lai, 1977). A titre d'exemple, si on est intéressé par la durée des mouvements sismiques dont les amplitudes sont au-dessus d'un niveau donné d'excitation, la définition donnée par Bolt (1973) peut être employée. Ainsi, si toutes les parties d'un accélérogramme ont le même niveau d'amplitudes, alors la durée de l'enregistrement coïnciderait avec la durée totale.

Une autre définition de la durée liée à la réponse d'une structure a été proposée par Trifunac et Brady (1975) et concerne le temps durant lequel un certain pourcentage de l'énergie totale enregistrée est appliqué à une structure.

Toutes ces définitions ont quand même un point commun, à savoir, celui de prendre en compte la partie des mouvements qui produisent la réponse la plus significative d'une structure.

Dans ce travail, nous utilisons la définition donnée par Mc Cann et Shah (1979), laquelle est reliée à la racine carrée de la moyenne quadratique des accélérations du sol (RMS). En effet, pour la définition de la durée d'un enregistrement  $x(t)$ , ces auteurs utilisent la "Cumulative RMS Function" dont l'expression, pour  $x(t)$ , est :

$$CRF(t_m) = \sum_{i=1}^m \sqrt{\frac{x^2(t_i)}{m-1}} \quad m = 2, \dots, M \quad (VI-10)$$

où  $x(t_i)$  est la valeur de l'accélération au temps  $t_i = i.\Delta t$ , l'indice  $M$  est associé à la durée totale  $T_d = M.\Delta t$  de l'accélérogramme.

Cette fonction représente le taux d'accroissement de l'énergie du signal en fonction du temps. Une des caractéristiques de la fonction CRF est sa tendance générale à atteindre à un instant donné un pic et de décroître par la suite. En terme physique, cela signifie qu'à partir de cet instant, l'énergie arrivant au site d'enregistrement est peu significatif et ne peut être associée qu'au ondes de surface et aux vibrations libres de la terre.

Ainsi, en localisant les valeurs  $T_2$  et  $T_1$  des instants associés respectivement aux pics de la CRF de l'accélérogramme pris normalement une première fois et en inversant l'axe des temps une deuxième fois, on localise ainsi, une portion de mouvements entre ces deux instants qui est due aux contributions des ondes sismiques émises par la source durant le processus de rupture. La durée  $T = T_2 - T_1$  représente la portion dite des mouvements forts. Les énergies secondaires situées de part et d'autre de cette partie ne sont pas prises en compte car étant sans signification particulière.

#### **VI-5-4-1 Calcul des durées par plages de fréquences (autre caractérisation de la nonstationnarité).**

La durée pour un mouvement sismique n'a de signification physique certaine que si celle-ci est considérée en dissociant les différentes fréquences contenues dans le signal. En plus clair, les ondes constituant un signal sismique étant caractérisées par des durées différentes, il est souhaitable de caractériser un accélérogramme par des durées calculées pour des bandes fréquentielles différentes.

En effet, un enregistrement est globalement caractérisé par des durées courtes en hautes fréquences, alors que celles des ondes basses fréquences sont relativement plus longues. Ainsi, pour mieux caractériser les ondes contenues dans un accélérogramme, on se doit de prendre en compte la durée par plage de fréquence. Ceci a pour effet de mieux tenir compte du transfert vers les basses fréquences du mouvement sismique au fur et à mesure que le temps croît, et à mieux traduire donc les effets sur les structures qui y sont sujettes.

## Méthode utilisée.

Le calcul des durées que nous faisons, est menée pour chacune des classes "magnitude-distance-site" que nous avons sélectionné. Chacune de ces classes est caractérisée par les amplitudes spectrales traduites par le modèle de spectre physique optimisé  $S(f, t)$ . Nous calculons la fonction CRF pour une plage de fréquence  $[f_i, f_{i+1}]$  en considérant à chaque instant  $t$ , la contribution des amplitudes  $S(f, t)$  telles que  $f_i \leq f < f_{i+1}$ . Afin de bien dissocier les basses fréquences des hautes fréquences, nous considérons pour cette étude onze plages de fréquences  $[f_i, f_{i+1}]$  telles que  $f_0 = 0.6$  Hz et  $f_{i+1} = \sqrt{2} f_i$ .

Pour une classe donnée, la durée calculée pour une bande fréquentielle donnée est la moyenne des durées déduites des modèles de spectres maximisés et minimisés. Les valeurs de durées ainsi obtenues par classe "magnitude-distance-site" et par bande fréquentielle sont consignées dans l'annexe 1.

### VI-5-4-2 Discussion des résultats.

Afin de nous permettre de discuter l'influence des paramètres physiques site - distance - magnitude sur les durées par bandes fréquentielles, celles-ci sont illustrées, pour quelques classes, sur les figures VI-7 à VI-10. Nous avons représenté parallèlement aux variations des durées, l'importance relative de l'énergie des ondes contenues dans les bandes fréquentielles respectives afin de mieux apprécier l'apport énergétique des ondes en question et par conséquent de mieux apprécier l'importance de la durée de ces mêmes ondes constitutives.

Les figures VI-7a à VI-7d illustrent l'influence de la magnitude sur les durées. On voit que l'énergie est principalement concentrée sur la bande [4.8 Hz - 6.8 Hz] pour toutes les magnitudes. Par contre, l'évolution des durées pour les basses et les hautes fréquences n'est pas très évidente compte tenu des faibles valeurs des accroissements pour chaque bande.

Afin de mieux illustrer l'influence de la magnitude, nous préférons commenter les figures VI-8a à VI-8e qui illustrent les durées obtenues pour chacune des catégories de magnitude (m1 à m5) en champ lointain sur des dépôts sédimentaires profonds (ou sur sol vaseux). En effet, les durées par bandes fréquentielles sont mieux analysées que dans le cas d'un sol dur en champ proche (figures VI-7a à VI-7c), du fait que les durées ont des valeurs relativement plus grandes : ce qui met mieux en relief les variations d'une catégorie de magnitude à l'autre.

En comparant les figures VI-8a à VI-8e, on remarque bien le transfert de l'énergie vers les basses fréquences au fur et à mesure que la magnitude croît. En effet, pour les catégories de magnitudes m1, m2 et m3, l'énergie est maximale dans la bande fréquentielle [4.8 Hz - 6.8 Hz], par la suite, celle-ci est transférée vers les intervalles [2.4 Hz - 3.4 Hz] pour la catégorie m4 et [1.7 Hz - 2.4 Hz] pour les magnitudes m5.

De plus, les durées des diverses bandes fréquentielles très peu différenciables pour les faibles magnitudes ( $m1$ ), montrent progressivement des valeurs relativement plus importantes en basses fréquences, jusqu'à devenir franchement dominantes pour les magnitudes  $m5$  où les durées des bandes contenues dans l'intervalle [ 0.07 Hz - 3.4 Hz] sont de l'ordre de 30 sec. alors que celles associées aux fréquences supérieures, décroissent progressivement jusqu'à n'être que de l'ordre de 5 sec. Il est à remarquer que pour le modèle de spectre physique associé aux magnitudes  $m5$ , la presque totalité de l'énergie est concentrée dans les bandes fréquentielles inférieures à 3.4 Hz.

Par ailleurs, l'effet de la distance épacentrale est illustré par les figures VI-9a - VI-9c, où l'on voit que les durées en champ proche ont des valeurs du même ordre quelle que soit la fréquence, alors que celles - ci deviennent plus importantes en basses fréquences au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la source.

En effet, pour la catégorie de distances  $d1$  (figure VI-9a), la durée est localisée entre 9sec et 11 sec sur l'ensemble des fréquences, alors que celle - ci devient, pour les grandes distances (figure VI-9c) de l'ordre de 28 sec pour les fréquences inférieures à 2.4 Hz et décroît progressivement jusqu'à atteindre 5 sec pour les fréquences supérieures à 13.6 sec. Il est à remarquer que l'énergie maximale associée à la bande fréquentielle [4.8 Hz - 6.9 Hz] en champ proche est transférée vers l'intervalle [3.4 Hz - 4.8 Hz] en champ intermédiaire et lointain.

Enfin, l'influence du type de site sur les durées est illustrées à travers les figures VI-10a à VI-10c. Il est à noter que là aussi, l'effet de la distance se traduit par une augmentation sensible des durées en basses fréquences, par contre le transfert d'énergie n'est pas bien mis en relief.

### **VI-5-5 Simulation d'accélération sismiques**

Les différents modèles de spectre que nous venons de développer, nous permettent, en utilisant la procédure de simulation nonstationnaire monodimensionnelle, de simuler des accélérations sismiques optimisées suivant le critère de spectre physique pour les classes "site - distance - magnitude" considérées. Nous notons  $Max_{moy}$  et  $Max_{sd}$  (respectivement  $Min_{moy}$  et  $Min_{sd}$ ) les accélérogrammes simulés avec les modèles de spectres physiques caractérisés par les valeurs moyennes et limites (dans l'intervalle de probabilité 0.9) des paramètres déterminées à partir des spectres physiques maximisés (respectivement minimisés) des enregistrements accélérométriques de la classe considérée. On obtient ainsi, pour chaque classe quatre accélérogrammes

Il nous est impossible de représenter l'ensemble des résultats obtenus, et ce pour des raisons de clarté. Nous nous bornons à discuter très brièvement l'influence de la magnitude sur les formes temporelles obtenues pour les sites  $m$  en champ intermédiaire (classes  $s2d2m1$ ,  $s2d2m2$ ,  $s2d2m3$  et  $s2d1m4$ ).

Les figures VI-11a à VI-11c illustre les résultats obtenus pour ces classes. Les caractéristiques discutées précédemment dans le domaine fréquentiel, se traduisent ici, sur les formes temporelles des accélérogrammes. On remarque que quelque soit le type d'accélérogramme considéré (Maxmoy, Maxsd, Minmoy ou Minsd), le pic d'accélération associées à chacun de ces accélérogrammes augmente avec les magnitudes croissantes. Il en est de même pour la durée qui passe de 17 sec pour s2d2m1 à 44 sec pour la classe s2d2m4..

De même, pour chaque classe, on a la possibilité de simuler une large gamme d'accélération sismiques traduisant ainsi, la prise en compte des processus de rupture, propagation et effets de sites. Ainsi, on est donc en mesure d'évaluer pour un processus de tremblement de terre donné, les accélérogrammes membres représentants lagamme d'échantillons pour un intervalle correspondant à une probabilité de confiance égale à 0.9.

En résumé des paragraphes VI-4 à VI-6, nous pouvons affirmer que le modèle de spectre physique que nous avons développé permet de reproduire les principales propriétés physiques caractérisant les accélérations sismiques. En effet, il caractérise bien les valeurs des amplitudes, de l'énergie et de la durée associées aux ondes sismiques, sismiques constitutives compte tenu des conditions locales de site, ainsi que des valeurs de la distance et de la magnitude. En effet, les principales caractéristiques physiques du processus de tremblement de terre sont traduites par les différentes modèles associées aux classes "site - distance - magnitude".

## **VI-6 INFLUENCE DE LA NONSTATIONNARITE SUR LE COMPORTEMENT NONLINEAIRE DES STRUCTURES.**

L'investigation statistique développée dans le paragraphes VI-5, nous permet d'avoir une description simple du contenu nonstationnaire des accélérogrammes via seulement deux paramètres spectraux  $f^0(t)$  et  $f^S(t)$ . et un paramètre énergétique  $\alpha(t)$ . On a montré que ces paramètres dépendent de la taille du séisme, du chemin parcouru entre la source et le récepteur ainsi que des conditions de site. Il semble important de mener d'autres investigations qui traitent de l'étude des effets de cette nonstationnarité sur les comportements nonlinéaires des structures.

Dans le présent paragraphe on fait un premier pas dans cette direction, dans ce sens qu'on aborde cette étude à travers l'analyse des variations des demandes de ductilité dans les structures à comportements elasto-plastique parfait. En effet, dans l'évaluation du comportement d'une structure sous sollicitation sismique, la caractéristique la plus significative est, du point de vue pratique, le déplacement maximum atteint par celle-ci à un moment donné de l'histoire temporelle de sa réponse. La mesure la plus valable du déplacement maximum est son rapport au déplacement élastique, appelé facteur de ductilité  $m$ . ce facteur mesure la demande de ductilité imposée par le séisme à la structure.

Le modèle hystéretique idéalisé que nous utilisons est le modèle élasto-plastique parfait sans dégradation de rigidité. Le système dynamique nonlinéaire à un degré de liberté est caractérisé par un oscillateur simple de période naturelle  $T$ , caractérisé par un taux d'amortissement  $\zeta = c / 2(k_0 m)$  où  $c$  est la constante d'amortissement et  $k_0$  est la constante d'élasticité dont la valeur est nulle au-delà du déplacement élastique ultime  $X_y$ . Pour caractériser le processus de réponse structurale nous utilisons comme paramètre la ductilité  $\mu = X_{lim} / X_y$ ,  $X_{lim}$  étant le déplacement relatif maximal.

Pour chaque classe site-distance-magnitude, un ensemble de 30 accélérations artificielles maximisées sont générées en utilisant la procédure de simulation nonstationnaire ; les amplitudes spectrales nonstationnaires étant évaluées à l'aide du modèle de spectre physique maximisé associé aux paramètres  $f_M^0$ ,  $f_M^S$  et  $\alpha_M$  pour la classe "site - distance - magnitude" considérée. Les réponses structurales correspondantes sont alors calculées pour quatre valeurs du taux d'amortissement ( $\zeta = 0.00, 0.02, 0.05$  et  $0.10$ ), en utilisant comme force élastique limite par unité de masse  $f_y$ , le double de la force sismique horizontale préconisée par le règlement parasismique algérien (RPA 1981, version 1983) soit :

$$f_y = 2 A D B Q g \quad (VI-11)$$

où  $g$  représente la valeur de l'accélération de la pesanteur,  $A, D, B$  et  $Q$  des coefficients dont les définitions et les valeurs considérées dans cette étude sont les suivantes :

$A = 0.25$  (coefficient d'accélération de zone, donné en fonction de l'importance vitale de la construction)

$B = 1 / 5, 1 / 3$  et  $2 / 3$  (facteur de comportement de la structure)

$Q = 1.2$  (facteur de qualité de la structure)

$D = 2$  si  $0 \text{ sec.} < T \leq 0.3 \text{ sec.}$

$D = 2 (0.3 / T)^{1/2}$  si  $T > 0.3 \text{ sec.}$  (facteur d'amplification dynamique moyen, dépendant de la nature du sol et donné en fonction de la période propre de la structure)

Ainsi, on obtient donc, pour chaque classe site-distance-magnitude et pour chacune des trois valeurs du coefficient de comportement de la structure  $B$ , quatre courbes retraçant la demande de ductilité  $\mu$  de l'oscillateur dynamique nonlinéaire associées respectivement à chacune des quatre valeurs du taux d'amortissement et ce pour des valeurs de la période naturelle comprises dans l'intervalle  $[0 \text{ sec} - 4 \text{ sec}]$  prises avec un pas de  $0.02 \text{ sec.}$  Pour chaque valeur de  $T$ , la ductilité  $\mu$  est en fait la moyenne des valeurs correspondantes associées à chacune des réalisations artificielles. Les résultats sont présentés

graphiquement en échelle semi-log en raison des variations larges des demandes de ductilités résultant des changements de la période propre de vibration.

Nous caractérisons, dans cette première étape, l'influence de la nonstationnarité via les variations des demandes de ductilité de l'oscillateur nonlinéaire en fonction des variables physiques considérées : à savoir : la distance source-récepteur, la magnitude et les conditions locales de sites. Les résultats obtenus sont illustrés sur les figures VI-12 à VI-14 qui représentent les variations de  $\mu$  en fonction de la catégorie de site, de la distance épacentrale et de la magnitude.

Les résultats illustrés par les figures VI-12a à VI-12c ne permettent de pas de tirer des conclusions en ce qui concerne le comportement des structures sous l'effet de sollicitations composées d'ondes sismiques allant des hautes vers les basses fréquences; En effet, le coefficient  $\mu$  varie dans des plages de valeurs qui sont du même ordre pour les trois types de sol.

La figure VI-13a à VI-13c illustre les variations de  $\mu$  en fonction de la distance épacentrale pour les sols sédimentaires peu profonds et les magnitudes comprises entre  $M_S = 6.5$  et  $M_S = 7.5$ . La prédominance des valeurs de  $\mu$  caractérisant le champ proche en hautes fréquences est très nettement mise en relief par ces figures. En effet, les demandes de ductilité, pour les sols fermes, atteignent des valeurs comprises entre 50 et 100 pour les valeurs de la période naturelle  $T$  inférieures à 0.4 sec, alors que ces valeurs sont comprises entre 5 et 10 pour le champ intermédiaire et lointain. Cette prédominance persiste en basses fréquences, mais les écarts sont plus réduits.

Les figures VI-14a à VI-14d se passent de commentaires tant les variations qui caractérisent les différences de taille entre les séismes sont nettes. En effet, en passant des faibles magnitudes aux plus fortes, on voit très nettement que les valeurs du coefficient de ductilité sont en hausse et ce quelque soit la valeur de la période naturelle de l'oscillateur. Les valeurs de  $\mu$  sont comprises entre [3 et 0.05] pour la catégorie de magnitudes  $m_1$ , [4 et 0.1] pour  $m_2$ , [4 et 0.3] pour  $m_3$  et [10 et 1] pour  $m_4$ . Ainsi, le transfert vers les basses fréquences qui caractérise les grandes magnitudes est bien mis en relief par ces figures qui montrent bien la prédominance, pour la catégorie  $m_4$ , des valeurs du coefficient  $\mu$  pour  $T > 1$  sec (basses fréquences).

## **VI-7 CONCLUSIONS.**

Le caractère nonstationnaire tant en amplitude temporelle qu'en contenu fréquentiel des accélérations sismiques, nous a poussé à modéliser ce dernier à travers un modèle simple n'incluant dans sa formulation que deux paramètres fréquentiels ( $f^0$  et  $f^s$ ) et un paramètre d'énergie  $\alpha(t)$ . Les deux paramètres fréquentiels ont une importance primordiale dans la caractérisation du contenu spectral nonstationnaire, car en fait ils contrôlent directement les caractéristiques du signal dans le domaine temporel, telles que le RMS, les variations, les amplitudes et la distribution des maxima des

accélérations, alors que le paramètre énergétique  $\alpha(t)$  en contrôle quant à lui la durée des mouvements forts.

Une analyse basée sur l'évaluation statistique de ces paramètres à partir des spectres physiques optimisés (maximisés et minimisés) des accélérogrammes composant une banque de donnée mondiale nous a permis de mettre en évidence l'influence, sur ces paramètres, des facteurs caractéristiques d'un enregistrement sismique tels que la taille du séisme, l'effet du trajet source-récepteur et les conditions locales de sol.

L'analyse a été poussée à la caractérisation des durées par bandes fréquentielles des groupes d'ondes sismiques constitutives des enregistrements accélérométriques. De même que pour les paramètres du modèle de spectre physique, nous avons présenté la variation de ces durées en fonction de la magnitude, la distance épacentrale et les catégories de sites.

Nous avons mis en évidence l'effet de la nonstationnarité sur le comportement nonlinéaire des structures à travers l'analyse statistique des demandes de ductilités des systèmes élasto-plastiques parfaits soumis à des accélérations artificielles générées pour chaque classe site-distance-magnitude. On conclut à travers cette étude que la nonstationnarité des accélérations sismiques doit être prise en compte pour une étude dynamique de la résistance des structures.

La sélection des données en 45 classes "magnitude-distance épacentrale-site", nous a permis donc de caractériser simplement les contenus fréquentiels nonstationnaires des accélérogrammes de ces classes à travers l'évaluation des paramètres moyens et pour un intervalle de confiance à 90%. Ainsi, nous disposons maintenant des outils nécessaires à l'évaluation du spectre physique optimisé caractérisant les différentes classes étudiées dans ce chapitre.

**Tableau 1 : Classes de distances.**

	d1	d2	d3
m 1	< 10	10 - 20	≥ 20
m 2	< 15	15 - 30	≥ 30
m 3	< 20	20 - 40	≥ 40
m 4	< 25	25 - 50	≥ 50
m 5	< 30	30 - 60	≥ 60

**Tableau 2 : Repartition des données.**

	S0			S1			S2		
	d1	d2	d3	d1	d2	d3	d1	d2	d3
m1	08	07	02	05	05	09	05	07	01
m2	15	05	02	08	07	08	13	02	11
m3	32	06	17	08	11	08	23	19	17
m4	14	05	15	07	29	23	04	18	18
m5	---	---	03	---	02	09	---	---	03
total 1	69	23	39	28	54	57	45	46	50
total 2	131			139			141		

**Tableau 3 : Variations des valeurs maximales du coefficient  $\alpha$  ( $\text{cm}^2/\text{sec}^3$ ) ( $\times 10^3$ )**

	S0			S1			S2		
	d1	d2	d3	d1	d2	d3	d1	d2	d3
m1	1.23	0.55	0.20	1.57	1.23	0.73	4.51	1.72	23.56
m2	6.53	4.22	2.00	19.10	4.22	0.70	32.40	3.73	1.06
m3	17.49	5.41	0.86	19.95	7.37	2.18	25.92	10.23	1.07
m4	35.17	16.02	2.62	71.87	5.65	2.55	85.41	30.93	8.91
m5	---	---	5.35	---	19.01	9.525	---	---	14.64

**Tableau 4 : Valeurs des pics des spectres ( $10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$ ).**

	S0			S1			S2		
	d1	d2	d3	d1	d2	d3	d1	d2	d3
m1	0.04	0.02	0.01	0.05	0.04	0.02	0.11	0.04	0.92
m2	0.21	0.11	0.04	0.57	0.12	0.01	0.95	0.10	0.02
m3	0.48	0.13	0.02	0.57	0.18	0.06	0.70	0.32	0.03
m4	0.96	0.57	0.11	2.32	0.24	0.09	3.36	1.24	0.40
m5	---	---	0.37	---	0.60	0.35	---	---	1.42

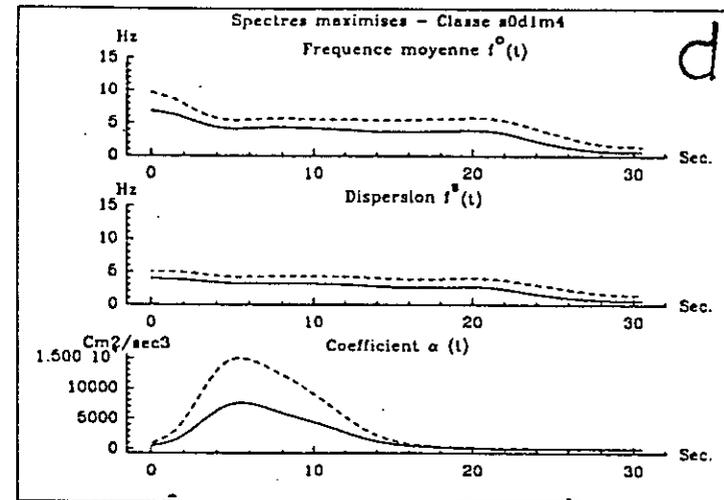
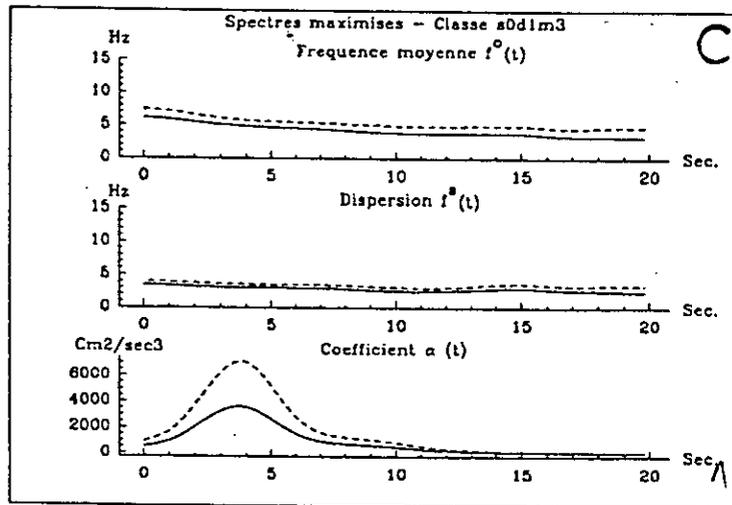
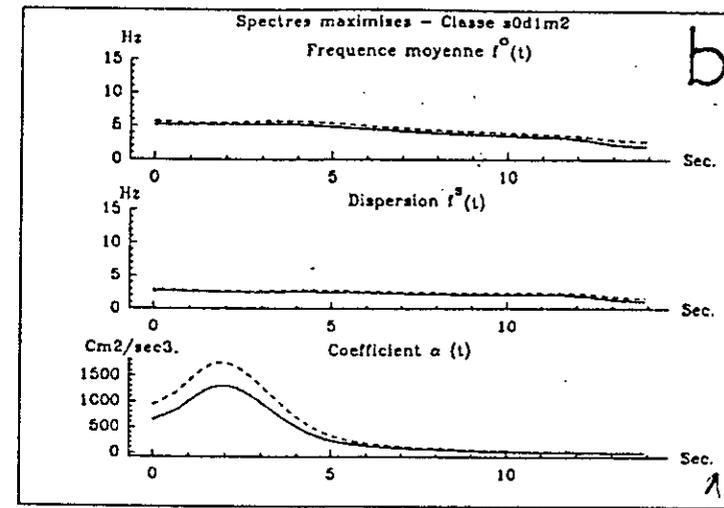
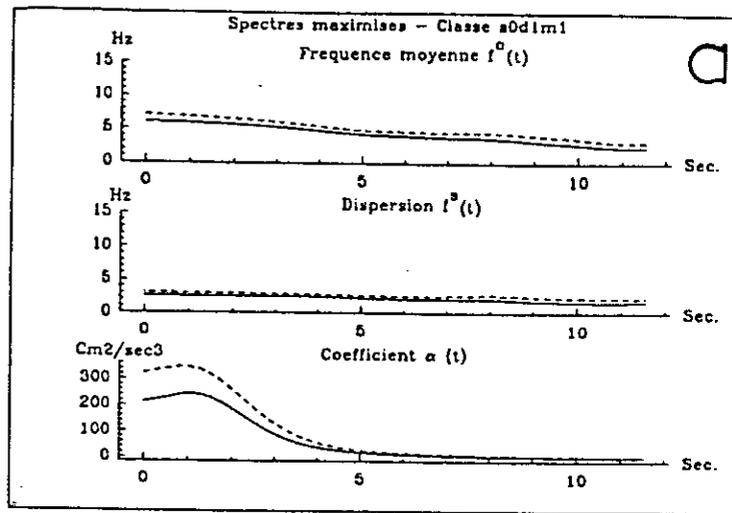
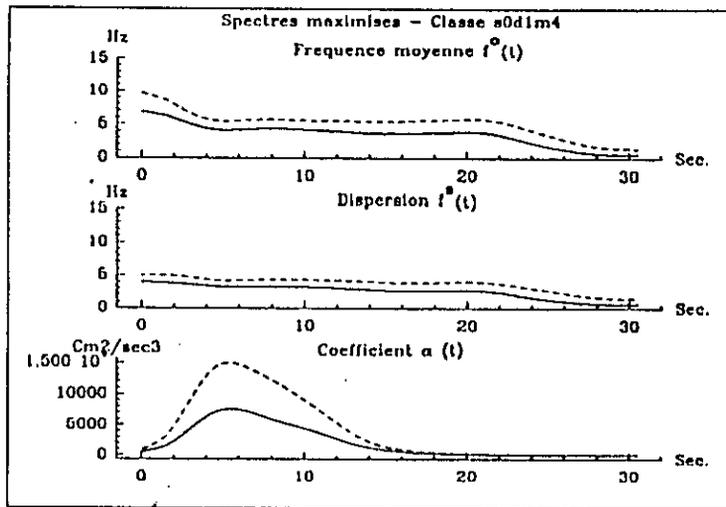
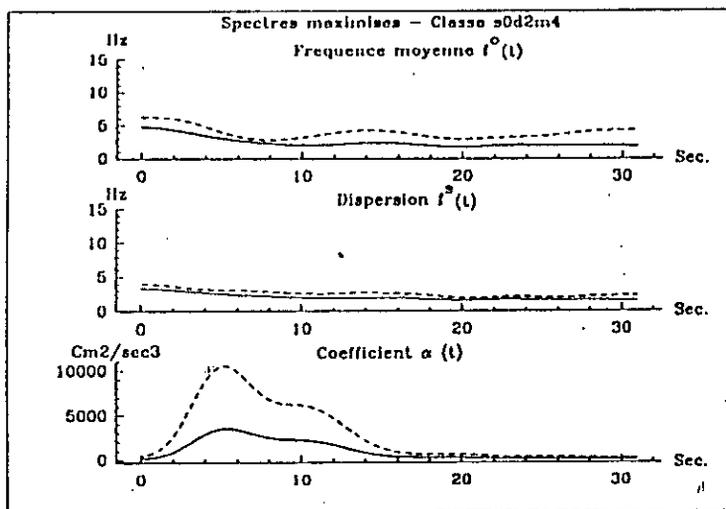


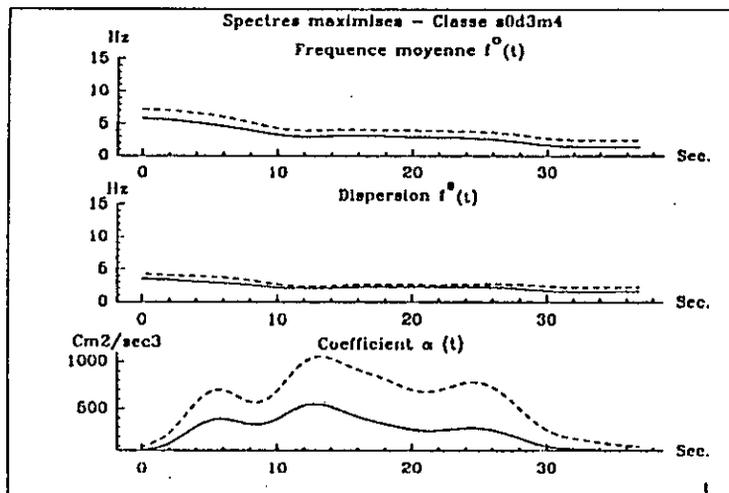
Figure VI-1 : Variation temporelle des paramètres du modèle de spectre physique en fonction de la magnitude. Illustration pour les classes : a) s0d1m1, b) s0d1m2, c) s0d1m3 et d) s0d1m4.



a

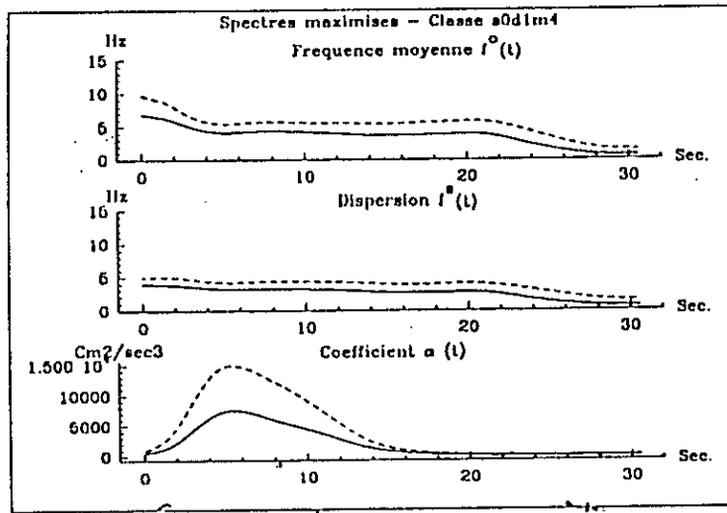


b

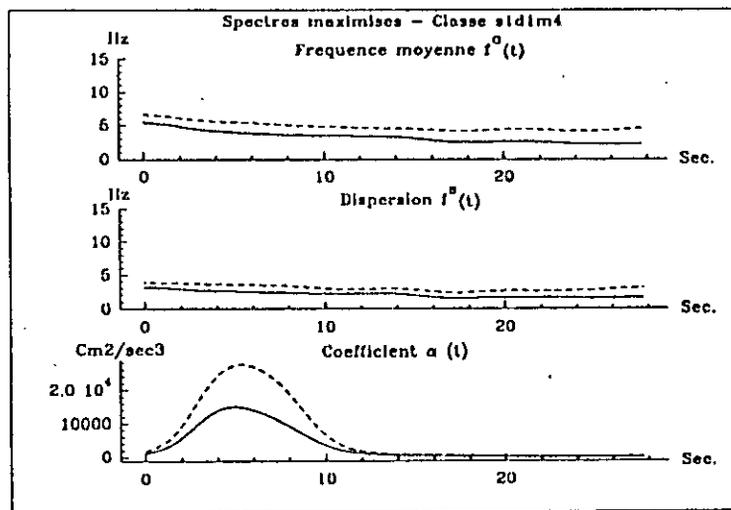


c

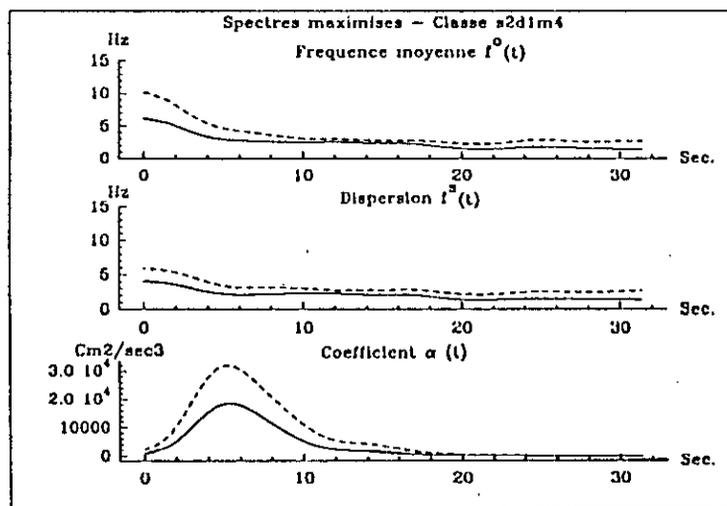
Figure VI-2 : Variation temporelle des paramètres du modèle de spectre physique en fonction de la distance épacentrale. Illustration pour les classes : a) s0d1m4, b) s0d2m4, et c) s0d3m4.



a



b



c

Figure VI-3 : Variation temporelle des paramètres du modèle de spectre physique en fonction de la catégorie de site. Illustration pour les classes : a) s0d1m4, b) s1d1m4, et c) s2d1m4.

Figure : Modeles de spectres physiques maximises (valeurs moyennes)

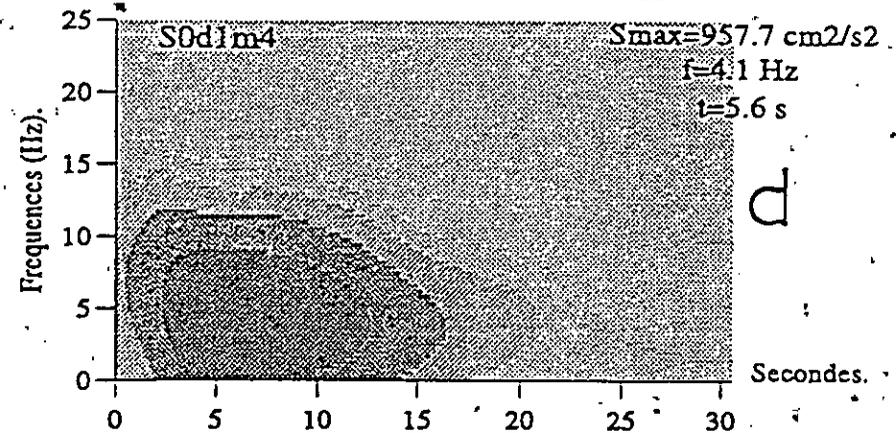
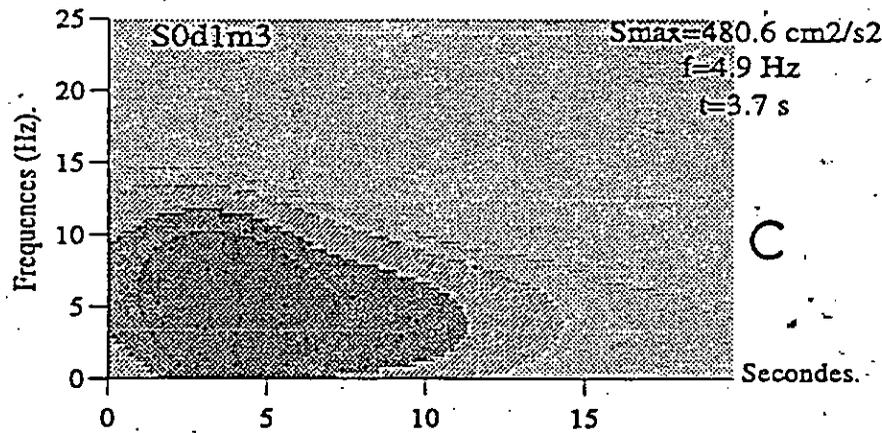
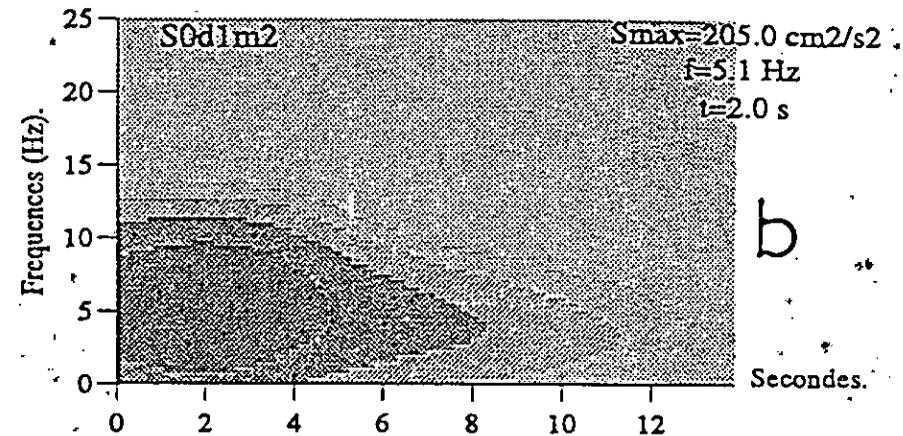
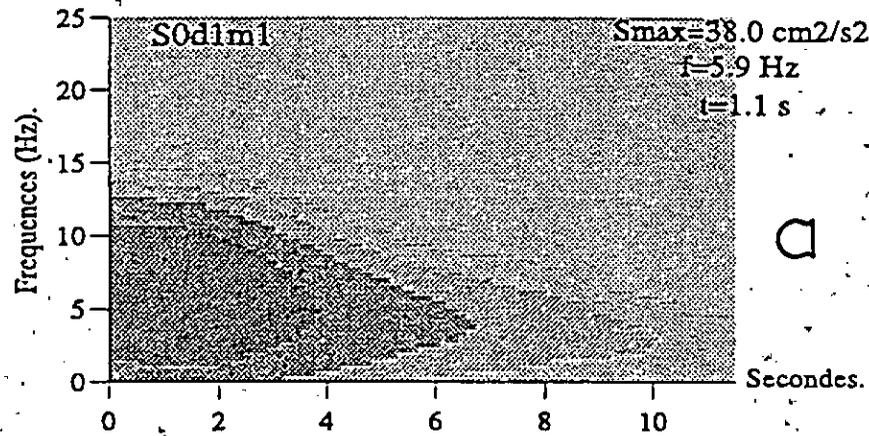


Figure VI-4 : Variation du modèle de spectre physique en fonction de la magnitude. Illustration pour les classes : a) s0d1m1, b) s0d1m2, c) s0d1m3 et d) s0d1m4.

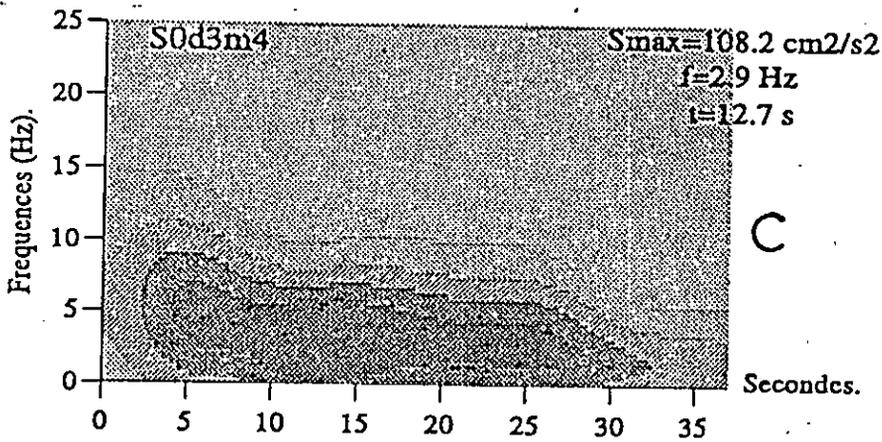
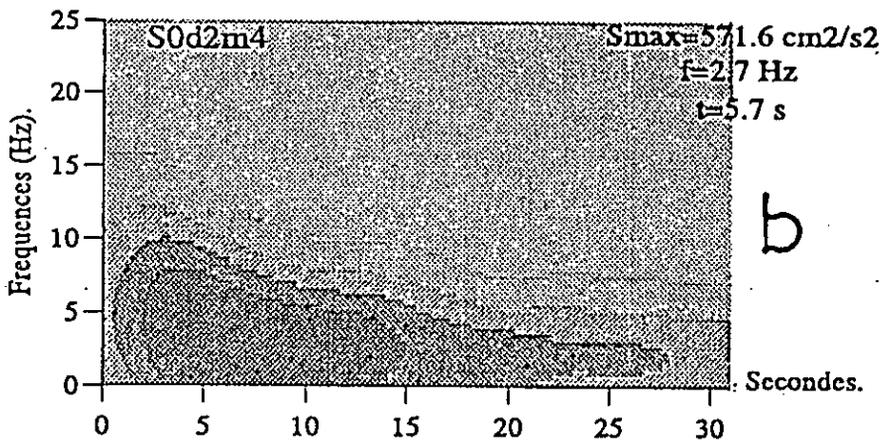
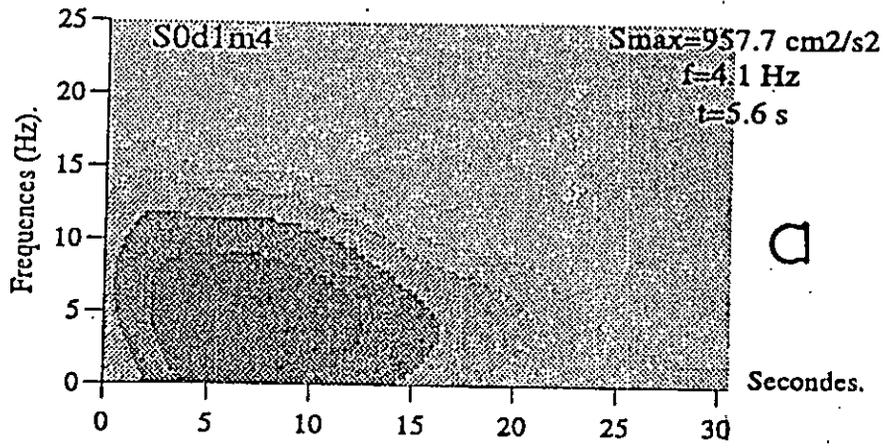


Figure VI-5 : Variation du modèle de spectre physique en fonction de la distance épicertrale. Illustration pour les classes : a) s0d1m4, b) s0d2m4, et c) s0d3m4.

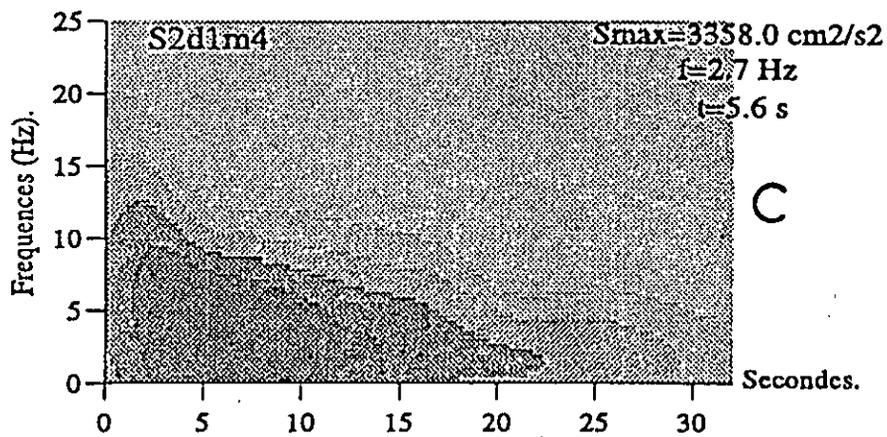
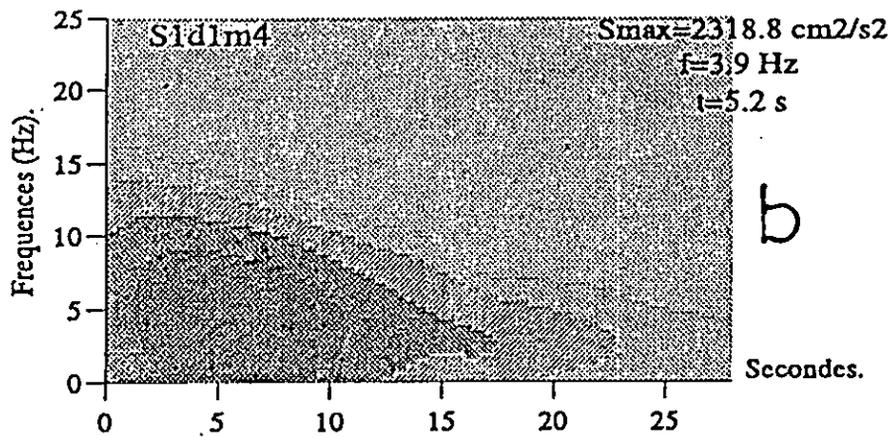
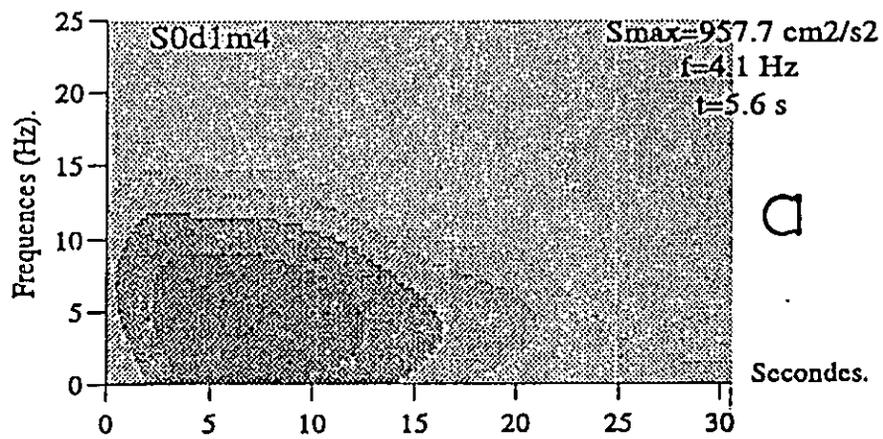


Figure VI-6 : Variation du modèle de spectre physique en fonction de la catégorie de site. Illustration pour les classes : a) s0d1m4, b) s1d1m4, et c) s2d1m4.

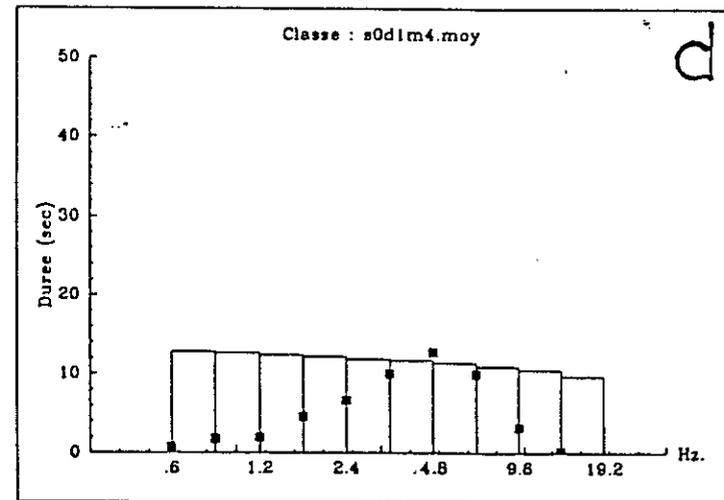
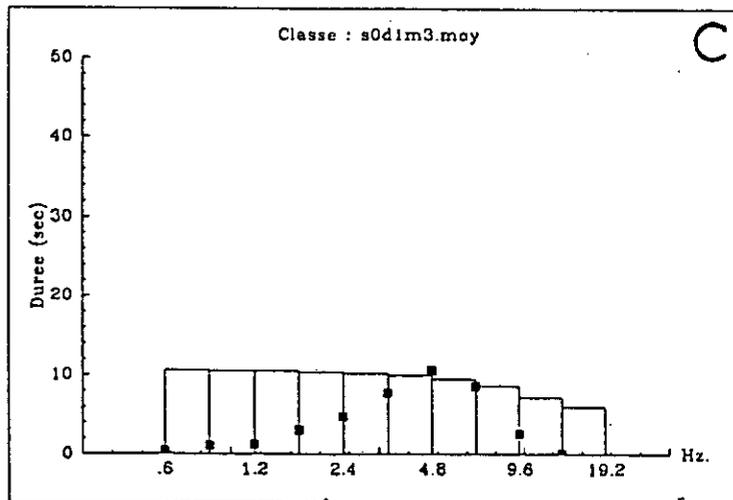
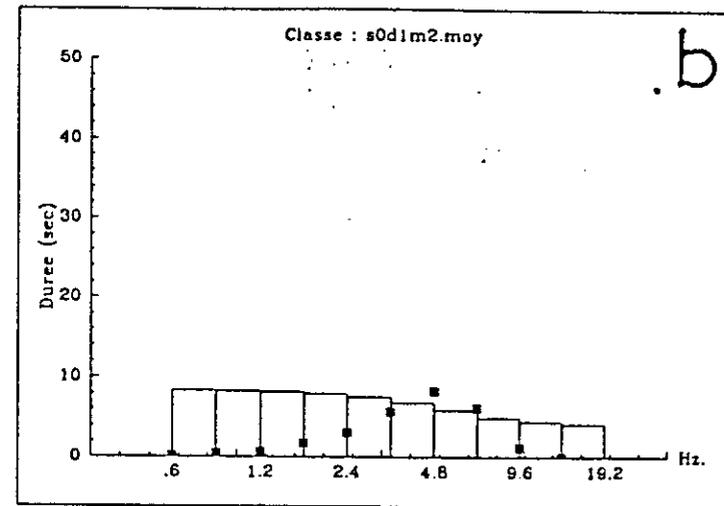
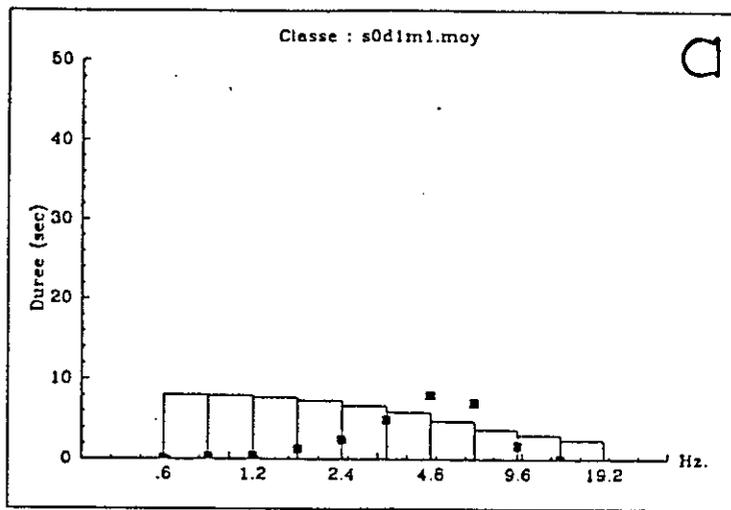


Figure VI-7 : Variation des durées par bandes fréquentielles en fonction de la magnitude. Illustration pour les classes : a) s0d1m1, b) s0d1m2, c) s0d1m3 et d) s0d1m4.

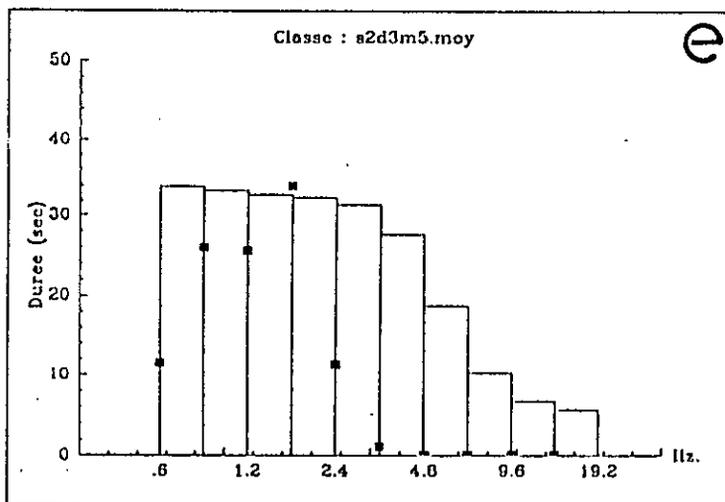
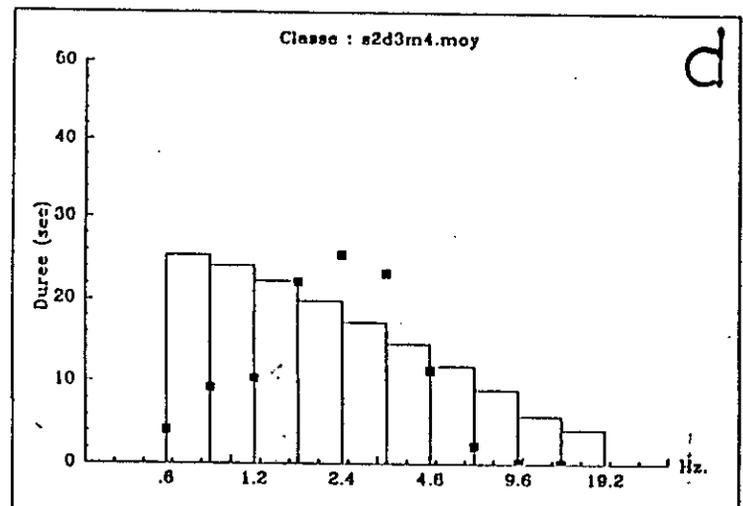
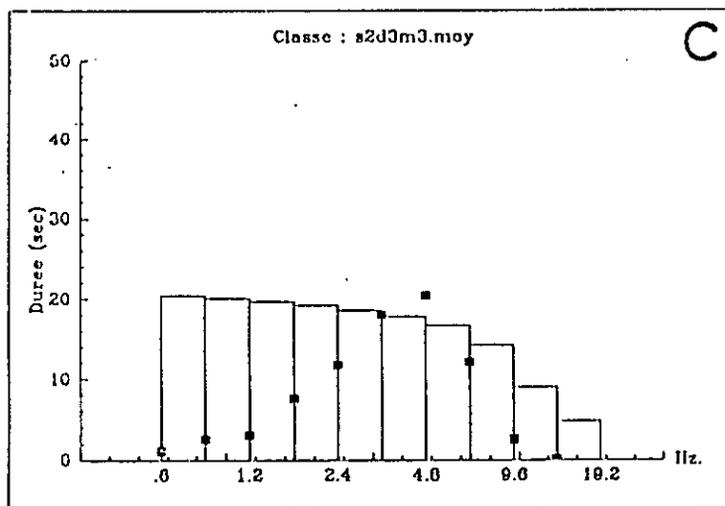
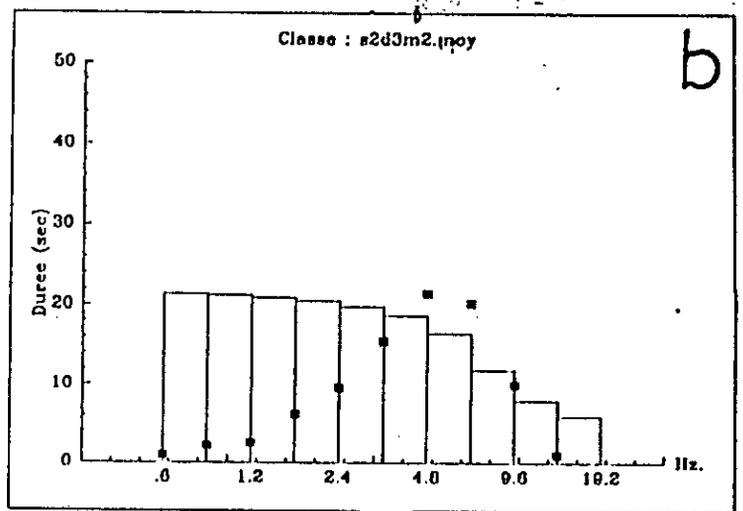
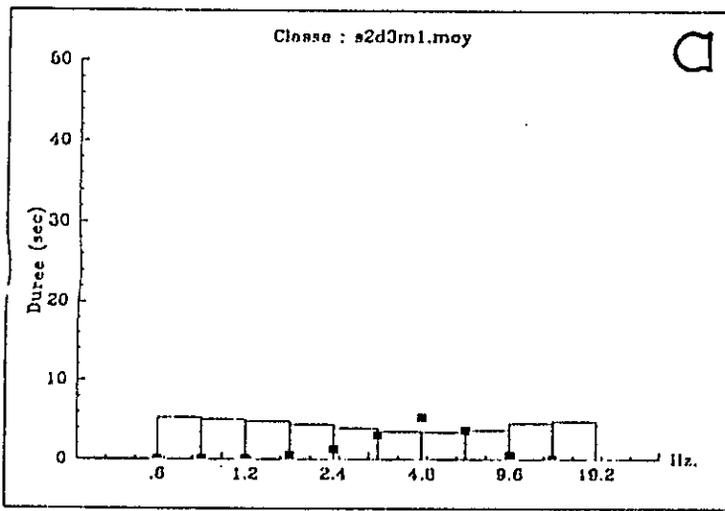
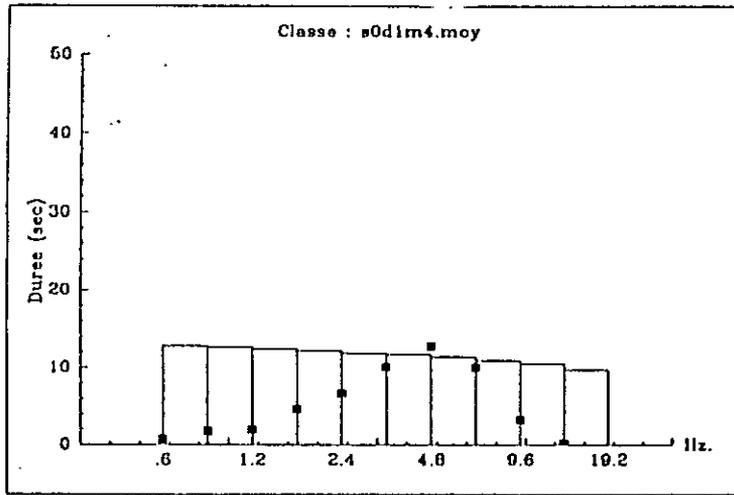
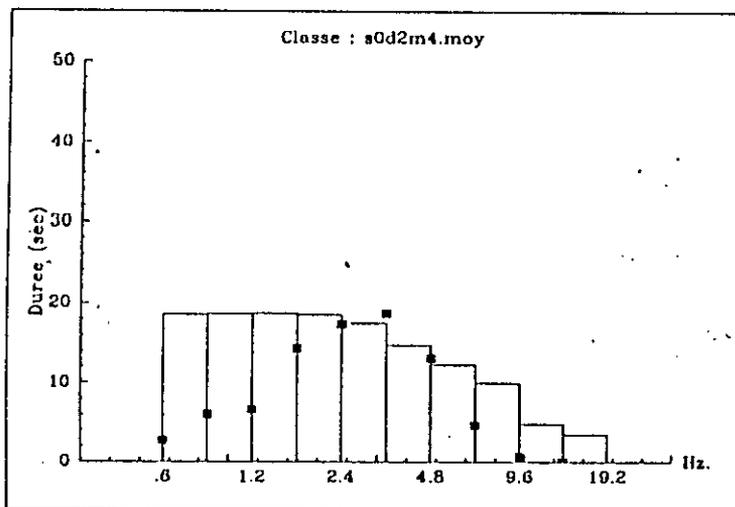


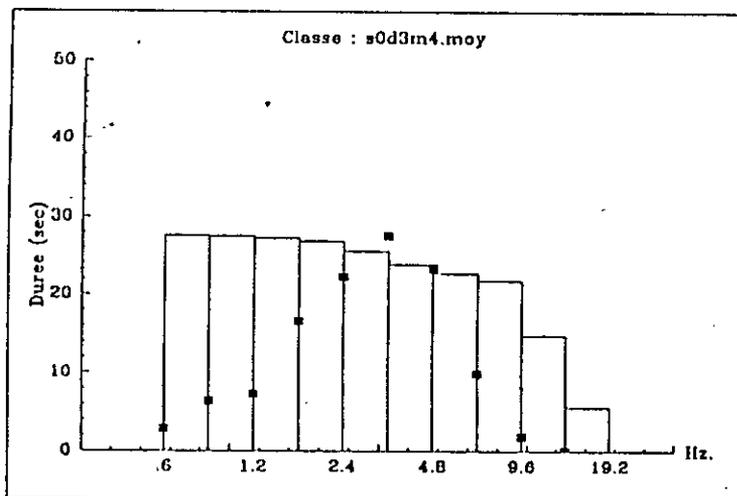
Figure VI-8 : Variation des durées par bandes fréquentielles en fonction de la magnitude. Illustration pour les classes : a) s2d3m1, b) s2d3m2, c) s2d3m3, d) s2d3m4, et e) s2d3m5.



a

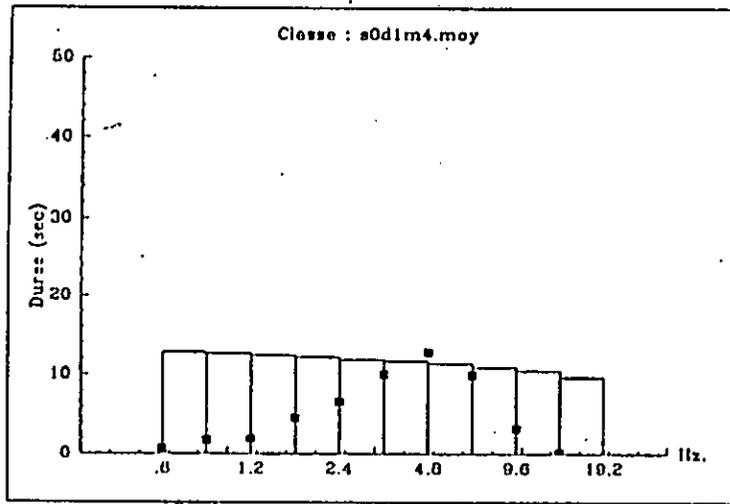


b

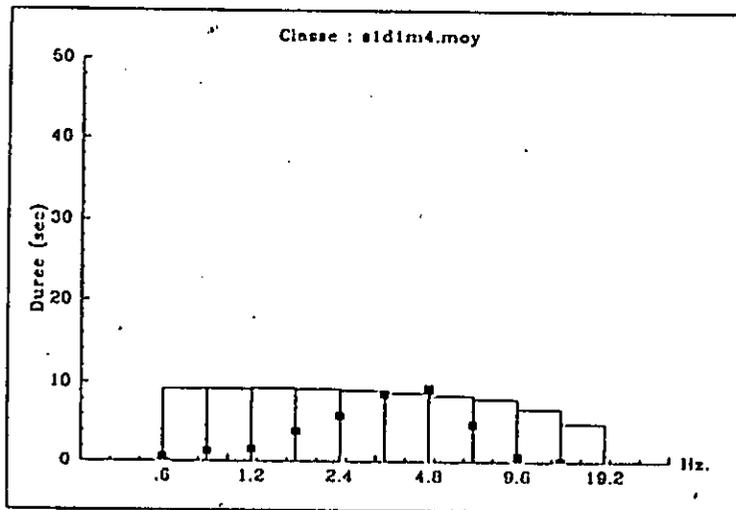


c

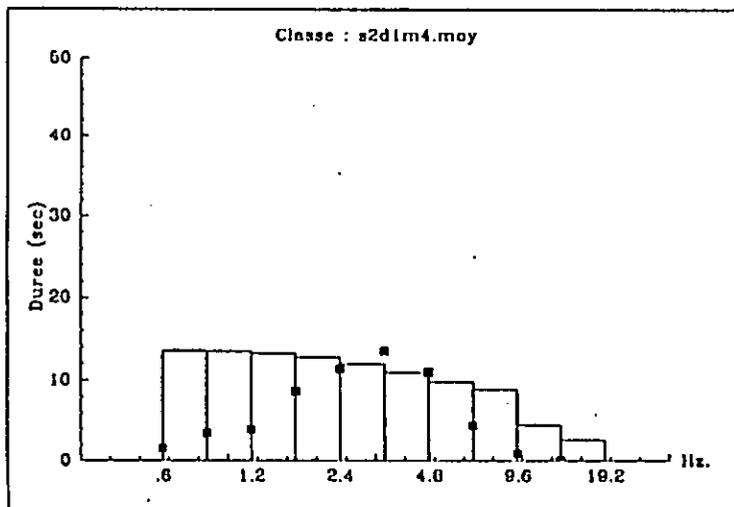
Figure VI-9 : Variation des durées par bandes fréquentielles en fonction de la distance épiscoptrale. Illustration pour les classes : a) s0d1m4, b) s0d2m4, et c) s0d3m4.



a

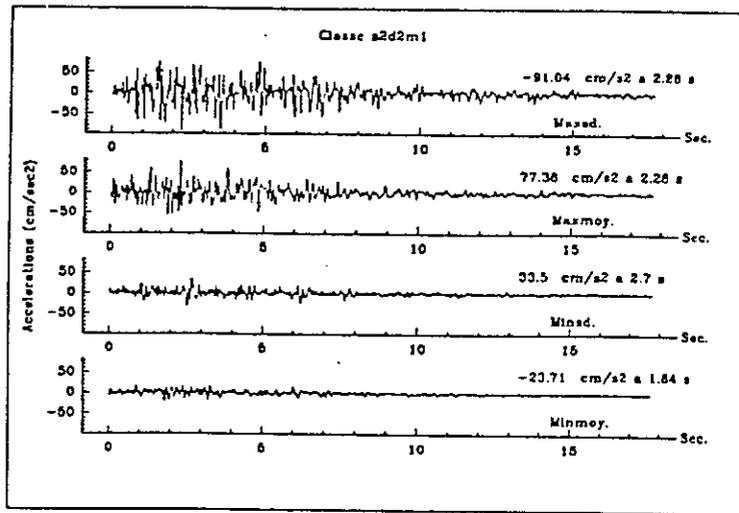


b

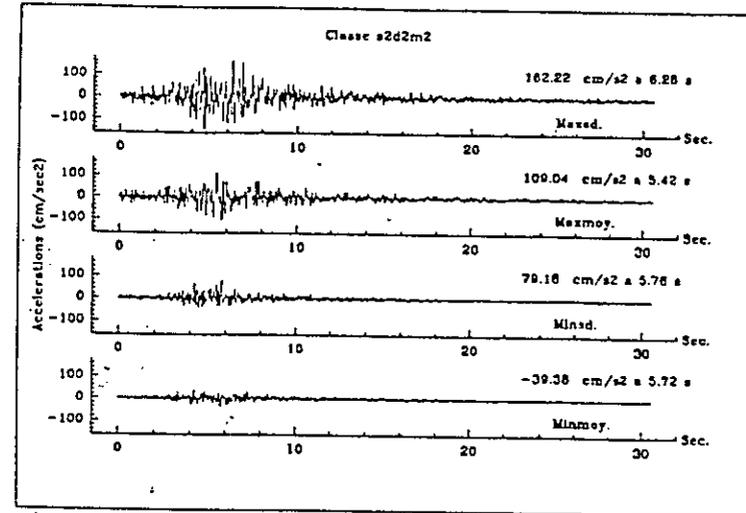


c

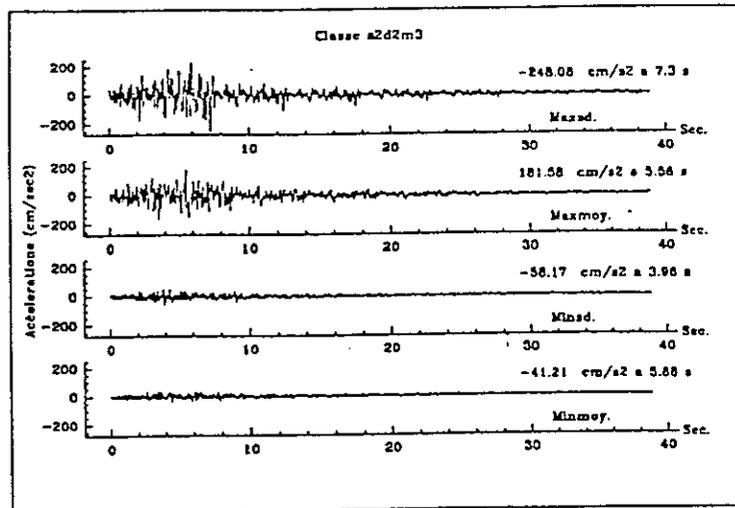
Figure VI-10 : Variation des durées par bandes fréquentielles en fonction de la catégorie de site. Illustration pour les classes : a) s0d1m4, b) s1d1m4, et c) s2d1m4.



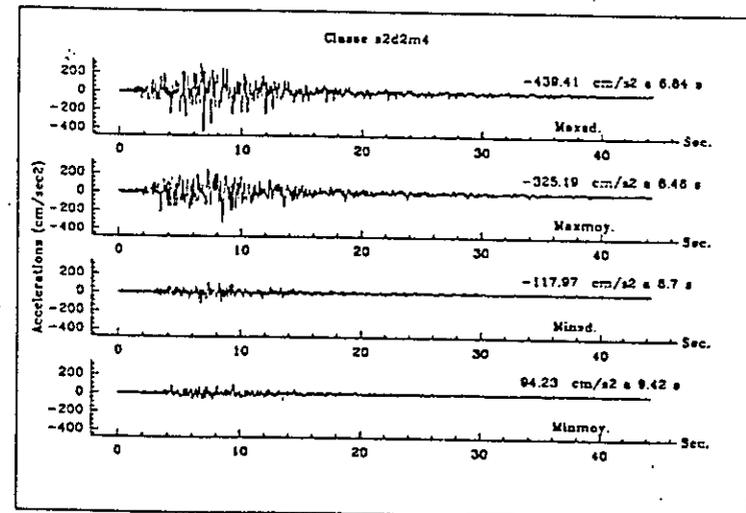
a



b

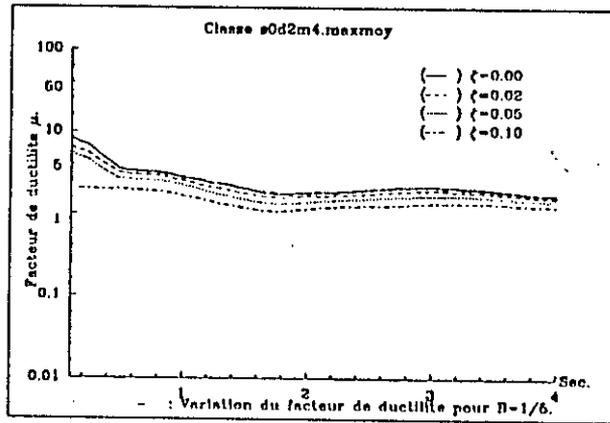


c

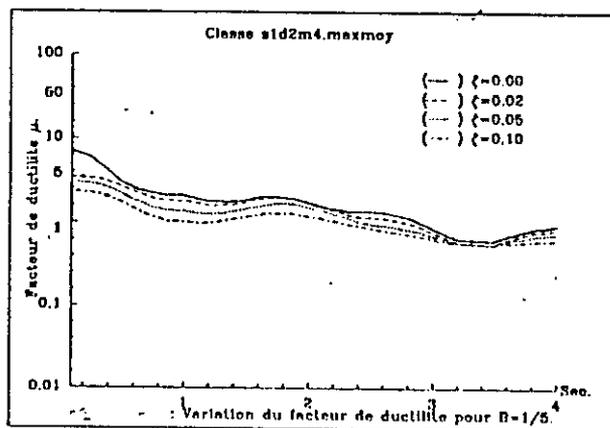


d

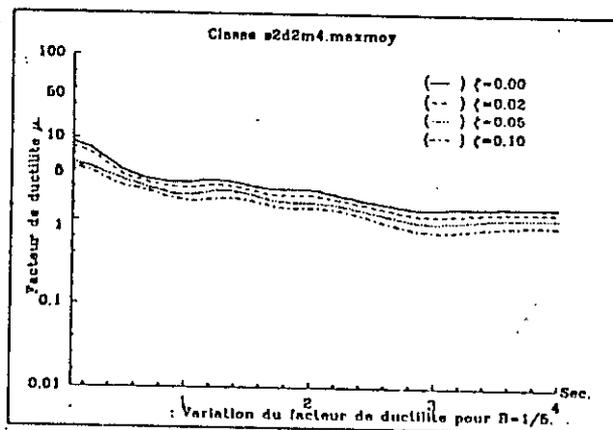
Figure VI-11 : Exemples d'accélérogrammes synthétiques générés sur la base des modèles de spectres physiques maximisés et minimisés pour les valeurs moyennes et limites (intervalle de confiance pour une probabilité de 0.9) paramètres. Illustration pour les classes a) s2d2m1, b) s2d2m2, c) s2d2m3, et d) s2d2m4.



a

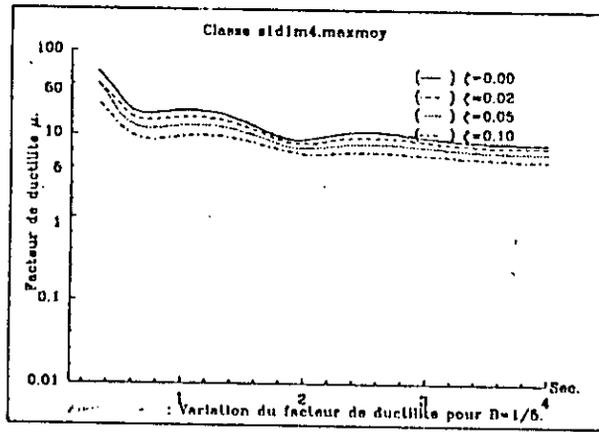


b

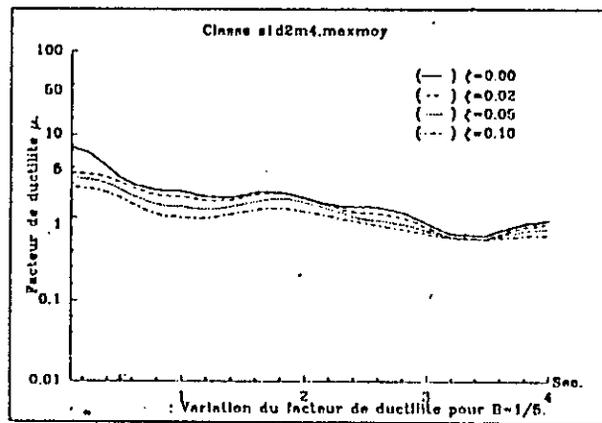


c

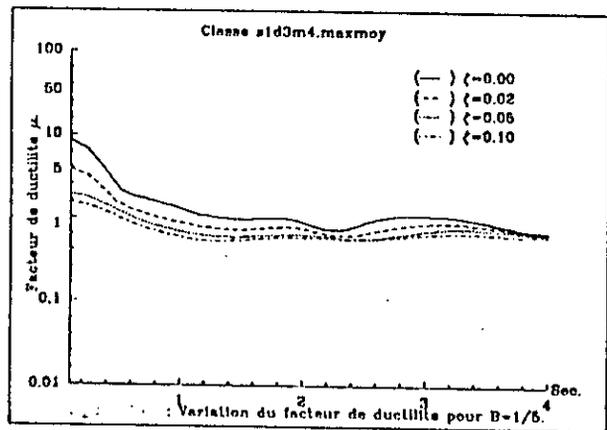
Figure VI-12 : Variation des demandes de ductilité (pour  $B = 1 / 5$ ) en fonction de la catégorie de site. Illustration pour les classe : a) s0d2m4, b) s1d2m4 et c) s3d2m4.



a

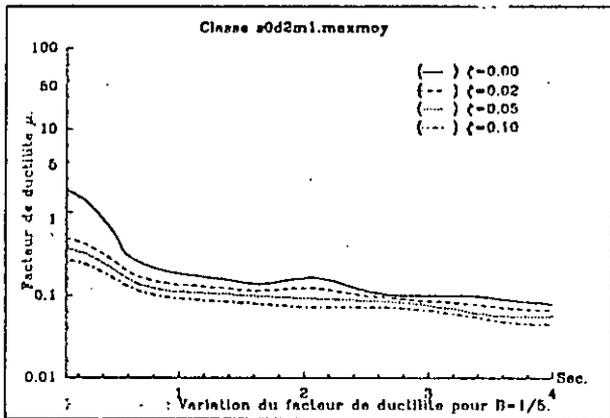


b

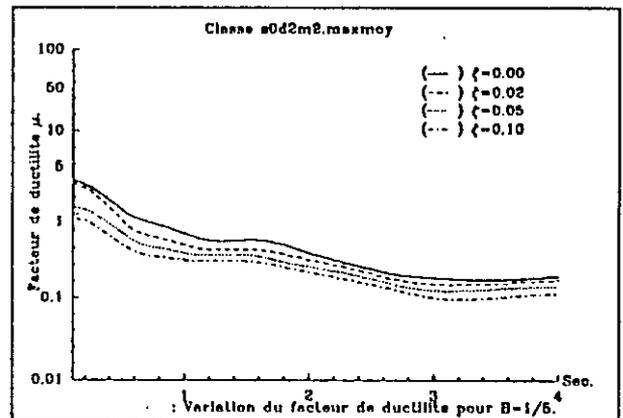


c

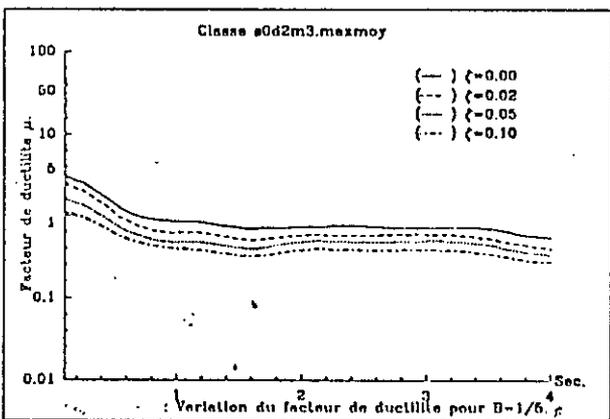
Figure VI-13 : Variation des demandes de ductilité (pour  $B = 1 / 5$ ) en fonction de la distance épacentrale. Illustration pour les classe : a) s1d1m4, b) s1d2m4 et c) s1d3m4.



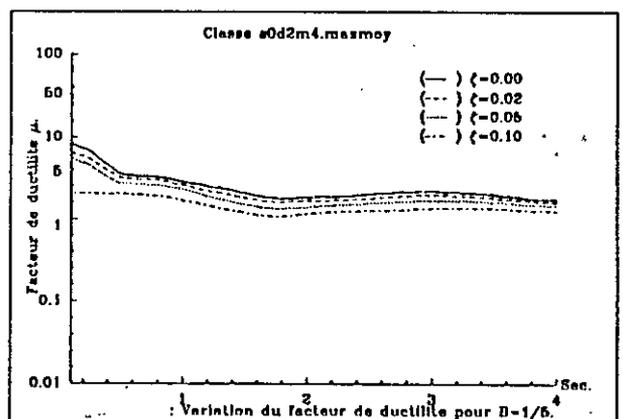
a



b



c



d

Figure VI-14 : Variation des demandes de ductilité (pour  $B = 1 / 5$ ) en fonction de la magnitude.  
Illustration pour les classe : a) s0d2m1, b) s0d2m2, c) s0d2m3 et d) s0d2m4

**CHAPITRE VII**

**CARACTERISATION DES MOUVEMENTS FORTS  
EN CHAMP PROCHE PAR LA METHODE  
DES FONCTIONS DE GREEN EMPIRIQUES.**

La banque de données en notre possession est complètement dépourvue d'enregistrements d'accélération de fortes magnitudes ( $7.5 \leq M < 8.5$ ) notamment en champ proche. C'est ainsi que dans ce chapitre, nous estimons de manière déterministe, pour une faille et un site donné, les mouvements forts du sol, plus précisément les accélérations sismiques produites par le choc primaire (dont on connaît à priori les paramètres de source, la localisation et le mécanisme au foyer) en utilisant au moins un enregistrement au même site de chocs secondaires, localisés idéalement au voisinage de la source hypothétique.

Nous utiliserons à cet effet, la Méthode des Fonctions de Green (notée ci - dessous MFG) (Hatzell, (1978) ; Irikura, (1992) ; Gariel et Mohammadioun, (1991)). Cette méthode de simulation présente un intérêt particulier pour l'estimation des mouvements forts causés par un séisme majeur, soit localisé dans une région insuffisamment instrumentée, en raison par exemple de sa faible sismicité, soit non enregistré en raison de la défaillance technique d'appareils d'enregistrement sismique lors de son occurrence (cas du séisme d'El - Asnam du 10 Octobre 1980 de magnitude  $M_S = 7.2$ ).

Nous présentons tout d'abord les principes de la MFG, puis nous l'appliquons ensuite aux enregistrements des classes s0d1m3, s1d1m3 et s2d1m3 afin d'estimer des accélérogrammes des classes s0d1m5, s1d1m5 et s2d1m5. Par la suite, nous calculons les valeurs des paramètres du modèle de spectre physique pour ces trois dernières classes et ce pour les accélérations maximisées et minimisées respectivement. Enfin, nous discutons les résultats obtenus et présentons les principales conclusions.

## **VII-1 PRESENTATION DE LA METHODE DES FONCTIONS DE GREEN EMPIRIQUES.**

Plusieurs chercheurs (Irikura et Muramatu, 1982 ; Irikura, 1992 ; Dan et al., 1990 ; Gariel et Mohammadioun, 1991 entre autres) ont utilisé la technique des fonctions de Green empiriques pour synthétiser les mouvements sismiques d'évènements importants à partir d'enregistrements d'évènements de plus faible magnitude.

En effet, pour la synthèse de mouvements de forte magnitude en champ proche cette méthode hybride qui prend en compte de manière déterministe la propagation de la rupture sur le plan de faille, alors que la radiation de la source et les effets de propagation sont inclus de manière empirique dans l'enregistrement d'un petit évènement. Ainsi, il est donc possible de s'affranchir systématiquement de la nécessité de procéder à la détermination de modèles de vitesses pour le profil sismique considéré ainsi que de l'évaluation des effets de sites; étapes généralement indispensables pour l'évaluation de la fonction de transfert de la structure géomorphologique en vue de la détermination du mouvement au site. En effet, ceux - ci sont bien entendu inclus dans l'enregistrement élémentaire que nous que nous utilisons comme "fonction de Green empirique".

Ainsi, cette méthode de synthèse est donc élaborée pour l'estimation des mouvements forts du sol durant un évènement principal en utilisant des évènements de tailles plus modérées tels que les mouvements précurseurs ou les répliques localisées sur la même faille. La formulation de la synthèse est basée sur le modèle de source cinématique du type Haskell (1964), ainsi que sur les lois de similitudes (Aki, 1967). Les principaux paramètres utilisés dans cette méthode sont : les dimensions de la faille et le temps de montée (ex. Haskell, 1964). Le glissement durant le choc principal est donc approximativement remplacé par une distribution spatiale des glissements des évènements élémentaires.

### VII-1-1 Lois de similitudes.

La mesure de la taille d'un séisme a pris une prise beaucoup plus physique depuis la définition du moment sismique (Aki, 1967), dont l'expression est donnée par :

$$M_0 = \mu \Delta u S \quad (\text{VII-1})$$

où  $\mu$  est la rigidité,  $\Delta u$  le glissement moyen sur la faille et  $S$  la surface de cette dernière. On montre que dans le domaine de Fourier le spectre du glissement  $u$  sur la faille varie à très basses fréquences, proportionnellement au moment sismique. Ainsi, les amplitudes en basses fréquences ont des amplitudes dont le niveau est contrôlé par le moment sismique  $M_0$ , alors qu'en hautes fréquences, les amplitudes décroissent progressivement. La fréquence coin  $f_c$  représente l'intersection des asymptotes basse et haute fréquence et est proportionnelle à l'inverse de la durée de rupture :

$$f_c \approx \frac{1}{T_r} \approx \frac{1}{L} V_r \quad (\text{VII-2})$$

où  $L$  est la longueur de la faille et  $V_r$  la vitesse de rupture. Plusieurs investigations (voir Kanamori et Anderson, 1976) ont permis d'établir pour des jeux de failles différents, des relations entre le glissement moyen  $\Delta u$ , la chute de contraintes  $\Delta\sigma$  et la longueur de la faille  $L$ . Ces relations sont de la forme :

$$\Delta u = C \Delta\sigma L \mu^{-1} \quad (\text{VII-3})$$

où  $C$  est une constante de proportionnalité prenant des valeurs différentes en fonction du type de faille.

Les relations VII-1 et VII-3 mettent en évidence que pour une proportionnalité entre les dimensions  $L$  et  $W$  (largeur) d'une faille, le moment sismique est  $M_0$  est proportionnel à  $L^3$  (Aki, 1967).

La méthode des fonctions de Green basée sur cette hypothèse de similitude, traduit le fait que les rapport des paramètres du grand et du petit séisme sont égaux à la racine cubique des moments sismiques respectifs, à savoir :

$$\frac{L}{L_e} = \frac{W}{W_e} = \frac{D}{D_e} = \frac{\tau}{\tau_e} = \left[ \frac{M_0}{M_{0e}} \right]^{1/3} \quad (\text{VII-4})$$

L et W représentent la longueur et la largeur de la faille, D la dislocation,  $\tau$  le temps de montée (Geller, 1976) et  $M_0$  le moment sismique. L'indice e associe les paramètres à l'évènement élémentaire, les paramètres sans indices sont associés au séisme majeur.

Il est toutefois important de noter qu'en plus des relations de similitudes, la largeur W de la faille est contrainte aussi par la limite de l'épaisseur élastique cassante de la croûte terrestre que nous prenons égale à 20 km dans le présent travail.

#### VII-1-2 Relation entre les fonctions sources du petit et du grand évènement.

Dans ce travail, nous considérons que le petit et le grand séisme ont lieu sur la même faille et ont le même mécanisme au foyer. Nous exprimons la relation entre les fonctions sources des deux événements en utilisant un modèle de source du type Haskell (1964 et 1966) pour une rupture se propageant à vitesse constante sur une faille rectangulaire. Nous exprimons le déplacement en considérant l'hypothèse de champ lointain pour les termes de radiation.

Ainsi, le déplacement  $U_c(x,t)$  enregistré par le récepteur R au site d'enregistrement et dû à la dislocation  $\Delta U(\xi, \eta, t)$  sur la faille S (voir figure VII-1) peut être écrit comme :

$$U_c(x,t) = \frac{\mu}{4\pi\rho v_c^3} \int_0^L \int_0^W R_c(\theta,\varphi) \Delta \dot{U}(\xi, \eta, t-t_c) d\xi d\eta \quad (\text{VII-5})$$

où  $t_c = r/v_c + [(\xi^2 + \eta^2)^{1/2}]/v_r$ ,

$\mu$  la rigidité,  $v_c$  la vitesse de propagation des ondes,  $r$  la distance source-récepteur,  $R_c$  le coefficient de radiation, les deux paramètres  $\varphi$  et  $\theta$  sont définis sur la figure VII-2. L'indice c désigne selon le cas les ondes du type P ou S. La fonction source  $F(x,t)$  associée aux paramètres de source est définie par l'intégrale simple suivante :

$$F(x,t) = \mu \int_0^L \int_0^W \Delta \dot{U}(\xi, \eta, t-t_c) d\xi d\eta \quad (\text{VII-6})$$

Comme illustré sur la figure VII-3, nous divisons la surface de la faille de l'évènement majeur en  $N_L \times N_W$  petites surfaces de manière à ce que chacune d'elles corresponde aux dimensions de la faille de l'évènement mineur. Chaque faille élémentaire a ainsi pour longueur  $L_e$  et pour largeur  $W_e$ . La fonction source  $F(x,t)$  aura donc pour expression :

$$F(x,t) = \sum_{i=1}^{N_L} \sum_{j=1}^{N_W} \mu \int_{\xi_i}^{\xi_{i+1}} \int_{\eta_j}^{\eta_{j+1}} \Delta \dot{U}(\xi_j, \eta_j, t-t_{cij}) d\xi d\eta \quad (\text{VII-7})$$

Nous considérons comme dislocation  $\Delta U(\xi, \eta, t)$  au point  $(\xi, \eta)$  sur la faille  $S$  de l'évènement majeur, une fonction rampe dont le temps de montée est  $\tau$  et le glissement final est  $D$ . Ainsi,

$$\begin{aligned} \Delta U(\xi, \eta, t) &= 0 & \text{si } t < 0 \\ \Delta U(\xi, \eta, t) &= Dt / \tau & \text{si } 0 < t < \tau \\ \Delta U(\xi, \eta, t) &= D & \text{si } t > \tau \end{aligned}$$

De manière similaire, la dislocation  $\Delta U_e(\xi, \eta, t)$  au point  $(\xi, \eta)$  sur la surface  $S$ , pour l'évènement élémentaire est une fonction rampe dont le temps de montée est  $\tau_e$  et le glissement final  $D_e$ . La vitesse de glissement est donc  $V_0 = D / \tau = D_e / \tau_e$ . Ainsi,  $D / D_e = \tau / \tau_e = c^{te} = N_D$ . (ce qui suppose que  $V_0$  est la même pour les deux évènements : le petit et le grand)

Quand  $N_D$  est approximé par un nombre entier, la fonction rampe du gros évènement peut être reliée à celle du sous évènement comme illustré sur la figure VII-4. Ainsi, la dislocation totale de l'évènement majeur est donc égale à la somme de  $N_D$  dislocations élémentaires décalées entre elles d'un intervalle de temps égal à  $\tau_e$ . L'expression la dislocation  $\Delta U(\xi, \eta, t)$  en fonction des dislocations élémentaires  $\Delta U_e(\xi, \eta, t)$  est, compte tenu du décalage temporel, donnée par l'équation suivante :

$$\Delta U(\xi, \eta, t) = \sum_{k=1}^{N_D} \Delta U_e[\xi, \eta, t - (k-1)\tau_e] \quad (\text{VII-8})$$

alors :

$$\Delta \dot{U}(\xi, \eta, t) = \sum_{k=1}^{N_D} \Delta \dot{U}_e[\xi, \eta, t - (k-1)\tau_e] \quad (\text{VII-9})$$

En introduisant VII-9 dans l'équation VII-7 et en changeant l'ordre d'intégration on obtient :

$$F(x,t) = \sum_{i=1}^{N_L} \sum_{j=1}^{N_W} \sum_{k=1}^{N_D} \mu \int_{\xi_i}^{\xi_{i+1}} \int_{\eta_j}^{\eta_{j+1}} \Delta \dot{U}_e(\xi_j, \eta_j, t - (k-1)\tau_e) d\xi d\eta \quad (\text{VII-10})$$

La double intégrale n'est autre que la fonction source du petit évènement  $F_{cij}(x,t)$  ayant comme origine  $(\xi_i, \eta_j)$ . En prenant comme origine du grand évènement  $(0, 0)$ ,  $F(x,t)$  s'exprime en fonction de  $F_{cij}(x,t)$  comme suit :

$$F(x,t) = \sum_{i=1}^{N_t} \sum_{j=1}^{N_w} \sum_{k=1}^{N_p} F_{cij}(x,t_{dkij}) \quad (\text{VII-11})$$

où  $t_{dkij}$  est donné par :  $t_{dkij} = r_{ij} / v_c + [(x_i^2 + h_j^2)^{1/2}] / v_r + (k-1) \tau_c$ .

Il est à noter que dans le cas général, la dislocation  $F_{cij}(x,t)$  dépend de son emplacement sur la faille. Une des hypothèses fortes de la MFG est que  $F_{cij}(x,t)$  ne dépend pas de son emplacement sur la source : c'est des fois la même fonction source qui est utilisée en l'absence de plusieurs enregistrements d'accélérogrammes élémentaires. L'équation VII-11 montre que la fonction source du gros évènement est calculée à partir de celle des petits évènements en tenant compte du déphasage imposé par la propagation de la rupture et par la sommation des temps de montée.

### VII-1-3 Effet du décalage temporel $\tau_c$ .

L'équation VII-9 montre que le mouvement du sol au site produit par le gros évènement peut être exprimé comme la convolution du mouvement du sol produit par le petit évènement avec la fonction temporelle discrète suivante :

$$f(t) = \sum_{i=1}^{N_t} \sum_{j=1}^{N_w} \sum_{k=1}^{N_p} \delta[t - (k-1) \tau_c] \quad (\text{VII-12})$$

$\delta$  représente la fonction Dirac. Ainsi le mouvement du choc principal est donc donné par :

$$\Delta \dot{U}(\xi, \eta, t) = f(t) * \Delta \dot{U}_c(\xi, \eta, t) \quad (\text{VII-13})$$

Il est clair que la fonction  $f(t)$  a une périodicité  $\tau_c$ . Ce qui montre que le mouvement du gros séisme est en fait une somme des mouvements de l'évènement élémentaire avec un déphasage régulier égal à  $\tau_c$ . Dans le cas théorique d'une fonction rampe, si le temps de montée du gros évènement est exactement égale à  $N_D$  fois celui de l'évènement élémentaire, alors la périodicité de la fonction  $f(t)$  n'a aucun effet sur le mouvement résultant. Malheureusement, la fonction rampe est loin d'illustrer les mouvements réels et même si tel était le cas, l'estimation des temps de montées engendre toujours des erreurs difficiles à maîtriser. Ainsi, le temps de montée de l'évènement majeur n'est pas égal en toute rigueur à  $N_D$  fois celui de l'évènement élémentaire, et le fait de l'imposer théoriquement engendre

une fréquence dominante comme illustré par la figure VII-5. Cette fréquence est égale à  $1/\tau_c$ . Irikura (1983) préconise pour diminuer l'effet de cette fréquence de morceller l'intervalle  $\tau_c$  avec  $n'$  fonctions rampes dont les dislocations sont égales à  $D_c / n'$ . La fonction source du gros séisme est liée alors à celle du petit séisme par :

$$F(x,t) = \sum_{i=1}^{N_t} \sum_{j=1}^{N_w} \sum_{k=1}^{n'N_D} \frac{1}{n'} \int_{\xi_i}^{\xi_i + \tau_c/n'} \int_{\eta_j}^{\eta_j + \tau_c/n'} \Delta \dot{U}_c(\xi, \eta, t - (k-1)\frac{\tau_c}{n'}) d\xi d\eta \quad (\text{VII-14})$$

Les chevauchements qui vont maintenant exister ont des amplitudes  $n'$  fois plus petites, et leur fréquence dominante est alors  $n' / \tau_c$ , le paramètre  $n'$  est calculé de sorte que cette fréquence soit hors de la bande fréquentielle d'intérêt.

## VII-2 APPLICATION DE LA METHODE POUR LA SYNTHETISATION DES MOUVEMENTS DE FORTES MAGNITUDES EN CHAMP PROCHE.

Après avoir donné un bref aperçu sur la méthode des fonctions de Green empiriques, nous allons maintenant l'appliquer aux données en notre possession afin d'obtenir des accélérogrammes pour les classes S0d1m5, S1d1m5 et S2d1m5 ( $7.5 \leq m_5 < 8.5$ ). En effet, parmi les cinq classes pour lesquelles nous ne possédons pas de données, nous nous intéressons à celles des mouvements de fortes magnitudes en champ proche qui sont, dans le cas de l'Algérie, principalement les plus intéressants du point de vue du génie parasismique.

### VII-2-1 Methodologie retenue.

Nous utilisons comme fonctions de Green les enregistrements obtenus pour les classes S0d1m3, S1d1m3 et S2d1m3 pour reconstituer les mouvements majeurs composants les classes S0d1m5, S1d1m5 et S2d1m5 respectivement. La principale difficulté dans ce travail est liée à la collecte des données concernant les paramètres de source caractérisant ces séismes.

En effet, cette tâche est très laborieuse dans le sens où les informations concernant la source quand elles sont disponibles le sont sur des supports différents, ce qui nous conduit à une recherche très poussée de la documentation spécialisée pour retrouver les valeurs des paramètres. Le tableau VII-1 montre les valeurs des paramètres de sources des événements élémentaires retenus :  $M_0$  (moment sismique en dyne-cm),  $Z$  (profondeur de l'hypocentre en km),  $\phi_s$  (l'azimut, en degrés),  $\delta$  (le pendage de la faille, en degrés),  $\lambda$  (la direction du glissement sur la faille, en degrés),  $L_c$  (la longueur de la faille, en km),  $W_c$  (la largeur de la faille, en km) et  $\tau_c$  (le temps de montée, en secondes).

Nous avons considéré comme mouvement majeur un séisme de magnitude 8 avec une dislocation moyenne de 4 mètres et une surface de faille  $S = 10^4 \text{ km}^2$  : ce qui conduit à la valeur  $M_0 = \mu \Delta u S = 12 \cdot 10^{27} \text{ dyne-cm}$  pour une valeur de  $\mu = 3 \cdot 10^{11} \text{ g/(cm sec}^2\text{)}$ . Nous avons considéré comme vitesse de propagation des ondes de volume  $\beta = 3.5 \text{ km / sec.}$  et comme vitesse de rupture  $V_r = 2.5 \text{ km / sec.}$  On en déduit le temps de montée pour le grand séisme qui est alors  $\tau = 16 S^{0.5} / (7 \pi^{1.5} \beta) = 11 \text{ sec.}$  (Geller, 1976).

Sur la base de ces valeurs nous avons quantifié, pour chaque événement, la valeur de  $N_T = \tau / \tau_c$  de sous-failles nécessaires pour la synthèse du mouvement induit par la faille principale. Nous attribuons au gros séisme les mêmes paramètres de source que ceux du petit séisme. Les dimensions de la faille du choc principal sont calculées en limitant sa largeur en fonction du pendage et de la profondeur élastique cassante de la croûte terrestre que nous considérons comme égale à 20 km. Cette limitation de profondeur conduit à un nombre de sous-failles dans le sens de la largeur  $N_W$  différent de celui de la longueur  $N_L$ . Le nombre total de sous événements est donc égal à  $N_W \times N_L$ . Afin d'éviter l'effet de la périodicité imposé par les temps de montées des enregistrements élémentaires, on prend  $n' = 10$ . Le tableau VII-2 donne les paramètres caractérisant le nombre de sous-failles sur la faille du gros séisme :  $N_{TT} = n' N_T = 10 N_T$ .

Pour chaque enregistrement utilisé comme fonction de Green, nous avons calculé 18 mouvements différents en plaçant l'épicentre en 9 endroits différents de la faille principale, comme indiqué sur la figure VII-6, et en faisant propager la rupture dans le sens latéral ou bi-latéral dans un premier temps, puis de manière circulaire dans un deuxième temps comme illustré sur la figure VII-7.

Un accélérogramme produit par le gros séisme est présenté sur la figure VII-8 sur laquelle il est comparé à l'accélérogramme qui a servi de fonction de Green empirique. Nous avons ainsi pu constituer trois classes pour la catégorie de magnitude m5 en champ proche associées respectivement aux trois catégories de sols s0, s1 et s2. Nous avons limité à 5 le nombre d'enregistrements ayant servi de fonctions de Green pour chaque classe, nous avons ainsi pu obtenir 90 accélérogrammes pour lesquels nous avons appliqué la méthodologie développée dans le chapitre précédent pour évaluer les paramètres fréquentiels  $f^0$  et  $f^S$  et le paramètre énergétique  $\alpha$  du modèle de spectre physique. Nous présentons dans ce qui suit les résultats de cette paramétrisation.

Il est à remarquer néanmoins, que la procédure de sommation utilisée ici n'est pas correcte, car en sommant toujours la même fonction de Green sur une faille où les distances épicentrales des différentes sous-failles varient de 20 km à 400 km, on obtient des mouvements dont la nonstationnarité n'est obtenue qu'à l'enveloppe temporelle.

### VII-3 PARAMETRES DU MODELE DE SPECTRE PHYSIQUE.

Nous sommes maintenant en mesure de calculer les paramètres qui caractérisent le modèle de spectre physique pour les trois classes s0d1m5, s1d1m5 et s2d1m5. En effet, il s'agit simplement d'appliquer la méthodologie développée au chapitre précédent aux accélérogrammes obtenus au paragraphe précédent grâce aux fonctions de Green, représentées ici par les enregistrements des classes de magnitude m3 en champ proche. Pour des raisons de clarté, nous présentons uniquement les résultats obtenus pour les modèles de spectres maximisés évalués avec les valeurs des paramètres.

#### VII-3-1 Paramètres fréquentiels $f^0$ et $f^S$ .

La figure VII-9 illustre les variations des paramètres pour les classes s0d1m5, s1d1m5 et s2d1m5. On remarque que la valeur de la fréquence moyenne  $f_M^0$  est pratiquement constante sur toute la durée du signal pour la classe s0d1m5. Pour les classes s1d1m5 et s2d1m5, celle-ci varie entre 5 Hz et 6 Hz : ce qui n'est pas du tout significatif.

En ce qui concerne la dispersion des fréquences  $f_M^S$ , on peut remarquer que celle-ci est pratiquement constante pour les trois classes, et que ses valeurs sont comprises entre 3 Hz et 4 Hz.

On peut déduire que les modèles de spectre physique sont caractérisés par un contenu fréquentiel trop haute fréquence : ce qui est en contradiction avec les tendances que nous avons fait apparaître dans le chapitre VI. En effet, on avait mis en relief une décroissance de la fréquence dominante pour les magnitudes croissantes, alors que la procédure que nous avons employé ici nous conduit à un résultat inverse.

Cela s'explique en partie par le fait que la manière avec laquelle nous avons mis en oeuvre la MFG dans ce travail n'est pas adaptée pour reproduire la nonstationnarité dans le domaine fréquentielle. En effet, le fait de sommer des événements identiques (enregistrés en champ proche) se traduit par l'obtention d'accélérogrammes caractérisés par des hautes fréquences. Il aurait fallu prendre la précaution de sommer des événements de classes d1m3 et d2m3 en fonction de la distance épicerale de la sous-faille considérée.

#### VII-3-2 Paramètre énergétique $\alpha$ .

On remarque que pour les trois classes étudiées, la confirmation de l'amplification des accélérations sismique sur les sols mous est encore confirmée. En effet, plus le site est mou, plus les valeurs du paramètre  $\alpha$  croissent. Cette observation confirme ce qui a déjà été dit pour les accélérations des autres classes.

Les résultats de l'évaluation statistique des deux paramètres fréquentiels  $f_M^0$  et  $f_M^S$  ainsi que celle du paramètre énergétique  $\alpha$ , sont illustrés aussi par la figure VII-10 qui représente les modèles de spectre physique associés aux valeurs moyennes de ces paramètres. On voit bien la tendance haute fréquence contenus dans ces spectres.

### VII-3-3 Simulation d'accélération sismiques.

Le modèle de spectre physique que nous venons de caractériser pour les magnitudes de la catégorie m5 en champ proche, nous permet, en utilisant la procédure de simulation nonstationnaire monodimensionnelle, de simuler des accélérations sismiques optimisées pour les trois classes considérées dans ce chapitre.

La figure VII-11 montre l'allure des accélérogrammes pour chacune des classes, que nous obtenons en utilisant les valeurs du modèle de spectre physique maximisé et minimisé respectivement, calculées avec celles des paramètres moyens et pour un intervalle de confiance à 90% .

Les valeurs des accélérations moyennes maximisées sont de l'ordre de 900 cm/sec<sup>2</sup>, 1000cm/sec<sup>2</sup> et 1200 cm/sec<sup>2</sup> pour les classes s0d1m5, s1d1m5 et s2d1m5 respectivement. Par contre celles relatives aux accélérations moyennes minimisées sont pour les trois classes respectivement de l'ordre de 450 cm/sec<sup>2</sup>, 460 cm/sec<sup>2</sup> et 600 cm/sec<sup>2</sup>.

### VII-3-4 Durées par bandes fréquentielles.

Nous représentons de la même manière que dans le chapitre précédent les variations des durées par plages de fréquences. Nous utilisons comme dans le chapitre précédent, On évalue la durée du signal obtenu pour chaque bande fréquentielle en utilisant la définition donnée par Mc Cann et Shah; Nous considérons aussi les mêmes intervalles de fréquences. Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure VII-12. Les symboles noirs illustrent la variation de l'énergie par bande fréquentielle, et permettent ainsi de mettre l'accent sur les durées les plus énergétiques.

La première constatation est liée aux valeurs relativement importantes des durées qui caractérisent les différentes bandes fréquentielles par rapport à celles obtenues pour les mêmes catégories site-distance mais pour des magnitudes plus faibles. Par ailleurs, la différence des valeurs entre les durées des diverses bandes fréquentielles sont relativement moins importantes que pour les classes de magnitudes inférieures (voir chapitre précédent).

Aucune conclusion n'est possible en ce qui concerne les variations des durées en fonction de la catégorie de site. En effet, on remarque que les plus faibles durées sont celles qui sont associées au site s1, alors que les conclusions du chapitre précédent mettent en relief une tendance à

l'augmentation de la durée pour les sites de plus en plus mous : ce qui semble être contredit ici si on compare les durées des sites s0 à celles des sites s1 et s2 respectivement.

Cela conforte encore la conclusion faite précédemment pour la fréquence moyenne et la dispersion.

#### VII-4 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons essayé de lever la contrainte liée au manque de données en champ proche en générant des accélérations de forte magnitudes en champ proche à l'aide de la technique dite des fonctions de Green empiriques. Nous avons utilisé comme fonctions de Green empiriques, les enregistrements de magnitude  $M_S$  comprise entre 5.5 et 6.5 (catégorie m3). Les résultats obtenus nous ont permis d'évaluer les paramètres du modèle de spectre physique pour les classe s0d1m5, s1d1m5 et s2d1m5.

Cette évaluation est bien entendu contrainte par le choix des fonctions de Green que nous avons fait, ainsi que par la méthode elle-même. Les résultats obtenus dans ce chapitre peuvent être amélioré par la prise en considération d'un maximum de fonctions de Green. Malheureusement, comme nous l'avons dit plus haut, il faudrait consacrer un temps relativement plus important à la collecte des informations concernant les paramètres de source pour les différentes fonctions de Green empiriques correspondants à des distances épacentrales différentes, et au développement d'une procédure plus adaptée pour leur sommation. De même, il est possible de considérer des paramètres de sources pour les évènements majeurs différents de ceux des petits évènements : cela conduirait à une meilleure variété de mouvements sismiques, et améliorerait par conséquent l'étude statistique sur le modèle de spectre physique.

En conclusion, on peut dire que les valeurs donnés dans cette étude ne sont pas fiables, mais pourraient l'être en améliorant l'étude et en l'approfondissant.

**Tableau VII-1 : Caractéristiques géométriques des failles des évènements élémentaires.**

Evènements élémentaires	$M_0$ dyn-cm $\times 10^{25}$	Z (km)	$\phi_s$ $dP$	$\delta$ $dP$	$\lambda$ $dP$	$L_c$ (km)	$W_e$ (km)	$\tau_e$ (sec)
Saguenay 25/11/88	0.5	26	320	65	78	7.7	5.5	0.71
Mammoth Lakes 27/05/80 (1450)	1.03	16	25	65	-6.1	10.9	7.8	1.01
Frioul 15/09/76 (0315)	0.25	9	230	60	133	5.9	4.2	0.55
Frioul 15/09/76 (0921)	0.5	6	56	67	70	7.7	5.5	0.71
Lazio-Abruzzo 07/05/84(1749)	0.8	10	174	31	-52	9.6	6.9	0.9
Mammoth Lakes 25/05/80 (1633)	1.87	10	18	61	-15	14.6	10.4	1.4
Coyote Lake 06/08/79 (1705)	0.6	6.3	153	90	0	8.4	6	0.77
Whittier 01/10/87 (1442)	0.9	12	270	31	98	10.2	7.3	1.01
Morgan Hill 24/04/84 (2115)	2.1	10	333	76	179	15.7	11.1	1.5

**Tableau VII-2 : Paramètres caractérisant la division de la faille du gros évènement.**

Evènements élémentaires	L (km)	W (km)	$N_L$	$N_W$	$N_T$	$N_{TT}$
Saguenay 25/11/88	454	22	59	4	15	150
Mammoth Lakes 27/05/80 (1450)	424	23	39	3	11	110
Frioul 15/09/76 (0315)	433	23	68	6	20	200
Frioul 15/09/76 (0921)	454	22	59	4	15	150
Lazio-Abruzzo 07/05/84(1749)	257	39	25	6	12	120
Mammoth Lakes 25/05/80 (1633)	438	23	30	2	8	80
Coyote Lake 06/08/79 (1705)	556	18	66	3	14	140
Whittier 01/10/87 (1442)	274	37	27	5	12	120
Morgan Hill 24/04/84 (2115)	451	22	29	2	7	70

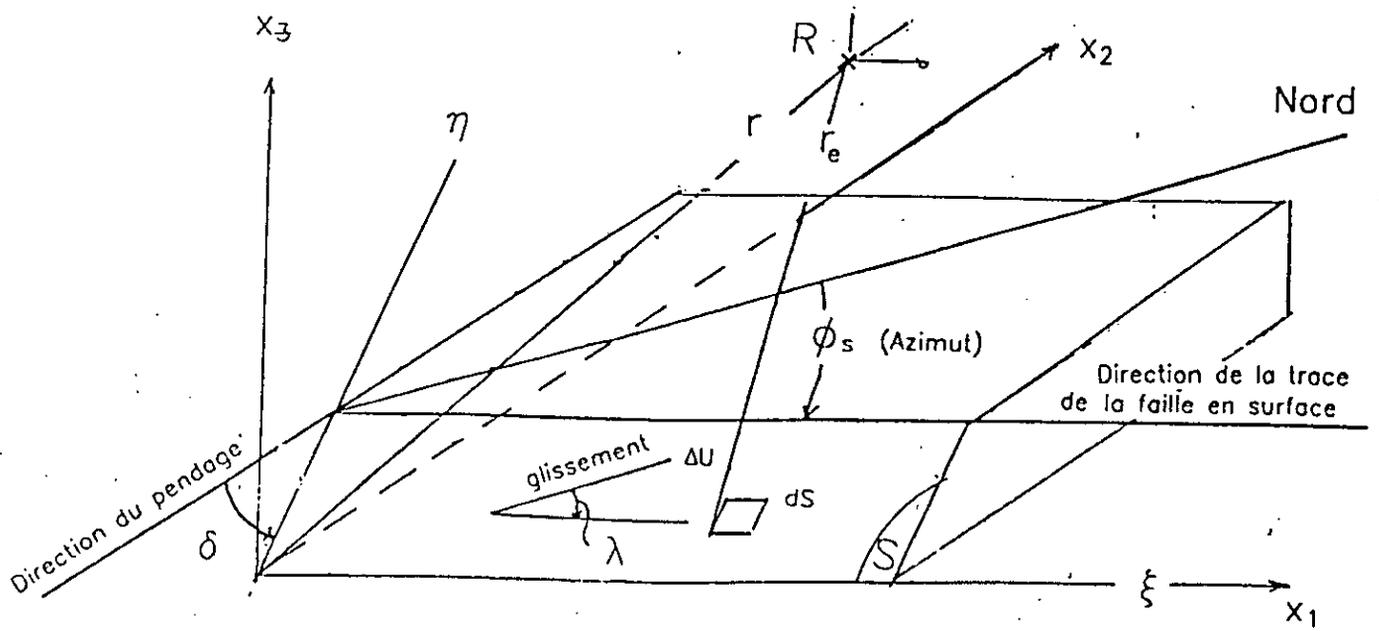


Figure VII-1 : Définition des paramètres d'orientation de la faille ( $\phi_s$ ,  $\delta$  et  $\lambda$ )

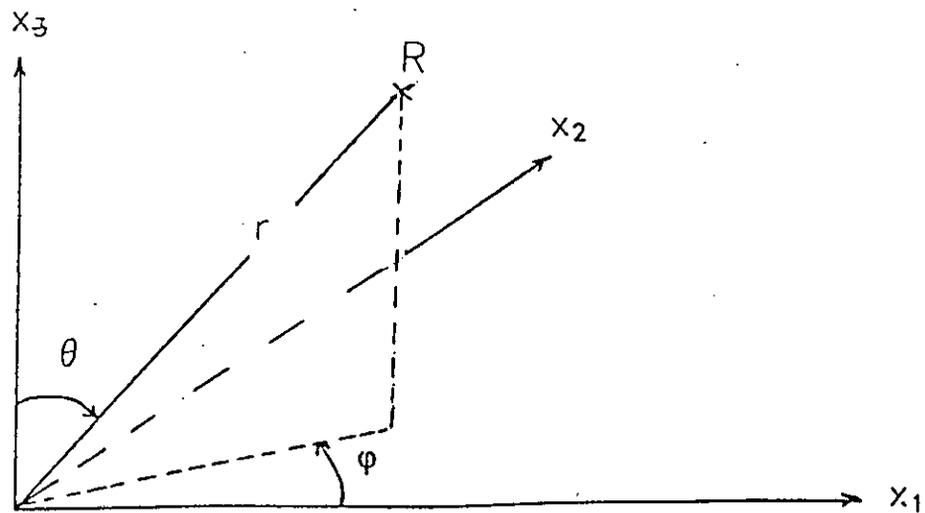


Figure VII-2 : Coordonnées sphériques pour le calcul du coefficient de radiation.

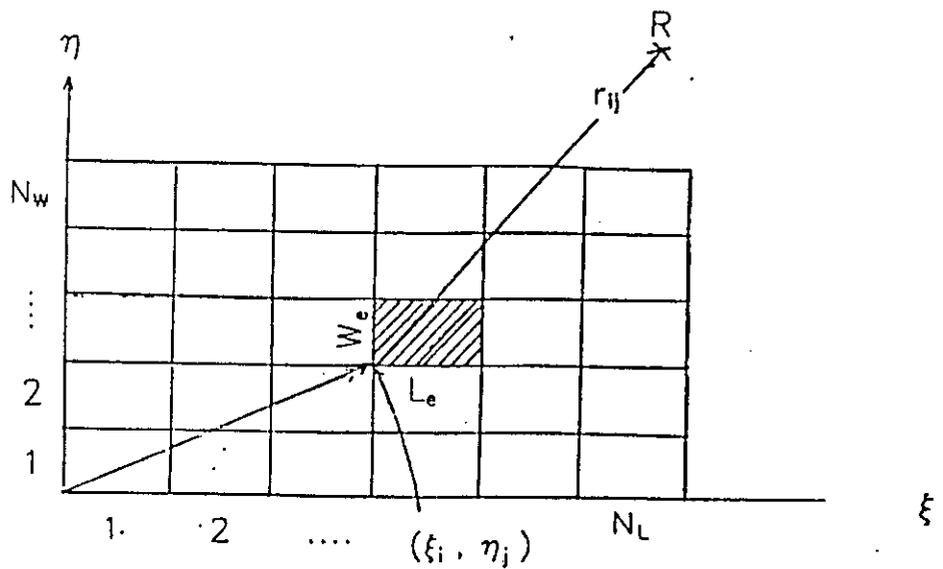


Figure VII-3 : Division du plan de la faille principale en  $N_L \times N_W$  éléments. Chaque élément correspond aux dimensions de la faille élémentaire.

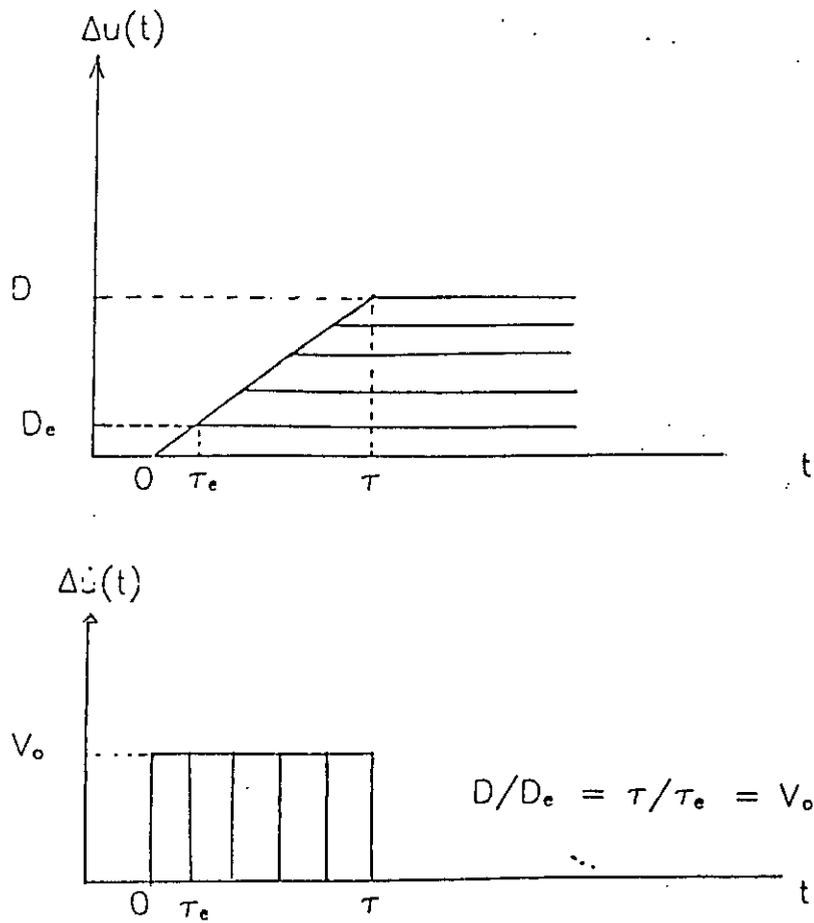


Figure VII-4 : Relation entre les fonctions de dislocations des événements majeur et mineur, ainsi qu'entre leurs dérivées.

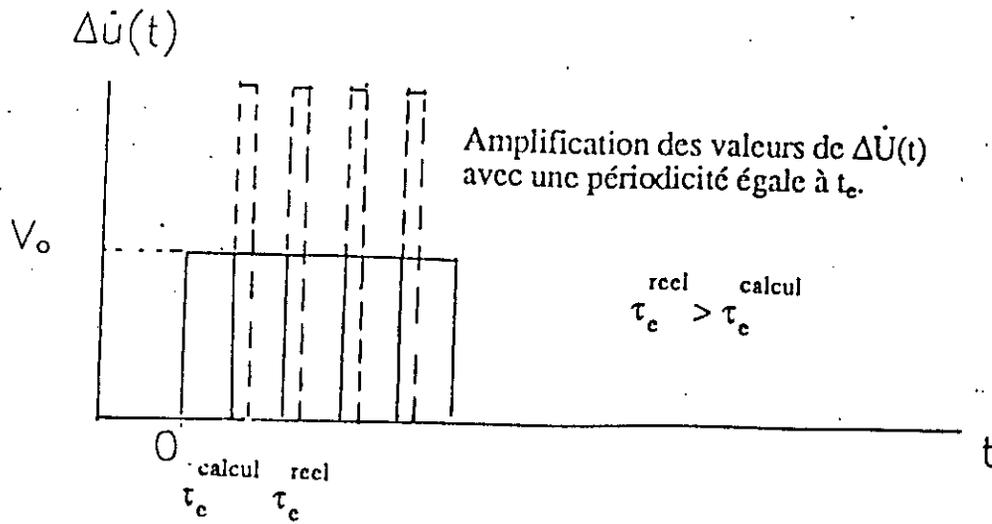


Figure VII-5 : Dislocation du gros évènement

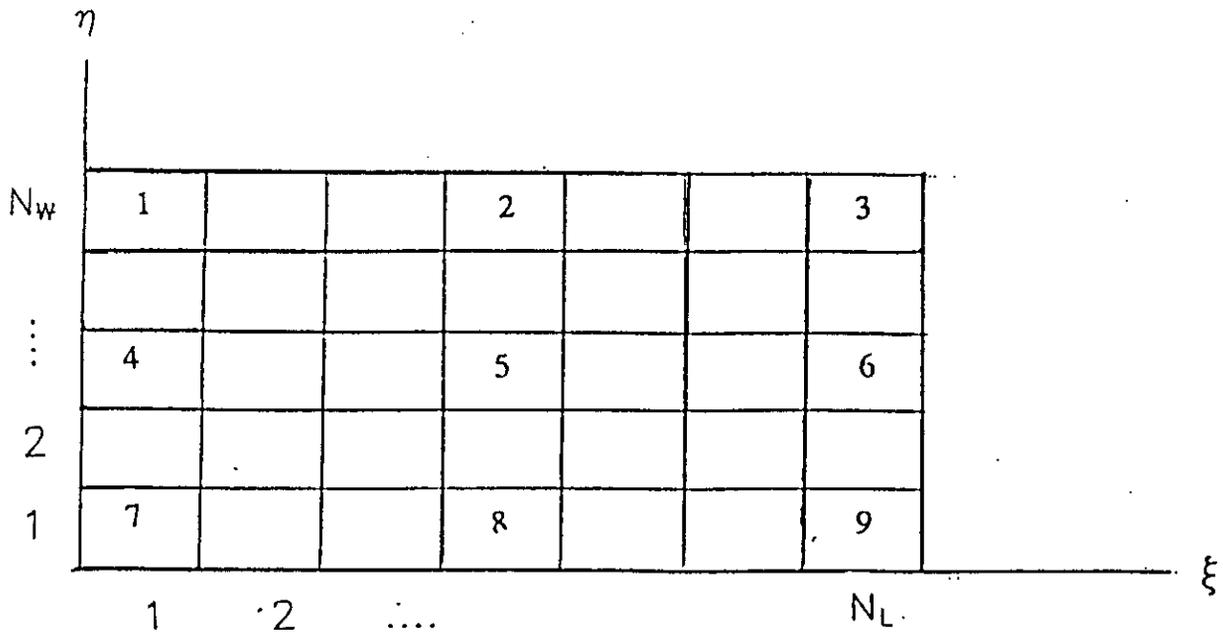


Figure VII-6 : Localisation, sur la faille principale, des épïcêtres successivement pris en compte pour la synthétisation des mouvements du gros séisme.

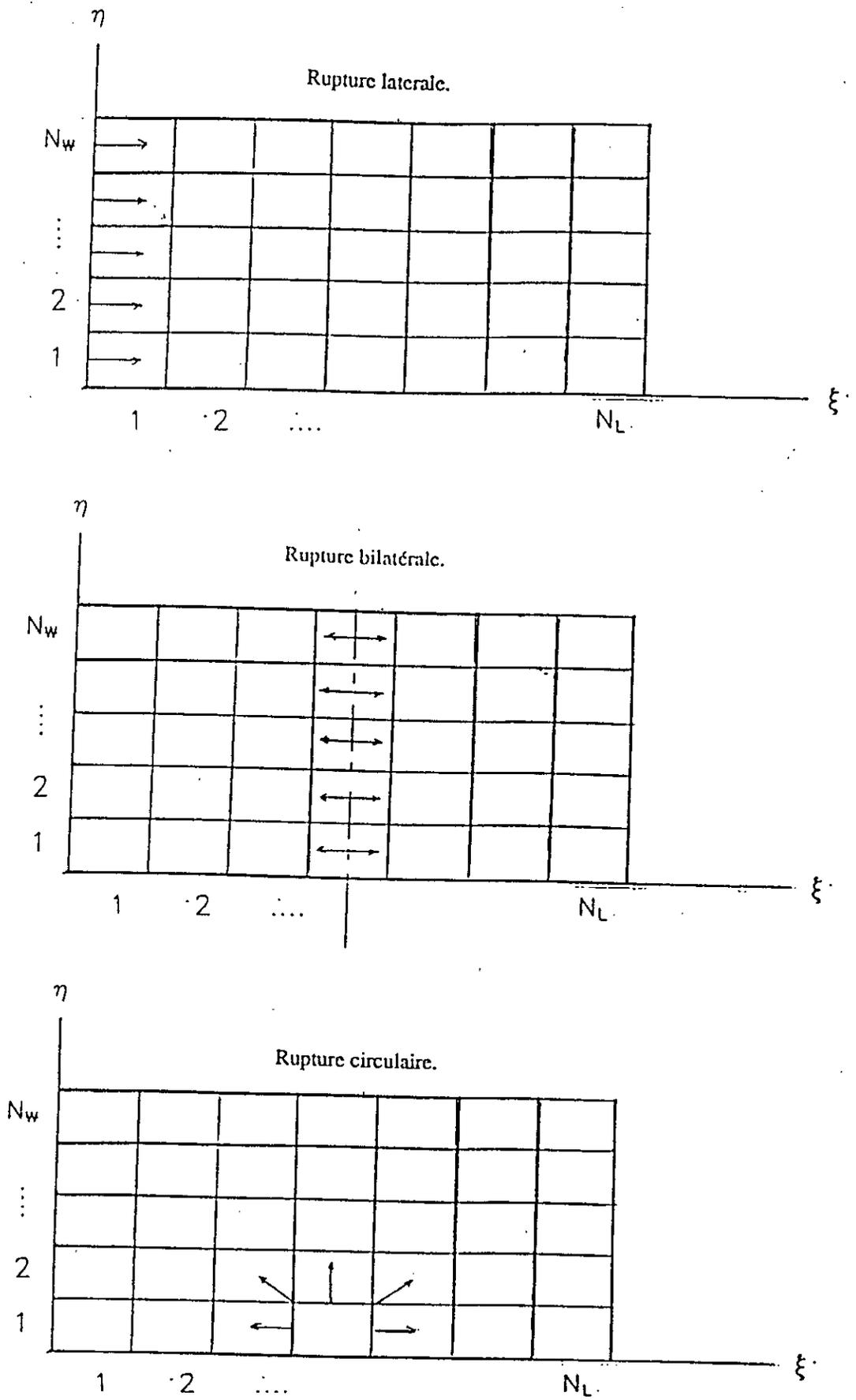


Figure VII-7 : Modèles considérés pour la propagation de la rupture sur la faille principale.

Seisme de Lazio-Abruzzo du 05-07-1984

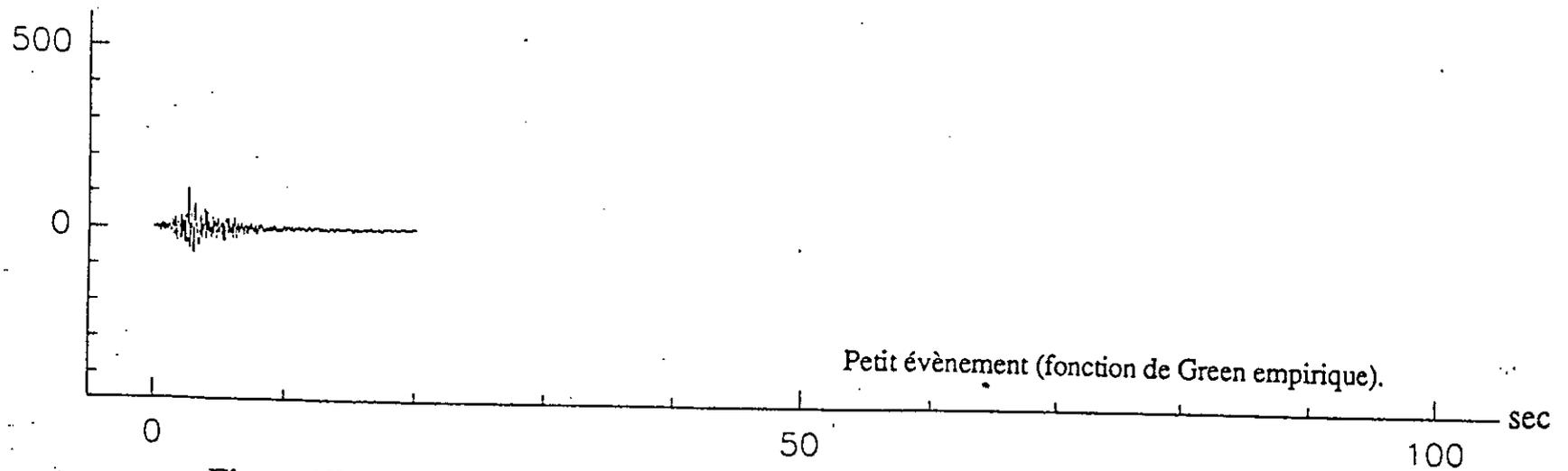
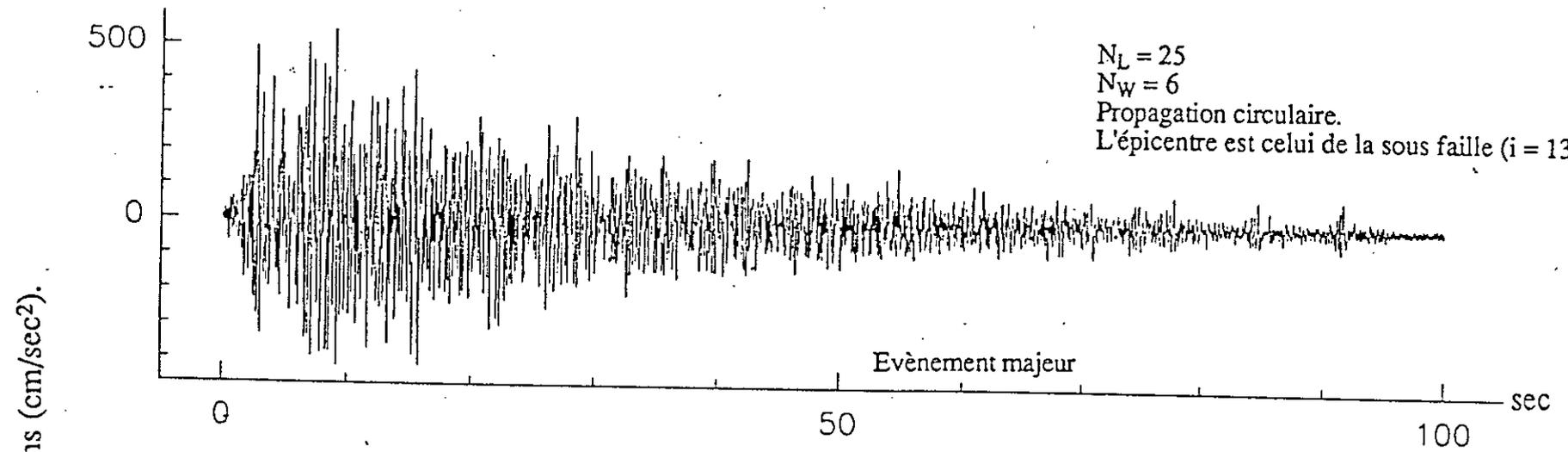


Figure VII-8 : Evènement majeur et fonction de Green empirique associée.

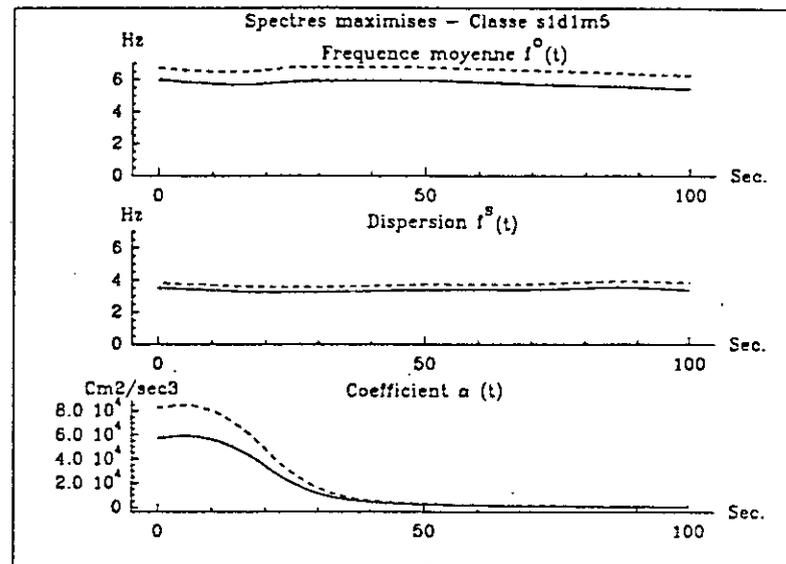
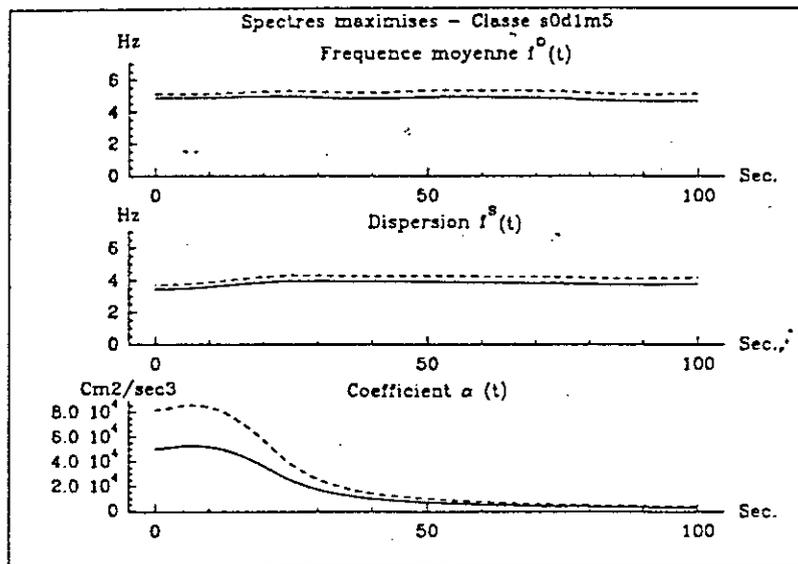
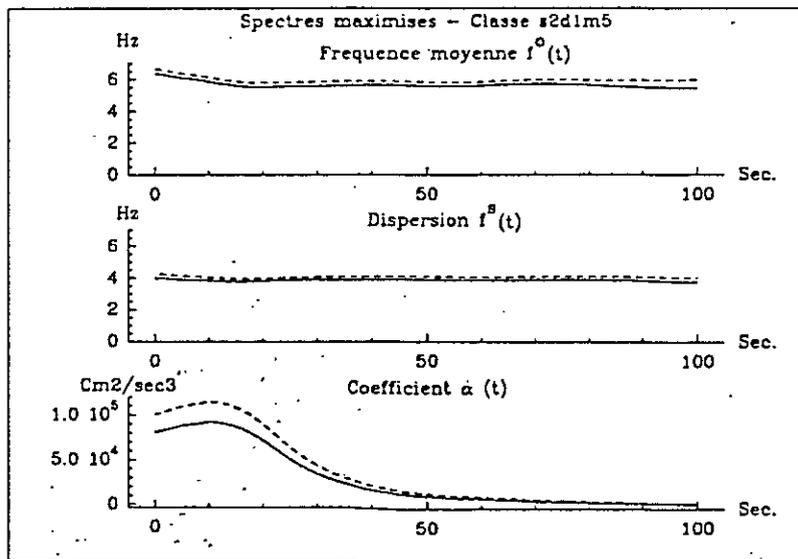


Figure VII-9 : Variation temporelle des paramètres du modèle de spectre physique pour les classes a) s0d1m5, b) s1d1m5, et c) s2d1m5



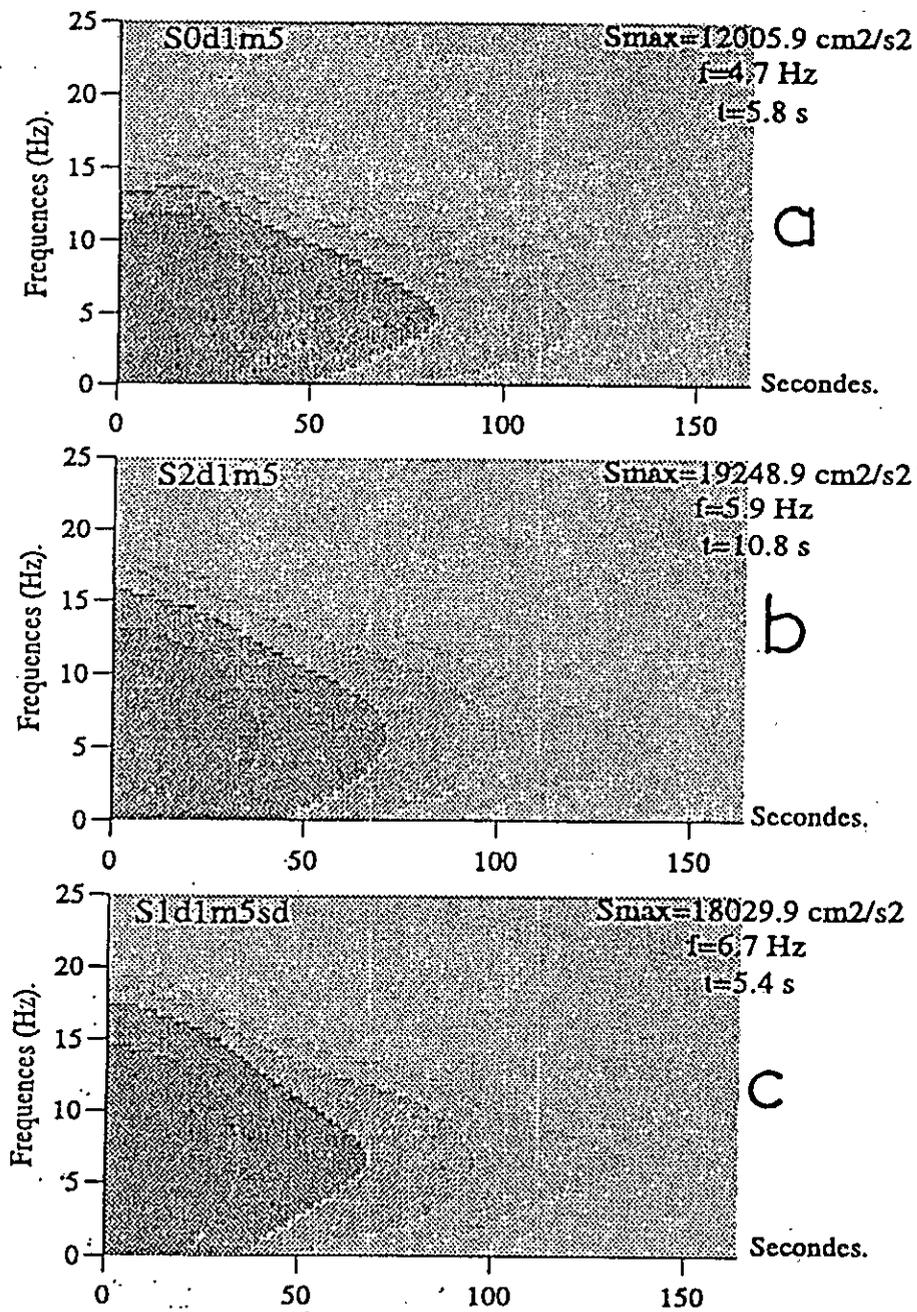
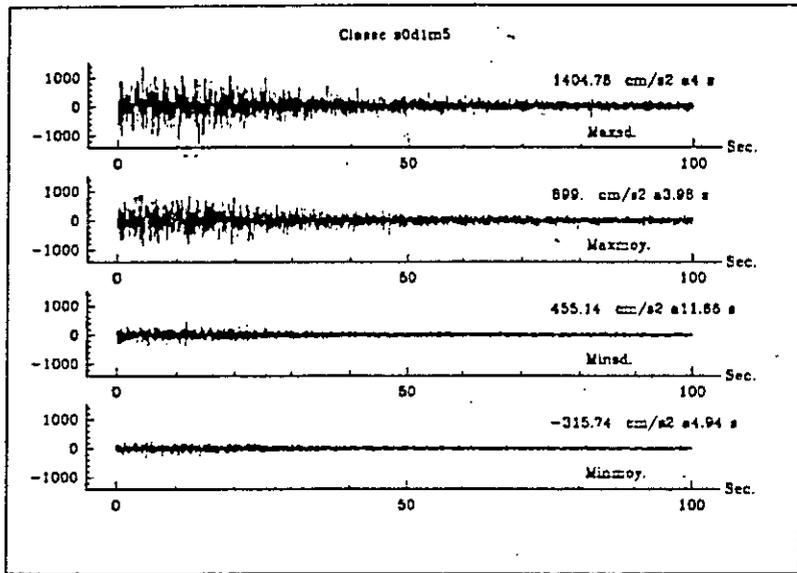
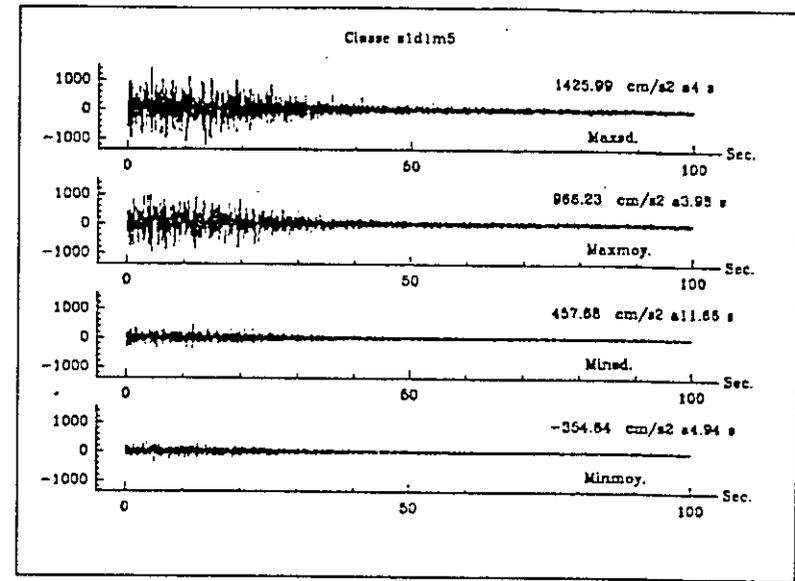


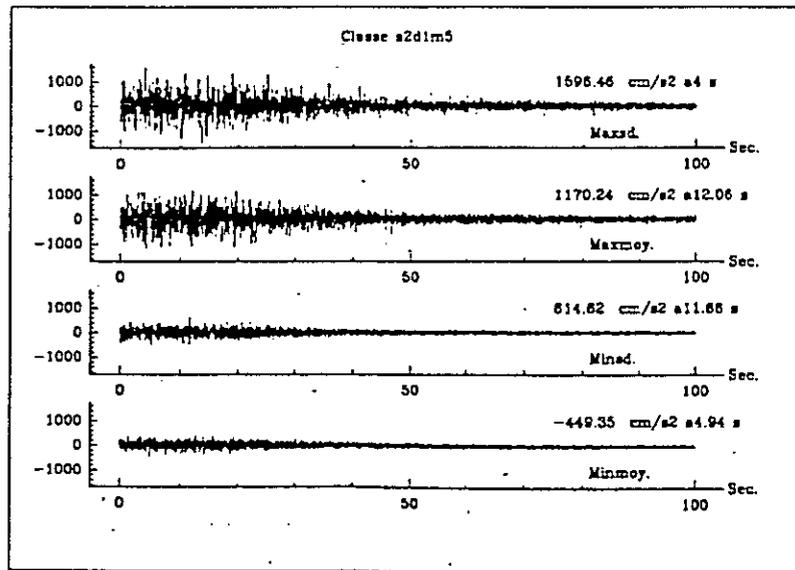
Figure VII-10 : Variation du modèle de spectre physique pour les classes a) s0d1m5, b) s2d1m5, et c) s1d1m5



a

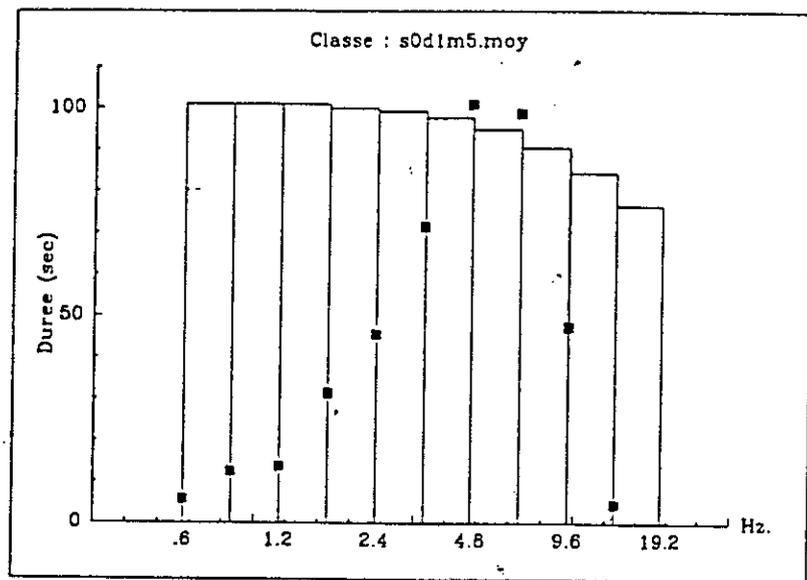


b

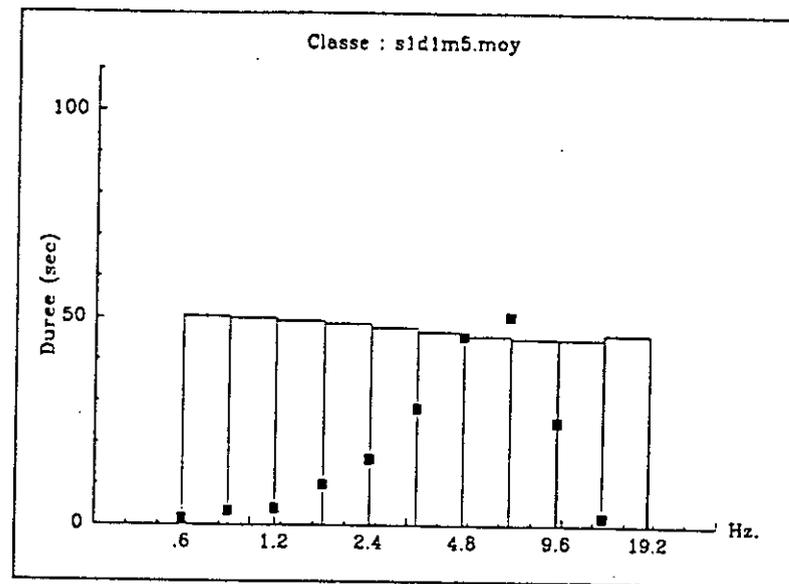


c

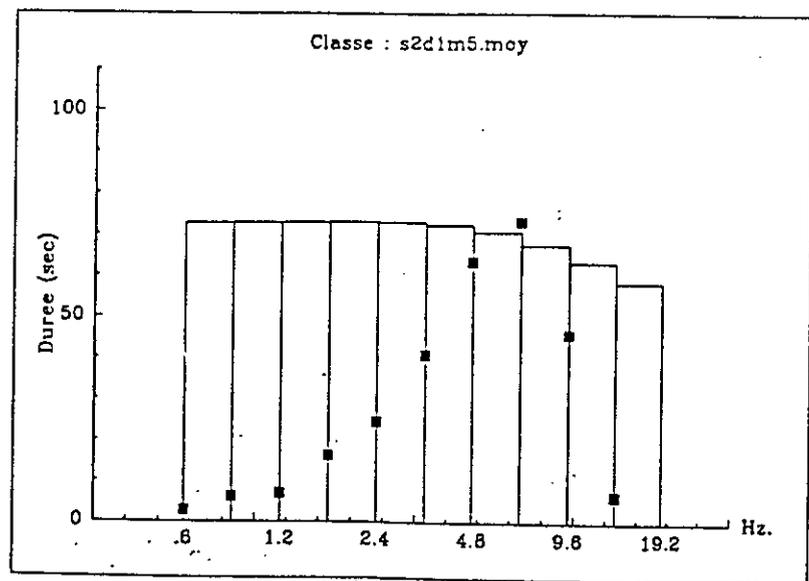
Figure VII-11 : Exemples d'accélérogrammes synthétiques générés sur la base des modèles de spectres physiques maximisés et minimisés pour les valeurs moyennes et limites (intervalle de confiance pour une probabilité de 0.9) paramètres. Illustration pour les classes a) s0d1m5, b) s1d1m5, et c) s2d1m5.



a



b



c

Figure VII-12 : Variation des durées par pour les classes a) s0d1m5, b) s1d1m5 et c) s2d1m5. Illustration pour les classes : a) s0d1m4, b) s1d1m4, et c) s2d1m4

**CHAPITRE VIII**  
**CONCLUSIONS GENERALES.**

Nous avons vu à travers les différents développements de ce travail que la caractérisation des processus nonstationnaire est du point de vue mathématique assez complexe. D'autre part, quand il s'agit de prendre en considération des caractéristiques physiques propres à des processus particuliers (tels que les tremblements de terre) les difficultés sont d'autant plus accrues. C'est ainsi, que nous avons été amenés à concevoir une approche relativement plus simple afin de pouvoir caractériser la nature extrêmement variable des paramètres qui régissent les mouvements forts de sol.

Parmi les diverses approches existant à l'heure actuelle pour la caractérisation de l'aspect évolutif du contenu spectral des processus nonstationnaires, nous avons choisi celle du spectre physique qui engendre le moins de difficultés en procurant le maximum de précision pour les estimations des valeurs de la décomposition de l'énergie dans le plan temps-fréquence. Les aspects physiques du processus de tremblement de terre, nous ont conduit à appréhender le problème de caractérisation des accélérations sismiques dans le domaine fréquentiel, vu que le mouvement au site n'est autre que le résultat d'une combinaison aléatoire des divers groupes d'ondes qui l'atteignent.

Une relation entre les amplitudes des harmoniques constitutives du modèle de caractérisation ainsi formulées, et celles du spectre physique nous a alors permis de prendre en compte implicitement, l'aspect nonstationnaire de l'enveloppe temporelle du signal sismique, sans avoir recours à l'utilisation d'une quelconque formulation mathématique, du reste irréaliste, de l'enveloppe temporelle.

L'interprétation physique des phases se traduit par la relation qui existe entre la forme temporelle des ondes constitutives et les délais de groupes. Ces derniers sont gérés directement par le processus de rupture via les valeurs des temps de rupture (ou des vitesses de ruptures) et des propriétés géométriques de la faille sismique. En effet, plus la vitesse de rupture est lente, plus les délais de groupes (caractérisés par les dérivées de phases) sont importants, à l'inverse, plus le temps de rupture est court plus les délais de groupes sont identiques conduisant ainsi à des formes d'ondes courtes et plus énergétiques.

Afin de prendre en compte tous ces effets de source, dues à la rupture, sur la nonstationnarité des mouvements sismiques, nous avons introduit trois différentes distributions de phases dans le modèles de simulation nonstationnaire : la distribution uniforme de phases, la distribution Gaussienne des différences de phases et la distribution des dérivées de phases de Nigam. A l'inverse de ce qu'on pouvait attendre, les différences entre les effets des trois distributions sur la nonstationnarité tant dans le domaine fréquentiel que temporel ne sont pas apparus très clairement sur les accélérogrammes simulés. En effet, l'utilisation du spectre physique pour caractériser la nonstationnarité du contenu fréquentiel a masqué l'influence des phases dans ce même domaine. De même la forte relation entre le spectre physique et les amplitudes de l'enveloppe temporelle nous a empêché de mettre en relief l'effet des délais de groupes sur la nonstationnarité temporelle des accélérations sismiques.

Sur la base du modèle de simulation nonstationnaire, il nous a alors été aisé de développer une procédure numérique qui assure du point de vue stochastique du terme la génération d'accélération sismiques compatibles avec le processus aléatoire de tremblement de terre dont elles sont membres.

Par ailleurs, en vue de prendre en compte l'aspect multicomposantes du mouvement au site, nous avons développé les aspects mathématiques nécessaires pour une extension du modèle stochastique nonstationnaire au cas bidimensionnel. Il demeure bien entendu que cette caractérisation peut être étendue à la prise en compte des trois composantes enregistrées sur site, mais nous avons tenu à limiter notre travail aux mouvements sismiques dans le plan horizontal. Cette extension a été faite en prenant en compte quatre critères énergétiques essentiels de caractérisation des accélérations sismiques.

Nous avons alors identifié des directions dominantes suivant lesquelles ces critères sont optimisés, assurant ainsi la détermination de mouvements destructeurs très utiles pour un dimensionnement optimal des structures à implanter au site de construction.

De plus, compte tenu des variations temporelles et fréquentielles qui caractérisent les accélérations sismiques même enregistrées sur des zones de risques identiques, ainsi que du degré d'excitation des forces qui en découlent pour des localisations différentes, nous avons tenu à modéliser l'aspect évolutif du contenu fréquentiel et le caractère nonstationnaire des ondes sismiques constitutives pour des classes données "site-distance épiscopale-magnitude" différentes. Ainsi, même sur les sites pour lesquelles nous ne disposons pas d'enregistrements accélérométriques, il sera possible d'évaluer l'excitation sismique pour le calcul dynamique des structures à y implanter.

Pour l'évaluation des paramètres du modèle de spectre physique, nous avons eu recours à une étude statistique menée sur un jeu de données mondiales, dont les enregistrements ont été auparavant rangés en fonction des classes sélectionnées. Les valeurs moyennes des deux paramètres fréquentiels et du paramètre énergétique qui caractérisent le modèle, ont pu être ainsi évalués pour les différentes classes pour un intervalle autour de la moyenne à 90% de confiance.

Afin de caractériser encore plus l'aspect nonstationnaire des enregistrements sismiques, nous avons alors poussé notre investigation jusqu'à la définition pour chaque classe site-distance-magnitude, de durées pour onze bandes fréquentielles différentes. Ces durées gérées par les délais de groupes des ondes constitutives des bandes fréquentielles considérées jouent un effet important dans l'analyse dynamique des structures à comportement nonlinéaire.

De même, nous avons abordé l'étape relative à l'analyse de l'importance des effets de la nonstationnarité sur la réponse des structures à comportement nonlinéaire. Nous avons mené cette analyse à travers la quantification, pour différentes sollicitations, du facteur de ductilité d'un

oscillateur harmonique à un degré de liberté représentant le système dynamique à comportement élasto - plastique parfait. Nous avons traduit les variations de la sollicitation en simulant des accélérations sismiques sous différentes conditions de magnitude - site - distance. Il est ressorti de cette analyse que les demandes de ductilité varient de manière significative en fonction de ces trois paramètres physiques, mettant ainsi en relief l'influence du caractère nonstationnaire des différentes sollicitations sur la réponse nonlinéaire de l'oscillateur.

Enfin, nous avons accordé un intérêt particulier pour les mouvements forts en champ proche, du fait de l'inexistence de tels enregistrements, et par voie de conséquence de l'impossibilité d'appliquer notre méthodologie pour les caractériser. En effet, nous avons été obligés, dans un premier temps, de générer, pour les classes concernées, des accélérations artificielles grâce à la méthode des fonctions de Green empiriques, avant de pouvoir par la suite les caractériser de la même manière que les autres classes. Vu la difficulté rencontrée pour la collecte des valeurs des paramètres de source, nous avons limité à cinq le nombre de fonctions de Green par classe. Il a été mis en relief les imperfections de cette méthode et certaines précautions pour une meilleure utilisation. Néanmoins, il ressort que cette méthode reste limitée et les résultats obtenus ne sont pour l'heure pas exploitables.

### **Perspectives futures.**

Les considérations de base pour la caractérisation et la simulation nonstationnaire bidimensionnelle des enregistrements de tremblements de terre étant quelque peu élucidées, il serait intéressant de pousser encore plus l'investigation pour une maîtrise encore plus physique de ces techniques. Afin d'élargir le champ de vision, nous proposons, dans ce qui suit, d'exposer les principales motivations pour des recherches futures compte tenu des idées et des déficiences qui nous sont apparues pendant l'élaboration de ce travail.

Pour l'évaluation du risque sismique en un site spécifique (incluant les effets de l'analyse de l'interaction sol - structures), il est important de connaître le mouvement sismique au niveau de la source sismique. Ainsi, le signal temporel qui s'en déduit en un site donné, n'est autre que la superposition de sous - processus caractérisant les mouvement des ondes P, S et de surface.

Afin de mieux caractériser les accélérations sismiques, il est donc important d'envisager des investigations plus poussées, tendant à relier le spectre physique aux paramètres physiques de la source sismique. Il serait alors possible de décomposer le contenu fréquentiel du mouvement sismique au site, en quantifiant celui des différents types d'ondes. De plus, pour un site donné, il serait possible de quantifier l'importance des différents termes (champ proche, champ intermédiaire ou champ lointain) et de mieux évaluer leurs influences réciproques.

D'autre part, il est utile de modéliser le processus de rupture sur la faille afin de pouvoir quantifier les effets de source, de propagation et de site ; cela permettrait de mener des investigations qui conduiraient certainement à une meilleure maîtrise des délais de groupes, donc par la même à une meilleure connaissance des contenus phasiques des mouvements enregistrés au site.

Par ailleurs, il serait très utile d'approfondir l'investigation relative à la caractérisation des mouvements forts en champ proche, par d'abord une meilleure maîtrise de la méthode des fonctions de Green empirique qui fait toujours l'objet de critiques fondées et ensuite par l'élaboration d'une banque de données plus riche d'évènements élémentaires pour lesquels, les paramètres de source associées auraient été évalués au préalable.

En d'autre termes, en ce qui concerne la FGE, il faudrait tout d'abord pousser les investigations pour bien maîtriser l'application des paramètres intervenant dans la formulation de la méthode . En effet, il reste beaucoup à faire pour maîtriser l'atténuation géométrique des amplitudes des signaux, la variation de la forme des signaux en fonction de la profondeur des sous-événements. De même il est souhaitable de tenir compte des contraintes liées au spectre de source en basses et hautes fréquences, de manière à éviter les altérations en amplitudes qu'elles pourraient introduire compte tenu de la décroissance du spectre en hautes fréquence et de sa constance en basse fréquence.

De plus en ce qui concerne l'application de la méthode, il est impératif de revoir la méthodologie utilisée pour la simulation des mouvements forts en champ proche en choisissant de manière conséquente les sous - événements compte tenu de leurs positions sur la faille principale de sorte à mieux caractériser le contenu fréquentiel des mouvements résultants.

**BIBLIOGRAPHIE.**

- Aki, K., (1967). "Scaling law of seismic spectrum.". J. Geophys. Res., Vol 72, pp. 1217-1231.
- Aki, K. et Richards. P. G., (1980) "Quantitative seismology : theory and methods.". Volume I and II, A series of books in geology, Allan Cox Editions.
- Alcon, R., Saragoni, G.R., (1980). "Propriedades Gaussianas de accerogramas de terrematos.", Seccion Ing. Estruct., Depart. de Obras Civiles, Univ. de Chile, Santiago.
- Barstein, M. F., (1960). "Application of probability methods for the design against the effect of seismic forces on engineering structures.", Proc. 2th WCEE, Tokyo, pp. 1467-1481.
- Beaudet, P.R., Wolfson, S.J., (1970). "Digital filters for response spectra.", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 60, N° 3, pp. 1001-10013.
- Bendat, J. S. et Priestol, A. G., (1966). "Measurement and analysis of random data.", Section 9.5, New-York : John Wiley and Sons, Inc.
- Benhallou, H., (1985). "Les catastrophes séismiques de la région d'Echeliff dans le contexte de la séismicité Historique de l'Algérie.", Thèse de Doctorat Es - Sciences, I.S.T. / U.S.T.H.B. Alger.
- Bognadoff, J. L. et al., (1961). "Response of a simple structure to a random earthquake type disturbance.", Bull Seism. Soc. Amer., Vol. 51, pp. 293-310.
- Bolotin, V. V., (1960). "Statistical theory of aseismic design of structures.", Proc. 2th WCEE, Tokyo, pp. 1365-1371.
- Boore, D. M. et Joyner, W. B., (1984). "A note on the use of random vibration theory to predict peak amplitudes of transient signals.", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 74, N° 5, pp. 2035-2039.
- Bouc, R., Defilippi, M., (1993). "Application d'une méthode de Galerkin multiharmonique au calcul des densités spectrales de puissance évolutives.", 3ème Colloque Nat. AFPS, Paris, France, Session ASA, pp.53-62.
- Brune, J. N., (1970). "Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves.", J. Geophys. Res., Vol 75, pp. 4997-5009.
- Cakmak, A. S. et Sherif, R. I., (1984). "Parametric time series models for earthquake strong ground motions and their relationship to site parameters.", Proc. 8th WCEE, San Francisco, pp. 581-588.
- Cornell, A. C., (1964). "Stochastic process models in structural engineering.", Ph. D. Thesis, Department of Civil Engineering, Stanford Univ.
- Cramer, H., (1960). "On some classes of nonstationary processes.", Proc. 4th Berkley Symp. Math. Stat. and Prob., 2, Univ. of Calif. Press, pp. 57-78.
- Gariel, J. C. et Campillo, M., (1989). "The influence of the source on the high frequency behavior of the near-field acceleration spectrum.", Gephys. Res. Letters, Vol. 16, N° 4, pp. 279-282.
- Gariel, J. C. et Mohammadioun, B., (1991). "Simulation des mouvements forts par la technique des fonctions de Green empiriques.", Note tecn. SERGD/91/41, Bureau d'Evaluation des Risques Sismiques pour la Sûreté des Installations Nucléaires

Geller, J. C., (1976). "Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes.", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 66, pp. 1521-1523.

Gungor, I., (1971). "A study of stochastic models for predicting maximum earthquake structural response.", Ph. D. Thesis, Department of Civil Engineering, Univ. of Illinois, Urbana.

Hadjian, A. H., (1972). "Scaling of earthquake accelerograms - A simplified approach.", J. of Struct. Div., ASCE, Vol. 98, N° ST2, pp. 547-551.

Hanks, T. C., (1982). "fmax.", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 72, pp.1867-1879.

Hartzell, S., (1978). "Earthquake aftershocks as Green's functions.", Geophys. Res. Letters, Vol 5, pp. 1-4.

Haskell, N. A., (1964). "Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults.", Bull Seism. Soc. Amer., Vol. 54, N° 6, pp. 1811-1841.

Haskell, N. A., (1966). "Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults. A statistical source model", Bull Seism. Soc. Amer., Vol. 56, N° 1, pp. 125-140.

Hoshiya, M., (1975). "Spectral analysis of nonstationary stochastic processes.", J. of Jap. Soc. of Civ. Engrg., Vol. 60, N° 3.

Hoshiya, M et Chiba, T., (1982). "Obtaining site-dependent earthquake simulation.", Proc. 4th JapanEarth. Engrg. Symp., N° 264.

Hsu, T. I. et Bernard, M. C., (1978). "A random process for earthquake simulation.", J. of Earthq. Engrg. Struct. Dyn., Vol. 6, pp. 347-362.

Hudson, D. E., (1962). "Some problems in the application of spectrum techniques to strong motion earthquake analysis.", Bull Seism. Soc. Amer., Vol. 52, N° 2.

Irikura, K. et Muramatu, I., (1982). "Synthesis of strong motions from large earthquakes using observed seismograms of small events.", Proc. of 3th Int. Earthq. Microz.Conf., Seattle, Vol. 1, pp. 447-458.

Irikura, K., (1983). "Semi-empirical estimation of strong ground motions during large earthquakes.", Bull. of the Disaster Prevention Res. Inst., Kyoto Univ., Vol. 33, pp. 63-104.

Irikura, K., (1986). "Prediction of strong acceleration motions using empirical Green's function.", Proc. 7th. Jap. Earthq. Engrg. Symp., pp. 151-156.

Irikura, K., (1992). "The construction of large earthquake by a superposition of small events.", Proc. 10th WCEE, Madrid, Spain, Vol. 2, pp.727-730.

Iyengar, R. N., Iyengar, K. T. S. R., (1969). "A nonstationary random process model for earthquake accelerograms.", Bull Seism Soc. Am., Vol. 59, pp. 1163-1188.

Izumi, M, Watanabe, T. et Katukura, H., (1980). "Interrelations of fault machanisms. phase inclinations and nonstationarities of seismic waves.", Proc. 7th WCEE, Istanbul, Turkey., Vol. 1 pp. 89-96

Jennings, P. C. et al., (1969). "Simulated earthquake motions for design purpose.", Proc. 4th WCEE, Santiago, Chile, pp. 145-160.

Kamae, K. et Irikura, K., (1992). "Prediction of site specific strong ground motion using semi-empirical methods.", Proc. 10th WCEE, Madrid, Spain, Vol. 2, pp.801-806.

Kameda, H., (1975). "On a method of computing evolutionary power spectra of strong motion seismograms.", Proc. of Jap. Soc. of Civil Eng., pp. 55-62.

Kanamori, H. et Anderson, D. L., (1975). "Theoretical basis of some empirical relations in seismology.", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 65, N° 5, pp. 1073-1095.

Kanamori, H., (1979). "A semi-empirical approach to prediction of long period ground motions from great earthquakes.", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 69, N° 1, pp. 1654-1670.

Kanda, J. et al, (1983). "Generation of simulated earthquake ground motions considering target response spectra of various damping ratio.", Proc. 7th SMiRT, Chicago, Vol K, pp. 71-79.

Katukura, H., Watanabe, T. et Izumi, M., (1978). "A study of the phase properties of seismic waves.", Proc. of the 5th JapanEarth. Engrg. Symp., pp. 209-216.

Katukura, H., (1982). "Simulation of nonstationary strong ground motions considering phase properties and fault models.", Proc. of the 6th JapanEarth. Engrg. Symp.

Kubo, T. et Penzien, J., (1976). "Time and frequency domain analysis of 3-D ground motions : San Fernando earthquake.", EERC 76-6, Earthq. Engrg. Res. Center, Univ. of California, Berkley.

Kubo, T., (1984). "Analysis of phase angle properties and simulation of earthquake ground motions.", Proc. 8th WCEE, San Francisco, pp. 565-572.

Lampard, D. G., (1954). "Generalization of the Wiener - Khintchine theorem to nonstationary processes.", J. Applied physics, 25, pp. 802-803.

Levy, S. et Wilkinson, J. P. D., (1971). "Random process for earthquake simulation.", J. of Engrg. Mech. Div., ASCE, Vol. 97, N° 2, pp. 495-517.

Liu, S. C., (1970). "Evolutionary power spectral density of strong ground motion earthquakes.", Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 68, N° 5, pp. 1487-1520.

Mark, W. D., (1970). "Spectral analysis of the convolution and filtering of nonstationary stochastic processes.", J. Sound Vib., Vol. 11, N° 1, pp. 19-63.

Mark, W. D., (1986). "Power spectrum representation for nonstationary random vibration., Studies in Appl. Mech. 14 : Random Vibrations-Status and recent developments, The S. H. Crandall Festschrift, pp. 211-240.

Menu, J. M., (1989). "Mdèles de distribution des phases pour la gération des mouvements forts au site.", 2ème Colloque Nat. AFPS, Session S2-5, Paris, France, pp. 37-46.

Mc Cann, M. W. et Shah, H. C., (1979). "Determining strong motion duration of earthquakes.", Bull Seism Soc. Am., Vol. 69, N° 4, pp. 1253-1265.

Newmark, N. M. et al., (1973). "Seismic design criteria for nuclear power plants.", J. of Power Div., ASCE. Vol. 99, N° PO2, pp. 287-303.

Nigam, N. C., (1982). "Phase properties of a class of random processes.", Earthq. Engrg. Struct. Dyn., Vol. 10, N° 5, pp. 711-717.

Nigam, N. C., (1984). "Phase properties of earthquake ground acceleration records.", Proc. 8th WCEE, San Francisco, pp. 549-556.

Ohsaki, Y., Iwasaki, R., Ohkawa, I. et Masao, T., (1978). "A study on phase characteristics of earthquake motions and its applications.", Proc. of the 5th Japan Earth. Engrg. Symp., pp. 201-208.

Ohsaki, Y. et al., (1978). "Design spectra for stiff structures on rock." Proc. of 2nd Int. Conf. on Microz., Vol. 3.

Ohsaki, V. (1979). "On the significance of phase content in earthquake ground motion.", Earthq. Engrg. Struct. Dyn., Vol. 7, pp. 427-439.

Ohsaki, Y. et al., (1984). "Improved methods for generation of simulated earthquake ground motions.", Proc. 8th WCEE, San Francisco, pp.573-580.

Olafson, S., (1992). "The use of ARMA models in strong motion modelling.", Proc. 10th WCEE, Madrid, Spain, Vol. 2, pp.857-862.

Page, Chester H., (1952). "Instantaneous power spectra.", J. Appl. Phys., Vol. 23, N°1.

Papageorgiou, A. S. et Aki, K., (1983). " A specific barrier for the quantitative description of inhomogeneous faulting and prediction of strong ground motion. II Application of the model.", Bull Seism Soc. Am., Vol. 73, pp. 953-978.

Press, W. H. et al., (1988). "Numerical recipes : the art of scientific computing.", Cambridge University Press.

Priestley, M. B. (1965). "Evolutionary spectra and nonstationary processes.", J. Royal Statist. Soc., Ser. B, N° 2., pp. 204-237.

Priestley, M. B. (1967). "Power spectral analysis of nonstationary random processes.", J. Sound Vibrations, 6, pp.86-97.

Riepl, J. et al., (1991). "Etudes sur la validité de la méthode des fonctions de Green empiriques. Aspects théoriques. 3ème Colloque Nat. AFPS, Paris, France, Session ES, pp.59-68.

Rizzo, P. C. et al., (1973), Development of real / synthetic time histories to match smooth design spectra.", Proc. 2nd SMiRT, Am. Nucl. Soc., Berlin, Allemagne.

Ruiz, P. et Penzien, J., (1974). "Stochastic seismic response of structures.", J. of Engrg. Mech. Div., ASCE, Vol. 97, pp. 441-456.

Saragoni, G. R. et al., (1980), "Gaussian properties of earthquake ground motions.", Proc. of 7th WCEE, Istanbul, Vol. 2, pp. 491-498.

Sawada, T., (1984). "Application of phase differences to the analysis of nonstationarity of earthquake ground motion.", Proc. 8th WCEE, San Francisco, pp. 557-564.

Schüeller, G. I., Praddlwaeter, H. J., (1988). "Estimation of the evolutionary process of strongly nonstationary earthquake records.", Proc of 9th WCEE, Tokyo, Kyoto, Vol II, pp. 777-782.

- Silverman, R. A., (1957). "Locally stationary random processes", IRE Transactions on Information Theory, II-3, pp. 182 - 187.
- Suzuki, Y. et Hirasawa, T., (1984). "Strong motions from a stochastic model of faulting.", Proc. of 8th WCEE, San Francisco, Vol. 2, pp. 433-440.
- Suzuki, S. et Kiremedjian, A. S., (1992). "A stochastic ground model with geophysical consideration.", Proc. 10th WCEE, Madrid, Spain, Vol. 2, pp.879-884.
- Sveshnikov, A. A., (1966). "Applied methodes of the theory of random functions.", Edition traduite du russe, Pergamon Press. (traduit par Berry, J.).
- Tai, et Al., (1992). "Separation of source propagation and local site effects by summing small events.", 10th WCEE, Vol. 2, Madrid, Spain, pp. 747-750.
- Tanaka, T. et al., (1984). "Estimation of acceleration characteristics of strong earthquake ground motions by a simple metho of synthesis.", Proc. of 8th WCEE, San Francisco, Vol. 2, pp. 4441-448.
- Tiliouine, B., (1982). "Nonstationary analysis and simulation of seismic signals.", Ph. D. Thesis, Stanford Univ., Stanford, California.
- Trifunac, M. D., (1971a). "Response envelope spectrum and interpretation of strong earthquake ground motion.", Bull Seism Soc. Am., Vol. 61, N° 2, pp. 343-356.
- Trifunac, M. D., (1971b). "A method for synthesizing realistic strong ground motion.", Bull Seism Soc. Am., Vol. 61, N° 6, pp. 1739-1753.
- Trifunac, M.D. et Lee, V. 1973. Routine computer processing of strong motion accelerograms. Earthquake Engineering Research Laboratory Report N° 73-03. California Institute of Technology, Pasadena.
- Tsai, N. C., (1972). "Spectrum compatible motions for design purposes.", J. of Engrg. Mech. Div., ASCE.
- Tung, A. T. Y. et al., (1991). "Statistical parameters for the generation of site specific strong ground motions.", 4th Int. Conf. on Seism. Microz., Stanford, California, pp.91-98.
- Vanmarcke, E.H., (1972). "Properties of spectral moments with applications to random vibrations.", Proc. ASCE. EM2, pp. 425-455.
- Vanmarcke, E. H. et Cornell, C. A., (1972). "Seismic risk and design response spectra.", ASCE Specialty Conf. on Safety and Reliability of Metal Struct., Pittsburgh, Pennsylvania.
- Ventsel, H., (1973). "Théorie des probabilités.", Traductions Francaises Editions MIR.(traduit du Russe par Sokova, A.).
- Wajmann, C. et Al., (1993). "Etude sur la validité de la Méthode des Fonctions de Green Empiriques. Aspects expérimentaux : exemple de la région de Patras.", Actes du 3<sup>e</sup> Colloque Nat., AFPS, Session ES.
- Wennerberg, L., (1990). "Stochastic sommation of Empirical Green's Functions.", Bull Seism Soc. Am., Vol. 80, N° 6, pp. 1418-1432.

Yokoyama, T. et al.. (1988). "Distribution of phase differences in relation to the earthquake magnitude, distance to the fault and local site conditions.". Proc of 9th WCEE, Tokyo Kyoto, Vol II, pp. 813-818.

ANNEXES.

## ANNEXE A1

**Durées des mouvements forts pour chacune des onze bandes fréquentielles des composantes horizontales à spectres physiques optimisés et pour chaque classe site-distance-magnitude.**

Classe	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
s0d1m1	8.06	7.94	7.72	7.32	6.71	5.91	4.82	3.73	3.01	2.42	1.75
s0d1m2	8.32	8.29	8.19	7.97	7.54	6.86	5.86	4.96	4.44	4.17	3.94
s0d1m3	10.59	10.54	10.48	10.38	10.21	9.96	9.49	8.62	7.20	5.97	4.45
s0d1m4	12.80	12.70	12.44	12.16	11.94	11.72	11.39	10.93	10.53	9.71	5.80
s0d2m1	8.31	8.16	7.99	7.72	7.37	6.93	6.43	5.94	5.47	4.76	4.15
s0d2m2	8.05	7.97	7.88	7.70	7.43	7.05	6.48	5.70	4.86	4.31	4.12
s0d2m3	13.37	13.47	13.56	13.66	13.67	13.40	12.80	12.22	11.89	11.20	8.41
s0d2m4	18.58	18.72	18.77	18.58	17.59	14.78	12.26	10.01	4.90	3.52	2.48
s0d3m1	6.49	6.39	6.29	6.17	6.02	5.91	5.85	6.08	7.49	8.53	4.88
s0d3m2	12.02	11.93	11.83	11.64	11.40	11.13	10.91	10.84	11.04	11.34	10.59
s0d3m3	19.67	19.80	19.93	20.09	20.17	20.04	19.42	18.26	16.98	15.79	14.41
s0d3m4	27.63	27.51	27.33	26.86	25.64	23.93	22.82	21.82	14.76	5.62	3.88
s0d3m5	35.67	34.63	33.62	32.73	32.39	33.23	36.61	40.49	36.33	1.89	.93
s1d1m1	7.40	7.26	7.06	6.79	6.43	6.02	5.51	4.97	4.40	3.80	3.63
s1d1m2	6.06	6.02	5.95	5.80	5.59	5.37	5.21	5.20	5.24	4.58	1.98
s1d1m3	10.79	10.73	10.66	10.56	10.37	10.13	9.80	9.31	8.00	4.01	2.11
s1d1m4	9.21	9.25	9.28	9.24	9.06	8.75	8.42	8.01	6.77	4.89	2.23
s1d2m1	8.43	8.10	7.69	7.15	6.54	5.96	5.49	5.09	4.75	8.43	10.52
s1d2m2	17.54	17.58	17.42	16.77	15.30	12.97	10.97	9.59	7.60	5.23	2.48
s1d2m3	20.09	19.85	19.48	18.73	17.32	15.28	12.95	10.82	8.63	6.04	3.72
s1d2m4	21.55	20.89	20.15	19.25	18.31	17.33	15.12	9.54	5.26	3.62	2.57
s1d2m5	42.64	41.70	38.82	29.54	24.38	22.81	21.66	20.12	16.67	8.53	5.56
s1d3m1	6.12	5.95	5.76	5.52	5.26	5.02	4.80	4.59	4.21	3.06	11.77
s1d3m2	25.27	25.11	24.91	24.59	24.08	23.35	22.29	20.98	19.57	17.95	16.12
s1d3m3	38.39	37.91	36.47	33.24	29.58	26.13	23.39	21.56	19.84	14.50	7.43
s1d3m4	33.07	32.48	31.66	30.21	27.63	24.03	19.69	14.70	10.22	6.06	4.05
s1d3m5	73.63	72.96	71.59	68.03	59.70	50.57	46.12	45.22	42.67	11.24	7.01
s2d1m1	11.67	11.48	11.20	10.73	9.98	8.94	7.16	4.83	3.81	2.89	1.95

s2d1m2	9.89	9.75	9.57	9.24	8.73	7.91	6.57	4.48	3.05	2.17	1.53
s2d1m3	12.72	12.61	12.45	12.17	11.68	10.97	9.91	8.24	6.36	4.36	2.34
s2d1m4	13.62	13.52	13.28	12.77	11.99	10.99	9.87	8.88	4.51	2.62	1.91
s2d2m1	12.21	12.07	11.84	11.42	10.67	9.70	8.59	7.43	5.31	3.14	2.45
s2d2m2	17.48	17.31	16.99	16.32	15.03	12.96	10.75	9.62	9.33	7.86	3.38
s2d2m3	24.48	24.12	23.53	22.41	20.48	17.67	13.14	8.74	6.39	4.16	2.53
s2d2m4	23.41	22.82	21.86	20.12	17.57	14.91	12.37	9.65	5.19	3.64	2.73
s2d3m1	5.32	5.13	4.88	4.48	4.01	3.63	3.50	3.79	4.64	4.83	3.44
s2d3m2	21.39	21.16	20.91	20.49	19.83	18.67	16.43	11.84	7.94	5.95	4.71
s2d3m3	20.42	20.13	19.74	19.22	18.59	17.82	16.65	14.17	8.95	4.83	3.07
s2d3m4	25.44	24.13	22.25	19.77	17.17	14.56	11.94	9.02	5.92	4.23	3.28
s2d3m5	33.87	33.33	32.82	32.37	31.38	27.58	18.81	10.26	6.69	5.67	.00