

THESE

présentée devant
l'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le grade de
DOCTEUR
spécialité : **GENIE CIVIL**
par

Eric VINCENS

Professeur Agrégé de Génie Civil

**ESTIMATION DES TASSEMENTS DES SOLS
SOUS SEISMES**

Soutenue le 27 janvier 1999 devant le jury d'examen :

MM.	J. MAZARS	Président
	P.Y. BARD	Rapporteur
	M.P. LUONG	Rapporteur
	B. CAMBOU	Directeur de thèse
	P. LABBE	Examineur
	J.J. FRY	Examineur
	J.P. TOURET	Examineur

**LABORATOIRE DE TRIBOLOGIE ET DYNAMIQUE DES SYSTEMES
ECOLE CENTRALE DE LYON**

36, Avenue Guy de Collongue 69131 ECULLY CEDEX

THESE

présentée devant
L'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le grade de
DOCTEUR
spécialité : GENIE CIVIL
par

Eric VINCENS

Professeur Agrégé de Génie Civil



**ESTIMATION DES TASSEMENTS DES SOLS
SOUS SEISMES**

Soutenue le 27 janvier 1999 devant le jury d'examen :

MM.	J. MAZARS	Président
	P.Y. BARD	Rapporteur
	M.P. LUONG	Rapporteur
	B. CAMBOU	Directeur de thèse
	P. LABBE	Examineur
	J.J. FRY	Examineur
	J.P. TOURET	Examineur

**LABORATOIRE DE TRIBOLOGIE ET DYNAMIQUE DES SYSTEMES
ECOLE CENTRALE DE LYON
36, Avenue Guy de Collongue 69131 ECULLY CEDEX**

- 1 -

ECOLE CENTRALE DE LYON
LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES
 Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21)
 MISE A JOUR du 22.12.1998

 Directeur : Etienne PASCAUD
 Directeur Adjoint - Directeur des Etudes: Léo VINCENT
 Directeur Administration de la Recherche : Francis LEBOEUF

LABORATOIRE	NOM-PRENOM	GRADE
CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON : CEGELY UPRESA 5005	AURIOL Philippe NICOLAS Alain THOMAS Gérard BEROUAL Abderrahmane CLERC Guy KRAHENBUHL Laurent NICOLAS Laurent	PROFESSEUR ECL --- --- MAITRE DE CONFERENCES ECL --- DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS CHARGE DE RECHERCHE CNRS
EQUIPE ANALYSE NUMERIQUE LYON-ST ETIENNE UMR 5585	CHEN Liming MARION Martine MAITRE Jean-François MOUSSAOUI Mohand Arezki MUSY François	PROFESSEUR ECL --- --- --- MAITRE DE CONFERENCES ECL
ICTT	DAVID Bertrand KOULOUMDJIAN M. France	PROFESSEUR ECL PROFESSEUR LYON I
INGENIERIE ET FONCTIONNALISATION DES SURFACES IFOS UMR 5621	CHAUVET Jean- Paul GUIRALDENQ Pierre MARTELET Claude MARTIN Jean-René TREHEUX Daniel VANNES Bernard VINCENT Léo CHOVELON Jean-Marc LANGLADE-BOMBA Cécile NGUYEN Du SALVIA Michelle STREMSDOERFER Guy HERRMANN Jean-Marie JAFFREZIC Nicole PICHAT Pierre SOUTEYRAND Elyane	PROFESSEUR ECL --- --- --- --- --- --- --- MAITRE DE CONFERENCES ECL --- --- --- --- DIRECTEUR RECHERCHE CNRS --- --- CHARGE DE RECHERCHE CNRS

ECOLE CENTRALE DE LYON
 LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES
 Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21)
 MISE A JOUR du 22.12.1998

LABORATOIRE	NOM-PRENOM	GRADE
LABORATOIRE ELECTRONIQUE, AUTOMATIQUE ET MESURES ELECTRIQUES : LEAME UMR 5512	BLANCHET Robert	PROFESSEUR ECL
	JOSEPH Jacques	---
	LE HELLEY Michel	---
	PORTE Louis	---
	GAGNAIRE Alain	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	HELLOUIN Yves	---
	ROBACH Yves	---
	GARRIGUES Michel	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
	HOLLINGER Guy	---
	KRAWCZYK Stanislas	---
VIKTOROVITCH Pierre	---	
GRENET Geneviève	CHARGE DE RECHERCHE CNRS	
GENDRY Michel	---	
TARDY Jacques	---	
LABORATOIRE DE TRIBOLOGIE ET DYNAMIQUE DES SYSTEMES : LTDS UMR 5513	CAMBOU Bernard	PROFESSEUR ECL
	GEORGES Jean-Marie	---
	JEZEQUEL Louis	---
	SABOT Jean	---
	MARTIN Jean-Michel	---
	SIDOROFF François	---
	DONNET Christophe	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	PONSONNET Laurence	---
	MATHIA Thomas	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
	KAPSA Philippe	---
LOUBET Jean-Luc	CHARGE DE RECHERCHE CNRS	
MAZUYER Denis	---	
LOPEZ Jacques	MAITRE DE CONFERENCES UCB	
MIDOL Alain	---	
ROUSSEAU Jacques	PROFESSEUR ENISE	

ECOLE CENTRALE DE LYON
LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES
 Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21)
 MISE A JOUR du 22.12.1998

LABORATOIRE	NOM - PRENOM	GRADE
LABORATOIRE DE MECANIQUE DES FLUIDES ET ACOUSTIQUE LMFA UMR 5509	MATHIEU Jean	PROFESSEUR EMERITE
	ARQUES Philippe	PROFESSEUR ECL
	BRUN Maurice	--
	CHAMPOUSSIN Jean-Claude	--
	COMTE-BELLOT Geneviève	--
	JEANDEL Denis	--
	JUVÉ Daniel	--
	LEBOEUF Francis	--
	PERKINS Richard	--
	ROGER Michel	--
	SCOTT Jean	--
	GALLAND Marie-annick	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	BATAILLE Jean	PROFESSEUR LYON I
	BUFFAT Marc	--
	GAY Bernard	--
	GENCE Jean-Noël	--
	LANCE Michel	--
	SUNYACH Michel	--
	BEN HADID Hamda	MAITRE DE CONFERENCES LYON I
	HAMADICHE Mahmoud	--
	MOREL Robert	PROFESSEUR INSA
	BERTOGLIO Jean-Pierre	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
	BLANC-BENON Philippe	--
CAMBON Claude	--	
ESCUDIÉ DANY	CHARGE DE RECHERCHE CNRS	
FERRAND Pascal	--	
HENRY Daniel	--	
LE PENVEN Lionel	--	
GSI	AIT EL HADJ Smâil	PROFESSEUR ECL

Abstract

Estimating the settlements of soil profiles is of major interest if one wants to guarantee dam stability or durability of structures in areas subjected to earthquakes. But this point wasn't investigated by recent researchers and needed further developments.

First of all, our work consisted in studying Californian accelerograms recorded on bedrock. Some characteristics and properties were drawn so that a modelisation of the seismic movement could be established by a random process. Indeed, deterministic records are linked to problems of representativity. More often, it's better to use an artificial record that accounts for global phenomena, which we intended to do herein. So, an earthquake can be represented by a limited duration segment of a stationary random process. We've chosen the one proposed by Clough-Penzien, the function parameters were found so that the artificial time excitation generated be compatible with design response spectra NRC or AFPS.

The second part of this work was to propose a simple soil densification law, the one chosen puts forward the major role of the cumulative deformation deviator in the process. An analytical evaluation of settlements was pointed out so that it approaches the results given by an equivalent linear elastic method in a satisfactory way. Our method prevents any transient computation and only needs the computation of the response spectra S_a (10 %) as well as the strong duration of the movement. This analytical formulation of the settlements is a preliminary design solution of the problem, a method commonly used.

Then, we proposed a new parameter related to potential damages that can be observed after earthquakes resulting in a possible classification or comparison between accelerograms. Usually, this classification is only performed in studying accelerograms, we pointed out that some characteristics of the system observed must be included to achieve it.

Key words : Soil Dynamics, cyclic behaviour, densification, sand, accelerogram, random process, response spectra, damages

Ce qu'il y a de plus important pour la conduite de ce monde,
c'est d'apprendre les autres, c'est-à-dire de concevoir tout ce qui
porte à penser et à sentir autrement que nous.

Madame de Staël

A mes parents

A ma sœur

A Sylvie Fabrègues, que ton souvenir
reste dans le cœur de tous ceux qui
t'ont connue.

Je tiens à remercier B. Cambou de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire, d'avoir bien voulu diriger mon doctorat et surtout de m'avoir fait confiance malgré les voies incertaines que j'ai pu emprunter durant mon travail de thèse.

P. Labbé qui a encadré ce travail a su toujours me remettre dans le "droit chemin" et par ses interventions efficaces m'a permis de prendre du recul et donc d'acquérir une certaine maturité vis-à-vis de mon travail. Qu'il en soit remercié.

Qui dit étude des tassements des sols sous séismes dit Dynamique des Sols, je désire alors remercier H. Modaresi, car il m'a fait découvrir lors de mon DEA à l'Ecole Centrale de Paris ce domaine, si passionnant.

J.J. Fry, a toujours dans son sac des articles intéressants à lire et m'a permis d'envisager l'étude du pouvoir endommageant des séismes. Par ailleurs, ayant subi un de mes moments de déprime, je le remercie de m'avoir encouragé lors de cette période critique.

Je tiens à remercier M.P. Luong et P.Y Bard d'avoir bien voulu se pencher plus précisément sur mon travail de thèse en tant que rapporteurs. Je remercie aussi J.P. Touret, dont j'ai pu mesurer les grandes qualités humaines lors de l'élaboration du rapport du Congrès d'Acapulco, d'avoir accepté mon invitation. Enfin, l'héritage de ces quelques heureuses années passées à l'ENS de Cachan m'incitait à refermer la boucle en souhaitant vivement la présence de J. Mazars qui fut autrefois Chef de mon Département (Génie Civil) au sein de mon jury de thèse. Il a accepté la lourde charge de présider le jury de ma thèse, je tiens à lui montrer toute l'expression de ma gratitude.

Je parlais plus haut de ces moments de doutes qui ont ralenti lourdement mon travail durant ma deuxième année de doctorat. Je pense que sans la convivialité et l'ambiance chaleureuse du laboratoire, tout ce qui suit n'aurait pas été achevé. Je vous remercie tous, collègues doctorants, permanents, que ce soit pour votre accueil, votre disponibilité et votre sympathie. On ne peut parler du département de Mécanique des Solides sans parler du club des Misérables (ou Cosettes) dont je suis membre évidemment. Je rends hommage à ses présidents d'honneur Philippe M. et Michel V. .

Enfin, je désirais rendre hommage et remercier tous mes amis qui m'ont supporté durant ces années de doctorat et spécialement ceux qui m'ont supporté durant les quelques semaines précédant la soutenance.

Une pensée toute particulière à la "Maison Bleue" de Ste Foy les Lyon et à son gourou Jacques.

Table des Matières

Introduction	5
1 Comportement des milieux granulaires	9
1.1 Comportement des sables sous sollicitation monotone	9
1.1.1 Aspects drainé ou non drainé	9
1.1.2 Etude en condition drainée	10
1.1.3 Etude en condition non drainée	11
1.2 Comportement des sables sous sollicitation cyclique	13
1.2.1 Etude en condition drainée	13
1.2.2 Etude en condition non drainée	14
1.3 Processus de densification : éléments expérimentaux	15
1.3.1 Influence des composantes du mouvement sismique	15
1.3.2 Influence du type de sollicitation	16
1.3.3 Essais de cisaillement sur des sables	16
1.4 Vers une modélisation du comportement des sables	17
1.4.1 Le cadre de l'élastoplasticité	18
1.4.2 Modèles semi-empiriques de densification	22
2 Mouvement sismique et dommages	33
2.1 Potentiel endommageant d'un mouvement sismique	34
2.1.1 Mesure du dommage : l'intensité macrosismique	34
2.1.2 Le couple magnitude-distance	35
2.1.3 Accélération maximale (PGA)	35
2.1.4 L'intensité Arias I_A	36
2.1.5 Durée de la phase forte	37
2.1.6 Spectre de réponse	40
2.1.7 Intensité spectrale I_H	41
2.1.8 Valeur absolue cumulée de la vitesse (CAV)	43
2.1.9 Pouvoir destructeur d'un séisme (P_d)	44
2.2 Endommagement d'un système	45
2.2.1 Dépassement de seuil	45

2.2.2	Excursion en plasticité	48
2.2.3	Liquéfaction	49
2.2.4	Tassement	52
3	Mouvement sismique réel, synthétique	57
3.1	Etude de mouvements californiens au rocher	57
3.1.1	Données accélérométriques	59
3.1.2	Données spectrales	66
3.1.3	Spectre de réponse	72
3.2	Modélisation d'un mouvement sismique	74
3.2.1	Sinusoïde	74
3.2.2	Spectre de réponse standard	75
3.2.3	Processus aléatoire	76
4	Analyse de la réponse d'une colonne de sol	85
4.1	Cadre de l'étude	85
4.1.1	Modélisation du comportement des sols	85
4.1.2	Hypothèses liées à notre étude	91
4.1.3	Equation de la dynamique	91
4.1.4	Méthodes de résolution	93
4.2	Expression du champ de déformation élastique	97
4.2.1	Calcul transitoire modal	97
4.2.2	Calcul fréquentiel	99
4.2.3	Validation du programme utilisé	105
4.3	Expression du tassement	106
4.4	Etude déterministe	107
4.4.1	Etude d'un cas	107
4.4.2	Pertinence d'un calcul fin	110
4.5	Etude stochastique	114
4.5.1	Introduction	114
4.5.2	Positionnement du processus aléatoire par rapport aux enregistrements réels	114
4.5.3	Expression stochastique du tassement	117
4.5.4	Détermination d'une valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ équivalente	118
5	Etude complémentaire du tassement, implications	127
5.1	Formulation simplifiée du tassement	127
5.1.1	Profil de G du type CAS 1A	128
5.1.2	Profil de G CAS 1B	134
5.2	Lien entre tassement et capacité destructrice d'un séisme	137
5.2.1	Accélération maximale de l'enregistrement	138

5.2.2	Intensité Arias	140
5.2.3	Pouvoir destructeur d'un séisme P_d	140
5.2.4	Intensité spectrale	145
5.2.5	CAV	145
5.2.6	Un autre paramètre \tilde{s}	147
Conclusion		153
Notations		155
Annexe		159
Références bibliographiques		164

Introduction

Depuis le développement de la Mécanique des Sols, peu d'études s'étaient intéressées au comportement des sols lors des séismes. Les événements de Niigata (JAPON) et d'Anchorage (ALASKA) de 1964, par l'intensité des désastres tant sur le plan humain que matériel, allaient attirer l'attention des pouvoirs politiques sur l'incapacité des ingénieurs à garantir, lors des séismes, la sécurité des populations ainsi que la bonne tenue des infrastructures existantes. Les lacunes de la recherche dans cette voie s'étaient faites criantes et allaient susciter enfin l'intérêt d'une partie de la communauté scientifique. La fin des années 60 a ainsi vu l'émergence de plans de recherche dans deux directions distinctes qui allaient permettre une meilleure connaissance des sols, indispensable à leur maîtrise dans l'environnement géotechnique. On peut distinguer différents ensembles liés au type de sollicitation : chargement monotone d'une part et dynamique d'autre part. Un autre aspect est celui relatif au matériau même : les sols sont des matériaux qui peuvent se rencontrer sous forme polyphasique, composés d'abord d'un squelette granulaire mais aussi d'eau et/ou d'une phase gazeuse. La complexité de cet environnement a nécessité de bien spécifier le cadre d'étude : chargement monotone ou dynamique. Pour ces deux cas, les chercheurs ont rajouté de nouvelles conditions suivant que le matériau est schématiquement sec, partiellement saturé en eau ou saturé ; les conclusions partielles ont alors permis d'établir des recoupements donnant une vision d'ensemble du comportement des sols ainsi que toute sa logique.

Il faut noter que l'étude des sols sous condition non drainée (cas où l'eau joue un rôle crucial dans le comportement du matériau) a surtout retenu l'attention des chercheurs, les enjeux économiques et scientifiques liés à ce thème semblaient plus évidents : en effet, les dégâts les plus importants lors des tremblements de terre sont souvent liés à des problèmes de liquéfaction des sols. Pourtant, en 1960, un tremblement de terre ravage la ville de Valdivia (CHILI) ; des tassements de 2,6 m dus à la compaction de dépôts alluvionnaires (sans présence de nappe d'eau) ont pu être constatés (RETAMAL et KAUSEL, 1969).

La logique aurait dû conduire à débiter l'étude dynamique des sols par son comportement en milieu drainé (cas pour lequel l'eau n'a pas d'influence dans le comportement du matériau), mais très vite cette voie, dans ses applications en génie parasismique, a laissé

la place à l'étude des sols en condition non drainée ; ainsi depuis les années 70 peu de choses ont-elles été entreprises vis-à-vis de ce thème.

Nous allons tout d'abord nous attarder sur les termes scientifiques cités plus hauts ainsi que sur des notions clefs relatives au comportement des matériaux granulaires, afin de mieux comprendre les mécanismes qui régiront les tassements (**Chapitre 1**).

Dans le cadre d'un avant-projet parasismique, il n'est généralement pas utilisé de représentation temporelle du mouvement. Les méthodes de dimensionnement utilisent avantagement des spectres de réponse pour des soucis de rapidité mais aussi parce que l'on ne connaît pas *a priori* le mouvement susceptible de se produire sur un site donné. Cependant, dans un deuxième temps, il peut être crucial d'effectuer des calculs rapides à l'aide d'un mouvement de référence dont on connaîtra les caractéristiques essentielles afin de valider soit une méthode de calcul, soit un procédé de construction, soit la bonne tenue d'un ouvrage. Se pose alors le problème de choix et de représentativité du mouvement choisi. Ainsi les scientifiques ont-ils répondu en proposant des paramètres susceptibles de quantifier de potentiels dommages liés à un mouvement donné. La quantification de ces paramètres se fait par l'étude seule du mouvement en écartant toute considération concernant le type de système étudié. Dans le **Chapitre 2**, nous étudierons alors certains paramètres classiquement utilisés en évaluant leur pertinence ou leur limite de prédiction du dommage. Comme il existe différents modes d'endommagement, nous nous arrêterons par la suite sur certaines approches estimant directement l'endommagement ou le mode de ruine de systèmes donnés.

Le **Chapitre 3** sera dévolu à l'étude de mouvements californiens au rocher fournis par l'Institut de Protection et Sécurité Nucléaire (IPSN). Nous en dégagerons les caractéristiques en vue d'une modélisation du mouvement par un processus stochastique défini par sa Densité Spectrale de Puissance. Ceci constitue une alternative à la méconnaissance *a priori* du mouvement sismique, le but étant de ne considérer qu'une représentation "moyenne" de mouvements réels.

Nous avons fixé certaines bases de compréhension des mouvements sismiques pris en compte par la suite, nous étudierons alors dans le **Chapitre 4** la réponse sismique d'un profil de sol par une méthode élastique linéaire équivalente, d'emploi classique en Dynamique des Sols. A partir du champ de déformations ainsi obtenu, nous pourrons accéder à la valeur du tassement de ce système en utilisant un modèle de densification. Nous établirons l'expression du tassement selon que le mouvement est un enregistrement réel ou un processus stochastique. Nous essaierons de dégager les limites ou avantages d'un calcul élastique simple par rapport à un calcul élastique linéaire équivalent. Par la suite, nous proposerons une méthode permettant d'éviter tout calcul élastique linéaire équivalent dans le cadre d'une modélisation stochastique du mouvement.

Enfin, dans le **Chapitre 5**, nous étudierons la possibilité d'une formulation simplifiée d'évaluation des tassements par la connaissance de caractéristiques simples du profil de sol étudié et du mouvement sismique. De plus, nous dégagerons le lien entre des quantités classiquement employées pour mesurer le pouvoir endommageant d'un mouvement sismique et le tassement observé lors de nos calculs. Nous introduirons alors un autre paramètre \tilde{s} prenant en compte, et les caractéristiques du mouvement sismique, et les caractéristiques du système dont nous voulons observer l'endommagement (tassement).

Chapitre 1

Comportement des milieux granulaires

1.1 Comportement des sables sous sollicitation monotone

1.1.1 Aspects drainé ou non drainé

Un milieu granulaire se caractérise par un ensemble de particules de forme plus ou moins ronde, de différentes granulométries. Lorsqu'il subit une sollicitation externe, il se déforme pour assurer de nouveau son équilibre interne. Sans présence d'eau, la déformation du squelette granulaire résulte uniquement des interactions entre grains, on dit alors que la sollicitation s'effectue en condition drainée.

En présence d'eau, si la vitesse de déformation du squelette est suffisamment lente, l'eau peut s'écouler entre les grains, la pression de l'eau interstitielle n'évolue pas au cours de la sollicitation. La déformation du squelette est donc uniquement gérée par les interactions entre particules (condition drainée). Si l'écoulement est bloqué par des conditions aux limites imperméables, ou si une vitesse de sollicitation excessive ne permet pas un écoulement suffisant, une évolution de la pression de l'eau interstitielle apparaît. Elle trouve son origine dans une reprise partielle de la sollicitation par le fluide. On dit alors que la sollicitation se fait en condition non drainée (partielle ou totale), les déformations résulteront des interactions entre les particules, mais aussi entre ces dernières et le fluide. Ainsi des sols drainants sous sollicitation quasi-statique (sollicitation usuelle en génie civil) peuvent-ils devenir non drainants sous mouvement sismique (sollicitation rapide).

1.1.2 Etude en condition drainée

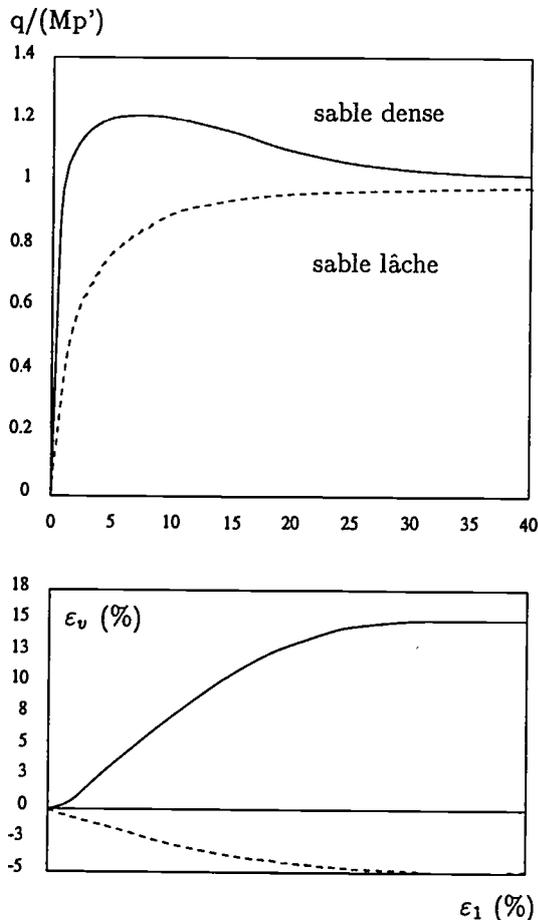


Figure 1.1: Compression triaxiale en grandes déformations d'après BOUVARD (1982)

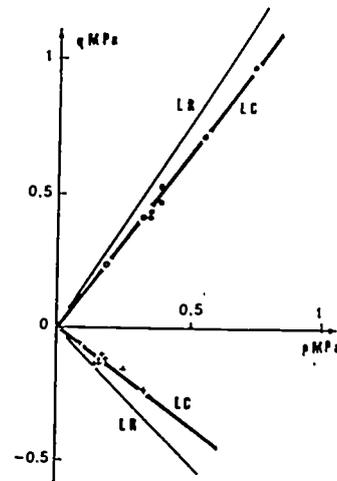


Figure 1.2: Critère caractéristique d'après LUONG (1981)

La complexité de l'étude des milieux granulaires trouve son origine non seulement dans l'influence d'un élément extérieur, l'eau, mais aussi dans le rôle primordial que joue l'état de densité initial du matériau. En effet, les milieux denses ou lâches se caractérisent par des comportements très différents (voir Fig.1.1).

Sous sollicitation monotone déviatoire (e.g compression réalisée à l'appareil triaxial), les sables lâches montrent uniquement un comportement contractant à écrouissage durcissant, se matérialisant par une propension du milieu à diminuer de volume. Cette diminution de volume décroît pour devenir nulle lorsque le matériau atteint l'état final de plasticité parfaite. Par contre, les milieux denses à mi-denses montrent trois phases distinctes : une phase de contractance plus ou moins importante, suivie par une phase pendant laquelle

s'exprime la dilatance (propension à augmenter de volume) menant à un pic de résistance ; le taux d'écroutissage tend alors à diminuer. Durant la dernière phase, le matériau connaît un radoucissement conduisant à un palier (palier de plasticité parfaite au cours duquel les déformations s'effectuent à volume constant).

Cette particularité de comportement des milieux granulaires denses ou lâches (différents sens de variation de volume) a amené LUONG (1981) à définir l'état caractéristique qui est

l'état instantané où le taux de déformation volumique est nul.

Dans un diagramme (p,q) , il se représente par une droite dont la pente est indépendante de l'indice des vides initial ; cette dernière délimite alors deux espaces (voir Fig.1.2) :

- un domaine subcaractéristique au sein duquel le comportement du matériau est contractant (sous la droite LC),
- un domaine surcaractéristique au sein duquel le matériau révèle un comportement dilatant (entre la droite LC et LR).

L'étude de la phase finale du comportement, indépendante de la densité initiale du milieu, a conduit ROSCOE *et al.*, (1958) après CASAGRANDE (1936) à définir l'état critique. Il correspond à un état où

le matériau se déforme à contrainte constante et à indice des vides constant.

Il correspond au comportement asymptotique du sable en grandes déformations. Dans un diagramme (p,q) , cet état est matérialisé à faibles contraintes par une droite souvent appelée droite S (CASAGRANDE, 1975) ou droite de plasticité parfaite. Il est classiquement admis que l'indice des vides critique (indépendant de la densité initiale) dépend de la contrainte moyenne effective p' par une formulation du type : $e_c = e_{c0} - K \log p'$. Pour finir, le déviateur q et la pression effective moyenne sont reliés par la relation $q = Mp'$ avec M une constante.

1.1.3 Etude en condition non drainée

Généralement, les études en condition non drainée sont réalisées sur des milieux parfaitement saturés. La condition non drainée se traduit par l'impossibilité du milieu à varier globalement de volume. Celle-ci est à la source d'une évolution positive de la pression interstitielle pour un matériau contractant et d'une évolution négative pour un matériau dilatant (voir Fig.1.3). La limite entre ces deux comportements a été mise en évidence par ISHIHARA *et al.*, (1975), cet état est appelé état PT (Phase Transformation).

De même, à grandes déformations, POULOS (1981), après CASAGRANDE (1936) et CASTRO (1969) a défini l'état stable comme

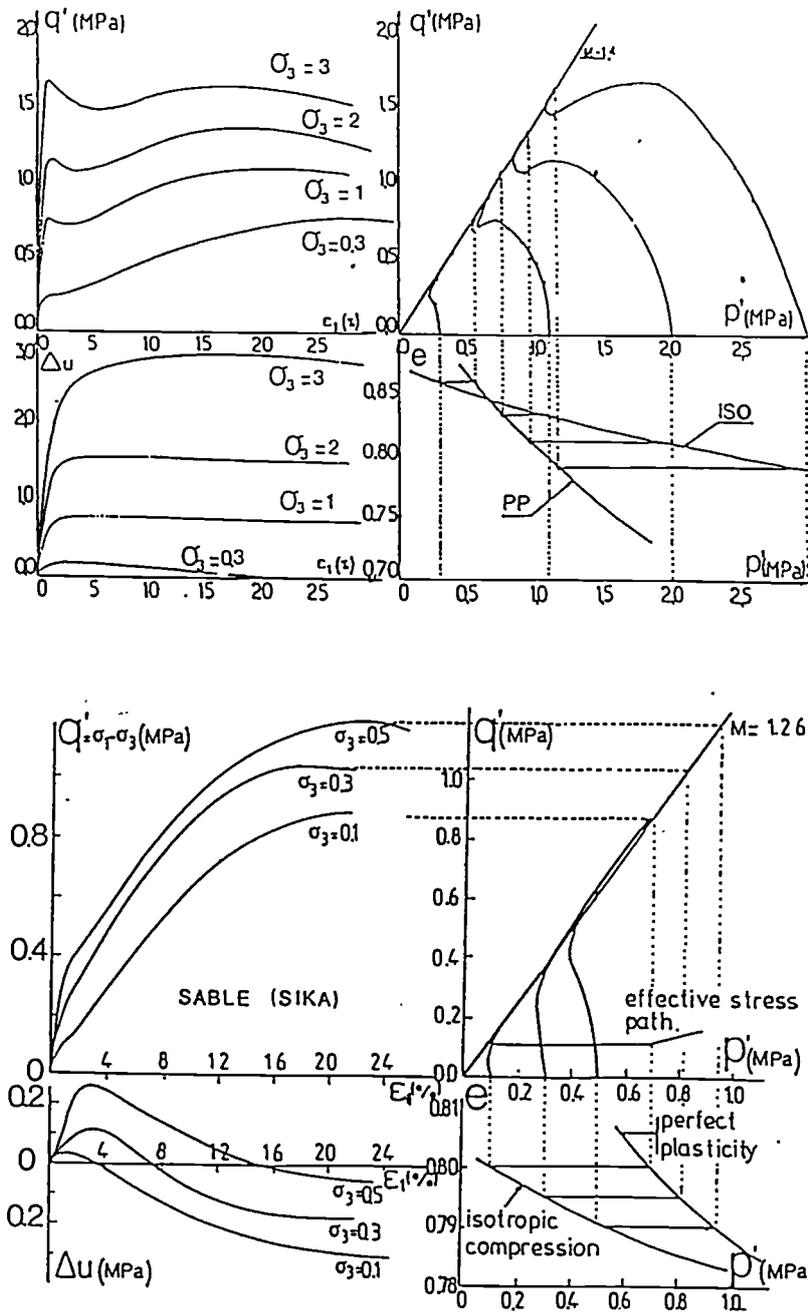


Figure 1.3: Comportement non drainé des sables d'après SEED (1967)

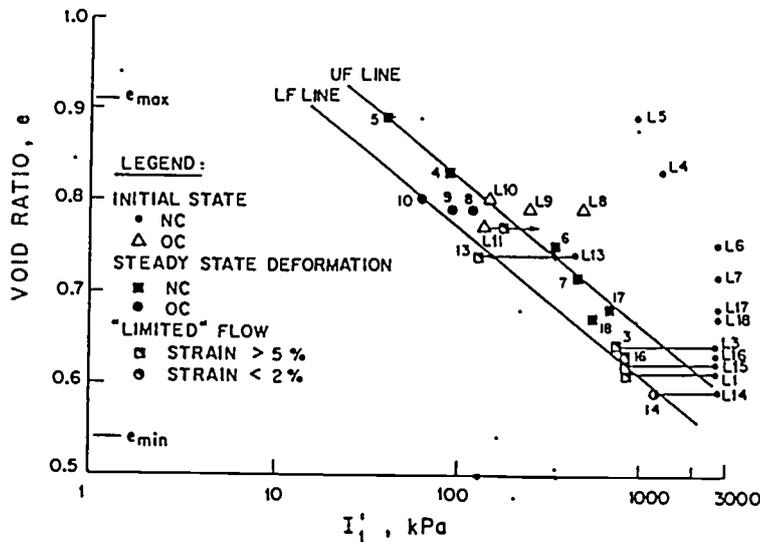


Figure 1.4: Mise en évidence des droites UF et SF sur le sable normalisé Dune d'après KONRAD (1990)

l'état où l'échantillon se déforme continuellement à volume constant, à contrainte effective normale constante et à vitesse de déformation constante.

Il s'agit bien d'un état ultime similaire à l'état critique, il se représente par une droite appelée ligne F (pour Flow) ou SSL (pour Steady State Line). L'état stable est lié à la liquéfaction statique, car, dans cet état, le matériau n'oppose plus de résistance et s'écoule tel un fluide. Ces dernières années, des expériences réalisées sur des sables très lâches ont remis en cause l'existence de la droite d'état stable dans le plan ($e - \log p'$). Il semble qu'en réalité, il existe un domaine entre deux droites parallèles (UF pour Upper Flow, et SF pour Slower Flow) (KONRAD, 1990), ceci est dû à l'influence de la pression de confinement sur le comportement du matériau (voir Fig.1.4). Cependant, l'unicité de la droite d'état stable (ou de la droite d'état critique pour un essai en condition drainée) peut être considérée comme une approximation raisonnable de la réalité.

1.2 Comportement des sables sous sollicitation cyclique

1.2.1 Etude en condition drainée

Le concept clef régissant le comportement des sables sous sollicitation cyclique est ici l'état caractéristique (LUONG, 1981). Nous pouvons dégager alors deux types de comportement

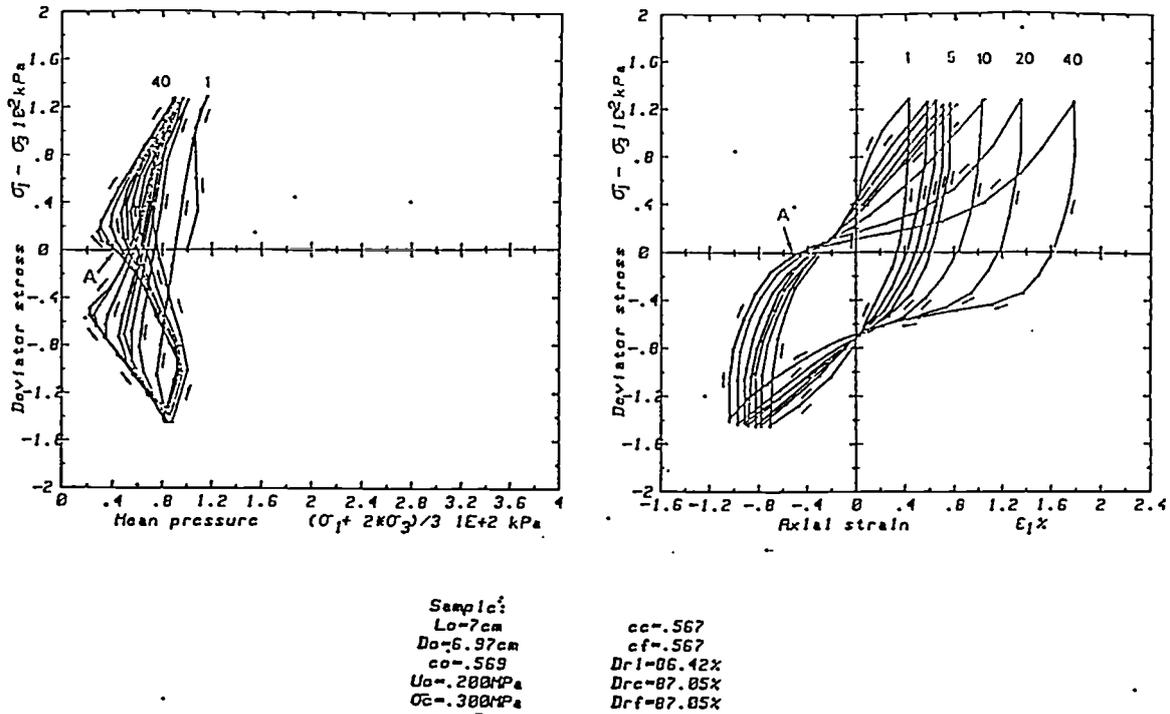


Figure 1.5: Mobilité cyclique d'un sable dense d'après MOHKRAM (1983)

lors d'une sollicitation cyclique :

- le comportement contractant s'exprime lorsque la contrainte déviatorique est inférieure au seuil caractéristique ;
- le comportement dilatant s'exprime si le déviateur dépasse le seuil caractéristique.

1.2.2 Etude en condition non drainée

Différents scénarios peuvent être mis en évidence ici. Si le domaine de contractance du matériau est nettement plus ample que le domaine de dilatance, l'échantillon peut développer de fortes pressions interstitielles menant rapidement l'échantillon dans un état où p' s'annule (voir Fig.1.6) (cas des sables lâches), on obtient alors une *liquéfaction cyclique* (SEED, 1979). Lorsque l'échantillon s'approche de cet état, sa perte de résistance engendre de grandes déformations.

Dans le cas d'un sable dense, le domaine de dilatance est nécessairement largement sollicité avant d'atteindre l'état d'écoulement. On aura donc généralement une alternance d'augmentation et de diminution de la pression interstitielle. Même si la condition $p' \simeq 0$ peut être atteinte (mais au bout d'un nombre élevé de cycles), les déformations associées restent limitées (voir Fig.1.5). Le comportement sous-jacent est appelé *mobilité cyclique*.

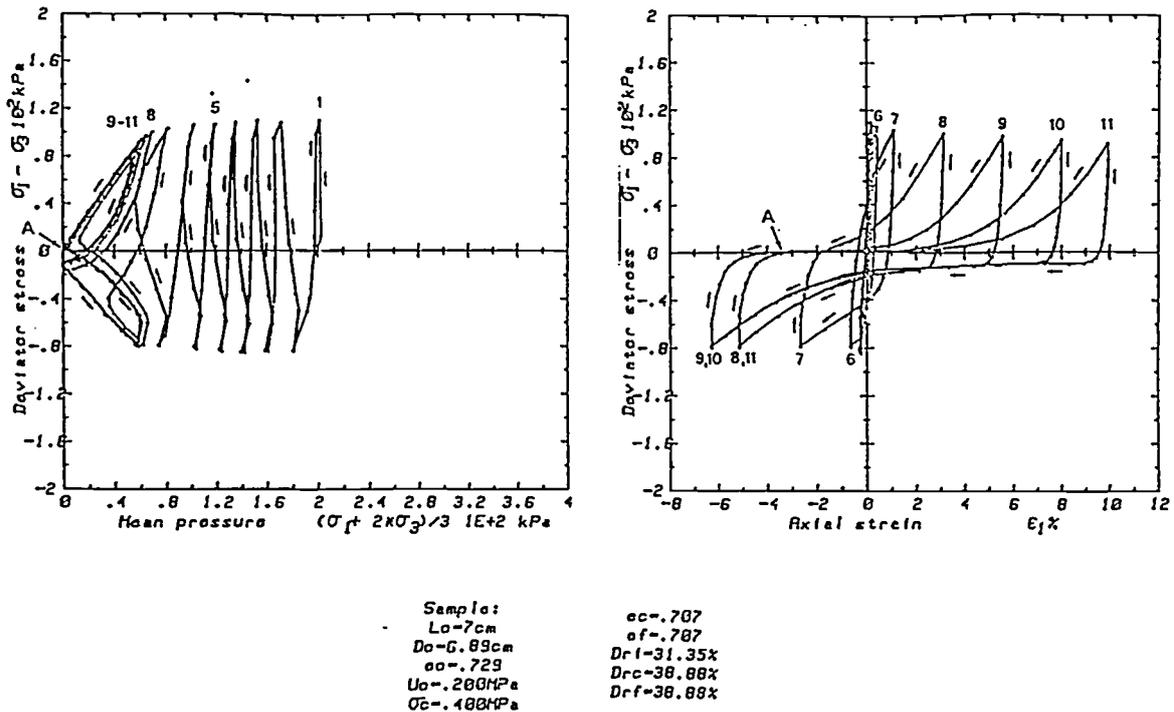


Figure 1.6: Mobilité cyclique d'un sable lâche menant à une liquéfaction cyclique d'après MOHKRAM (1983)

Contrairement aux sables lâches, la monopolisation de la dilatance permet à l'échantillon de conserver sa résistance aux grandes déformations. Cette différence de comportement justifie la nécessité de définir la liquéfaction en terme de contraintes \underline{et} de déformations.

Nous avons donné ici certaines définitions qui permettront de mieux comprendre le cadre dans lequel s'inscrit l'étude des tassements des sols, ainsi que les notions clés à l'origine de la modélisation du comportement des milieux granulaires. Nous allons maintenant restreindre l'étude au comportement drainé des sables sous sollicitation cyclique, environnement qui est classiquement celui du tassement des sols.

1.3 Processus de densification : éléments expérimentaux

1.3.1 Influence des composantes du mouvement sismique

Les premières expériences sur des sables devaient permettre d'évaluer la densité maximale dans laquelle peut être placé un sol ainsi que de définir les paramètres entrant en compte dans l'efficacité d'un procédé de compactage. Des essais de vibrations sur des échantillons

de sables non préchargés (D'APPOLONIA et D'APPOLONIA, 1967) ont montré l'apparition d'une certaine variation de volume irréversible, uniquement lorsque l'accélération verticale dépassait 1g. La surcharge verticale introduite dans une autre série d'essais a ralenti le processus de densification du milieu. WHITMAN et ORTIGOSA (1969) ont réalisé des essais du même type permettant de mettre en avant le rôle mineur de la composante verticale du mouvement dans le processus de densification. Par contre, un mouvement horizontal s'est avéré produire une densification significative du milieu. Cependant, PYKE et al., (1975) notent qu'un mouvement vertical combiné à un mouvement horizontal provoque des tassements plus élevés que pour un mouvement horizontal seul.

1.3.2 Influence du type de sollicitation

KO et SCOTT (1967) ont mené des essais de compression hydrostatique sur des échantillons de sable, ils ont ainsi pu montrer que lors des premiers cycles de chargement une petite déformation volumique irréversible apparaissait, alors que les cycles suivants ne généraient que des déformations élastiques. Il semble évident par là que les sollicitations du type isotrope n'influencent que très peu le processus de densification du milieu. Les sollicitations de type déviatorique, qui génèrent des glissements interparticulaires de cisaillement seront alors la cause de la compaction des milieux granulaires. De ceci, nous pouvons déduire l'intérêt d'un essai de cisaillement simple pour mieux appréhender les facteurs entrant en compte dans le phénomène de densification des milieux granulaires.

1.3.3 Essais de cisaillement sur des sables

SILVER et SEED (1971) ont réalisé des essais cycliques de cisaillement simple pilotés en déformations ; ils mettent clairement en évidence le rôle prépondérant des déformations de cisaillement dans la densification des sables, cette dernière étant d'autant plus grande que l'indice des vides initial du matériau est grand et que la sollicitation est de niveau élevé. Un autre fait important est mis en avant : la densification n'est que très peu affectée par la valeur de la contrainte verticale pour des déformations supérieures à 0,05 %, ceci est confirmé par YOUNG (1972) (voir Fig.1.7) et SEED et SILVER (1972). En effet, lorsque la contrainte verticale augmente, la contrainte de cisaillement nécessaire à la création d'une variation de volume augmente aussi.

Des essais de cisaillement réalisés par YOUNG (1972) sur un sable d'Ottawa montrent les mécanismes mis en jeu lors du cyclage. Au cours de chaque cycle, le matériau connaît une phase de contractance suivie par une phase de dilatance, le résultat allant dans le sens d'une densification du matériau. De plus, le taux de densification diminue d'une manière exponentielle lors du cyclage (voir Fig.1.8). Ainsi les premiers cycles prennent-ils une importance majeure. En conclusion, trois paramètres essentiels paraissent piloter l'intensité du tassement :

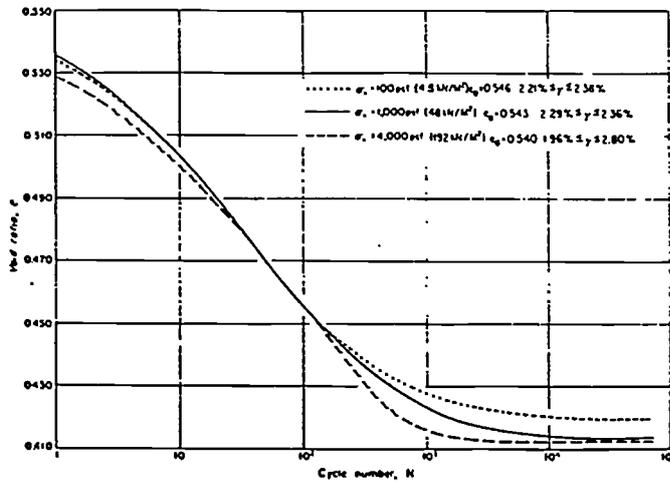


Figure 1.7: Effet de la contrainte verticale d'après YOUNG (1972)

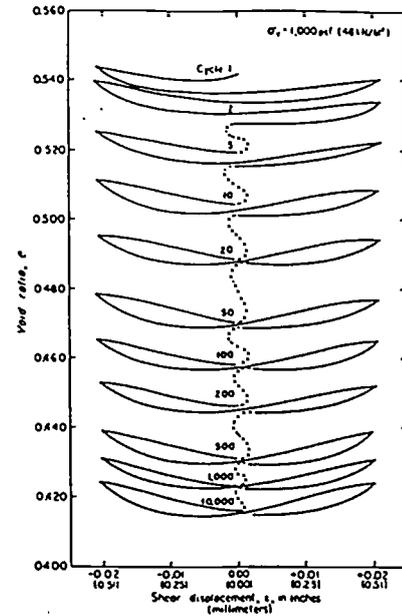


Figure 1.8: Processus de densification d'après YOUNG (1972)

1. les déformations de cisaillement (distortions),
2. l'indice des vides initial e_i du matériau (ou la densité relative initiale D_{ri}),
3. le nombre de cycles sollicitants.

Il est évident qu'il faut rajouter à cette liste l'influence du matériau lui-même : granulométrie, composition chimique, forme des grains (qui est prise en compte en partie par D_{ri}).

1.4 Vers une modélisation du comportement des sables

Les matériaux granulaires possèdent un domaine de déformations élastiques très faible (déformations inférieures à 10^{-5}) et exhibent généralement des déformations irréversibles prépondérantes. Classiquement, l'étude du comportement monotone des sols peut s'inscrire raisonnablement dans le cadre de l'élastoplasticité ; les modèles alors mis en place moyennant certaines modifications, parfois complexes et lourdes, ont permis l'extension de l'étude à des sollicitations du type cyclique.

1.4.1 Le cadre de l'élastoplasticité

La réponse du matériau à une sollicitation donnée dépend de l'état de contraintes dans lequel il se trouve ainsi que de l'histoire de ses déformations plastiques, ceci a logiquement conduit à une description incrémentale du comportement. La relation contrainte-déformation prend alors la forme :

$$d\epsilon = \mathbf{M}(u, \alpha)d\sigma \quad (1.1)$$

avec

$$u = \frac{d\sigma}{\|d\sigma\|}$$

et α paramètre prenant en compte l'histoire du matériau et \mathbf{M} matrice fonction de l'histoire du matériau et de la direction de la sollicitation. On introduit donc, en chargement tridimensionnel, le seuil de plasticité à partir duquel sont générées les irréversibilités. Il s'agit d'une fonction de charge $f(\sigma)$; la surface $f(\sigma) = 0$ dénommée surface de charge délimite le domaine élastique du matériau. Le champ de déformations se dissocie alors en partie élastique et plastique :

$$d\epsilon = d\epsilon^e + d\epsilon^p \quad (1.2)$$

On a une création de déformations irréversibles lorsque l'état de contraintes se trouve sur la surface de charge et que l'incrément de contrainte tend à faire sortir l'état de contraintes hors du domaine élastique. $d\epsilon^p$ s'écrit :

$$d\epsilon^p = d\lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma} d\sigma \quad (1.3)$$

$d\lambda$, appelé multiplicateur plastique s'écrit :

$$d\lambda = \frac{1}{h(\sigma, \alpha)} \frac{\partial g}{\partial \sigma} \quad (1.4)$$

avec $h(\sigma, \alpha)$ module plastique ou d'écrouissage et g potentiel plastique. La loi de comportement doit être complétée par une loi d'évolution des variables d'écrouissage α .

Un modèle de référence : le modèle Cam-Clay

Ce modèle, à la base de nombreux modèles élastoplastiques a été développé à l'origine pour modéliser le comportement des argiles sous chargement monotone ; son champ d'application a été étendu aux milieux granulaires. Le modèle initial Cam-Clay s'appuie sur quatre hypothèses :

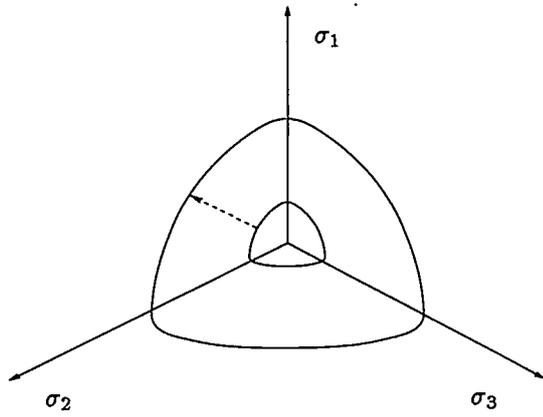


Figure 1.9: Ecrouissage isotrope de la surface de charge

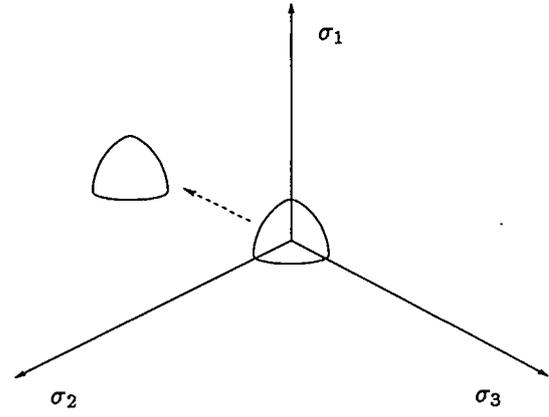


Figure 1.10: Ecrouissage cinématique de la surface de charge

1. La déformation élastique de nature volumique provient de la variation de la contrainte moyenne effective ;

$$d\varepsilon_v^e = \frac{\kappa}{1 + e_0} \frac{dp}{p} \quad (1.5)$$

2. Un matériau soumis à une déformation déviatorique croissante tend vers l'état critique défini par :

- $q = Mp$ avec M constante ;
- $e = \Gamma - \lambda \ln(p/p_a)$ avec Γ et λ constantes matérielles et p_a contrainte de référence (pression atmosphérique) ;

3. L'énergie dissipée à partir d'un état de contraintes (p, q) est égale à l'énergie que le matériau dissiperait à l'état critique correspondant :

$$dW^p = p d\varepsilon_v^p + q d\varepsilon_q^p = Mp d\varepsilon_q^p \quad (1.6)$$

car à l'état critique $d\varepsilon_v^p = 0$;

4. Le potentiel plastique est associé, ce qui signifie que la fonction de charge est confondue avec le potentiel plastique : $f = g$ (l'incrément de déformation plastique est normal à la surface de charge) ;

Il est possible d'exprimer le rapport $d\varepsilon_v^p/d\varepsilon_q^p$ en fonction de q/p :

$$\frac{d\varepsilon_v^p}{d\varepsilon_q^p} = \frac{\partial g}{\partial p} / \frac{\partial g}{\partial q} = -\frac{dq}{dp} \quad (1.7)$$

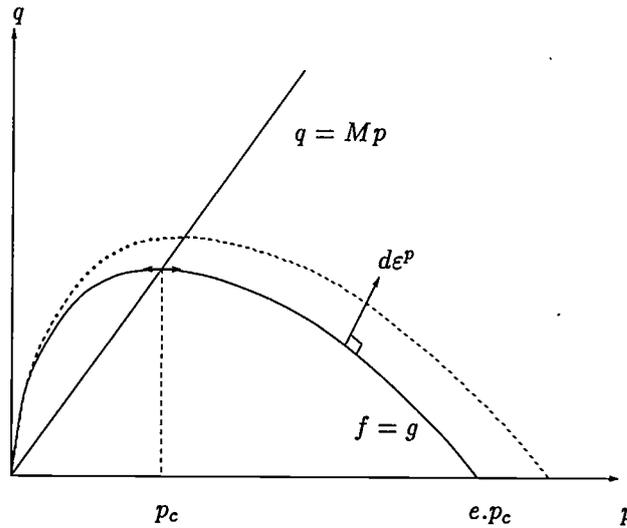


Figure 1.11: Représentation et évolution de la surface de charge du modèle de Cam Clay original

En intégrant cette relation, le potentiel plastique prend la forme :

$$g(p, q) = \frac{q}{Mp} + \ln\left(\frac{p}{p_c}\right) \quad (1.8)$$

et la fonction de charge s'exprimera par :

$$f(p, q) = \frac{q}{Mp} + \ln\left(\frac{p}{p_c}\right) - 1 \quad (1.9)$$

Les surfaces de charge sont donc caractérisées par la valeur de p_c qui représente (à un coefficient multiplicatif près) la valeur de la contrainte moyenne lorsque la surface de charge coupe l'axe $(0, p)$ ($q = 0, p = e.p_c$), e étant ici le nombre d'Euler.

Ce modèle ne contient qu'un seul paramètre d'érouissage ε_p^p ; son évolution est contenue dans l'expression de p_c qui est reliée à l'incrément de déformation volumique plastique. Ce mécanisme se traduit par un gonflement isotrope de la surface de charge (voir Fig.1.9).

La modélisation du comportement des sols sous sollicitation cyclique nécessite des modèles plus sophistiqués. En effet, le mécanisme d'érouissage isotrope est incapable de reproduire l'anisotropie induite lors d'un cyclage. Dans ce modèle, lors d'une sollicitation cyclique, au cours de la phase de chargement, la surface de charge s'érouit de manière isotrope. Pendant la phase de décharge, l'état de contrainte de l'échantillon se trouve alors à l'intérieur de la surface de charge. La sollicitation n'est ainsi accompagnée que de déformations élastiques. Il en sera de même lors des phases suivantes de charge-décharge si le niveau de sollicitation reste identique. On voit ici que le modèle est incapable de

prévoir les déformations irréversibles engendrées par une sollicitation cyclique. Il faut alors introduire un autre mécanisme d'écroûissage (voir Fig.1.10) de nature cinématique (translation de la surface de charge) avec de nouvelles lois d'évolution nécessitant l'introduction de paramètres supplémentaires.

Un modèle plus sophistiqué : le modèle CJS

Le modèle CJS (Cambou-Jafari-Sidoroff) s'inscrit dans ce cadre là. Il s'agit d'un modèle élastoplastique comportant une partie élastique ainsi qu'une partie plastique à deux surfaces de charge, l'une déclenchée par des sollicitations isotropes, l'autre par des sollicitations déviatoires. La surface de charge du mécanisme isotrope s'écroûit de manière isotrope, la variable d'écroûissage est ici un scalaire. La surface de charge du mécanisme déviatoire évolue elle selon un écroûissage isotrope et cinématique, les variables d'écroûissage associées sont respectivement d'origine scalaire et tensorielle.

Le mécanisme isotrope est associé, ce qui n'est plus le cas pour le mécanisme déviatoire. Dans ce dernier cas, la loi d'écoulement s'écrit :

$$d\varepsilon_v^p = \beta \left(1 - \frac{s_{II}}{s_{II}^c}\right) \cdot \frac{d\varepsilon_d^p : s_d}{s_{II}} \quad (1.10)$$

avec

$$s_{II}^c = \frac{R_c I_1}{h(\theta)}$$

et

$$h(\theta) = (1 - \gamma \cos 3\theta)^{1/6}$$

β , R_c et γ sont des paramètres du modèle, θ est l'angle de Lode.

s_{II}^c représente l'état de contrainte caractéristique. Une surface caractéristique séparant les domaines contractant et dilatant de même forme que la surface de charge a ainsi été introduite.

Les premiers cycles sont influencés par la valeur du rapport s_{II}/s_{II}^c , par ailleurs, ce terme donne le signe d'évolution de $d\varepsilon_v^p$ suivant que l'état de contrainte se situe dans le domaine contractant ou dilatant. Lors d'une sollicitation cyclique, le cumul de déformations volumiques plastiques est lié au cumul de déformations déviatoires incrémentales $d\varepsilon_d^p$.

MALEKI (1998), dans le cadre de la thèse qu'il a soutenue à l'Ecole Centrale de Lyon, a modifié le modèle CJS dans le but d'obtenir, entre autres, une progressive diminution du taux de variation volumique plastique lors d'un cyclage. Ceci nécessite de faire évoluer le module plastique avec la déformation volumique plastique. De plus, en vue d'une plus grande souplesse du modèle (dans sa description de la mobilité cyclique par exemple),

une dépendance du module plastique vis-à-vis des déformations déviatoriques plastiques a été envisagée.

Initialement le modèle de Cam-Clay possédait quatre paramètres, par la suite les modèles élastoplastiques issus de ce modèle en ont possédés plus de dix. La manipulation de tels modèles reste délicate et surtout lourde d'emploi dans le cadre d'une application "parasismique". Aussi des méthodes plus simples se basant sur des résultats expérimentaux, développées à partir des années 70 sont-elles toujours d'actualité.

1.4.2 Modèles semi-empiriques de densification

Il s'agit de modèles quantifiant les déformations irréversibles grâce à des essais expérimentaux effectués sur un sable donné. Ils relient d'une manière semi-empirique ou empirique les déformations irréversibles au champ sollicitant. Ils prennent alors en compte les paramètres essentiels régissant les variations de volume, paramètres cités plus haut. En fait, les auteurs n'ont pas effectué les essais aux mêmes niveaux de déformations de cisaillement, les lois de densification déduites ne prennent alors pas toutes la même forme.

Le modèle de Martin

MARTIN *et al.*, (1975) ont réalisé des essais à des niveaux de déformations de l'ordre de 10^{-4} . Pour un nombre de cycles donné, ils considèrent que la déformation volumique permanente est raisonnablement proportionnelle à l'amplitude des distortions. Ils en déduisent une forme pour l'incrément de déformation volumique plastique (voir Fig.1.13) :

$$\Delta\varepsilon_{vd} = C_1(\gamma - C_2\varepsilon_{vd}) + C_3 \frac{\varepsilon_{vd}^2}{\gamma + C_4\varepsilon_{vd}} \quad (1.11)$$

avec :

- C_1, C_2, C_3 les paramètres du modèle,
- ε_{vd} déformation volumique plastique générée par les déformations de cisaillement,
- γ amplitude de la distortion imposée,

On constate ici qu'il existe une valeur de distortion excitatrice seuil sous laquelle, depuis un état de densification donné, aucun accroissement de densification n'apparaît. Par exemple, si à la suite d'une sollicitation cyclique, la déformation volumique irréversible de l'échantillon atteint 0,8 % (voir Fig.1.13), par la suite, seul un cycle de niveau supérieur à 1.10^{-3} pourra engendrer une variation de volume. Ceci donne toute son importance à l'ordre dans lequel est opéré un cyclage aléatoire. Si ceci est capital dans la prévision de la liquéfaction, elle l'est sans doute moins, en première approche, dans l'étude des tassements d'un milieu granulaire.

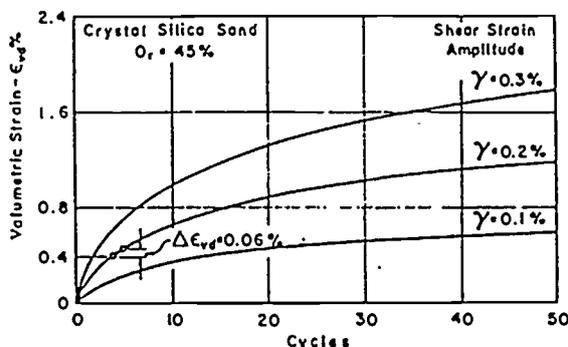


Figure 1.12: Courbes de déformations plastiques volumiques pour un cyclage constant en déformations d'après MARTIN (1975)

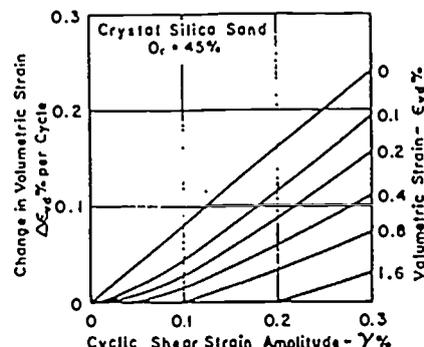


Figure 1.13: Courbes de déformations volumiques incrémentales d'après MARTIN (1975)

Le modèle de Cuellar

Cette modélisation est due aux travaux de CUELLAR *et al.*, (1977) et s'appuie sur la théorie endochronique proposée par BAZANT et KRIZEK (1976). Ainsi, ont-ils réalisé des essais de cisaillement simple cycliques pilotés en déformations sur des échantillons de sable de silice dénommé No.20. Ces tests ont été effectués à des niveaux de déformations s'étalant de 10^{-4} à 5.10^{-3} , qui sont des niveaux moyens de déformations sismiques, avec des contraintes verticales allant de 24 kN/m^2 à 192 kN/m^2 , les densités relatives considérées étant de 45%, 60% et 80%, donc des échantillons qui pourraient être qualifiés de lâches, mi-denses et denses. En se plaçant dans le cadre de l'hypélasticité, il est introduit une variable ξ rendant compte du réarrangement irréversible des grains. Cette variable doit être reliée à l'incrément de déformation plastique $d\epsilon_{ij}^p$ à la source du réarrangement ; de plus, elle ne doit jamais décroître afin que le taux de dissipation d'énergie soit toujours positif. ξ se présente alors sous une forme quadratique en $d\epsilon_{ij}^p$. Par ailleurs, comme le matériau est isotrope et qu'aucun réarrangement notable n'apparaît sous sollicitation isotrope, ξ est introduite de la manière suivante :

$$d\xi = \left(\frac{1}{2} d\epsilon_{ij}^p d\epsilon_{ij}^p \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.12)$$

où e_{ij} représente le déviateur des déformations. Dans le cas d'un cisaillement pur, l'équation (1.12) devient :

$$d\xi = \frac{1}{2}|d\gamma| \quad (1.13)$$

avec γ distortion de cisaillement égale à $\frac{1}{2}e_{12}e_{12}$. Nous pouvons voir ce que devient ξ si l'on considère un mouvement sinusoïdal, où $\gamma = \gamma_0 \sin \omega t$. Durant un cycle, ξ a varié de $\Delta\xi$ tel que :

$$\Delta\xi = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \gamma_0 |\sin \theta| d\theta \quad (1.14)$$

$$= 2 \cdot \frac{1}{2} \int_0^\pi \gamma_0 \sin \theta d\theta \quad (1.15)$$

$$= 4 \cdot \frac{1}{2} \gamma_0 \quad (1.16)$$

La valeur de ξ au N^{eme} cycle devient alors $4\frac{1}{2}\gamma_0 N$. ξ est en fait une mesure de la distortion cumulée au cours de l'histoire du chargement. Soit ε_v^p la déformation volumique plastique, la densification du milieu n'étant supposée due qu'à un glissement interparticulaire, $d\varepsilon_v^p$ doit être proportionnelle à $d\xi$, et prend la forme :

$$d\varepsilon_v^p = -\frac{d\kappa}{c(\kappa)}; d\kappa = C(\epsilon, \sigma)d\xi \quad (1.17)$$

$c(\kappa)$ rend compte de la diminution du taux de densification au cours d'une sollicitation cyclique et κ est la mesure de la densification. En développant $c(\kappa)$ en série de Taylor, en ne considérant que la partie linéaire (choix le plus simple), elle s'écrit :

$$c(\kappa) = c_0(1 + \alpha\kappa) \quad (1.18)$$

avec α et c_0 des constantes pour un matériau donné et une densité relative donnée. Par intégration ε_v^p est égale à :

$$\varepsilon_v^p = -\frac{1}{c_0\alpha} \ln(1 + \alpha\kappa) \quad (1.19)$$

Quant à la fonction $C(\epsilon, \sigma)$ qui rend compte de l'acroissement du taux de densification avec le niveau de sollicitation, elle doit aussi introduire une dépendance du taux de densification vis-à-vis de l'état de contrainte et plus précisément de la pression effective moyenne p' . Or, les essais de SILVER et SEED (1971) montrent qu'en première approximation, l'influence de p' peut être écartée.

L'isotropie du matériau induit la seule présence des invariants du tenseur de déformation dans la fonction C . L'influence du troisième invariant peut être négligée. Le premier invariant rend compte de la dépendance de C vis-à-vis de la densité. Pour un sable donné, de D_r fixé, cette dépendance prise en compte dans les constantes n'a plus lieu d'être. C ne dépend alors que du second invariant du tenseur des déformations. C a été choisie telle que :

$$C(\epsilon) = \frac{1}{2}q_1[4J_2(\epsilon)]^{(q_1-1)/2} \quad (1.20)$$

avec q_1 constante pour un sable donné. Dans le cas d'un cisaillement pur, $J_2(\epsilon) = \frac{1}{4}\gamma^2$, d'où :

$$C(\epsilon) = \frac{1}{2}q_1|\gamma|^{q_1-1} \quad (1.21)$$

La seconde partie de l'équation (1.17) s'exprime alors par :

$$d\kappa = \frac{1}{4}q_1|\gamma|^{q_1-1}|d\gamma| \quad (1.22)$$

A la fin d'un cycle, κ devient :

$$\kappa = \frac{1}{4}q_1 \int_0^{2\pi} |\gamma_0 \sin \theta|^{q_1-1} |\gamma_0 \cos \theta| d\theta \quad (1.23)$$

$$= \frac{1}{4}q_1 \gamma_0^{q_1} \cdot 4 \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (1.24)$$

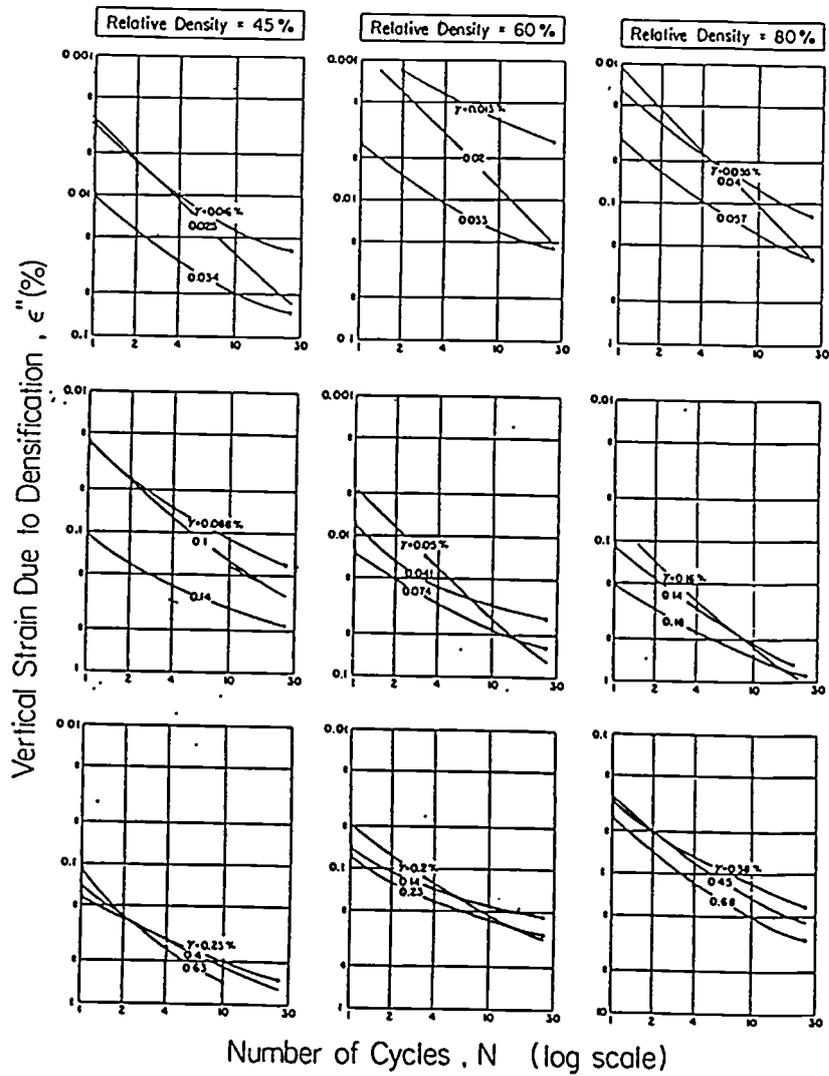
$$= q_1 \gamma_0^{q_1} \quad (1.25)$$

Au N^{eme} cycle, la valeur de κ est alors $\gamma_0^{q_1} N$ et l'équation (1.19) combinée à l'équation (1.25) donne :

$$\epsilon_v^p = -\frac{1}{c_0 \alpha} \ln(1 + \alpha \gamma_0^{q_1} N) \quad (1.26)$$

α et q_1 dépendront de la densité relative D_r du sable. Les essais effectués par CUELLAR ont permis de donner aux constantes les valeurs :

- $c_0 = 1.10^{-2}$
- $q_1 = 0,95D_r^2 + 2,33D_r + 0,54$
- $\alpha = -33,33D_r^2 + 61,66D_r - 20$



Dans chaque figure, les courbes correspondant à des valeurs de γ extrêmes (e.g γ égale à 0,016 % et 0,034 % sur la figure en haut à gauche) sont des courbes expérimentales. La courbe intermédiaire (e.g γ égale à 0,025 % sur la même figure) est issue de la modélisation et illustre l'équation (1.26).

Figure 1.14: Dépendance de la densification en fonction du nombre de cycles d'après CUELLAR (1977).

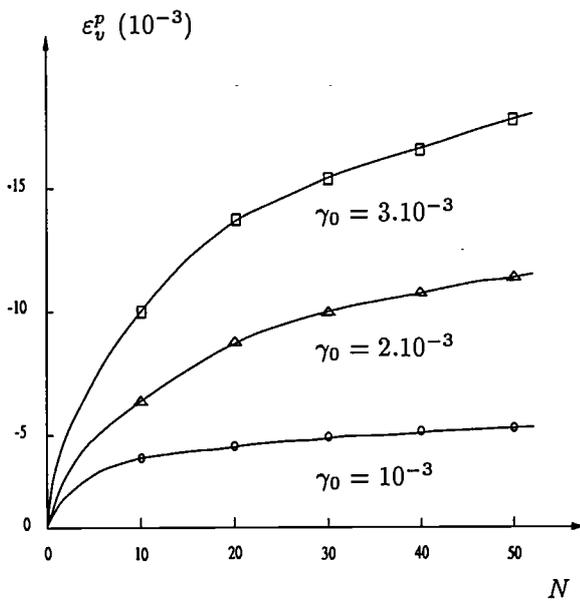


Figure 1.15: Courbes de densification du sable normalisé Lubiatowo d'après SAWICKI (1987)

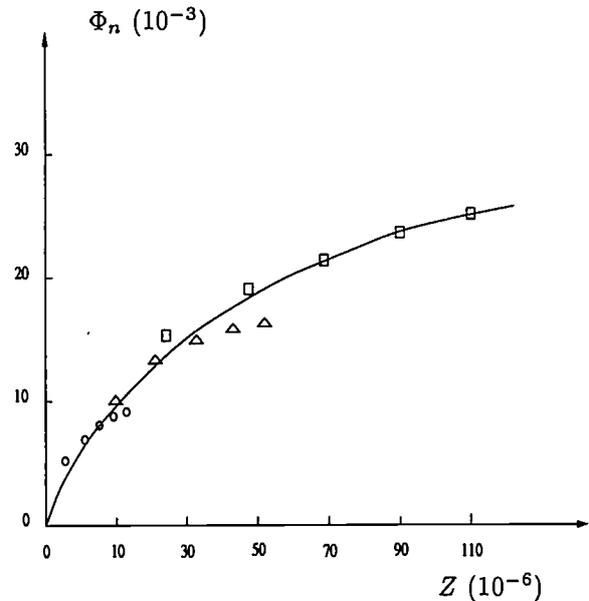


Figure 1.16: Mise en évidence d'une courbe de compaction commune du sable normalisé Lubiatowo d'après SAWICKI (1987)

Le nombre de cycles maximum pris en compte est de 30 cycles, les résultats issus de la modélisation sont alors en bonne concordance avec ceux issus des essais (voir Fig.1.4.2), quoiqu'aux faibles distortions ils perdent de leur précision. Il en est de même lorsque le nombre de cycles est faible (inférieur à 4 cycles). Cependant, il faut avoir en tête que des déformations de cisaillement faibles induiront globalement des valeurs de tassement très faibles, même pour un séisme de durée importante.

Les avantages et les limites de ce modèle résident tous deux dans sa simplicité. Simplicité, car il ne nécessite la connaissance que de deux paramètres eux-mêmes uniquement fonction de la nature du sable et de sa densité relative initiale ; inconvénient lié au manque de souplesse du modèle qui ne permet pas de suivre de manière précise l'évolution du milieu. Néanmoins, ces limites n'ôtent pas l'intérêt qu'il peut susciter, surtout si l'on veut étudier les tassements d'un milieu par une approche simplifiée.

Le modèle de Sawicki

Depuis CUELLAR *et al.*, (1977), l'étude et la modélisation du tassement des sables secs n'avait pas vraiment retenu l'attention des chercheurs, exceptée celle de l'équipe de SEED, travail sur lequel nous reviendrons plus tard. SAWICKI et SWIDZINSKI (1987) ont réalisé des essais du même type que CUELLAR *et al.*, (1977) à travers l'étude du changement de

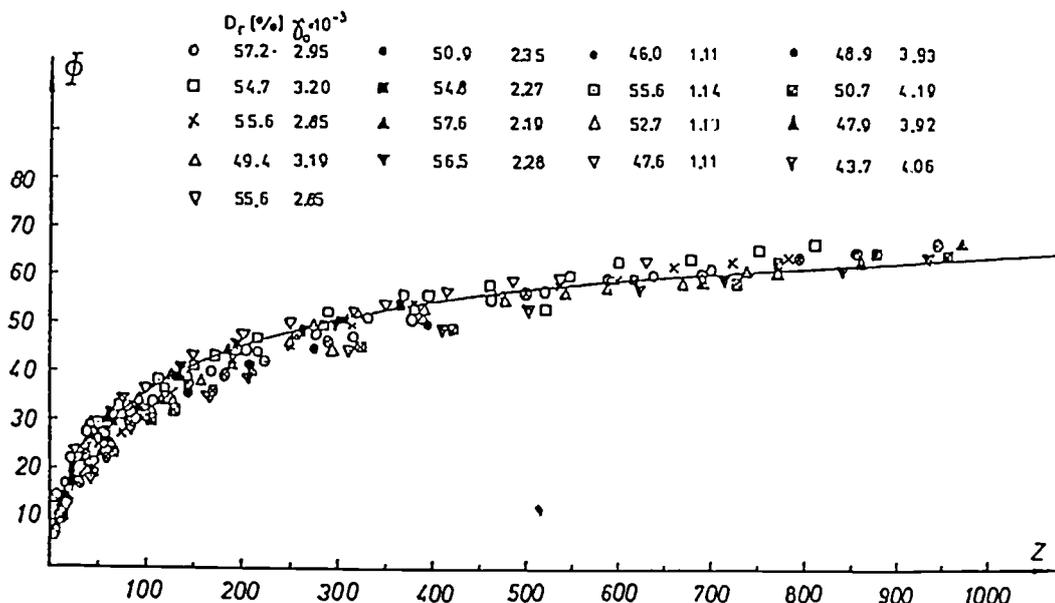


Figure 1.17: Courbe de compaction commune du sable Kozenice d'après SAWICKI (1987), abscisses en 10^{-6} , ordonnées en 10^{-3}

porosité relative Φ_n , définie par :

$$\Phi_n = \frac{n_0 - n}{n_0} \quad (1.27)$$

avec n_0 la porosité initiale du milieu, n la porosité après N cycles de sollicitation. Ecrite sous sa forme différentielle, on a :

$$\frac{d\Phi_n}{dN} = H(\Phi_n, J_2(\epsilon)) \quad (1.28)$$

H est la fonction inconnue à déterminer. En constatant que $J_2(\epsilon)$, le deuxième invariant du tenseur des déformations est le paramètre majeur qui influence l'intensité de la densification, l'équation (1.28) s'écrit aussi :

$$\frac{d\Phi_n}{dN} = J_2(\epsilon) \cdot H_1(\Phi_n) \quad (1.29)$$

d'où :

$$\frac{d\Phi_n}{H_1(\Phi_n)} = J_2(\epsilon) dN = dS(\Phi_n) \quad (1.30)$$

Dans le cas de sollicitations de cisaillement pur, $J_2(\epsilon) = \frac{1}{4}\gamma^2$. En traitant N comme une variable continue, on obtient par intégration :

$$S(\Phi_n) = \frac{1}{4}\gamma^2 N = Z \quad (1.31)$$

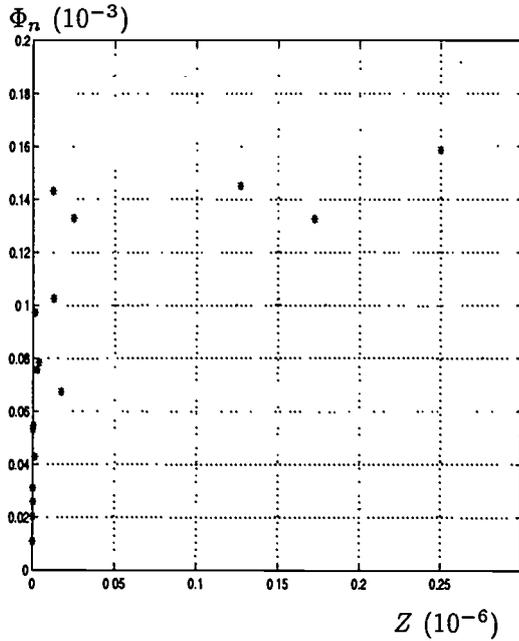


Figure 1.18: Courbe de compaction commune du sable normalisé d'Ottawa

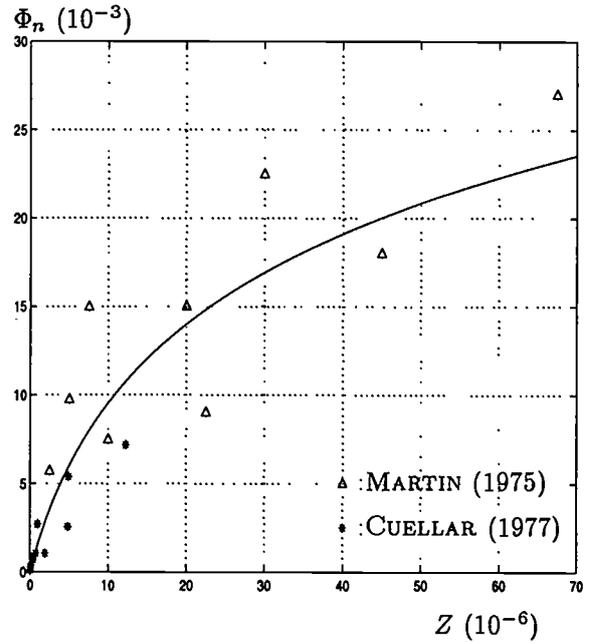


Figure 1.19: Courbe de compaction commune du sable normalisé de silice No.20 et courbe de SAWICKI correspondante

ou :

$$\Phi_n = S^{-1}(Z) = f(Z) \quad (1.32)$$

En retraçant les résultats expérimentaux de la figure (1.15) dans un autre système d'axes (Z, Φ_n) , on constate la bonne corrélation entre abscisses et ordonnées. L'introduction de cette variable Z suppose l'existence d'une courbe de compaction dite commune qui ne dépend que du matériau étudié ainsi que de la densité relative initiale (voir Fig.1.15 et Fig.1.16). Expérimentalement, l'équation (1.32) prend la forme :

$$\Phi_n = C_1 \ln(1 + C_2 Z) \quad (1.33)$$

On atteint alors les déformations volumiques par la relation :

$$\Phi_n = \frac{1 - n_0}{n_0} \varepsilon_v^p \quad (1.34)$$

L'équation (1.28) se réécrit :

$$\frac{d\Phi_n}{dN} = D_1 J_2(\varepsilon) \exp(-D_2 \Phi_n) \quad (1.35)$$

Nous pouvons voir sur la figure (1.17) l'allure de la courbe commune de compaction dans le cas du sable de Kozienice dans une configuration mi-dense.

En reprenant les essais de YOUNG (1972) sur un sable d'Ottawa, nous obtenons la courbe de compaction commune du sable en question (voir Fig.1.18). Il n'est pas aisé et pertinent ici d'essayer de donner des valeurs pour les paramètres du modèle de SAWICKI correspondant à ce sable car les valeurs de Z obtenues sont trop faibles et peu représentatives des valeurs envisageables dans la pratique.

De même, en reprenant les essais de CUELLAR *et al.*, (1977) pour un sable de silice No.20, la concordance est correcte (voir Fig.1.19). L'allure de ces courbes justifie globalement la pertinence du modèle de SAWICKI (introduction de la variable Z). Les essais de CUELLAR complétés par ceux de MARTIN *et al.*, (1975) ont permis de déterminer C_1 et C_2 pour ce sable qui valent respectivement $8,7 \cdot 10^{-3}$ et $2 \cdot 10^5$ (SAWICKI et SWIDZINSKI, 1989).

Cependant, il faut garder en tête les limites du modèle : ce modèle (similaire de celui de CUELLAR) a été établi pour des distortions de l'ordre de 10^{-3} , on voit d'après les courbes citées plus haut qu'il montre des faiblesses (précision) lorsque les déformations sont faibles ou lorsque le nombre de cycles est faible. De plus, aucune indication n'est donnée dans le cas de sables lâches. En reprenant les travaux de CUELLAR et notamment en donnant une valeur au paramètre q_1 de ce modèle pour un sable lâche (e.g $D_r \simeq 30\%$), on s'aperçoit que le paramètre q_1 (puissance de γ) est plus proche de 1 que de 2, comme le suppose le modèle de SAWICKI. Ceci étant, comme le modèle de CUELLAR, il a le mérite d'être simple et en première approche, il nous apparaît suffisamment précis pour justifier son utilisation dans notre travail.

L'introduction de la variable Z comme paramètre représentatif de l'histoire du réarrangement granulaire est l'apport majeur de SAWICKI. CUELLAR avait un peu oublié dans son modèle l'existence d'une variable intrinsèque directement liée au taux de réarrangement granulaire (appelée ξ dans son travail), SAWICKI lui redonne toute son importance. Ainsi, la variable Z rend compte globalement de l'histoire des déformations déviatoires cumulées au cours d'un chargement, ceci indépendamment du chemin emprunté pour passer de l'état initial à l'état représenté par la valeur de la variable Z (occultant toute considération de nombre de cycles ainsi que de niveau de sollicitation, constant ou non). SAWICKI n'a pas réalisé toute la signification de Z qu'il ne préconise que dans le cas d'un cyclage de niveau constant, ce qui est très réducteur car Z n'est autre qu'une variable d'état. On peut alors tenter d'utiliser Z dans le cas d'un chargement quelconque ce qui n'a pas été envisagé auparavant. D'une manière générale, Z est

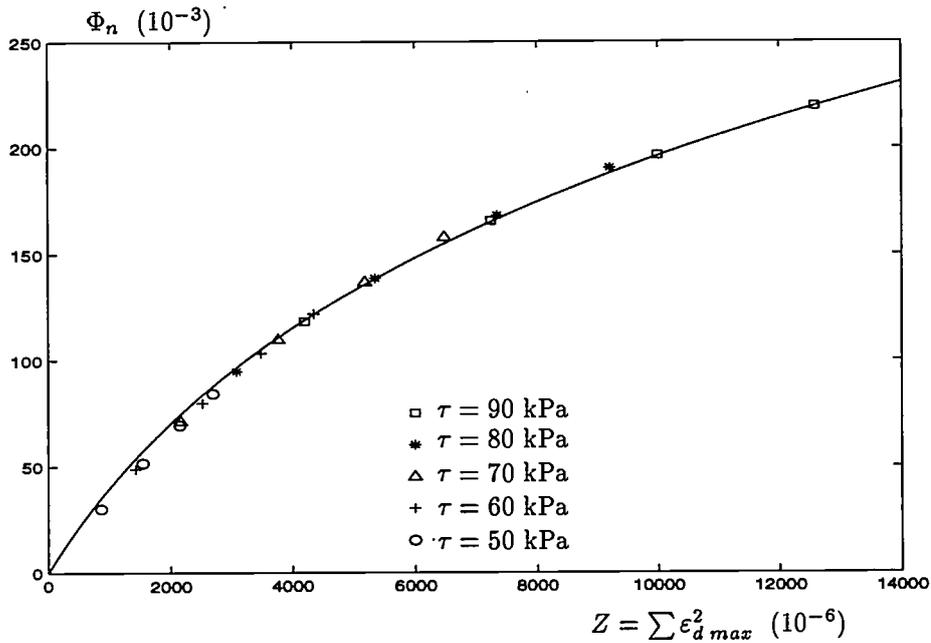


Figure 1.20: Courbe de densification commune du sable d'Hostun ($D_r \simeq 30\%$) issue de la simulation d'un essai de cisaillement par le modèle CJS et courbe de SAWICKI correspondante

égale à :

$$Z = \sum_1^{N_{max}} (\varepsilon_{d_{max}})^2 \quad (1.36)$$

La variable Z est obtenue par cumul sur chaque demi-cycle (au nombre de N_{max}) de la valeur maximale du déviateur au carré de déformations. Il était intéressant d'évaluer l'opportunité de l'introduction de cette variable d'état Z en comparant la physique du modèle de SAWICKI avec celle d'un modèle élastoplastique, le modèle CJS, modèle ayant été construit sur la base d'une théorie beaucoup plus sophistiquée et rendant compte de phénomènes plus complexes. Cette comparaison s'est effectuée en modélisant un essai de cisaillement à l'aide d'un élément cubique, une contrainte de cisaillement sollicitante en tête, le comportement du milieu étant simulé à l'aide du modèle CJS.

Des essais numériques ont été menés par M. MALEKI sur un sable d'Hostun. La modélisation d'un élément cubique soumis à une contrainte de cisaillement en tête a permis de tracer la variable Φ_n en fonction de la variable Z . Le procédé d'obtention de la variable Z est celui énoncé plus haut et se rapproche alors de celui de la variable Z pour des cycles d'amplitude constante (cf SAWICKI). Différents niveaux de sollicitation ont été envisagés pour reproduire la démarche de SAWICKI. Les différents niveaux de

déformations sont obtenus en modifiant le niveau de la contrainte de cisaillement sollicitante de 50 kPa à 90 kPa. Les niveaux des déformations déviatoriques pour un demi-cycle s'étalent de 5.10^{-4} à 8.10^{-3} , le nombre de cycles de sollicitation est chaque fois de 500.

Nous constatons (voir Fig.1.20) que le cumul de déformations volumiques plastiques est presque uniquement relié au cumul des déformations déviatoriques. Ce résultat suit l'approximation de SAWICKI et a comme origine la loi d'écoulement même du modèle CJS. Dans le cadre précis de sollicitations déviatoriques pures, le modèle CJS va dans le sens de l'existence de la courbe de compaction commune de SAWICKI et de la pertinence de l'introduction de la variable Z que nous avons généralisée au cas de sollicitations d'amplitudes quelconques. Ce résultat est intéressant car il vient étayer notre hypothèse et justifie aussi l'utilisation de modèles jugés parfois rudimentaires mais qui, dans des études très spécifiques (ici étude des tassements) donne quantitativement de bons résultats. Les paramètres du modèle de SAWICKI correspondant au sable d'Hostun sont respectivement pour C_1 et C_2 de 126.10^{-3} et de 374.

Nous avons donné ici les bases de compréhension des causes et paramètres majeurs (liés au milieu granulaire) qui sont à l'origine du phénomène de tassement. Nous avons replacé le comportement de milieux granulaires dans un champ global, mais pour l'étude des tassements, nous nous restreindrons à une étude en condition drainée. Des modèles expérimentaux reliant le niveau des distortions sollicitantes aux déformations volumiques plastiques sont disponibles et reflètent une réalité plus ou moins simplifiée. Par la suite, nous retiendrons le modèle de SAWICKI qui relie le cumul de déformations volumiques plastiques au cumul du déviateur de déformations déviatoriques à l'aide de deux paramètres. Un modèle élastoplastique tel que le CJS retrace les mêmes tendances.

La connaissance du matériau est capitale pour la compréhension du phénomène de densification. Ce dernier peut être envisagé comme un "endommagement" du matériau, il serait alors opportun de l'utiliser comme critère de comparaison entre mouvements sismiques (quant à leur effet), pour un système donné. Nous resituerons alors le problème d'endommagement dans son contexte mécanique et étudierons certains facteurs permettant de relier *a priori* potentiel endommageant d'un enregistrement à ces effets perceptibles sur un système fixé.

Chapitre 2

Mouvement sismique et dommages

Nous avons introduit le problème du choix du mouvement sismique pour tout calcul sismique plus fin, se posent alors quelques questions :

- Quel mouvement choisir, est-il représentatif de mouvements sismiques effectivement susceptibles de survenir sur un site donné ?
- Est-on sûr que l'événement choisi ou modélisé placera le calcul dans une situation suffisamment pénalisante tout en ne l'étant pas exagérément ?

Pour cela, il serait nécessaire de répertorier, étiqueter et proposer une classification des séismes récents ainsi que des enregistrements de mouvements sismiques obtenus à travers le monde. Un critère semblant bien adapté ici pour établir un classement, une comparaison entre enregistrements, est un critère d'endommagement.

Ce critère d'endommagement, qui reste à l'origine de nombreuses recherches, permettrait non seulement de classer plus précisément les enregistrements disponibles, mais aussi de guider l'ingénieur dans un choix éventuel d'accélérogrammes de projet.

Cependant, il semble utopique de donner un critère indépendant des caractéristiques du système étudié. Les systèmes fragiles dont l'endommagement est directement piloté par la notion de dépassement d'un niveau seuil seront ainsi liés au paramètre niveau de sollicitation. Par contre, l'endommagement de systèmes ductiles sera plus lié au phénomène de fatigue donc de durée de sollicitation. On perçoit donc ici qu'un critère d'endommagement adapté à un système peut être non pertinent dans le cas de systèmes de caractéristiques différentes.

Nous mettrons néanmoins en avant les paramètres classiquement utilisés en ingénierie parasismique pour caractériser un mouvement sismique et nous essaierons d'en dégager les atouts ou les limites. Le but est alors de déterminer les candidats qui pourront être de bons indicateurs d'endommagement.

2.1 Potentiel endommageant d'un mouvement sismique

Les candidats envisagés sont de différentes natures :

- liés à la notion de niveau : accélération maximale, durée de phase forte (pour certaines définitions), spectre de réponse, intensité spectrale I_H ,
- liés à la notion de durée : durée de la phase forte (pour d'autres définitions),
- liés aux notions de durée et de niveau : intensité Arias I_A , CAV, potentiel destructeur P_d ,

2.1.1 Mesure du dommage : l'intensité macrosismique

Il est vrai que l'intensité macrosismique ne mesure pas le potentiel endommageant d'un mouvement mais le dommage causé par lui. Cependant, nous avons voulu l'inclure dans cette partie car elle reste une référence pour toute étude liée à un endommagement. En effet, la pertinence d'un paramètre vis-à-vis de l'étude du potentiel d'endommagement d'un mouvement passe classiquement par une bonne adéquation niveau du paramètre - niveau de l'intensité macrosismique (étude sur des mouvements et observations passées).

Ainsi, le premier élément visant une classification de l'événement sismique, est-il donné par l'observation des effets produits par la secousse sismique ; effets sur les constructions, l'environnement physique pris dans sa globalité (mer, relief, sol, sous-sol). A partir de là, est calculée l'intensité macrosismique, reflet de l'endommagement (aspect quantitatif) causé par la secousse, sur un site donné. Différentes échelles sont apparues pour permettre la comparaison de cet endommagement survenu en différents points géographiques. On peut alors atteindre approximativement l'épicentre macrosismique du séisme sachant que globalement, l'intensité macrosismique décroît à mesure que l'on s'éloigne de lui. Il est difficile de pouvoir donner d'autres renseignements sur le séisme qui est à l'origine des dommages.

En effet, les dommages sont le reflet de l'interaction entre deux paramètres : un lié au mouvement, l'autre au système étudié. Il n'est pas alors aisé de dégager des conclusions propres au mouvement sismique sur un site (tout au plus des indications relatives à l'accélération maximale). L'intensité macrosismique, quoique fort utile dans le cadre d'une étude historique de l'activité sismique dans une région, donne ici ses limites si l'on désire obtenir des renseignements plus précis.

Néanmoins, si on s'intéresse à des problèmes de protection de l'habitat (moyennant certains biais dus à la méconnaissance de la qualité de fabrication des constructions), l'intensité macrosismique peut se révéler être un bon indicateur de pouvoir endommageant

d'un mouvement sismique.

Cependant, de par sa définition, l'intensité macrosismique ne peut répondre à la classification intrinsèque d'un mouvement sismique. L'instrumentation directe des sites permettant la mesure du mouvement seul amène une réponse à cette limite, l'étude des phénomènes au foyer en apporte une autre.

2.1.2 Le couple magnitude-distance

Il existe différentes définitions de la magnitude : magnitude des ondes de volume m_b , des ondes de surface M_s , magnitude locale M_L qui sont toutes déterminées à partir de l'amplitude maximale du mouvement enregistré sur un sismographe. Introduites de manière empirique, leur utilisation connaît une restriction liée au phénomène de "saturation" inhérent à l'appareil de mesure (CISTERNAS et GAULON, 1985). Il s'agit d'une déamplification du mouvement réel qui n'a pas pu être suivi par l'appareillage à basse fréquence. En pratique, ces définitions donnent des résultats corrects lorsque les séismes sont de magnitudes (M_s) inférieures à 7 – 7,5 (m_b à 5,5). Afin de pallier cet inconvénient, la magnitude moment M_w a été introduite pour les séismes de plus grande ampleur (KANAMORI et ANDERSON, 1975). Elle prend le moment sismique comme mesure de l'importance de l'événement qui est alors la seule quantité pouvant correctement rendre compte de l'énergie délivrée par la source.

Cependant, il faut noter qu'un séisme de forte magnitude n'aura que peu d'effets en un point d'observation situé loin de la source. Ceci est relié à l'atténuation des ondes sismiques avec la distance épacentrale (décroissance géométrique de l'amplitude des ondes). Aussi, en terme de dommages, la magnitude est-elle toujours associée à une distance épacentrale d'observation.

Dans un deuxième temps, il faut pouvoir classifier tous les enregistrements effectués sur différents sites car ils participent de la connaissance d'un événement sismique. Dès lors, il faut s'attacher à étudier les accélérogrammes eux-mêmes et dégager des particularismes qui permettront de les comparer entre eux.

2.1.3 Accélération maximale (PGA)

La valeur de l'accélération maximale en surface (Peak Ground Acceleration) est le premier paramètre qui sert de base à la classification des enregistrements, d'où de nombreuses études visant à trouver des corrélations entre ce terme et les dommages observés. On la retrouve en Dynamique de Sols dans la prévision d'un risque de liquéfaction (SEED et IDRIS (1971) et ses dérivées : DOBRY *et al.*, (1980)). Ce facteur ne peut représenter à lui seul le pouvoir destructeur d'un séisme sur un site car on a observé des séismes de

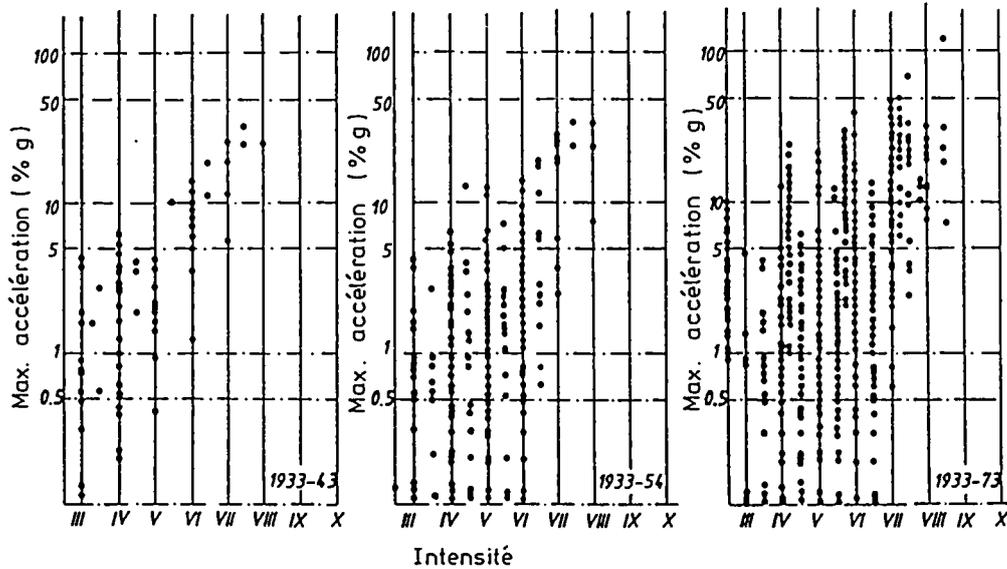


Figure 2.1: Accélération maximale du sol en fonction de l'intensité d'après AMBRASEYS (1974)

niveau élevé ne donnant pas suite à des dommages importants (voir Fig.2.1). Inversement, certains séismes de faibles accélérations ont produit des destructions massives. Intuitivement, on peut penser que le paramètre de niveau n'est pas suffisant. En effet, si des niveaux faibles de sollicitations sont maintenus longtemps, leur effet pourrait se révéler catastrophique.

Un exemple peut être donné : la liquéfaction pouvant être considérée comme un endommagement ultime du sol, son occurrence ne peut être décelée par la valeur du PGA (la corrélation entre les deux n'étant pas suffisante (TOWHATA *et al.*, 1996)). En restant dans les caractéristiques de mouvement, le paramètre vitesse semble plus adéquat pour déterminer le potentiel d'endommagement d'un séisme (ADACHI *et al.*, 1996) (vis-à-vis du risque de liquéfaction).

Afin de compléter la connaissance du mouvement, il est nécessaire d'introduire ici une autre idée, celle de durée pendant laquelle se produit la secousse.

2.1.4 L'intensité Arias I_A

Il faut peut-être s'attarder sur ce terme. En effet, il semble *a priori* tout à fait adapté pour quantifier le potentiel destructeur d'un enregistrement puisqu'il contient dans sa définition, et l'influence du niveau d'accélération, et l'influence de la durée de sollicitation.

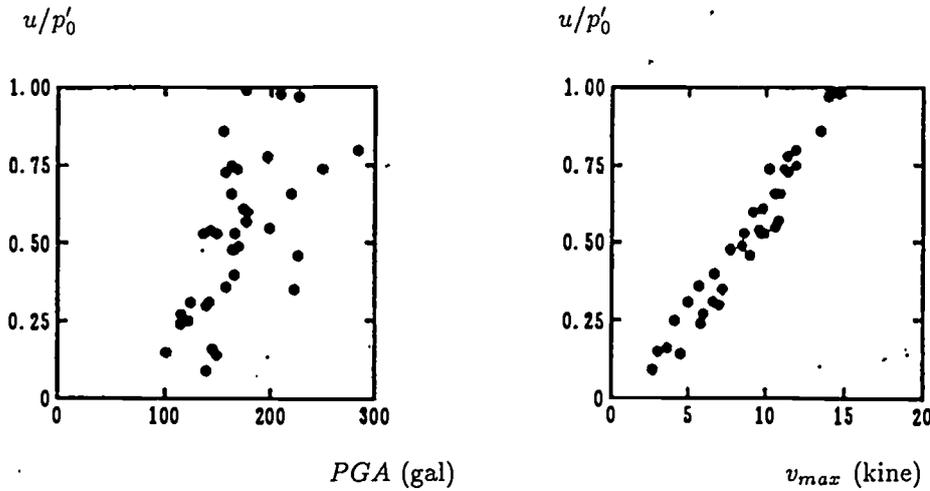


Figure 2.2: Corrélation entre u/p'_0 et des maxima de réponse du sol (accélération, vitesse) d'après ADACHI (1996)

Il rend compte de "l'énergie" sismique présente sur un site qui est bien à l'origine de l'endommagement d'une structure ou du tassement de milieux granulaires. On trouve ici la justification de son emploi étendu pour déterminer une durée représentative des effets destructeurs d'un séisme. ARIAS (1970) a définie I_A comme :

$$I_A = \frac{\pi}{2g} \int_0^{t_f} \Gamma^2(t) dt \tag{2.1}$$

avec

- t_f durée totale de l'enregistrement,
- $\Gamma(t)$ valeurs de l'accélérogramme.

L'intensité Arias connaît un regain d'intérêt : à partir d'enregistrements réels de surface, KAYEN et MITCHELL (1997) ont calculé l'intensité Arias correspondant à un mouvement sismique bidirectionnel et ont pu ainsi remonter au facteur de sécurité des couches sous-jacentes vis-à-vis du risque de liquéfaction (initial liquefaction). Par ailleurs, l'intensité Arias semble raisonnablement corrélée aux dommages observés sur des structures (EPRI, 1988). Son emploi ne s'arrête pas là, ce que nous verrons par la suite.

2.1.5 Durée de la phase forte

La définition de durée de mouvement est assez complexe et relève souvent de l'arbitraire. Si la durée totale du mouvement n'apporte pas d'élément majeur à la problématique, la durée de la phase forte du mouvement est à la source de nombreux travaux.

Durée totale du mouvement

Ce terme est lié au seuil de déclenchement des appareils (souvent 0,01g) et n'a donc pas réellement un sens physique. De plus, on constate que seule une portion de l'accélérogramme ayant une amplitude relativement forte, induira un effet majeur sur un système quelconque, la portion de faible mouvement n'apportant pas une contribution notable. La durée de la phase forte du mouvement semble alors un paramètre pertinent car ayant une signification "physique".

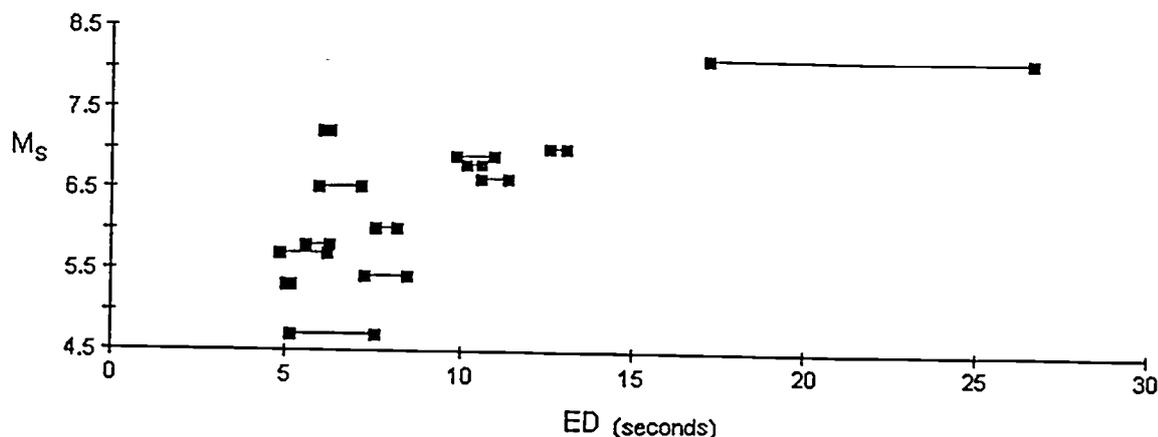
Durée de phase forte

En fait, il faut dissocier ici deux notions, la phase forte relative à un mouvement donné et la durée du mouvement qui permettra, dans l'absolu, de mettre en avant le caractère fort ou faible (dans son sens dommageable) d'un mouvement.

La première catégorie de définitions est liée à la durée qui s'est écoulée entre la première et dernière excursion au-dessus d'un niveau d'accélération fixé, en Anglais "bracketed duration". Elle est due aux travaux d'AMBRASEYS et SARMA (1967) qui ont utilisé un seuil de 0,03g, puis reprise par différents auteurs avec des seuils différents : 0,05g, ou définis comme des pourcentages de l'accélération maximale. On retrouvera une synthèse de ces définitions dans les papiers de TRIFUNAC et NOVIKOVA (1995) d'une part et BOMMER et MARTINEZ-PEREIRA (1996) d'autre part. Ici, l'allure du mouvement pendant la phase forte (par exemple plusieurs pics de haut niveau ou pic isolé) est complètement occultée, aussi BOLT (1973) a-t-il défini une "durée uniforme" qui est la somme des intervalles pendant lesquels le seuil prédéfini est dépassé, ceci a d'intéressant qu'il fait intervenir une notion de cumul. Ces définitions sont directement liées à des considérations de niveau d'accélération, elles sont donc absolues. Comme elles sont toutes reliées à l'accélération maximale et que cette dernière n'est pas forcément un bon indicateur d'endommagement, elles semblent ne pas répondre à notre problématique. La dernière définition apporte un plus (notion de cumul ; cependant, une interrogation concernant la pertinence du seuil d'accélération choisi persiste.

D'autres définitions sont basées sur le cumul d'énergie associée à un enregistrement, il s'exprime en général par l'intermédiaire de l'évolution de l'intensité Arias I_A au cours du temps. La majorité des définitions issues de cette classe considère le temps écoulé une fois qu'une certaine fraction de I_A est atteinte. La plus connue est celle de TRIFUNAC et BRADY (1975) qui prend en compte la portion d'enregistrement correspondant à l'intervalle 5%-95% de l'intensité Arias.

En définitive, ces définitions ont pour but de faire ressortir la portion significative (en terme de dommage) d'un enregistrement plus que de faire ressortir le caractère fort ou



Le segment horizontal compris entre deux carrés correspond à la dispersion de la durée efficace pour la magnitude considérée.

Figure 2.3: Durée effective d'accélérogrammes enregistrés au rocher de distance épacentrale inférieure à 10km d'après BOMMER (1996)

faible dudit enregistrement, elles pourraient être qualifiées de relatives.

BOMMER et MARTINEZ-PEREIRA (1996) ont défini une "durée effective" qui garde la notion de niveau de déclenchement tout en donnant son importance à la portion significative de l'enregistrement en terme de dommages. La durée Δt égale à $t_f - t_i$ est telle que :

- t_i est lié au niveau de déclenchement correspondant à une intensité Arias de $0,05 \text{ m.s}^{-1}$,
- l'instant final t_f est trouvé en étudiant le rapport $\frac{\Delta I_A(t)}{I_A(t)}$. Lorsque ce dernier se trouve de nouveau au-dessous de 0,1.

Une corrélation attendue existe entre la durée effective et la magnitude des événements sismiques (voir Fig.2.3). Cette dernière définition semblerait être la plus adaptée, cependant elle comporte de fortes dispersions.

Plus généralement, la durée de phase forte, caractéristique d'un enregistrement, est conditionnée par des facteurs tels que la magnitude, la distance épacentrale, les conditions géotechniques, les liens entre ces derniers étant souvent complexes. Aussi, retient-on essentiellement la dépendance vis-à-vis de la magnitude et de la distance épacentrale. Cependant, certains auteurs ont tenté d'obtenir des résultats plus fins. On pourra se référer ici au travail de TRIFUNAC et NOVIKOVA (1995) qui prennent en compte la somme de trois termes dans le calcul de la phase forte :

- un terme lié à la durée du processus de rupture à la source. Il dépend de la magnitude de l'événement sismique, de la géométrie de la surface de rupture, de la vitesse du processus de rupture et de la célérité des ondes de cisaillement,
- un terme représentant l'augmentation de la durée due à des effets de propagation d'ondes,
- un terme décrivant l'effet de la géologie régionale ainsi que des effets de site.

2.1.6 Spectre de réponse

Le spectre de réponse élastique d'un signal donne une vision non plus temporelle du mouvement mais une vision fréquentielle. Il est élaboré à partir de la réponse maximale d'un oscillateur linéaire à un seul degré de liberté soumis à un mouvement sismique appliqué à une extrémité. Cette méthode est historiquement la plus employée pour choisir un enregistrement suffisamment dommageable.

Plusieurs spectres de réponse peuvent être construits : déplacement, vitesse, accélération, chacun ayant un sens physique différent (DESPEYROUX, 1985).

Pour la construction de ce spectre, on étudie la réponse maximale (déplacement relatif) u_{max} d'un oscillateur simple de fréquence propre f (abscisse du spectre) et d'amortissement ξ . En multipliant u_{max} par la pulsation propre de l'oscillateur considéré ω^2 , on obtient la pseudo-accélération $S_a = \omega^2 u_{max}$. En effectuant le calcul pour des oscillateurs de fréquences propres différentes, on balaie ainsi la totalité du spectre. La synthèse de ces spectres (déplacement, pseudo-vitesse, pseudo-accélération) est apportée par une représentation tri-logarithmique des différents résultats. Le spectre de réponse le plus employé est celui en pseudo-accélération car relié à la force élastique développée dans le système.

Si l'on possède un nombre suffisant d'enregistrements liés à un séisme, on peut définir un spectre qui sera le reflet fréquentiel du séisme en question. Cependant, pour une région donnée, deux séismes distincts pourront donner des spectres de réponse bien dissemblables. En définitive, il est impossible de prévoir le spectre de réponse d'un séisme à venir sur un site donné. Ainsi les organismes normatifs ont-ils proposé des spectres dit standards (spectres de calcul) en pseudo-accélération (spectre NRC, AFPS, EUROCODE 8, ...) qui donneront une solution partielle à cette carence.

Pour leur élaboration, on a retenu, à chaque abscisse f , l'ordonnée correspondant à la moyenne des réponses maximales de différents enregistrements (représentatifs de séismes distincts) augmentée de leur écart-type. Les enregistrements sont ici normalisés à une

même accélération maximale, 1 m.s^{-2} , et la valeur d'amortissement pivot ξ de l'oscillateur retenue est de 5 %. Cette procédure est celle qui a permis à l'origine l'élaboration du spectre NRC. Il faut noter que certains enregistrements présentent une vitesse non nulle en fin de mouvement ce qui se traduira sur le spectre par des déplacements excessifs à basses fréquences. Afin de se prémunir de ce phénomène, on a l'habitude d'appliquer à l'accélérogramme une "baseline correction" qui permet d'obtenir une vitesse nulle en fin d'enregistrement. A noter que cet artifice n'est nécessaire que pour les fréquences du spectre inférieures à 0,4 Hz car, pour les fréquences intermédiaires et pour les hautes fréquences, il n'apporte rien de plus au calcul (NEWMARK *et al.*, 1973). Cependant, il devient nécessaire lorsque l'on étudie des systèmes fortement non linéaires.

Il faut garder en tête que ces spectres standards n'ont aucune réalité physique puisqu'ils résultent de la "superposition" de résultats obtenus à partir d'enregistrements parfois n'ayant "aucun" lien entre eux (cas du spectre NRC : enregistrements effectués aux Etats-Unis, au Japon, au Chili). Par la suite, on a différencié les enregistrements effectués sur rocher de ceux enregistrés sur un sol plus ou moins mou ou d'épaisseur plus ou moins importante, car le contenu spectral de ces derniers s'en trouve modifié.

Pour qu'un spectre de projet soit représentatif d'un potentiel endommageant suffisant, il doit envelopper le spectre de référence. Ces spectres sont aussi utiles si l'on décide de reconstituer un mouvement sismique artificiel qui nécessite un recalage des paramètres du modèle dont il est issu.

Ici le potentiel d'endommagement d'un enregistrement se révèle fonction :

- du niveau du séisme qui apporte sa contribution au niveau de réponse ;
- de la position relative de la fréquence propre du système étudié vis-à-vis de la gamme de fréquences de l'enregistrement dans laquelle se concentre une grande partie de son énergie (plage de fréquences correspondant au "plateau").

Aucun accent n'est mis sur le terme de durée du mouvement dont l'influence est loin d'être négligeable.

2.1.7 Intensité spectrale I_H

HOUSNER (1952) a défini l'intensité spectrale (SI pour Spectral Intensity ou I_H) comme suit :

$$I_H = \int_{0,1}^{2,5} S_v(T, n) dT$$

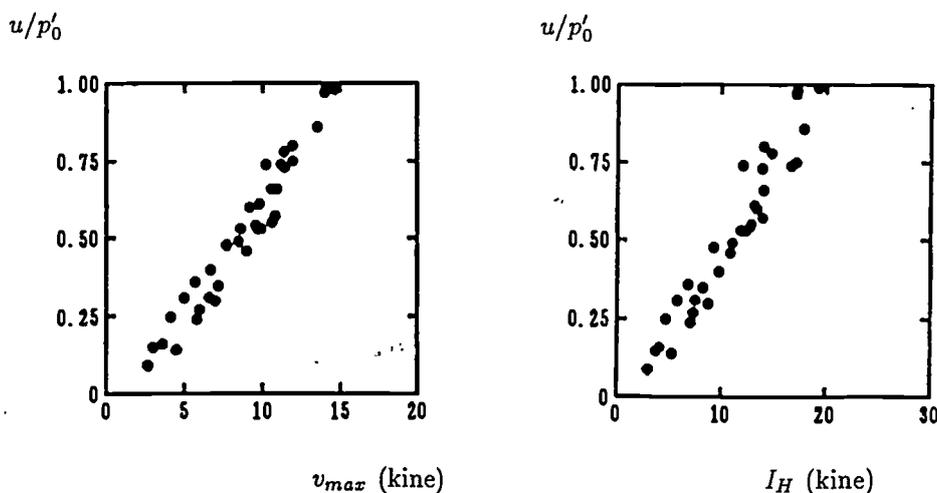


Figure 2.4: Corrélation entre u/p'_0 et des maxima de réponse du sol (vitesse, intensité spectrale) d'après ADACHI (1996)

où $S_v(T, n)$ est le spectre de réponse en pseudo-vitesse ($S_v = \omega u_{max}$) d'un oscillateur de période propre comprise entre 0,1 s et 2,5 s, et d'amortissement égal à n . Ce dernier est généralement pris égal à 20 % pour les sols. L'expression de I_H en fonction de la période n'est pas opportune et peut être modifiée en utilisant une formulation fréquentielle :

$$I_H = \int_{0,4}^{10} \frac{S_v(f, n)}{f^2} df$$

Cette dernière forme permet de constater que plus l'énergie sismique sera concentrée vers les basses fréquences, plus I_H sera grand et l'intensité des dommages devra aller dans le même sens, ce qu'ont confirmé certaines observations (SARAGONI, 1981). I_H n'est donc pas lié uniquement à une notion de dépassement de seuil maximal (principe des spectres de réponse). Ainsi l'utilisation d'une intégrale se justifie-t-elle. Par ailleurs, I_H est bien une mesure de l'intensité d'un séisme car les contraintes maximales sont directement proportionnelles aux valeurs de S_v (EPRI, 1988). La plage 0,1 s-2,5 s soit 0,4 Hz-10 Hz correspond à la plage des fréquences sensibles pour les structures, plus largement, il s'agit de la plage des fréquences qui induit les dommages les plus intenses aux structures.

Il est intéressant de noter que TOWHATA *et al.*, (1996) ont utilisé I_H pour déterminer l'occurrence *a posteriori* d'une liquéfaction sur un site donné à l'aide d'enregistrements effectués en surface, mais notent qu'il ne peut suffire à lui seul à atteindre ce but. La définition de l'intensité spectrale généralement retenue par les Japonais est la moyenne du spectre de réponse S_v sur la gamme des fréquences propres 0,4 Hz-10 Hz. Malgré tout, une liquéfaction est peu probable lorsque l'intensité spectrale est inférieure à $0,15 \text{ m.s}^{-1}$. Par ailleurs, ils constatent qu'il existe un lien très étroit entre I_H et la vitesse maximale

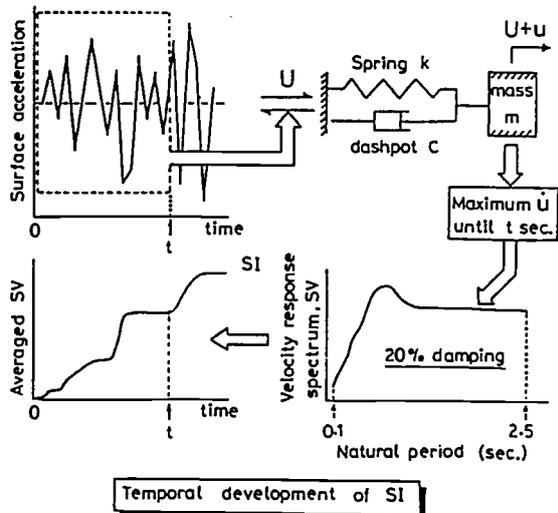


Figure 2.5: Définition de I_H ainsi que sa définition temporelle d'après TOWHATA (1996)

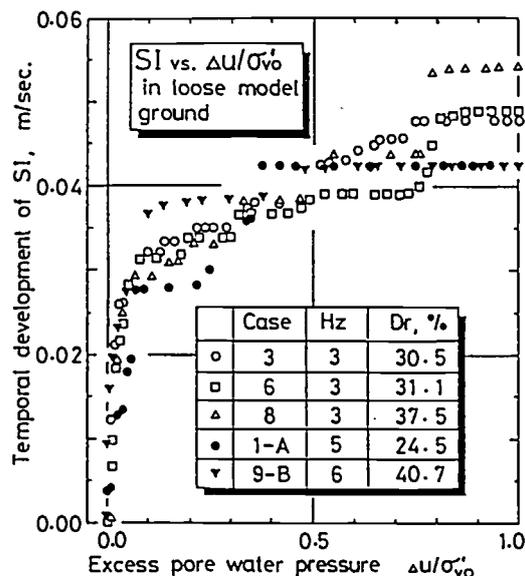


Figure 2.6: Développement de I_H en fonction de l'augmentation de pression interstitielle d'après TOWHATA (1996)

en surface. Ceci confirme les résultats de ADACHI *et al.*, (1996) (voir Fig.2.1.7) ainsi que la relation entre l'intensité spectrale et la pression interstitielle normalisée. Ceci est dû au fait que la première équipe a trouvé une forte influence de la densité relative des sols dans les résultats alors que la seconde non.

Même si le lien direct entre liquéfaction et intensité spectrale n'est pas encore indiscutablement établi, I_H connaît un regain d'intérêt et ne semble pas être un candidat à écarter pour quantifier les dommages encourus par un système suite à une sollicitation sismique.

2.1.8 Valeur absolue cumulée de la vitesse (CAV)

L'étude de différents événements montrent bien que la valeur du PGA (Peak Ground Acceleration) n'est pas suffisante pour déterminer le pouvoir destructeur d'un séisme et que le spectre de réponse de référence peut être dépassé (surtout lors d'événements à hautes fréquences) sans que de notables dommages n'apparaissent (EPRI, 1988). L'idée retenue ici est de considérer l'aire sous-jacente à l'accélérogramme en fonction du temps, en vue de déterminer le CAV (Cumulative Absolute Velocity). Ce paramètre est défini comme suit :

$$CAV = \int_0^{t_f} |\Gamma(t)| dt$$

Le *CAV* se trouve corrélé à l'intensité des dommages observés. Sur l'échelle de Mercalli Modifiée, un événement est pris pour dommageable s'il atteint la valeur de *VI*, ce qui correspond de façon conservative à une valeur du *CAV* de 0,3 g.s (EPRI, 1991). Ce terme est sensible au potentiel destructeur des basses fréquences, par contre il l'est très peu vis-à-vis des hautes fréquences.

Dans un but normatif (EPRI, 1991), il n'a pas été retenu la totalité de la durée de l'enregistrement pour calculer le *CAV*, mais des portions du mouvement dépassant un certain niveau d'accélération. Ceci peut se comprendre aisément vu que l'apport des cycles de faibles amplitudes dans l'endommagement de structures est faible. Ce paramètre semble plus adapté que d'autres pour définir le pouvoir destructeur d'un séisme ; on peut constater que, de part sa définition, il se rapproche de l'intensité Arias.

2.1.9 Pouvoir destructeur d'un séisme (P_d)

Une étude comparative des caractéristiques sismiques des enregistrements effectués sur la Côte Ouest des Etats-Unis et au Chili ont montré pour ceux du Chili un décalage entre le niveau du séisme et la valeur de l'intensité de Mercalli Modifiée escomptée. Ces derniers se trouvent moins dommageables que les enregistrements Nord-Américains pour une même accélération maximale. La raison est à rechercher au niveau même du mouvement des plaques ; en Amérique du Sud les tremblements de terre sont provoqués par la subduction de la plaque de Nazca sous la plaque Sud-Américaine, ces séismes superficiels de fortes magnitudes n'induisent pas forcément des destructions importantes. SARAGONI (1981) l'associe à une différence au niveau du contenu fréquentiel, la majeure partie de l'énergie sismique des séismes nord-américains se concentre autour de 4 Hz, alors que les séismes chiliens se caractérisent par une concentration d'énergie vers des fréquences plus hautes, autour de 6 Hz. Pour finir, les résultats énoncés ici sont en concordance avec ceux de l'EPRI (1988) dans lequel il est fait état du pouvoir moins destructeur de séismes à contenu fréquentiel élevé.

Ainsi que l'indique le rapport de (EPRI, 1991), une bonne concordance est obtenue entre la valeur de l'intensité Arias et l'intensité des dommages causés, cependant elle ne semble plus suffisante lorsque l'on compare des séismes ayant des fréquences centrales bien distinctes. Afin de pouvoir effectivement comparer des enregistrements de natures tectoniques différentes, SARAGONI (1981) a défini le pouvoir destructeur d'un séisme par la quantité :

$$P_d = \frac{I_a}{\nu_0^c}$$

avec

- c paramètre à déterminer,

- ν_0 , nombre de passage moyen par zéro par seconde.

Une étude de régression prenant en compte l'analyse de processus aléatoires en accélération ayant un même pouvoir destructeur mais des ν_0 différents, a permis de donner à c la valeur de 2. Il est intéressant de constater que P_d prend la même forme que I_A , l'intégration ne se faisant plus sur l'accélération mais sur la vitesse. En effet :

$$\begin{aligned} P_d &= \frac{\pi \int_0^{t_f} \Gamma^2(t) dt}{2g \nu_0^2} \\ &= \frac{\pi \int_0^{t_f} \Gamma^2(t) dt}{2g \left(\frac{\omega_0}{\pi}\right)^2} \\ &= \frac{\pi^3}{2g} \int_0^{t_f} \left(\frac{\Gamma(t)}{\omega_0}\right)^2 dt \\ &\simeq \frac{\pi^3}{2g} \int_0^{t_f} (v(t))^2 dt \end{aligned}$$

Pour conclure, nous pouvons noter que la vitesse reste au centre de la majorité des formulations, plutôt que le paramètre accélération. En effet, I_A , I_H (définition retenue par les Japonais), CAV , sont homogènes à des vitesses. Ce n'est plus le cas pour P_d , cependant, ce dernier fait intervenir implicitement le terme de vitesse.

Ainsi, de nombreuses grandeurs permettent-elles de caractériser l'événement sismique de même que les enregistrements dont ils sont l'image en un site donné. Il est alors possible de classer ces enregistrements suivant différents critères : accélération maximale, durée de phase forte, pouvoir destructeur. Certains de ces termes sont liés plus directement à l'intensité des dommages possibles sur un système donné mais aucun ne rend compte d'un fait crucial : la sévérité des dommages occasionnés par un mouvement sismique est certes liée aux caractéristiques de ce dernier mais aussi à la nature même du système sollicité (propriétés géométriques et mécaniques), ce que nous verrons dans le Chapitre 5.

2.2 Endommagement d'un système

2.2.1 Dépassement de seuil

La notion de dépassement de seuil est classique dans l'étude de l'endommagement des structures. Elle est liée au problème de premier passage qui se pose de la manière suivante : soit un processus aléatoire que nous observons sur une durée T , quelle est la probabilité que les valeurs de ce processus restent en dessous d'un seuil dont le dépassement (limite élastique) entraînerait la ruine de la structure. Ce problème peut être posé d'une autre

manière en recherchant la distribution de la valeur extrême (facteur de pic) sur la durée d'observation T . La recherche du facteur de pic a été entreprise dans le cadre de la théorie des processus aléatoires largement utilisée en Dynamique. Nous donnerons ici quelques définitions clés afin d'améliorer la compréhension de notre propos.

Quelques définitions relatives à un processus aléatoire

Le processus aléatoire mouvement est un processus gaussien stationnaire caractérisé par sa Densité Spectrale de Puissance (on verra dans le Chapitre 3 comment construire un mouvement aléatoire et donner une forme analytique à cette DSP).

Moments spectraux On définit les moments spectraux m_i d'ordre i d'un processus aléatoire caractérisé par sa densité spectrale de puissance $S(\omega)$ par :

$$m_i = \int_0^{\infty} \omega^i S(\omega) d\omega \quad (2.2)$$

Fréquence centrale La fréquence centrale (ou fréquence équivalente) qui correspond à la fréquence prédominante du processus, prend la forme (formule de Rice) :

$$f_d = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{m_2}{m_0}} \quad (2.3)$$

Largeur de bande La largeur de bande caractérise l'étalement spectral du signal. Si l'énergie du signal se concentre autour d'une fréquence (signal à bande étroite), la valeur de largeur de bande associée sera faible (proche de zéro). Si l'énergie se répartit sur une plus ample partie du spectre (signal à large bande), la valeur de largeur de bande associée sera grande (proche de 1). La largeur de bande normalisée ε s'écrit :

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4}} \quad (2.4)$$

Elle peut s'interpréter de deux manières :

- comme étant la dispersion du contenu fréquentiel de la DSP par rapport à sa fréquence centrale. En effet, nous pouvons écrire :

$$\varepsilon^2 = \frac{\int_0^{\infty} (\omega^2 - \omega_d^2)^2 S(\omega) d\omega}{m_4} \quad (2.5)$$

et $(\omega^2 - \omega_d^2)^2$ est le terme de dispersion par rapport à la pulsation centrale.

- le terme $\sqrt{1 - \varepsilon^2}$ représente le rapport entre le nombre de passages par zéro à vitesse positive et le nombre total de maxima rencontrés.

Nous pouvons trouver une autre définition de la largeur de bande s'exprimant par la valeur de δ :

$$\delta = \sqrt{1 - \frac{m_1^2}{m_0 m_2}} \quad (2.6)$$

Dans le cas d'un processus à bande étroite, ε tend vers zéro ce qui veut dire que les fréquences significatives du processus sont étroitement centrées autour de la fréquence centrale. De plus, le terme $\sqrt{1 - \varepsilon^2}$ lui, tend vers un. De façon plus parlante, cela signifie que lors d'un cycle (entre deux passages par zéro à vitesse positive), nous avons un maximum (et un minimum). Nous retrouvons les mêmes tendances pour δ . Ainsi, lorsque δ est nul, une réalisation du processus peut-elle être représentée par une sinusoïde.

Notion de facteur de pic

L'accès à l'allure de l'enveloppe des maxima η de la réponse est rapide et mène aisément à l'espérance mathématique de la réponse maximale. En effet, la réponse maximale d'un système est souvent ce qui retient le plus l'attention. Dans le cas d'un processus à bande étroite, ce qui est en première approximation le cas pour la réponse des structures et de profils de sols, la distribution de l'enveloppe des pics suit de manière suffisamment précise une distribution de Rayleigh :

$$p(\eta) = \frac{\eta}{\sigma_X} \exp\left(-\frac{1}{2}\eta^2\right) \quad (2.7)$$

L'espérance mathématique du maximum de la réponse est égal à :

$$E(\eta_{max}) = r\sigma_X \quad (2.8)$$

et l'écart-type lié à cette quantité vaut $q_r\sigma_X$.

Il est intéressant de connaître une expression analytique du facteur de pic r et de q_r , expression liée à des caractéristiques du processus réponse comme la durée d'observation, la largeur de bande ou la fréquence centrale.

On utilisera la formule de DAVENPORT modifiée par DER KIUREGHIAN (1979) qui donne l'expression de r en fonction des caractéristiques citées précédemment :

$$r = \sqrt{2 \ln(\nu_e T)} + \frac{0,5772}{\sqrt{2 \ln(\nu_e T)}} \quad (2.9)$$

et :

$$q_r = \frac{1,2}{\sqrt{2 \ln(\nu_e T)}} - \frac{5,4}{13 + (2 \ln(\nu_e T))^{3,2}} \quad (2.10)$$

où :

- T est la durée d'observation,
- $-\nu_e = (1,63\delta^{0,45} - 0,38)\nu$ si $\delta < 0,69$
- $-\nu_e = \nu$ si $\delta \geq 0,69$

avec :

$$* \nu = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{m_2}{m_0}}, \nu \text{ est le nombre de passage par zéro.}$$

$$* \delta = \sqrt{1 - \frac{m_1^2}{m_0 m_2}}, \delta \text{ est la largeur de bande.}$$

Ces définitions se retrouvent dans tout développement analytique et permettent en outre d'étiqueter le processus aléatoire. Nous ferons par la suite usage dans notre travail des notions de facteur de pic, de fréquence centrale (formule de Rice) et de largeur de bande, notamment dans l'étude de mouvements réels et artificiels.

2.2.2 Excursion en plasticité

Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'étude de systèmes élastiques parfaitement plastiques soumis à un processus aléatoire donné. Le travail de BOUSSAA et LABBÉ (1992) s'est inscrit dans ce but. Ces derniers ont étudié les déformations plastiques cumulées d'un oscillateur à un degré de liberté pendant une durée d'observation T . Le dépassement d'un seuil élastique ($+/- x_y$) se produit dans ce travail par "paquets" : pour un processus à bande étroite, un dépassement de seuil ($+x_y$) s'accompagne généralement, un demi cycle plus tard, par un dépassement du seuil $-x_y$. Deux franchissements de seuil ne sont plus alors indépendants et il est nécessaire de connaître la taille moyenne de ces paquets pour résoudre le problème.

La déformation plastique cumulée Y_T pendant une durée T est définie par :

$$Y_T = \sum_{i=1}^{N_T} \delta_i$$

N_T est le nombre de dépassement d'un seuil pendant une durée T et δ_i la valeur absolue de l'amplitude de chaque saut plastique (voir Fig.2.8). L'espérance mathématique des déformations cumulées s'écrit alors :

$$E(Y_T) = E(N_T).E(\delta)$$

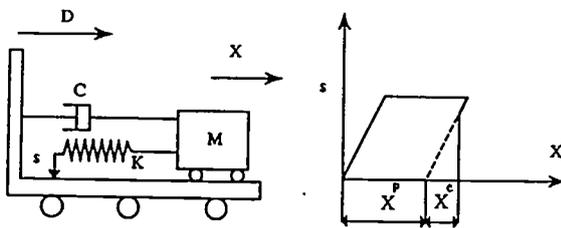


Figure 2.7: Système élastoplastique

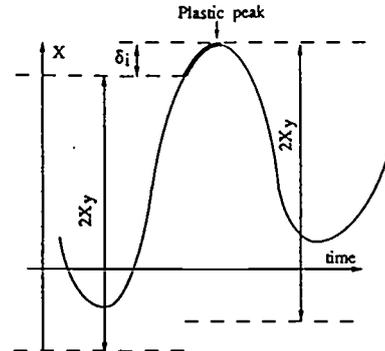


Figure 2.8: Exemple d'incrément plastique

ou

$$E(Y_T) = T.F^c.E(n).E(\delta)$$

avec :

- F^c valeur moyenne de la fréquence d'occurrence d'un dépassement de seuil qui est le rapport entre la fréquence moyenne des pics de franchissement d'un seuil $(-x_Y, +x_Y)$ par la taille du paquet n_{x_Y} :

$$F^c = \frac{2f_{x_Y}}{n_{x_Y}}$$

- $E(n)$ est la taille moyenne (nombre moyen) des pics plastiques consécutifs,
- $E(\delta)$ valeur moyenne de l'amplitude plastique.

2.2.3 Liquéfaction

Le but de cette partie n'est pas de répertorier les nombreuses méthodes de prévision de la liquéfaction mais de mettre en avant certaines approches développées en Dynamique des Sols, issues de méthodes généralement employées en Dynamique des Structures.

En effet, la liquéfaction peut être envisagée comme une ruine d'un système qui est une couche de sol ou un échantillon de sol. La montée de pression interstitielle peut être alors assimilée à un processus d'endommagement.

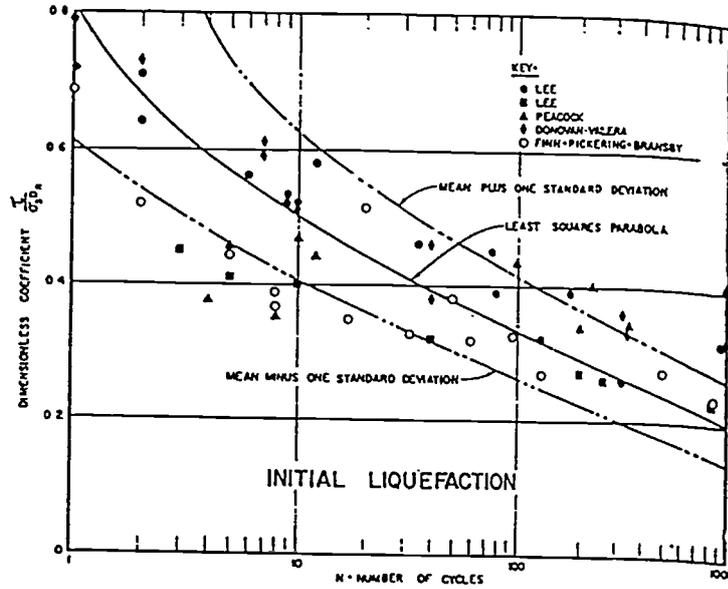


Figure 2.9: Nombre de cycles de contraintes menant à $p' = 0$ d'après DONOVAN (1971)

Approche de DONOVAN

Ainsi, DONOVAN (1971) a-t-il constaté que la courbe représentant le nombre de cycles de sollicitation pour atteindre l'état d'"initial liquefaction" (état où l'échantillon connaît pour la première fois une contrainte effective moyenne nulle, soit $p' = 0$) possède la même allure qu'une courbe d'endommagement $N - S$ (ou de fatigue) (voir Fig 2.9). La fatigue est ainsi après le dépassement d'un seuil le deuxième mode de ruine pour un système.

On associe le mouvement sismique à un processus stationnaire X de durée finie, cette hypothèse étant en général tout à fait acceptable. L'histoire des contraintes à une profondeur z est obtenue connaissant la fonction accélération $\Gamma(t)$ en surface par l'approximation $\tau_z(t) \simeq \alpha \Gamma(t)$ avec $\alpha = \rho g z$. La densité de probabilité de l'enveloppe des contraintes maximales est :

$$p(\tau_z) = \frac{\tau}{\alpha \sigma_{\Gamma(t)}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\tau}{\alpha \sigma_{\Gamma(t)}}\right)^2\right) \quad (2.11)$$

Le nombre de cycles probables lié au mouvement sismique est :

$$N = \frac{\omega_0 T}{2\pi}$$

avec ω_0 première pulsation propre du système étudié, T la durée totale du séisme. Le

cumul linéaire de dommage D issu de l'histoire des contraintes prend la forme de Miner :

$$D = \frac{n_1}{R_1} + \frac{n_2}{R_2} + \dots + \frac{n_n}{R_n} \quad (2.12)$$

avec n_1 le nombre de cycles de contraintes de niveau 1 et R_1 le nombre de cycles de contraintes nécessaire pour obtenir la "ruine". D s'exprime aussi sous forme intégrale :

$$D = \frac{\omega_0 T}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\tau}{R(\tau) \alpha \sigma_{\Gamma(t)}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\tau}{\alpha \sigma_{\Gamma(t)}}\right)^2\right) \quad (2.13)$$

On a évidemment liquéfaction lorsque $D = 1$, la durée t au bout de laquelle elle est atteinte peut alors être déterminée. Les résultats trouvés sont en bonne concordance avec les observations de cas de liquéfaction. Peu d'indications sont données sur la manière dont a été généré le mouvement aléatoire ; globalement seuls des termes tels que le paramètre de niveau, l'écart-type du processus et la fréquence centrale des réalisations correspondantes ont été utilisés.

Approche de FACCIOLI

FACCIOLI (1973) constate que pour des niveaux de r_u inférieurs à 70% ($r_u = \frac{u}{p_0}$ avec p_0 pression moyenne), la génération des surpressions interstitielles Δu montre en laboratoire une progression linéaire sous un chargement constant et seule la partie finale (supérieure à 70%) s'avère fortement non linéaire. L'auteur s'est restreint à l'étude d'une couche de sol de propriétés mécaniques constantes modélisée par un système visco-élastique linéaire.

L'apport de FACCIOLI (1973) réside dans l'expression de l'endommagement (lié à la génération de surpressions interstitielles) en fonction de la Densité Spectrale de Puissance (DSP), cette dernière prenant une forme analytique. Il étudie les maxima de la réponse par l'intermédiaire de la variance du processus réponse :

$$\sigma_\tau^2(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty S_\tau(\omega, z) d\omega \quad (2.14)$$

avec

$$S_\tau(\omega, z) = |H_\tau(\omega, z)|^2 S(\omega)$$

et :

- $H_\tau(\omega, z)$ fonction de transfert de la couche de sol,
- $S(\omega)$ DSP de l'accélération au niveau du bedrock, du type KANAÏ-TAJIMI.

D'après la loi de cumul linéaire de l'endommagement, l'espérance du dommage total à un temps t est égal à :

$$E[Y(t, z)] = t \cdot E[M_\tau(z)] \int_0^\infty \frac{p(\eta, z)}{M(\eta, z)} d\eta \quad (2.15)$$

avec

- η paramètre adimensionnel égal à $\frac{\tau}{D_r p'_0}$,
- $E[M_\tau(z)]$ espérance mathématique du nombre de maxima par unité de temps.

Il en déduit alors le temps au bout duquel apparaît la liquéfaction à une profondeur z :

$$t_{liq} = \frac{1}{E[M_\tau(z)] \cdot E(X, z)} \quad (2.16)$$

avec $E(X, z)$ espérance du dommage X produit par un pic de contrainte à une profondeur z .

Nous avons ici exposé certaines quantités servant usuellement à caractériser un mouvement sismique et comment sa représentation par un processus stochastique a été utilisée en Dynamique des Sols. La stochastique n'a connu que peu d'application en Dynamique des Sols, les quelques essais ont eu pour but la prévision d'une éventuelle liquéfaction, la dernière en date l'associe à une approche probabiliste de ce phénomène (LOH *et al.*, 1995).

2.2.4 Tassement

Nous parlerons ici d'une méthode empirique d'évaluation des tassements. Peu d'auteurs s'y sont essayés : ISHIHARA et YOSHIMINE (1992) ont étudié la reconsolidation (tassement) des sols ayant subi une liquéfaction mais ceci n'est pas le propos de notre travail. La méthode dont nous parlerons est celle élaborée par TOKIMATSU et SEED (1987) qui s'appuie sur la méthode d'évaluation du potentiel de liquéfaction de SEED. Elle nécessite l'étude des déformations "moyennes" (ou effectives) cycliques γ_{eff} générées lors des séismes ; l'évaluation des tassements s'effectue ensuite par l'intermédiaire d'abaques. γ_{eff} à une profondeur donnée est estimée par la relation :

$$\gamma_{eff} = \frac{\tau_{av}}{G_{eff}} = \frac{\tau_{av}}{G_{max} \cdot \left(\frac{G_{eff}}{G_{max}}\right)} \quad (2.17)$$

avec G_{max} module de cisaillement du sol à très faibles niveaux de déformations, G_{eff} module de cisaillement effectif du sol à un niveau de déformations donné et τ_{av} la contrainte

cyclique moyenne de cisaillement à une profondeur donnée se calculant au moyen de la relation classique suivante (SEED et IDRIS, 1971) :

$$\frac{\tau_{av}}{\sigma'_{v0}} = 0,65 \frac{a_{max}}{g} \frac{\sigma_{v0}}{\sigma'_{v0}} r_d \quad (2.18)$$

dans laquelle τ_{av} est la contrainte cyclique moyenne induite par le mouvement sismique, a_{max} l'accélération horizontale maximale en surface (exprimée en pourcentage de g , accélération de pesanteur), σ_{v0} et σ'_{v0} respectivement contrainte verticale totale et effective à une profondeur donnée. r_d est un facteur de réduction des contraintes qui est égal à (SEED et IDRIS, 1971) :

$$r_d = 1 - 0,01z \quad (\text{ft}) \quad (2.19)$$

PRADEL (1998) lui a donné une autre forme :

$$r_d = \frac{1}{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (2.20)$$

z est la profondeur où est établie l'équation et z_0 est égale à 30,5 m (100 ft).

On détermine tout d'abord $\gamma_{eff} \frac{G_{eff}}{G_{max}}$ égal à $\frac{\tau_{av}}{G_{max}}$ d'après l'expression (2.18). Ensuite, on lit successivement sur des abaques :

- la valeur de γ_{eff} en fonction de $\gamma_{eff} \frac{G_{eff}}{G_{max}}$ suivant la pression de confinement considérée (profondeur).
- la valeur de la déformation volumique ε_c due à la densification du milieu en fonction de γ_{eff} connaissant la valeur N_1 -SPT ou la densité relative D_r du milieu. Cette correspondance est faite dans le cas d'un nombre de cycles uniformes équivalents de 15, représentatif d'un séisme de magnitude 7,5.

Puis, on applique certaines corrections sur les résultats obtenus :

- correction tenant compte de la magnitude du séisme considéré dans l'étude ;
- correction éventuelle tenant compte de la multidirectionnalité du séisme d'après les travaux de PYKE *et al.*, (1975). Elle correspond à multiplier par deux les déformations verticales irréversibles obtenues sous sollicitation horizontale unidirectionnelle dans le cas d'un mouvement horizontal bidirectionnel.

On accède alors aux déformations volumiques plastiques d'une couche d'épaisseur Δz située à une profondeur z .

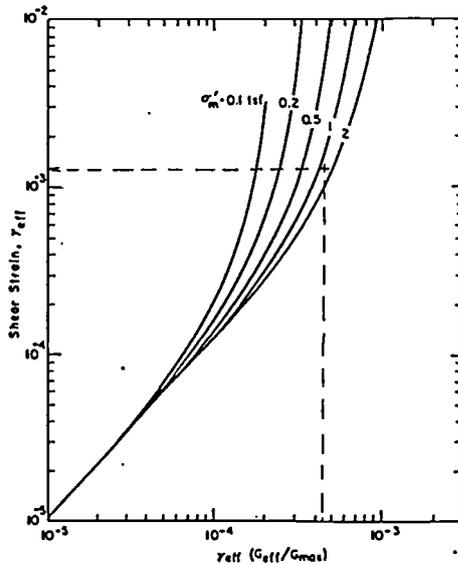


Figure 2.10: Abaque pour la détermination de la distortion induite pour les sols sableux d'après TOKIMATSU (1987)

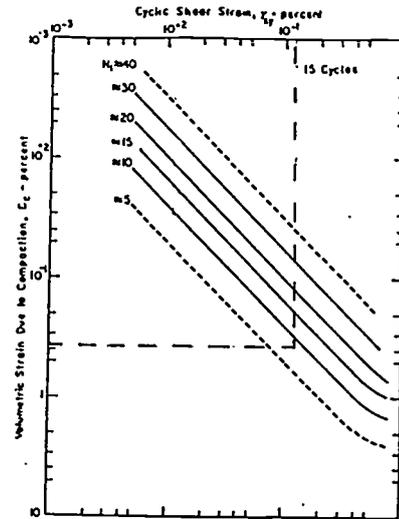


Figure 2.11: Relation entre déformation volumique et distortion cyclique pour les sables d'après SEED (1971)

Earthquake magnitude (1)	Number of representative cycles at $0.65 \tau_{max}$ (2)	Volumetric strain ratio, $\epsilon_{c,N} / \epsilon_{c,N=15}$ (3)
8-1/2	26	1.25
7-1/2	15	1.0
6-3/4	10	0.85
6	5	0.6
5-1/4	2-3	0.4

Un exemple peut être pris pour fixer la méthode. Donnons la déformation verticale permanente d'un élément de sol de hauteur Δz assimilé à un matériau granulaire de densité relative égale à 45 % (N_1 SPT égal à 9), à une profondeur de 13,73 m (45 ft). Le milieu est supposé sec. Le mouvement sismique considéré est le séisme de San Fernando (1970) dont le nombre de cycles équivalents uniformes à τ_{av} est égal à 15. L'accélération maximale en surface est de 0,45g.

La première étape consiste à calculer $\gamma_{eff} \frac{G_{eff}}{G_{max}}$. Pour cela, calculons d'abord τ_{av} :

$$\begin{aligned} \frac{\tau_{av}}{\sigma'_{v0}} &= 0,65 \cdot 0,45 \cdot \frac{1}{1 + (0,45)^2} \\ &= 0,65 \cdot 0,45 \cdot 0,83 \\ &= 0,24 \end{aligned}$$

D'où τ_{av} :

$$\begin{aligned}\tau_{av} &= 0,24.4275 \\ &= 1026 \quad (\text{psf}) \text{ soit}\end{aligned}$$

$$\tau_{av} = 49,1 \quad (\text{kPa})$$

G_{max} est déterminée par la formule simplifiée (SEED et IDRIS, 1970) :

$$G_{max} = 1000.20.(N_1)^{1/3}.(p')^{1/2} \quad (\text{psf}) \quad (2.21)$$

Soit $G_{max} = 2190.10^3$ psf ou 105 MPa. D'où la valeur recherchée de $\gamma_{eff} \frac{G_{eff}}{G_{max}}$:

$$\gamma_{eff} \frac{G_{eff}}{G_{max}} = 4,6.10^{-4}$$

La deuxième étape consiste en la détermination de γ_{eff} . La lecture sur l'abaque (voir Fig.2.10) donne γ_{eff} , déformation de cisaillement cyclique :

$$\gamma_{eff} = 1,3.10^{-3}$$

La troisième étape permet l'obtention de ε_c , déformation verticale permanente. La lecture sur la deuxième abaque (voir Fig.2.11) donne une déformation verticale ε_c due à une densification du milieu égale à :

$$\varepsilon_c = 3,8.10^{-3}$$

Le séisme de San Fernando (1970) est de magnitude 6,5. Le facteur de correction de magnitude associé est, selon le tableau adjoint aux abaques, égal à 0,79.

En définitive, la déformation verticale permanente de l'élément de hauteur Δz à la profondeur de 13,73 m est de 3.10^{-3} .

En découpant une colonne de sol en éléments de hauteur Δz et en reproduisant à chaque fois la méthodologie que nous venons d'expliquer, le tassement global d'un profil de sol, suite à un séisme, peut être atteint.

Dans une première partie, nous avons dégagé certains candidats qui permettront une classification des enregistrements en fonction de leur pouvoir endommageant ; de plus, nous avons donné certaines limites à leur utilisation. Dans un deuxième temps nous avons pu donner certaines définitions relatives à l'endommagement d'un système. Les sols, du moins les matériaux granulaires ayant une certaine densité relative, peuvent être considérés comme ductiles et subissent, au cours d'une sollicitation sismique une "détérioration" progressive de leurs propriétés.

Ainsi, dans notre travail, la mesure de l'endommagement subi par une couche de sol suite à une sollicitation sismique sera-t-elle l'intensité du tassement. L'étude du tassement ne se fera pas en utilisant la méthode semi-empirique de TOKIMATSU mais s'appuiera sur la théorie de densification de SAWICKI.

Chapitre 3

Mouvement sismique réel, synthétique

Dans le cadre d'une modélisation du mouvement sismique, la première étape semble naturellement d'observer des enregistrements réels afin d'en dégager certaines généralités et particularismes. Particularisme en effet, lorsque l'on utilise un accélérogramme réel dans tout calcul dynamique car se pose le problème de représentativité dudit enregistrement. Ainsi a-t-on parfois recours à une modélisation du mouvement sismique. Cependant, comment rendre compte d'une manière plus ou moins sophistiquée des phénomènes réels parfois complexes ? Différentes méthodes existent répondant à différents besoins : d'une modélisation simplifiée du mouvement sismique (en associant la réponse à une sinusoïde d'amplitude constante) à une modélisation plus sophistiquée assimilant le mouvement à une réalisation d'un processus aléatoire. Ce mouvement synthétique devra alors rendre compte de certains aspects majeurs liés à un mouvement réel : la fréquence centrale, la largeur de bande, la durée de phase forte ...

3.1 Etude de mouvements californiens au rocher

Le but de cette partie est d'étudier des enregistrements réels afin d'en comprendre le contenu et de dégager certaines de leurs caractéristiques. Ainsi, étudions-nous ici 82 enregistrements corrigés californiens **au rocher**, relevant du domaine public et disponibles en France auprès de l'IPSN (Institut de Protection et Sûreté Nucléaire). Il se présentent généralement par paires (deux enregistrements par stations obtenus dans deux directions horizontales différentes). Une palette de distances centrales étendues permet de préciser les caractéristiques d'événements sismiques, essentiellement ceux de San Fernando (1971) (22 enregistrements), de Whittier (1987) (12 enregistrements) et de Loma Prieta (1989) (20 enregistrements), de magnitudes respectives 6,5, 6,1 et 7.

NOM DU SEISME	ANNEE	MAGNITUDE
Helena	1935	6
Southern California	1952	6
Kern County	1952	7,7
El Centro	1956	6,8
San Francisco	1957	5,3
Parkfield	1966	5,5
Borrego Mountain	1968	6,4
Lytle Creek	1970	5,4
San Fernando	1971	6,5
Imperial Valley	1979	6,6
Mammoth Lakes	1980	6,5
Whittier	1987	6,1
Loma Prieta	1989	7

A noter pour le séisme de Kern County, appelé aussi Taft (1952), sa magnitude élevée ($M = 7,7$). Or, l'on sait que pour des magnitudes supérieures à 7-7,5, les différentes définitions de magnitudes (ondes de surface, locales, ...) ne sont plus équivalentes (BETBEDER-MATIBET, 1995) ; il faut alors raisonner uniquement en magnitude moment qui est la seule quantité mesurant l'énergie délivrée pendant la rupture au niveau de la faille. On peut donc s'attendre ici à une sous-évaluation du potentiel destructeur du séisme dans toute relation qui prendrait en compte la magnitude.

Les paramètres que nous étudierons seront :

1. Données accélérométriques

- l'accélération maximale (% g),
- la durée de la phase forte de l'enregistrement (s),
- l'intensité Arias I_A ,
- le pouvoir destructeur P_d ,

2. Données spectrales

- fréquence centrale (Hz),
- la largeur de bande δ (étalement spectral),

3. Spectre de réponse.

Parmi ces paramètres, certains caractérisent classiquement les enregistrements, d'autres moins utilisés comme le pouvoir destructeur P_d seront introduits dans le même but.

3.1.1 Données accélérométriques

Accélération maximale

La majorité des enregistrements peut être considérée comme “faible” (accélération maximale inférieure ou proche de 0,1g), moins d’une dizaine approche 0,4g. Ces derniers ont été enregistrés en champ proche avec des distances épacentrales inférieures à 7 km. On peut ici regarder la corrélation entre accélération maximale et magnitude-distance épacentrale pour un même événement. Ceci peut être fait aisément pour les séismes de San Fernando, Whittier et Loma Prieta car le nombre d’enregistrements correspondant est suffisant.

Les lois d’atténuation qui permettent d’établir cette liaison dépendent de la zone sismique considérée comme du type de mouvement des plaques (subduction, décrochement). Une loi simple a été établie par (BETBEDER-MATIBET, 1995) en considérant un modèle à ruptures multiples (la contribution de chaque zone-source est prise en compte quadratiquement au niveau du calcul de la vitesse ou de l’accélération maximale). Elle prend la forme suivante :

$$\Gamma_{max} = 1,36 \frac{\exp(0,576M)}{R} \quad (3.1)$$

avec Γ_{max} accélération maximale ($m.s^{-2}$) et R distance épacentrale en km. On peut constater la bonne concordance de la loi considérée (voir Fig.3.1¹, Fig.3.2, Fig.3.3), quoique pour le séisme de Loma Prieta elle devienne moins précise. Cependant, au vu du caractère aléatoire du mouvement sismique le résultat reste remarquablement adéquate.

Durées représentatives de l’enregistrement

Bien que la durée totale de l’enregistrement soit importante à retenir car liée à la durée pendant laquelle un certain mouvement est maintenu, nous nous intéresserons plutôt à la portion d’enregistrement pendant laquelle la création d’“endommagement” sera la plus grande. Nous nous attarderons alors à la définition de la durée de la phase forte au sens de (TRIFUNAC et BRADY, 1975) (portion de l’accélérogramme comprise entre les instants correspondants à 5 % et 95 % de l’intensité Arias).

Cette valeur est globalement liée à la magnitude ainsi qu’à la distance épacentrale (pour une même magnitude) (voir Fig.3.6, Fig.3.7 et Fig.3.8) ; les enregistrements en champ proche ayant généralement une durée de phase forte plus faibles que ceux enregistrés en champ lointain. Ceci s’explique bien par l’allure des accélérogrammes : un enregistrement que l’on pourrait considérer en champ proche ($R = 5,9$ km) (voir Fig.3.4) se caractérise par un pic d’accélération bien net, la contribution du mouvement consécutif

¹Sur ces graphiques, les distances épacentrales nulles correspondent à des distances épacentrales inconnues pour un enregistrement donné.

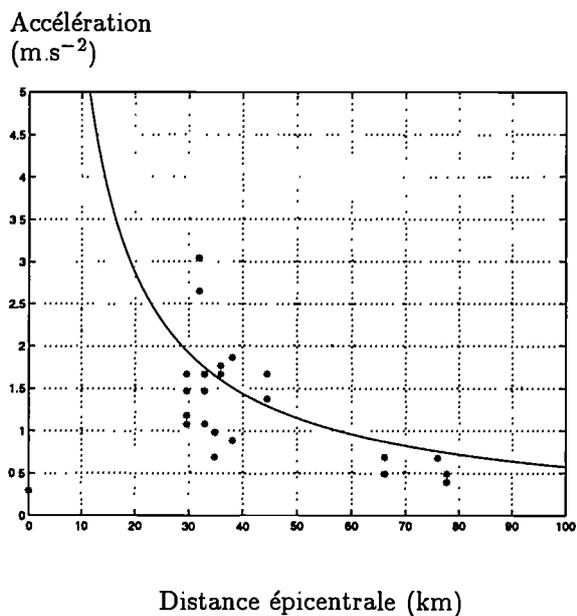


Figure 3.1: Comparaison loi d'atténuation-accélération maximale pour le séisme de San Fernando

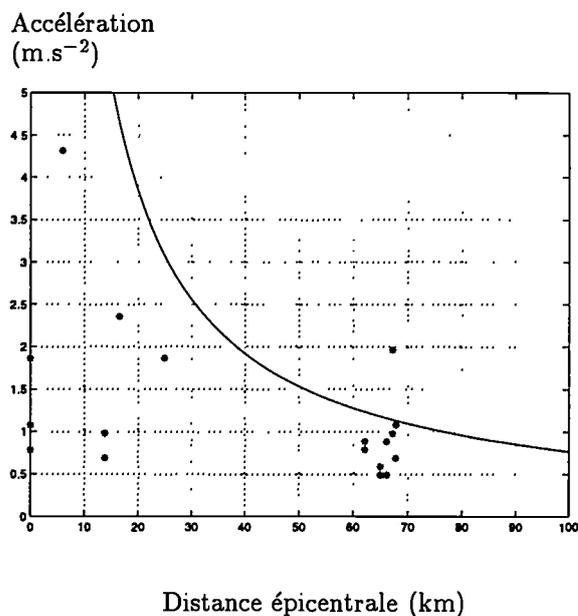


Figure 3.2: Comparaison loi d'atténuation-accélération maximale pour le séisme de Whittier

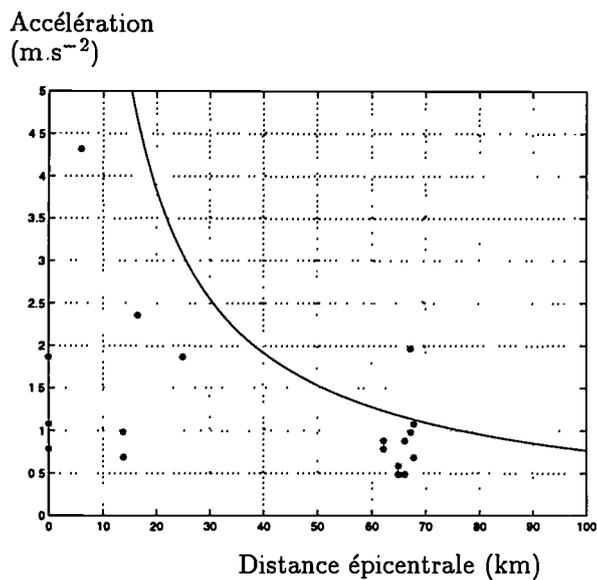


Figure 3.3: Comparaison loi d'atténuation-accélération maximale pour le séisme de Loma Prieta

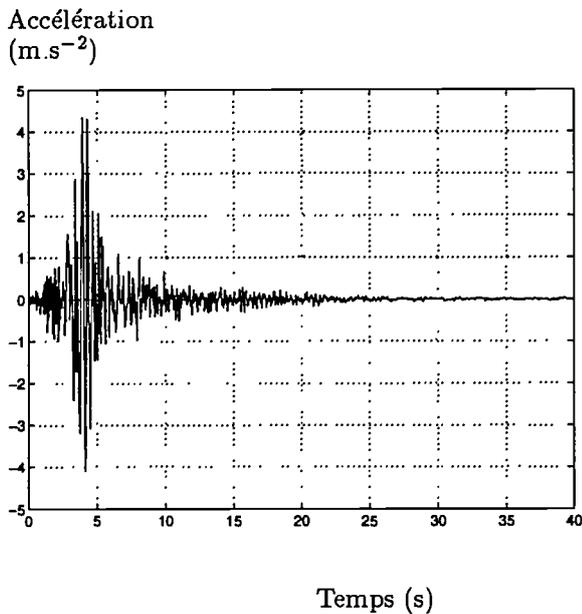


Figure 3.4: Accélérogramme en champ proche – séisme de Loma Prieta

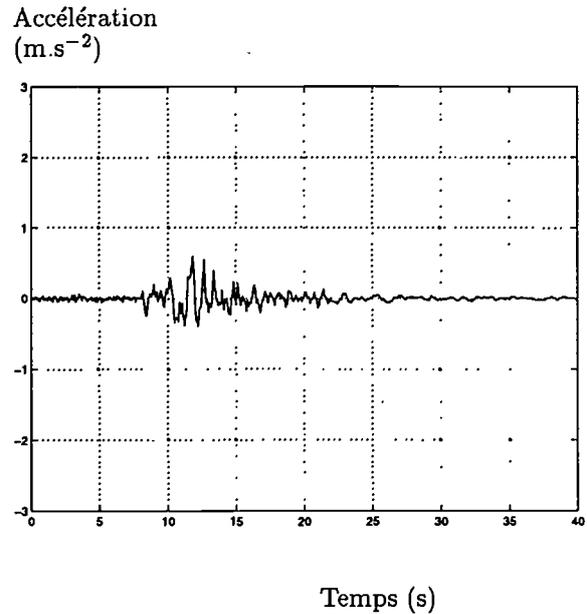


Figure 3.5: Accélérogramme en champ lointain – séisme de Loma Prieta

à ce pic sera assez faible. Par contre, dans le cas d'un enregistrement en champ lointain (ici $R = 65$ km), ce pic est beaucoup moins net (voir Fig.3.5), donc proportionnellement, la contribution du mouvement qui le suit sera loin d'être négligeable. On peut remarquer par ailleurs la forte dispersion de la durée de la phase forte avec la distance épacentrale (voir Fig.3.6, Fig.3.7 et Fig.3.8). Il est difficile de donner une valeur moyenne de durée de phase forte pour un séisme. En effet, si un séisme est représenté par des accélérogrammes enregistrés plutôt en champ proche, la valeur moyenne calculée sera forcément plus faible que si les accélérogrammes provenaient de stations situées en champ lointain.

Par ailleurs, on pourrait essayer de dégager les enregistrements que l'on peut considérer en champ proche ou lointain quoique la limite entre champ proche ou lointain reste souvent arbitraire. On définit cette limite par l'étude du rapport distance épacentrale sur longueur de faille. D'après le travail de GIACOMETTI (1997), la banque de données est en majorité constituée d'enregistrements effectués en zone intermédiaire. Malgré tout, les valeurs trouvées sont en accord avec les tendances mises en avant par d'autres auteurs. VANMARCKE (1983) donne des durées de phase forte voisines de 5 s en champ proche et supérieures à 10 s en champ lointain. Une attention doit aussi être portée sur les conditions géotechniques du site où ont été effectués les enregistrements car si le sol sous-jacent n'est plus un rocher mais un sol mou, les durées de phase forte s'en trouvent augmentées.

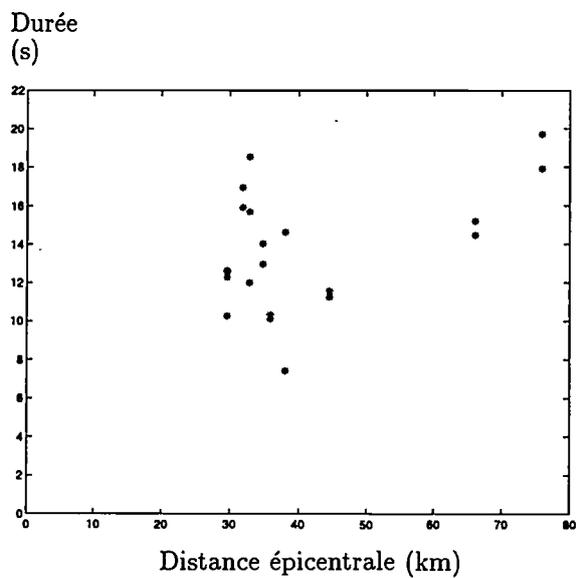


Figure 3.6: Durée de la phase forte en fonction de la distance épacentrale pour le séisme de San Fernando

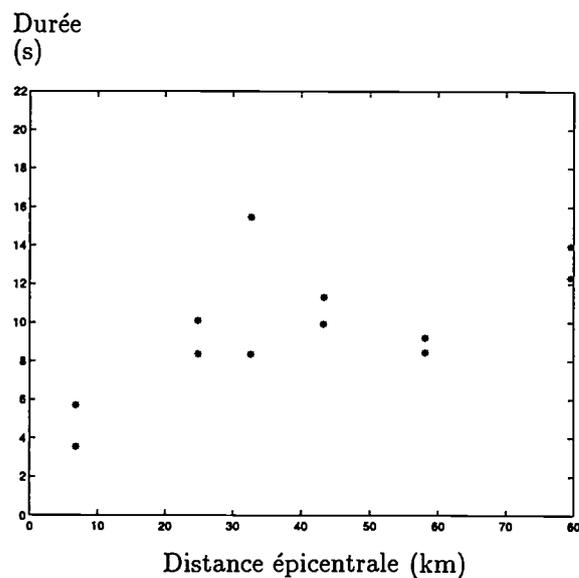


Figure 3.7: Durée de la phase forte en fonction de la distance épacentrale pour le séisme de Whittier

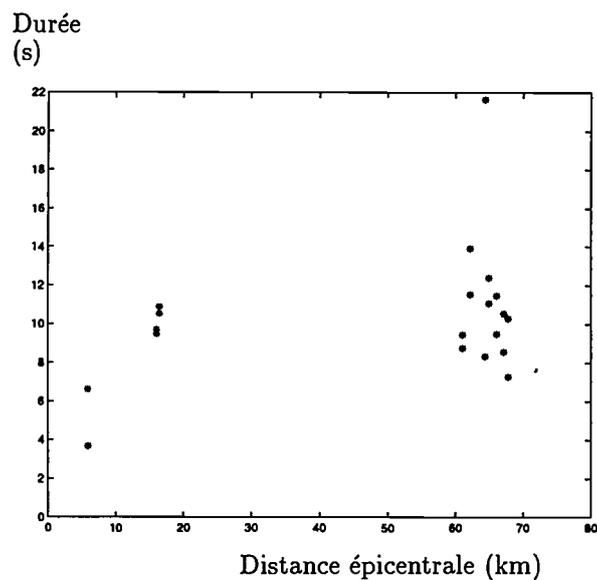


Figure 3.8: Durée de la phase forte en fonction de la distance épacentrale pour le séisme de Loma Prieta

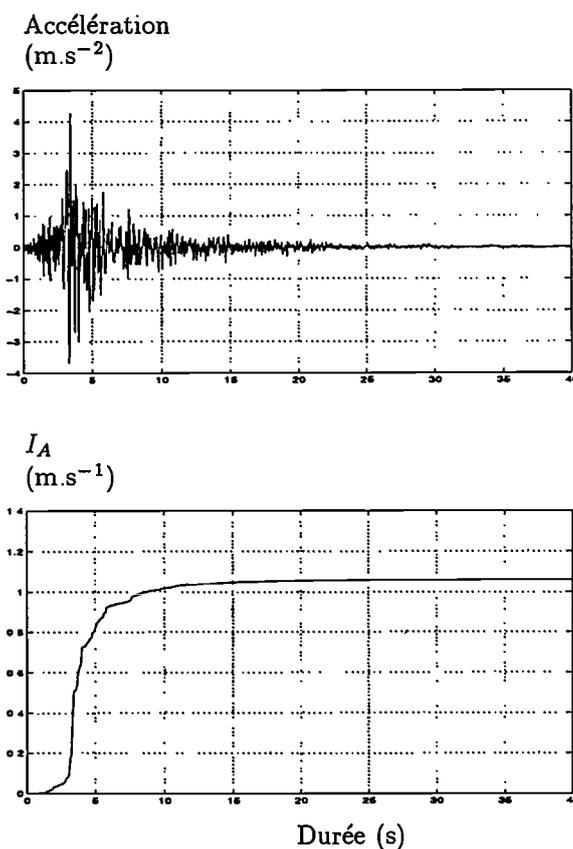


Figure 3.9: Evolution de l'intensité Arias au cours du temps, comparée à l'accélérogramme

Intensité Arias I_A

Comme nous l'avons vu, ce terme est intéressant à connaître car il est à la base de nombreuses méthodes de calcul de phase forte ; de plus, il rend compte de l' " énergie " sismique présente sur un site. On sent bien alors son lien avec les dommages potentiels liés au mouvement sismique qu'il quantifie. Avoir des valeurs globales ne serait pas représentatif, car l'intensité Arias dépend entre autres du niveau de l'enregistrement sur un site (magnitude du séisme + distance épacentrale). Néanmoins, l'on peut s'attarder sur l'évolution de l'intensité Arias au cours du temps pour un accélérogramme donné (voir Fig.3.9), il s'agit d'un enregistrement en champ proche ($R = 5,9$ km) du séisme de Loma Prieta (AC0001445.DAT). La forme est celle que l'on rencontre classiquement avec une première phase qui correspond à l'arrivée des ondes P , une deuxième phase représentée par la portion de pente raide, elle correspond à l'arrivée des ondes S qui véhiculent la grande part de l'énergie sismique ; enfin une dernière phase qui correspond au retour au repos. C'est durant cette phase que peuvent apparaître les ondes de surface.

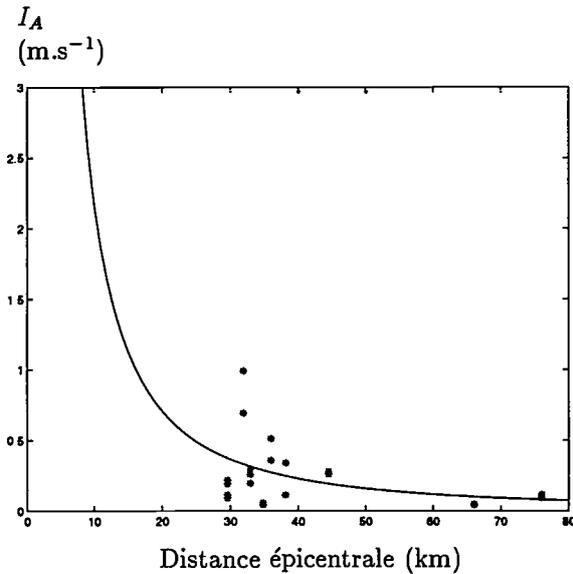


Figure 3.10: Corrélation intensité Arias – distance épacentrale pour le séisme de San Fernando

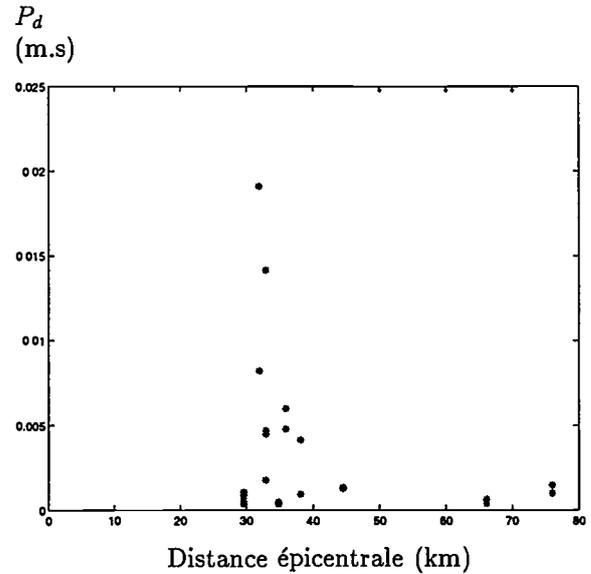


Figure 3.11: Corrélation pouvoir destructeur – distance épacentrale pour le séisme de San Fernando

Quant aux corrélations avec des grandeurs telles que la distance épacentrale ou la magnitude, elles sont celles que l'on était en droit d'attendre. En effet, l'intensité Arias est fortement corrélée avec l'accélération maximale d'un enregistrement, accélération qui diminue (hors effets de site) lorsque l'on s'éloigne de la faille. Donc, plus on se rapproche du foyer plus l'intensité Arias est susceptible de recouvrir une valeur élevée (voir Fig.3.10, Fig.3.12 et Fig.3.14). De même, l'on sait que l'accélération maximale sur un site est liée à la magnitude de l'événement sismique ; l'occurrence d'une valeur élevée de cette première allant dans le sens d'une augmentation de cette dernière. Par ailleurs, il semble que l'intensité Arias soit mieux corrélée avec les données macrosismiques que l'accélération maximale.

Pour les séismes californiens, LABBÉ et SARAGONI (1976) ont proposé une relation reliant l'intensité Arias avec les données macrosismiques :

$$I_A = \frac{\pi}{2g} . 8,71 . 10^{-6} \frac{\exp(2,77M)}{R^{0,25M}} \quad (3.2)$$

Cette relation donne de bons résultats pour le séisme de San Fernando et de Whittier quoique ce dernier soit postérieur à l'étude. Ce n'est plus le cas pour le séisme de Loma Prieta, la relation surévalue de manière non négligeable l'intensité Arias (voir Fig.3.14).

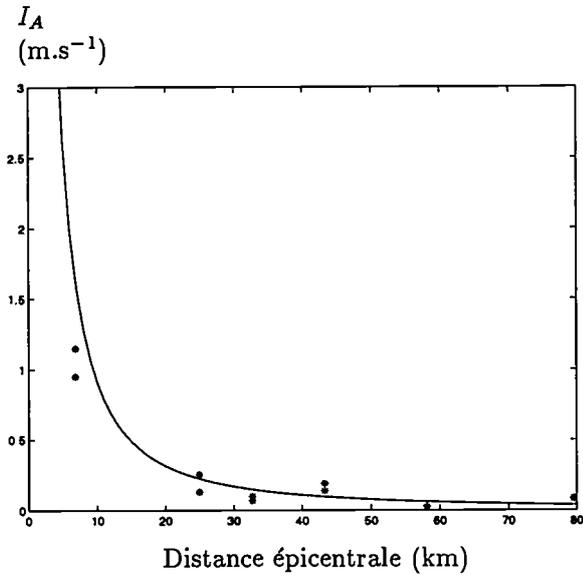


Figure 3.12: Corrélation intensité Arias - distance épacentrale pour le séisme de Whittier

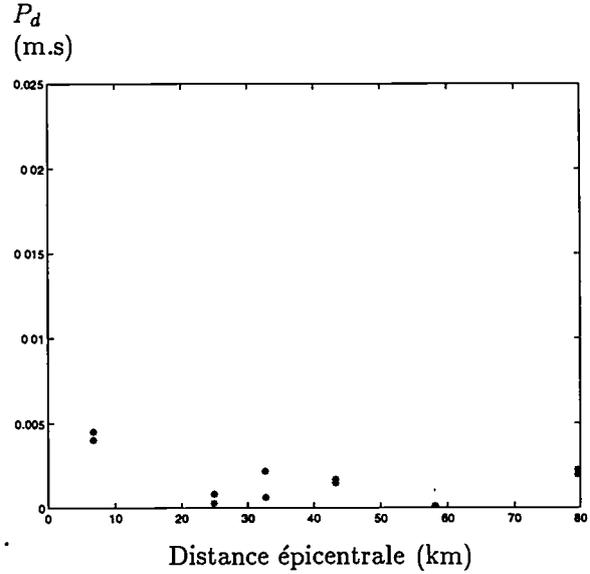


Figure 3.13: Corrélation pouvoir destructeur - distance épacentrale pour le séisme de Whittier

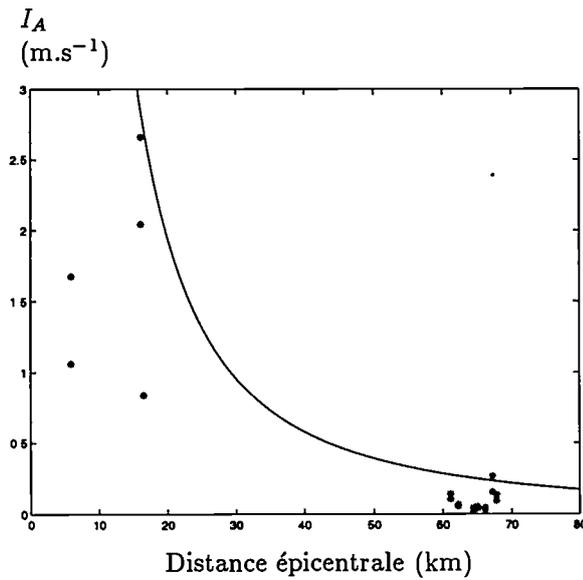


Figure 3.14: Corrélation intensité Arias - distance épacentrale pour le séisme de Loma Prieta

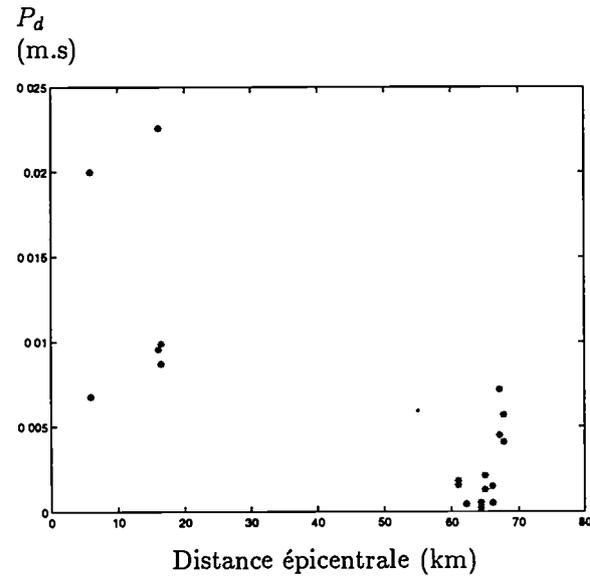


Figure 3.15: Corrélation pouvoir destructeur - distance épacentrale pour le séisme de Loma Prieta

Pouvoir destructeur P_d

Il en est de même que pour l'intensité Arias ; le pouvoir destructeur n'est représentatif que d'un enregistrement et non d'un séisme. Les corrélations de P_d avec la magnitude et la distance épacentrale se font ici moins évidentes que précédemment (voir Fig.3.11, Fig.3.13 et Fig.3.15). En effet, rentre en compte dans sa définition, la fréquence centrale de l'enregistrement qui connaît une forte dispersion avec les données macrosismiques même s'il existe une tendance à une diminution de la fréquence centrale avec la distance épacentrale.

Nous avons étudié dans cette partie des mouvements californiens enregistrés au rocher issus de séismes différents. Nous avons donné certaines valeurs représentatives de ces enregistrements, accélération maximale, durée de phase forte, fréquence centrale ou largeur de bande et comparé nos résultats avec ceux obtenus par d'autres méthodes (corrélations avec magnitude et distance épacentrale). Par ailleurs, il faut constater que les corrélations entre ces termes et le couple magnitude-distance épacentrale connaissent systématiquement des faiblesses quand il s'agit d'enregistrements en champ proche.

3.1.2 Données spectrales**Fréquence centrale**

La fréquence centrale d'un enregistrement peut se déterminer de différentes manières. Elle peut être obtenue en analysant le mouvement lui-même mais l'on peut utiliser des expressions déjà préétablies la reliant aux magnitudes et distances épacentrales.

Comptage du nombre de passages par zéro

Cette méthode directe nécessite l'analyse d'un accélérogramme. Il s'agit alors de quantifier le nombre de passage moyen par zéro par seconde de l'accélération, on obtient la fréquence centrale en divisant ce nombre par deux. On peut trouver différents points de vue concernant la durée sur laquelle doit s'effectuer le comptage. Deux calculs ont été envisagés : sur la durée totale de l'enregistrement et sur la durée de la phase forte.

Approche spectrale

Cette méthode nécessite le calcul des moments spectraux d'ordre 0 et 2, la fréquence centrale est trouvée en utilisant la formule dite de Rice (Eq.2.3). L'hypothèse de travail sous-jacente est que l'on associe un enregistrement à une réalisation d'un processus aléatoire. De plus, les propriétés du processus sont supposées caractériser chaque réalisation.

Le calcul des moments spectraux de chaque enregistrement implique l'accès à la densité spectrale de puissance sous-jacente, ce qui n'est pas aisé car le mouvement est instationnaire. Cependant, l'hypothèse de stationnarité est très souvent supposée. L'expérience montre qu'elle permet d'obtenir généralement des résultats corrects. Une fois cette hypothèse considérée, nous savons que pour les processus stationnaires, la DSP est proportionnelle à la norme élevée au carré de la FFT de l'accélérogramme. On substituera alors cette norme à la DSP $S(\omega)$, dans l'expression des moments spectraux.

La fréquence d'échantillonnage f_e des enregistrements étant généralement de 50 Hz (pas de temps de 0,02 s), nous ne pourrions avoir de renseignements au-dessus de la fréquence de Nyquist qui est de 25 Hz. De plus, il est malaisé d'obtenir une valeur exacte des moments d'ordres supérieurs à cause de la non convergence de l'intégrale. Nous ne pouvons atteindre donc que des valeurs tronquées que nous calculerons grâce à la relation :

$$m_i = \int_0^{\omega_c} \omega^i |A(\omega)|^2 d\omega$$

avec:

- $A(\omega)$: Transformée de Fourier (FFT) de l'accélération,
- ω_c : pulsation de coupure égale à $2\pi 25 \text{ rad.s}^{-1}$.

La fréquence de coupure de 25 Hz n'est pas pénalisante outre mesure car les séismes ne véhiculent, en général, que très peu d'énergie au-delà d'une fréquence de 15 Hz ; d'une manière plus relative, VANMARCKE (1972) a pris une fréquence de coupure égale à 4 fois la fréquence centrale. Le calcul des moments spectraux reste malgré tout une tâche délicate à effectuer d'autant plus que l'étalement spectral est grand et les fréquences centrales élevées. En outre, la précision du résultat dépend fortement du nombre de points pris pour le calcul de la FFT, en sachant qu'un nombre de points trop important ne garantit pas forcément sa qualité. En effet, dans ce cas là, la Transformée de Fourier de l'accélération possède un aspect excessivement irrégulier. En prenant un nombre de points ("fréquentiels") égal à 2^9 , nous obtenons une forme correcte de la FFT ainsi que des valeurs satisfaisantes pour f_d .

Méthode empirique

La relation reliant f_d aux données macrosismiques ne fait plus intervenir la distance épacentrale (contrairement à l'équation (3.1)), BETBEDER-MATIBET (1995) lui donne la forme :

$$f_d = 112 \exp(-0,576M) \quad (3.3)$$

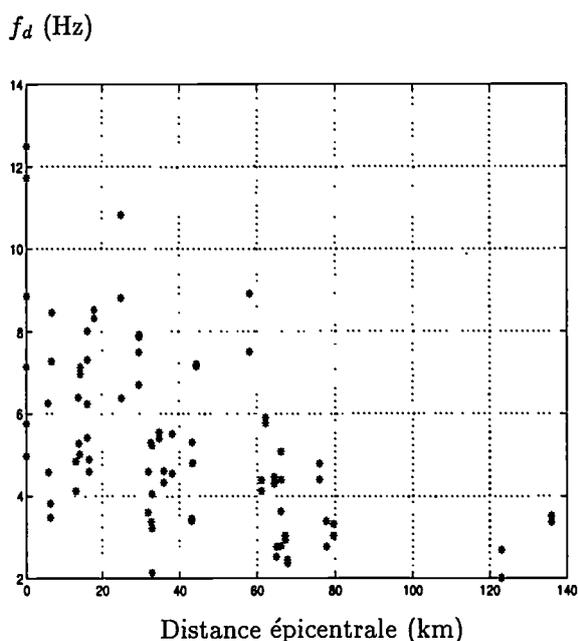


Figure 3.16: Corrélation fréquence centrale (calcul : méthode spectrale) distance épacentrale pour chaque enregistrement

avec f_d en Hz.

Sa définition est issue du quotient accélération maximale, vitesse maximale. Cette définition ne saurait être juste que pour des signaux pauvres en contenu fréquentiel et, de l'avis même de l'auteur tend, à surévaluer la valeur de la fréquence centrale. Concernant les enregistrements californiens, une meilleure prédiction est permise en prenant la relation (formule de BETBEDER modifiée) :

$$f_d = 56 \exp(-0,576M) \quad (3.4)$$

Cette valeur est alors donnée globalement pour un événement sismique, indépendamment de la distance épacentrale. On peut remarquer que, globalement la fréquence centrale tend à diminuer au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'épicentre (voir Fig.3.16). Cette formule ne permet pas de donner la fréquence centrale d'un enregistrement mais seulement d'un séisme.

Il est malgré tout intéressant d'observer les résultats donnés par différentes méthodes et de connaître par là les limites de chacune. La formulation approchée (3.4) nous a incité à présenter le tableau par événement sismique.

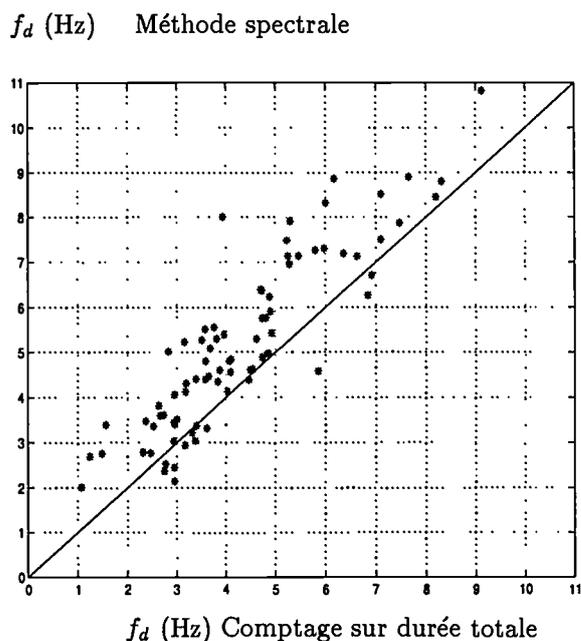


Figure 3.17: Comparaison entre deux méthodes de calcul de la fréquence centrale pour chaque enregistrement

FRÉQUENCE CENTRALE SELON LE TYPE D'APPROCHE			
	San Fernando (1971)	Whittier (1987)	Loma Prieta (1989)
Comptage sur durée totale de l'enregistrement			
Moyenne (Hz)	4,4	5,7	4
Ecart-type (Hz)	1,3	2,2	1,3
Comptage sur durée de la phase forte de l'enregistrement			
Moyenne (Hz)	5,1	5,6	3,8
Ecart-type (Hz)	1,6	2,7	1,4
Approche spectrale			
Moyenne (Hz)	5,3	6,4	4,2
Ecart-type (Hz)	1,5	2,6	1,4
Formulation approchée (3.4)			
Moyenne (Hz)	5,2	6,6	4

Nous pouvons constater la bonne adéquation des résultats quelles que soient les méthodes. Les valeurs élevées des écart-types peut se justifier en regardant la forme des spectres. En effet, certains enregistrements montrent clairement une concentration d'énergie autour d'une fréquence (voir Fig.3.18) alors que ceci n'est plus vrai pour d'autres (voir Fig.3.19). On pourrait ainsi s'interroger sur la pertinence de tel ou tel enregistrement, les deux cités précédemment ont été effectués sur le même site (Lake Hugues, mais stations distinctes), donc pour des distances épacentrales similaires (respectivement 32,9 km et 29,6 km). Leur aspect très différent ne peut être dû qu'à des facteurs liés au site-même. Il est donc crucial de posséder un nombre suffisant d'enregistrements si l'on veut attacher une fréquence centrale à un événement, ceci afin que tout particularisme soit lissé.

Par ailleurs, le processus de comptage du nombre moyen de passage par zéro sur la durée totale de l'enregistrement donne, contre toute attente, des résultats similaires à ceux obtenus par les autres méthodes. Malgré tout, ils sont généralement plus faibles que ceux obtenus par la méthode spectrale par exemple (voir Fig.3.17). Ceci est peut être dû à la part importante donnée à la portion d'enregistrement consécutive à la phase forte. Les accélérogrammes ont souvent 2000 valeurs enregistrées avec un pas de temps de 0,02 s, soit une durée d'enregistrement de 40 s. Lorsque la phase forte se situe plutôt en début d'enregistrement, la contribution de la phase descendante du mouvement dans le comptage du nombre de passages par zéro sera non négligeable et peut donc contribuer à diminuer le nombre de passage moyen par zéro par seconde. En effet, cette phase descendante du mouvement est associée à un contenu fréquentiel plus bas. RICE a d'ailleurs préconisé la

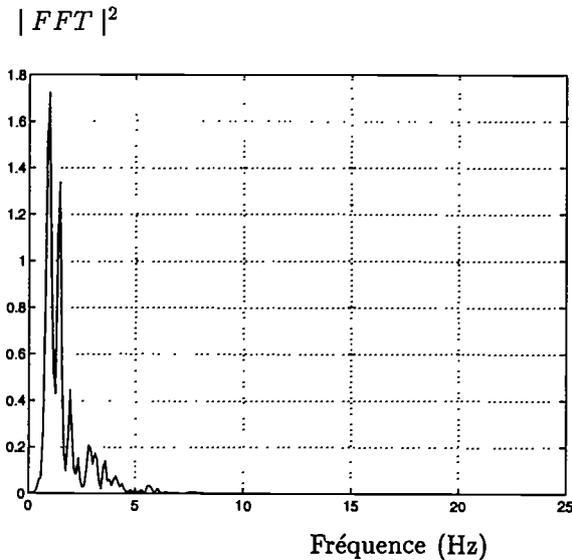


Figure 3.18: Spectre étroit d'un enregistrement du séisme de San Fernando.
 $R = 32,9$ km station 125

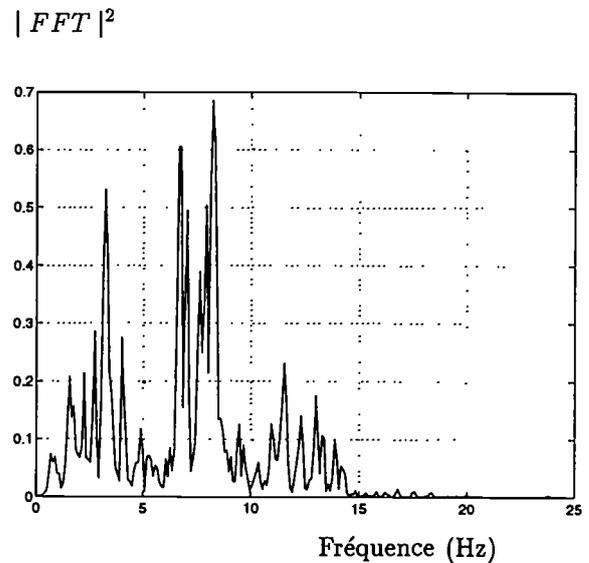


Figure 3.19: Spectre étalé d'un enregistrement du séisme de San Fernando.
 $R = 29,6$ km station 126

formule suivante pour décrire la décroissance de la fréquence centrale avec le temps :

$$f_d = \frac{\eta_d}{2} \exp(-\gamma_d t) \quad (3.5)$$

$\frac{\eta_d}{2}$ est la fréquence centrale "initiale" (temps $t = 0$) et γ_d rend compte de la décroissance de la fréquence centrale avec le temps.

Pour un événement sismique donné, les valeurs de fréquence centrale associées aux différents enregistrements sont généralement très dispersées mais certes beaucoup moins que d'autres paramètres tels que le PGA ou la durée de phase forte (voir plus haut).

Enfin, l'expérience montre que les meilleures corrélations sont obtenues, par la suite, grâce aux résultats issus de la méthode spectrale. Ceci paraît logique car elle rend mieux compte de la distribution effective de l'énergie vis-à-vis des fréquences, distribution qui joue un rôle important dans la réponse de tout système sollicité.

Largeur de bande

On adoptera la définition ne faisant intervenir que les moments d'ordre 0, 1 et 2 (largeur de bande appelée δ), ceci afin de se prémunir de certaines difficultés liées à l'évaluation des moments spectraux d'ordre supérieur.

LARGEUR DE BANDE δ			
	San Fernando (1971)	Whittier (1987)	Loma Prieta (1989)
Moyenne (Hz)	0,51	0,53	0,64
Ecart-type (Hz)	0,07	0,08	0,08

Nous pouvons constater la nette différence des valeurs moyennes obtenues pour les différents événements dans le tableau ci-dessus. Il faut se pencher sur la définition de δ pour en trouver la cause. Ainsi, est-il intéressant de s'attarder sur les deux enregistrements du séisme de San Fernando cités plus haut. Le spectre de la figure (3.18) montre un pic bien net rendant compte d'une concentration d'énergie marquée autour de la fréquence centrale, donc *a priori* d'un étalement spectral réduit ; la largeur de bande associée est de 0,61. Quant au spectre de la figure (3.19), il montre clairement un étalement spectral important, la largeur de bande associée est égale à 0,45, ce qui semble paradoxal. En fait, la faiblesse de cette valeur est liée à la présence d'énergie vers les plus hautes fréquences qui augmente la valeur du rapport $\frac{m^2}{m_0 m_2}$ et notamment la contribution du moment d'ordre 1. Comme la définition de la fréquence centrale, la définition de la largeur de bande prend un caractère très "relatif", en ce sens qu'il n'y a pas forcément équivalence entre valeurs élevées de δ et étalement spectral marqué. En fait, le calcul de largeur de bande n'est représentatif que pour des DSP monomodales (Fig.3.18).

De plus, il ne faut pas oublier ici que les définitions spectrales ont été établies dans le cadre de l'étude de processus aléatoires et non de signaux déterministes. Ce sont donc les espérances mathématiques qui auront une signification ; nous retiendrons en particulier les valeurs retenues pour le séisme de Loma Prieta car les spectres correspondant ont un aspect similaire.

Par ailleurs, on pourrait s'interroger ici sur l'influence du nombre de points pris pour le calcul de la FFT. Comme nous l'avons vu précédemment, la valeur de 2^9 a été considérée comme "optimale". En effet, pour la majorité des enregistrements les valeurs inférieures ou égales à 2^8 ou supérieures ou égales à 2^{10} donnent des largeurs de bande inférieures. De même, une fréquence de coupure trop basse sous estime les valeurs à calculer, ainsi pour les enregistrements possédant des fréquences prédominantes supérieures à 7 Hz, la valeur de 25 Hz induit-elle une sous-estimation des moments d'ordre 1 et 2. Cependant, le choix minimum de 25 Hz nous est imposé par la fréquence d'échantillonnage des accélérogrammes.

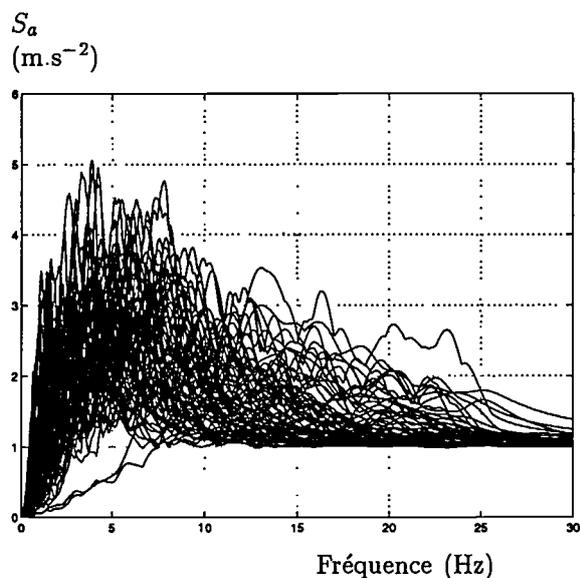


Figure 3.20: Dispersion des spectres de réponse des enregistrements pris en compte (tous séismes)

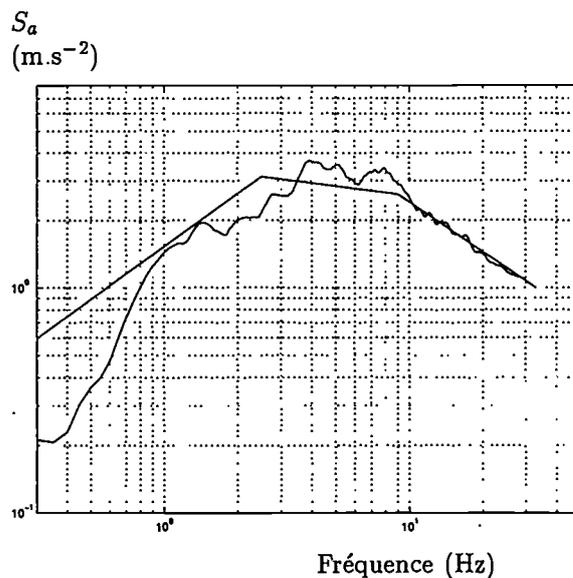


Figure 3.21: Comparaison entre le spectre de réponse de référence et celui de l'événement de San Fernando (moyenne + écart type)

3.1.3 Spectre de réponse

Il est toujours intéressant de calculer les spectres de réponse d'enregistrement car ils préfigurent le comportement d'une structure sollicitée par un tel mouvement. Une fréquence maximale du spectre de 30 Hz a été choisie afin de limiter les calculs à hautes fréquences. Avant tout calcul, les enregistrements ont été normalisés à une accélération maximale égale à 1 m.s⁻². En général, ces derniers ne possèdent plus d'énergie vers les hautes fréquences, aussi l'oscillateur n'amplifie-t-il plus le mouvement et l'ordonnée du spectre se rapproche alors de l'accélération maximale sollicitante. Cependant, pour les enregistrements de fréquences centrales plus élevées, une certaine énergie est encore présente au-delà de 15 Hz. L'approche du palier $S_a = 1$ m.s⁻² se fait alors d'une manière douce et ce dernier n'est pas encore atteint pour la fréquence de 30 Hz.

Nous avons tracé les spectres de réponse (moyenne + écart-type) des événements de San Fernando, Whittier et Loma Prieta auxquels nous avons superposé le spectre de réponse de référence NRC. Par ailleurs, nous avons tracé l'ensemble des spectres de réponse des enregistrements (voir Fig.3.20).

On peut constater une dispersion très importante entre les spectres de réponse des divers enregistrements (voir Fig.3.20), on comprend dès lors que l'élaboration d'un spec-

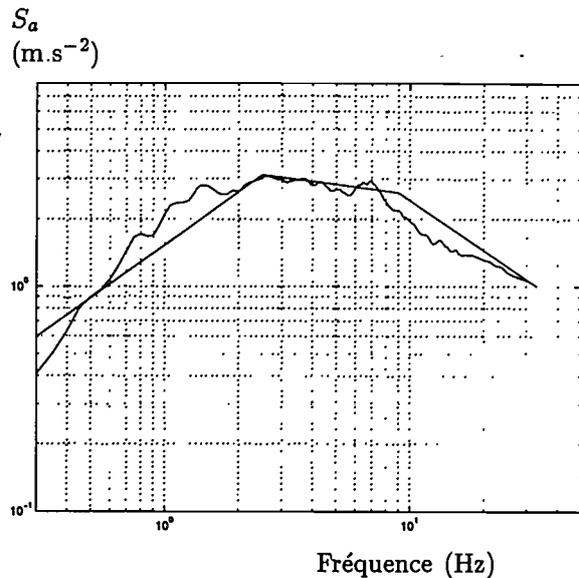
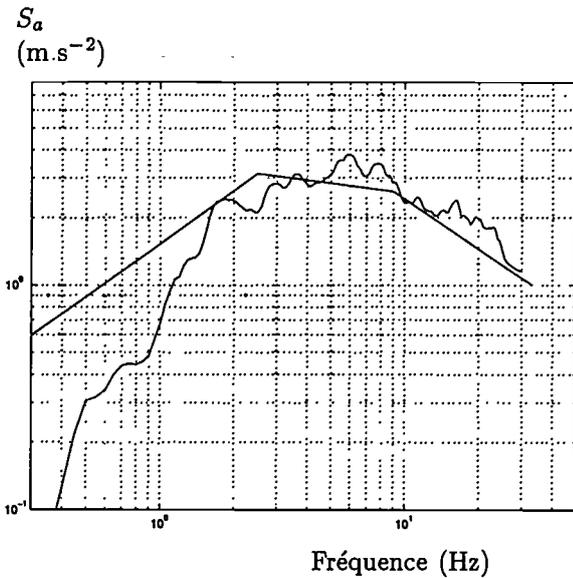


Figure 3.22: Comparaison entre le spectre de réponse de référence et celui de l'événement de Whittier (moyenne + écart type)

Figure 3.23: Comparaison entre le spectre de réponse de référence et celui de l'événement de Loma Prieta (moyenne + écart type)

tre de référence est chose délicate. A noter que certains enregistrements compris dans cette étude ont servi de base dans la construction du spectre NRC.

En fait, quatre seulement des vingt-deux enregistrements de San Fernando ont été retenus par NEWMARK *et al.*, (1973) pour l'élaboration du spectre NRC. Il est évident alors que le spectre issu de cet événement (moyen plus un écart-type) puisse différer du spectre NRC (voir Fig.3.21). On a tracé par ailleurs les spectres de réponse (même définition que précédemment) des événements de Whittier (1987) et de Loma Prieta (1989). On peut constater que globalement ils s'inscrivent dans les lignes prescrites par NEWMARK sauf à basses fréquences pour l'événement de Whittier. Concernant l'événement de Loma Prieta, un étalement spectral plus important que celui de San Fernando et de Whittier peut être constaté, justifiant une valeur plus élevée de largeur de bande (voir plus haut).

Une résolution dans le domaine fréquentiel a été privilégiée pour l'obtention des spectres de réponse, afin d'éviter tout problème lié à la discrétisation temporelle du schéma de Newmark (nécessité de prendre un pas de temps suffisamment petit pour les hautes fréquences du spectre). Aucune "baseline correction" n'a été appliquée aux divers accélérogrammes. Le pas fréquentiel du spectre est pris à 0,05 Hz ce qui permet d'avoir une allure suffisamment précise de ce dernier.

Nous avons étudié ici des mouvements californiens au rocher, dégagé certaines caractéristiques : accélération maximale, durée de phase forte, fréquence centrale ou largeur de bande qui serviront de référence dans la modélisation du mouvement sismique.

Par ailleurs, nous avons pu constater une forte dispersion des résultats vis-à-vis du couple magnitude-distance épacentrale qui servent souvent de référence en ingénierie parasismique. Dispersion aussi entre les résultats d'enregistrements issus d'un même événement sismique qui justifie l'affranchissement de tout particularisme en travaillant non pas sur un accélérogramme mais sur un mouvement représentatif "en moyenne" des phénomènes réels (mouvement synthétisé).

3.2 Modélisation d'un mouvement sismique

Ce qui a été vu dans la partie précédente permet de mieux appréhender les caractéristiques des enregistrements californiens au rocher et servira de base à la synthèse artificielle de mouvements ou à la prise en compte du mouvement que ce soit dans un calcul dynamique de structures ou du comportement d'un sol support de structure. Différents niveaux de modélisation ont été envisagés historiquement et répondent à chaque fois à des besoins différents. La modélisation la plus simple revient à assimiler le mouvement sismique à une sinusoïde de niveau constant dont les effets seraient identiques à un enregistrement réel. Le deuxième niveau consiste à connaître le mouvement au travers de son spectre de réponse, un dernier niveau consiste à assimiler le mouvement sismique à une réalisation d'un processus aléatoire caractérisé par sa densité spectrale de puissance dont l'expression analytique serait connue.

3.2.1 Sinusoïde

Il ne s'agit pas à proprement parler d'une modélisation du mouvement mais d'une modélisation simplifiée de la réponse à un mouvement sismique. Cependant, les hypothèses sous-jacentes sont identiques. La réponse du système à la sollicitation sismique est une sinusoïde d'amplitude constante. Cette hypothèse de travail peut paraître simpliste mais se justifie par les moyens à disposition pour l'étude expérimentale des matériaux. Expérimentalement, une sollicitation sinusoïdale est relativement simple à mettre en oeuvre et décrite uniquement par trois paramètres : la fréquence de sollicitation, le nombre de cycles et le niveau de sollicitation. Il est alors plus facile de comprendre quelle est l'influence de chaque paramètre sur le comportement du sol pour en dégager un modèle de comportement.

La réponse irrégulière en contrainte due au mouvement sismique est rendue équivalente à un nombre N de cycles de contrainte uniforme égale à $0,65\tau_{max}$. L'équivalence se révèle

Earthquake magnitude (1)	Equivalent uniform number of cycles (2)
8.5	26
7.5	15
6.75	10
6	5-6
5.25	2-3

Figure 3.24: Expression du rapport de τ/τ_{max} en fonction du nombre de cycles équivalents d'après SEED (1975)

Earthquake magnitude (1)	Equivalent uniform number of cycles (2)
8.25	38.4
8	26.7
7.5	15.0
7	9.6
6	3.8
5.5	1.7

Figure 3.25: Nombre de cycles équivalents en fonction de la magnitude du séisme d'après SEED (1975)

au niveau des effets de ces deux cyclages : elle est obtenue en étudiant l'apparition du phénomène de liquéfaction de sols à l'aide d'essais de cisaillement simple pilotés en contraintes. D'après la figure (3.24), 1 cycle à τ_{max} est équivalent à 3 cycles uniformes à $0,65\tau_{max}$. De même, 1 cycle à $0,75\tau_{max}$ est équivalent à 1,4 cycles uniformes à $0,65\tau_{max}$. En associant une proportionnalité entre τ_{max} et le PGA, les auteurs ont trouvé une corrélation entre la magnitude d'un séisme et le nombre de cycles équivalents à $0,65\tau_{max}$ (voir Fig.3.25). Cette corrélation montre d'ailleurs une forte dispersion vers les grandes magnitudes (pas d'intervention de la distance épacentrale dans la corrélation ?). De plus, il semble étrange que des paramètres tels que la durée de sollicitation ou la fréquence propre du système étudié ne jouent pas dans cette équivalence (introduite par (VALERA et DONOVAN, 1977)).

Nous pouvons considérer les deux tableaux suivants fixant l'équivalence pour quelques magnitudes d'après les résultats de SEED repris par ARANGO (1996). Ce dernier corrige d'ailleurs les valeurs de SEED pour les hautes magnitudes.

3.2.2 Spectre de réponse standard

Les spectres de réponse standard dont l'obtention a été abordée au Chapitre 2 ont été conçus dans l'optique de substituer à un mouvement à venir inconnu, des caractéristiques représentatives d'événements passés. Il s'agit bien d'un substitut artificiel enveloppant de manière "sécuritaire" une réalité. L'option retenue est donc d'utiliser non pas le spectre moyen d'enregistrements réels dans l'élaboration des spectres standards mais de retenir le spectre moyen plus un écart-type. Cette solution a été retenue pour la construction du spectre NRC, méthode généralement supposée avoir été retenue pour l'élaboration du

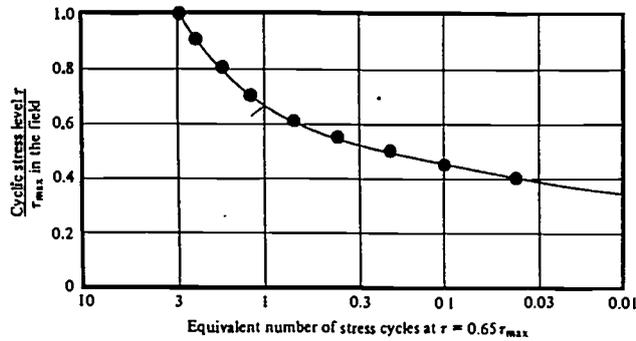


Figure 3.26: Nombre de cycles équivalents en fonction de la magnitude du séisme d'après SEED (1975)

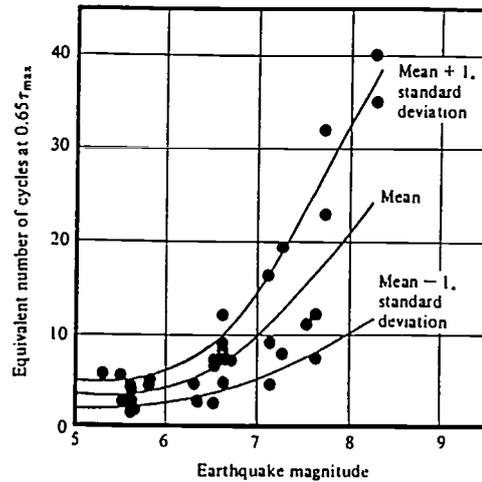


Figure 3.27: Nombre de cycles équivalents en fonction de la magnitude du séisme d'après ARANGO (1996)

Par ailleurs, la notion de spectre de réponse standard est reliée à un mouvement hypothétique standard (mais quel en est vraiment le sens ?) et au type de réponse du système que l'on étudie, à savoir n'est retenue finalement que la réponse maximale du système, comme si cette dernière pilotait forcément la ruine du système. D'une utilisation simple et pratique, les spectres de réponse soulèvent quelques interrogations. Malgré tout, la notion de probabilité d'occurrence semble une alternative incontournable, le seul moyen de prévision pour l'avenir étant l'extrapolation de faits passés.

3.2.3 Processus aléatoire

La dernière méthode envisagée ici est de travailler directement sur le mouvement sismique et d'assimiler un accélérogramme à la réalisation d'un processus aléatoire défini par sa Densité Spectrale de Puissance. Ce mouvement devra rendre compte d'une certaine réalité (cf ce que nous venons d'aborder avec ses limites) et pourra se substituer (avec prudence) à un mouvement réel. Aussi faut-il pouvoir donner une forme analytique à cette DSP, permettant de mieux recaler notre processus sur une réalité plus tangible (mouvement réels).

De par sa nature (différents trains d'ondes véhiculant différents niveaux d'énergie), le mouvement sismique se révèle être instationnaire tant au niveau des amplitudes du mouvement qu'au niveau du contenu fréquentiel. Ainsi la phase forte d'un accélérogramme véhicule-t-elle la majeure partie de l'énergie associée à des fréquences plus hautes alors que la phase "descendante" consécutive, se caractérise par un contenu fréquentiel plus bas.

véhicule-t-elle la majeure partie de l'énergie associée à des fréquences plus hautes alors que la phase "descendante" consécutive, se caractérise par un contenu fréquentiel plus bas.

Certains auteurs ont alors pris le parti de synthétiser un séisme dans son entier (quant à la durée) en conservant la notion d'instationnarité, d'autres ont préféré détacher une phase stationnaire du mouvement, directement liée à la phase forte du séisme. Cette hypothèse est moins restrictive qu'il n'y paraît et permet tant qualitativement que quantitativement de retrouver les phénomènes physiques.

Ici, le mouvement sismique sera considéré stationnaire, l'expression de la DSP ne sera donc pas évolutive avec le temps.

Nous définissons alors le processus accélération (Γ_k) tel que :

$$\Gamma_k^i = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \sin(\omega_k t + \varphi_k^i) \quad (3.6)$$

Il s'agit d'un processus gaussien à moyenne nulle, l'aléa est contenu dans la phase φ_k^i qui est pris à densité constante entre 0 et π . Le mouvement étant stationnaire, les coefficients A_k sont indépendants du temps.

Nous avons alors la relation :

$$E \left(\left(\sum_{k=1}^{\infty} \Gamma_k^i(t) \right)^2 \right) = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} A_k^2 \quad (3.7)$$

et les A_k restent à déterminer. Dans ce but, nous introduisons la fonction S , Densité Spectrale de Puissance (DSP) de l'accélération définie par :

$$\frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} A_k^2 = \int_0^{\infty} S(\omega) d\omega \quad (3.8)$$

Or, un signal sismique ne véhicule que très peu d'informations au-delà d'une fréquence de 25 Hz, d'où l'introduction d'une fréquence de coupure f_c égale à 25 Hz dans l'expression des bornes de l'intégrale. On partage alors la plage de fréquences étudiée en intervalles de même longueur $\Delta\omega$.

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} A_k^2 &= \int_0^{\omega_c} S(\omega) d\omega \\ &\simeq \sum_{k=1}^{N_c} S(\omega_k) \Delta\omega \end{aligned}$$

avec $\omega_c = 2\pi f_c$

D'où :

$$A_k \simeq \sqrt{2S(\omega_k)\Delta\omega} \quad (3.9)$$

Les coefficients A_k donnent, dans l'absolu, le niveau d'énergie véhiculé par chaque fréquence. Un jeu de phases φ_k^i est retenu pour chaque réalisation i , permettant la genèse des mouvements aléatoires différents avec les mêmes renseignements fréquentiels intrinsèques.

Le modèle de KANAÏ-TAJIMI est le modèle généralement employé dans le cadre d'une représentation stochastique du mouvement sismique par sa densité spectrale de puissance (DSP). Elle correspond à la fonction de transfert en accélération absolue d'un bruit blanc ($S = S_0 = \text{cte}$) filtré par un oscillateur de fréquence propre f_g et d'amortissement ξ_g .

Cette DSP, que l'on nommera S_{KT} prend la forme suivante :

$$S_{KT}(\omega) = S_0 \frac{1 + 4\xi_g^2 \left(\frac{\omega}{\omega_g}\right)^2}{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_g}\right)^2\right)^2 + 4\xi_g^2 \left(\frac{\omega}{\omega_g}\right)^2} \quad (3.10)$$

avec :

- S_0 est le paramètre d'intensité,
- ξ_g contrôle le niveau de participation de chaque fréquence (intervient surtout pour des fréquences supérieures à 1 Hz), donc de l'étendue spectrale. Il atténue l'influence des fréquences intermédiaires (1 Hz-6 Hz) et augmente la participation des fréquences plus élevées,
- f_g la fréquence dominante autour de laquelle se concentre une partie significative de la puissance.

Suite à l'analyse d'enregistrements réels, KANAÏ ET TAJIMI ont proposé les valeurs suivantes pour les paramètres de leur modèle :

- $f_g = 2,5$ Hz
- $\xi_g = 0,6$

Il existe en fait plusieurs méthodes pour trouver les paramètres de ce modèle, on peut les scinder en deux groupes :

- calage par rapport à des spectres de réponse (par exemple NRC (SEGAY, 1989) , EUROCODE8 (CICCOTELLI et MEGHELLA, 1995), AFPS (BERNAT, 1992)),

- calage par rapport à des grandeurs "physiques" telles que la fréquence centrale du mouvement, la largeur de bande, le niveau du séisme (SARAGONI, 1981) ...

BERNAT (1992) a choisi la première méthode, le spectre de réponse correspondant est celui recommandé par l'AFPS (site S_0) (voir Fig.3.28). Il n'était pas possible d'obtenir un calage optimal vis-à-vis de ce spectre dans toute la gamme des fréquences. Le parti avait alors été d'obtenir un bon calage dans la gamme des fréquences intermédiaires. Cependant, on constate que ce modèle a l'inconvénient de surestimer la participation des basses fréquences dans la synthèse du mouvement. Ceci n'a pas d'importance si la fréquence propre du système est supérieure à 3 Hz et si le comportement est élastique. Par contre, si la fréquence propre du système est basse, le signal généré se montre trop endommageant par rapport à un mouvement réel. Afin de pallier cet effet, CLOUGH et PENZIEN (1975) ont proposé de modifier l'expression de la DSP de KANAÏ-TAJIMI en :

$$S(\omega) = S_{KT}(\omega)\phi(\omega) \quad (3.11)$$

avec :

$$\phi(\omega) = \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^4}{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2\right)^2 + 4\xi_1^2\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2} \quad (3.12)$$

et S_{KT} densité spectrale de puissance de KANAÏ-TAJIMI.

Le fait d'avoir deux autres paramètres à estimer n'est pas un problème en soi. En effet, $\phi(\omega)$ pilote l'expression de la DSP aux basses fréquences, alors que $S_{KT}(\omega)$ prend le relais aux plus hautes fréquences. On peut alors commencer par trouver les valeurs des paramètres de la DSP de KANAÏ-TAJIMI puis finir par les paramètres ω_1 et ξ_1 . Ces derniers prendront des valeurs telles que la pente du spectre de réponse issu de la DSP de CLOUGH-PENZIEN passe au mieux du spectre de réponse standard (AFPS ou autre) aux basses fréquences (voir Fig.3.31).

Recalage de paramètres : utilisation du spectre de réponse standard AFPS

Nous nous sommes intéressé à un possible recalage de la DSP par rapport au spectre de référence AFPS correspondant à un site S_0 (i.e mouvement au rocher). Le spectre de référence de l'EUROCODE 8 se rapprochant de celui recommandé par l'AFPS, nous avons pris comme premières valeurs de ω_1 et ξ_1 , celles retenues par CICCOTELLI et MEGHELLA (1995), qui sont respectivement égales à 0,1 rad.s⁻¹ et 25.

Le calcul du spectre de réponse se fait par la méthode du facteur de pic r (et q_r) (formule de Davenport modifiée par DER KIUREGHIAN (1980)). Elle donne les mêmes résultats que la méthode de Monte-Carlo (calcul pour un nombre déterminé de réalisations

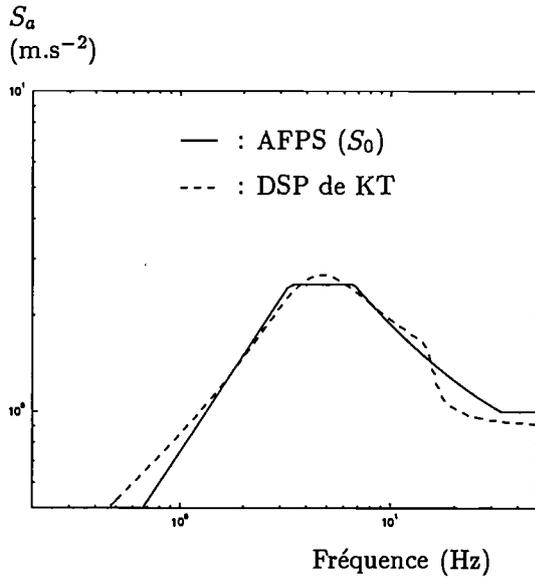


Figure 3.28: Calage de la DSP de KANAÏ-TAJIMI d'après BERNAT (1992) à l'aide du spectre de réponse

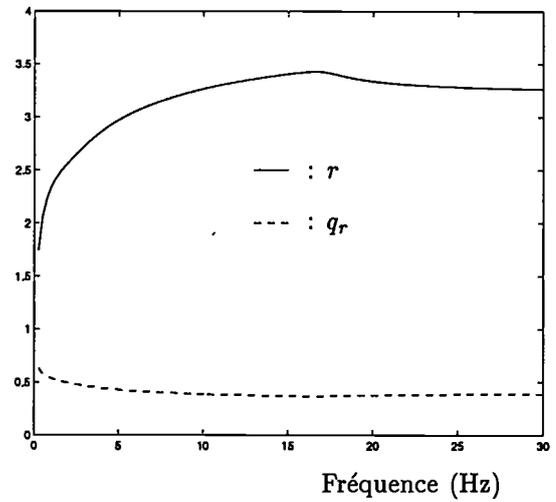


Figure 3.29: Valeurs des facteurs p et q suivant la fréquence propre du système ($T=10$ s)

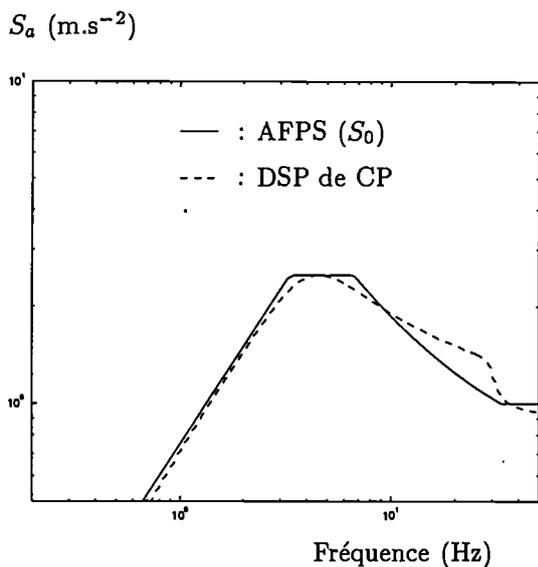


Figure 3.30: Calage de la DSP de CLOUGH-PENZIEN par l'intermédiaire du spectre de réponse

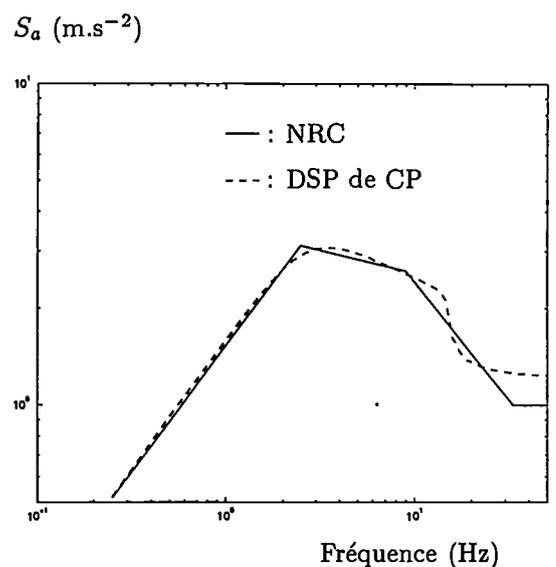


Figure 3.31: Calage de la DSP de CLOUGH-PENZIEN par l'intermédiaire du spectre de réponse

puis calcul du spectre moyen plus un écart-type) et présente l'avantage d'être beaucoup plus rapide. L'ordonnée du spectre réponse pour une fréquence f est égale à :

$$\omega^2 \cdot (E(u_{max}) + \sigma_{u_{max}}) = \omega^2 (r + q_r) \sigma_u \quad (3.13)$$

avec σ_u écart-type du processus réponse tel que :

$$\sigma_u^2 = \int_0^{\omega_c} |H(\omega)_{\Gamma-u}| G(\omega) d\omega \quad (3.14)$$

$H(\omega)_{\Gamma-u}$ est la fonction de transfert accélération (mouvement incident) – déplacement relatif d'un oscillateur simple à 1 ddl et d'amortissement de 5 %.

L'intervention d'une fréquence de "troncature" f_t pour la DSP est rendue nécessaire pour que le spectre de réponse se rapproche le plus de l'asymptote horizontale aux plus hautes fréquences. Contrairement au spectre de réponse d'une population de signaux déterministes pour lesquels l'écart-type de la réponse tend vers zéro lorsque les signaux ne véhiculent plus d'énergie, celui d'un spectre de réponse issu d'un processus aléatoire tend vers $(r + q_r) \sigma_{rep}$. r est le facteur de pic qui lie l'écart-type du processus réponse à l'espérance mathématique de la réponse maximale et q_r est le facteur qui lie l'écart-type du processus réponse à l'écart-type de la réponse maximale. Or q_r tend vers une constante non nulle (voir Fig.3.29) vers les hautes fréquences.

L'expérience montre que la condition $E(\Gamma_{max}) = 1 \text{ m.s}^{-2}$ qui est normalement présente dans le processus d'élaboration des spectres de réponse standards entraîne une amplification notable de la réponse au niveau des fréquences intermédiaires (2 Hz-10 Hz) par rapport aux autres fréquences. L'enveloppe présente alors un aspect de cloche trop marqué. Le parti choisi a été d'écarter cette hypothèse en vue d'obtenir une forme plus douce de l'enveloppe. On retiendra l'aspect "arbitraire" de ce recalage ; en effet, différents jeux de paramètres peuvent mener à une même forme de spectre. On peut restreindre ce choix en associant au spectre des caractéristiques moyennes d'enregistrements réels, nous pensons ici à la fréquence centrale.

Par cette méthode d'élaboration du spectre de réponse, on introduit une nouvelle normalisation : nous dirons qu'un séisme est de niveau 1 m.s^{-2} lorsque l'enveloppe réponse s'ajustera au mieux au spectre de réponse normalisé de référence. Dans notre cas, cela correspond à $E(\Gamma_{max}) = 0,86 \text{ m.s}^{-2}$ ou à une valeur $E(\Gamma_{max}) + \sigma_{\Gamma}$ de $0,95 \text{ m.s}^{-2}$ (voir Fig.3.30).

Nous avons synthétisé les résultats correspondant au recalage des paramètres vis-à-vis du spectre de réponse standard AFPS au rocher :

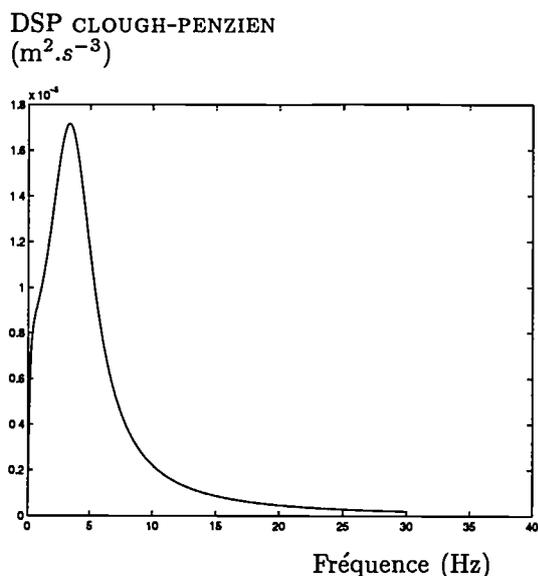


Figure 3.32: DSP de CLOUGH-PENZIEN calée sur le spectre standard AFPS au rocher

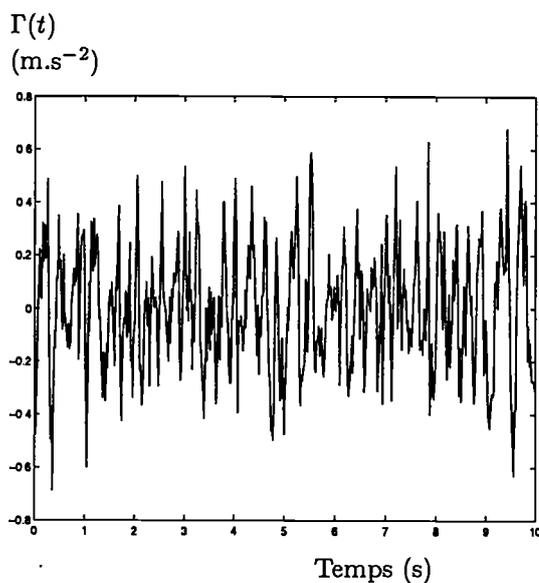


Figure 3.33: Une réalisation du processus aléatoire défini par sa DSP (de CLOUGH-PENZIEN)

	NOTRE ETUDE	BERNAT
Modèle	CLOUGH-PENZIEN	KANAI-TAJIMI
T (s)	10	20
S_0 ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$)	$8,6 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$
f_g (Hz)	4	4,38
ξ_g	0,56	0,5
f_t (Hz)	30	15,5
ω_1 ($\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$)	0,08	
ξ_1	30	

La recherche des paramètres du modèle s'est effectuée indépendamment du travail de BERNAT (1992), aussi n'avons-nous pas repris les valeurs qui avait été trouvées. Afin d'obtenir un meilleur calage avec la pente du spectre de référence aux basses fréquences, les valeurs initiales de ω_1 et ξ_1 ont été modifiées.

Il ne faut pas oublier que toutes les grandeurs intermédiaires présentes dans le calcul du spectre de réponse dépendent de la durée d'observation T , choisie pour notre étude à 10 s (valeur moyenne pour les enregistrements réels au rocher). T modifie la valeur des facteurs r et q_r pour une fréquence propre donnée donc le paramètre de niveau S_0

(légèrement). En effet, r est lié à la probabilité de l'enveloppe-réponse de passer au-dessus d'un certain seuil. Plus T sera grande, plus cette probabilité sera élevée.

Maintenant, la question à se poser est : a-t-on bien simulé le mouvement voulu, la DSP ainsi créée a-t-elle les caractéristiques d'un mouvement sismique à savoir entre autres sa largeur de bande δ et sa fréquence centrale f_d ? On trouve suivant le modèle de DSP utilisé :

	NOTRE ETUDE	BERNAT
Modèle	CLOUGH-PENZIEN	KANAÏ-TAJIMI
f_d (Hz)	7,8	5,53
δ	0,64	0,55

Les résultats dépendent fortement de la fréquence de troncature f_t , plus cette dernière sera faible, plus la valeur de la fréquence centrale sera faible. On voit ici les limites du recalage vis-à-vis d'un spectre de réponse standard, la connaissance de grandeurs moyennes du mouvement que l'on souhaite modéliser devient capitale.

Recalage de paramètres : utilisation du spectre de réponse NRC

SEGAY (1989) a déterminé les valeurs des paramètres du modèle de KANAÏ-TAJIMI pour une durée d'observation T de 10 s. Les paramètres du modèle de CLOUGH-PENZIEN pour la même durée d'observation sont :

	NOTRE ÉTUDE	SEGAY
Modèle	CLOUGH-PENZIEN	KANAÏ-TAJIMI
T (s)	10	10
S_0 ($m^2 \cdot s^{-3}$)	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$2,35 \cdot 10^{-3}$
f_g (Hz)	2,5	2,5
ξ_g	0,75	0,75
f_t (Hz)	15	17
ω_1 ($rad \cdot s^{-1}$)	0,08	
ξ_1	5	

Contrairement à ce qui a été fait plus haut, nous sommes parti des valeurs trouvées pour le modèle de KANAÏ-TAJIMI, car le recalage obtenu par SEGAY était satisfaisant.

Nous avons alors déterminé les valeurs des paramètres ω_1 et ξ_1 et modifié la valeur de niveau S_0 , ce qui nous semblait plus facile à faire.

Afin de suivre de plus près le spectre de réponse NRC, une fréquence de coupure égale à 15 Hz a été choisie. D'une manière générale, il est difficile d'obtenir un bon recalage du spectre de réponse issu d'une DSP monomodale sur un spectre de réponse standard dans le domaine des fréquences supérieures à 10 Hz (partie descendante du spectre de réponse). Le recalage est alors toujours effectué tel qu'il soit le meilleur possible dans la bande de fréquences intéressantes pour nous (plage de première fréquence propre des systèmes étudiés).

Les valeurs de largeur de bande et de fréquence centrale sont ici :

- $\delta = 0,63$
- $f_d = 4,95$ Hz

Ces valeurs sont bien des valeurs moyennes qui sont à comparer favorablement avec les résultats des enregistrements californiens trouvés plus haut.

Dans ce chapitre, nous avons étudié des enregistrements californiens au rocher afin d'en dégager certaines caractéristiques : niveau, fréquence centrale, largeur de bande, spectre de réponse, dans le but d'une modélisation ultérieure du mouvement sismique. Précisément, nous nous sommes intéressé à la représentation du mouvement par une réalisation d'un processus aléatoire défini par sa Densité Spectrale de Puissance. Des formes analytiques existent, nous avons alors proposé des valeurs des paramètres du modèle de CLOUGH-PENZIEN, modèle qui nous semblait mieux répondre à notre question que celui de KANAÏ-TAJIMI classiquement utilisé. Ces paramètres ont été déterminés afin que le processus aléatoire ainsi engendré se substitue à un mouvement réel au sens du spectre de réponse standard AFPS (au rocher). De même, d'autres paramètres ont été proposés afin d'obtenir le même résultat au sens du spectre NRC.

Chapitre 4

Analyse de la réponse d'une colonne de sol

4.1 Cadre de l'étude

4.1.1 Modélisation du comportement des sols

Dans la nature, les profils de sol étudiés sont constitués de stratifications plus ou moins nettes, de propriétés mécaniques variables en général décroissantes à mesure que l'on se rapproche de la surface. Des ondes sismiques volumiques sont envoyées par le foyer dans toutes les directions ; cependant, loin de la source, ces ondes sphériques se rapprochent des ondes planes. De plus, en traversant des couches de propriétés mécaniques décroissantes, le vecteur d'onde tend à s'orienter selon la verticale. On fait alors souvent l'approximation d'un champ d'ondes sismiques planes à propagation verticale. Seules les ondes de cisaillement retiendront notre attention puisqu'elles sont principalement à la source du phénomène de densification. Ainsi, dans notre travail, le champ de contraintes sismiques est-il uniquement constitué de contraintes de cisaillement.

Lors d'une sollicitation, les sols se déforment rapidement de manière non linéaire avec apparition de déformations plastiques permanentes. Elles deviennent non négligeables lorsque les distortions de cisaillement dépassent 10^{-5} . Par ailleurs un chargement cyclique fait apparaître la nature hystérétique du matériau (voir Fig.4.2), la surface et l'inclinaison de la boucle d'hystérésis dépendant de l'amplitude de sollicitation. De plus, les extrémités des boucles se déplacent sur la courbe de premier chargement passant par l'origine (chemin correspondant à une sollicitation monotone). Cette boucle est définie par deux paramètres : le module sécant G qui est la pente de la droite joignant les extrémités de la boucle et l'amortissement β lié à l'aire de la boucle (énergie dissipée lors d'un cycle). La valeur maximale de G , G_{max} est obtenue pour des déformations très petites (de l'ordre de 10^{-8}).

Shear strain	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}
	Small strain	Medium strain		Large strain	Failure strain	
Elastic	[Graph showing linear elastic behavior]					
Elasto-plastic		[Graph showing elasto-plastic behavior]				
Failure					[Graph showing failure behavior]	
Effect of load-repetition			[Graph showing effect of load-repetition]			
Effect of loading rate			[Graph showing effect of loading rate]			
Model	Linear elastic model		Visco elastic model		Load history tracing type model	

Figure 4.1: Propriétés des sols en fonction du niveau des distortions d'après ISHIHARA (1982)

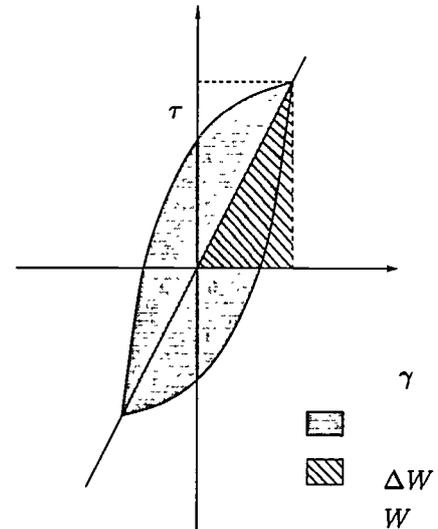


Figure 4.2: Boucle d'hystérésis

Le modèle de comportement à employer dans tout calcul doit raisonnablement rendre compte de tous ces phénomènes. La figure (4.1) nous donne le type de modélisation nécessaire pour obtenir des résultats sensés. Si les déformations de cisaillement sont de l'ordre de 10^{-6} – 10^{-5} , les non linéarités sont faibles et une théorie élastique suffit à retracer les phénomènes sous-jacents. Lorsque les déformations sont de l'ordre de 10^{-4} – 10^{-3} les propriétés dissipatives doivent être prises en compte par l'introduction d'un amortissement qui peut être de nature visqueuse ou hystérétique suivant le matériau étudié. Si les déformations sont supérieures à quelques 10^{-3} , le modèle doit permettre un bon suivi des non linéarités qui deviennent prépondérantes, un modèle incrémental semi empirique ou plus théorique est alors nécessaire.

Les déformations de cisaillement usuelles en sismique (séisme de niveau inférieur à 0,4g et atteinte de la liquéfaction exclue) atteignent 10^{-4} – 10^{-3} . Nous pourrions alors nous placer dans le cadre de l'élasticité linéaire avec prise en compte d'un amortissement.

Précisément, sous chargement cyclique, les sols font apparaître expérimentalement des boucles d'hystérésis. Un modèle rhéologique simple tel que le modèle visco-élastique de type Kelvin-Voigt permet d'obtenir ce résultat. Nous verrons comment ce dernier sera ensuite modifié pour prendre en compte certaines caractéristiques du sol.

Dans notre travail, le champ de contraintes (cisaillement seul) est lié au champ de déformations par la relation (modèle de Kelvin-Voigt) :

$$\tau = G\gamma + \nu\dot{\gamma} \quad (4.1)$$

avec :

- ν constante de viscosité,
- γ distortion,
- G module de cisaillement.

Pour les sollicitations cycliques, dans le domaine fréquentiel,

$$\tau = G\gamma + i\omega\nu\gamma = G(1 + i\frac{\omega\nu}{G})\gamma \quad (4.2)$$

Or, pour un sol, l'amortissement est indépendant de la fréquence (amortissement hystéretique), nous devons avoir la relation :

$$\frac{\omega\nu}{G} = cte$$

On pose, $\frac{\omega\nu}{G} = \eta$ d'où :

$$\tau = G(1 + i\eta)\gamma = G(1 + 2i\beta)\gamma \quad (4.3)$$

β est le rapport de l'énergie dissipée au cours d'un cycle à 4π fois l'énergie élastique emmagasinée (voir Fig.4.2). Il est alors égal à :

$$\beta = \frac{\eta}{2} = \frac{\Delta W}{4\pi W} \quad (4.4)$$

où η est le coefficient de perte du matériau, ΔW l'énergie dissipée et W l'énergie stockée.

L'expression (4.3) est utilisée telle quelle dans l'équation de la dynamique en vue d'une résolution fréquentielle. Dans le cas d'une résolution transitoire, un modèle élastique à amortissement visqueux est généralement préféré pour des raisons de simplicité (absence de valeurs complexes). Le système étudié ne possède pas les mêmes propriétés puisque l'amortissement visqueux dépend de la fréquence ; cependant pour des systèmes peu amortis, les résultats restent similaires. Le calage de l'amortissement est obtenu sur le premier mode, mode véhiculant la majeure partie de l'énergie sismique.

Dans un deuxième temps, une façon classique de prendre en compte la dépendance des propriétés mécaniques du matériau vis-à-vis du niveau des déformations de cisaillement est d'introduire un comportement linéaire équivalent et de procéder à un calcul

itératif. Par la suite, nous utiliserons souvent cette modélisation dans nos calculs et nous la référencerons par la dénomination **méthode SHAKE** car elle est à la base du logiciel portant ce nom (SHAKE (SCHNABEL *et al.*, 1972)). Cette méthode est classique en Dynamique des Sols et donne des résultats appropriés si le mouvement sismique est de niveau modéré (MOHAMMADIOUN et PECKER, 1992).

A la suite d'essais cycliques sur des sables de différentes natures, de densités relatives distinctes ; SEED et IDRIS (1970) ont déterminé un faisceau de courbes rendant compte de la dégradation des propriétés avec le niveau de déformations. Une courbe moyenne, représentative des phénomènes, et utilisable pour un sable quelconque, a alors été proposée par les auteurs.

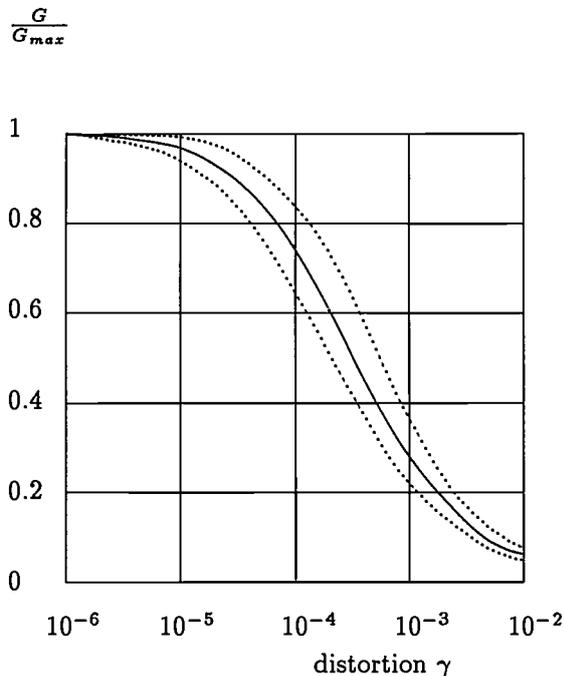


Figure 4.3: Variation du module de cisaillement des sables d'après SEED (1970)

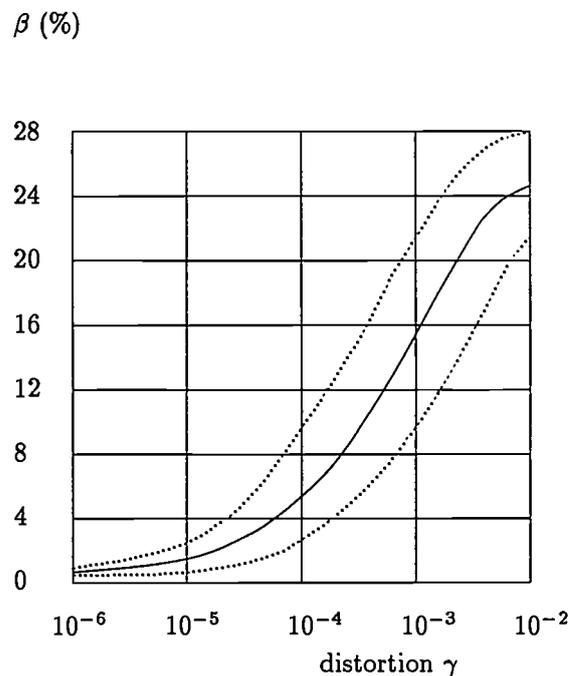


Figure 4.4: Variation de l'amortissement des sables d'après SEED (1970)

Des travaux ultérieurs (AMINI *et al.*, 1988), (RAY et WOODS, 1988) ou plus récemment (ZHANG et AGGOUR, 1996) ont montré la dépendance de cette courbe vis-à-vis du type de sollicitation et de la durée de sollicitation. En effet, l'amplitude des déformations des essais de SEED et IDRIS (1970) a été prise constante. Or, la sollicitation sismique est de nature aléatoire ; elle entraîne une dégradation plus élevée ainsi qu'un amortissement plus important (pour une même valeur RMS (Root Mean Square : racine carrée de la variance)

de distortion) que dans le cas d'une sollicitation sinusoïdale. Cet effet dépend en outre fortement du type de sable considéré. De plus, la courbe mise en valeur par SEED dépend légèrement de la pression de confinement mais essentiellement lorsque celle-ci est faible (SEED *et al.*, 1986), donc ceci concerne des couches situées en surface. Ne pas prendre pas en compte cette hypothèse n'est pas pénalisant puisqu'en pratique les couches de sol superficielles ne connaissent pas de distortions importantes. Par ailleurs, elle répond à un comportement "moyen" des sables ; en l'absence d'essais précis sur le matériau étudié, elles suffisent classiquement en première approche à répondre aux problématiques usuelles.

Certains auteurs lui ont donné une forme analytique comme MARTIN et SEED (1982) ; issue du modèle de Davidenkov parallèle de celui de Ramberg-Osgood en déformations, elle s'écrit :

$$\frac{G}{G_{max}} = 1 - H(\gamma)$$

$$\frac{\beta}{\beta_{max}} = H(\gamma)$$

avec

$$H(\gamma) = \left(\frac{(\frac{|\gamma|}{\gamma_y})^{2B}}{1 + (\frac{|\gamma|}{\gamma_y})^{2B}} \right)^A$$

$$A = 0,9$$

$$B = 0,413$$

$$\gamma_y = 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ distortion de référence}$$

Nous prendrons plutôt les valeurs mises en avant par HWANG et LEE (1991) qui approchent de manière très satisfaisante (bien que la différence entre les deux courbes soit minime) la courbe de SEED *et al.* (voir LOH *et al.*, (1995)) qui sont :

$$A = 0,941$$

$$B = 0,441$$

$$\gamma_y = 4 \cdot 10^{-4}$$

Reste alors à connaître les valeurs de G_{max} et β_{max} à prendre en compte. SEED et IDRIS (1970) ont proposé une relation liant les propriétés mécaniques du sol suivant les caractéristiques du sol et la profondeur considérée (d'autres méthodes issues d'essais *in situ* existent bien sûr : SASW, essais downhole, crosshole, CPT) :

$$G_{max} = 1000K_2 \sqrt{p'} \quad (4.5)$$

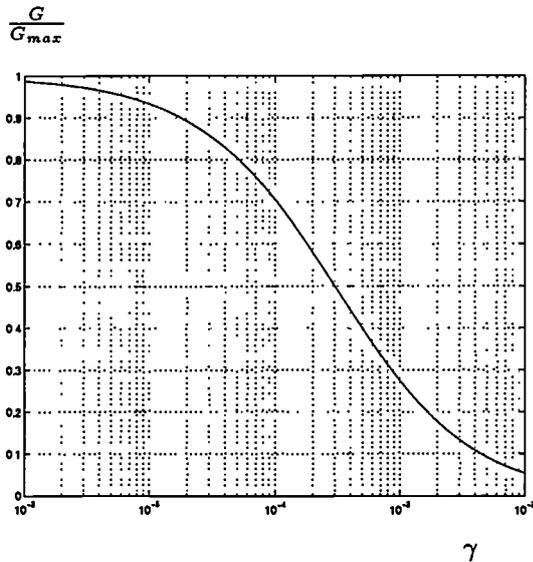


Figure 4.5: Diagramme d'évolution du module de cisaillement en utilisant les paramètres de HWANG (1991)

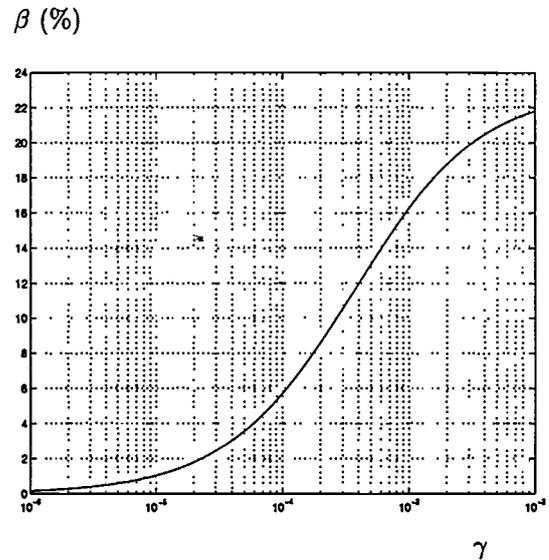


Figure 4.6: Diagramme d'évolution de l'amortissement en utilisant les paramètres de HWANG (1991)

en unités psf (1 psf \simeq 47,9 Pa).

K_{2max} varie de 30 pour les sables très lâches à 75 pour les sables denses, ils relient la valeur de ce coefficient avec le nombre de coups SPT :

$$K_{2max} \simeq 20(N_1)_{60}^{1/3} \quad (4.6)$$

MARTIN et SEED (1982) ont donné une expression de K_{2max} en fonction de la densité relative du sable :

$$K_{2max} = 61(1 + 0,01(D_r - 75)) \quad (4.7)$$

Ces corrélations sont évidemment assujéties à une dispersion mais permettent dans la majorité des cas d'obtenir des valeurs suffisamment précises.

La valeur β_{max} permettant de suivre la courbe moyenne d'amortissement des sables de SEED est :

$$\beta_{max} = 23\% \quad (4.8)$$

Lorsque les déformations sont supérieures à quelques 10^{-3} , un modèle suivant précisément le champ de contraintes et de déformations devient nécessaire. Des modèles non linéaires, construits empiriquement à partir de résultats expérimentaux, répondent généralement à cette attente. Ces modèles (modèle de Hardin-Drnevich, de Ramberg-Osgood

ou de Davidenkov par exemple) permettent d'obtenir des réponses mieux conformes à la réalité mais ne permettent pas d'atteindre les déformations volumiques plastiques. Ceci nécessite l'utilisation d'une équation liant le champ réponse à la variation de volume. Le cadre de l'élastoplasticité (par ses modèles : Hujeux, CJS, Tan ...) répond à toutes ces limites.

4.1.2 Hypothèses liées à notre étude

Nous considérerons un modèle plan (x, z) , nous étudierons la réponse d'une couche de sol encastrée dans un substratum rocheux, à un mouvement horizontal généré à sa base. Nous prendrons les hypothèses de travail suivantes :

1. Les ondes sismiques sont à propagation verticale, le champ de contraintes est réduit à des sollicitations de type cisaillement horizontal engendrées par l'arrivée d'ondes SH.
2. La surface libre du sol est non chargée (réponse en champ libre).
3. Les propriétés mécaniques initiales prises en compte dépendront du cas étudié, cas que nous répertorierons plus loin. Le profil de sol pourra avoir des propriétés homogènes (constantes vis-à-vis de la profondeur) ou non (expression de G_{max} à l'aide de l'équation (4.5)).
4. Le mouvement sismique sera unidirectionnel et imposé à la base, il peut être de nature déterministe (enregistrement réel) ou de nature aléatoire (mouvement synthétisé).

4.1.3 Equation de la dynamique

Notations

- l'indice H indique que les expressions sont données dans un système d'axe où la profondeur est comprise entre 0 et H .

Exemple :

- σ_H est le tenseur des contraintes exprimé dans ce système d'axe,
- σ est le tenseur des contraintes exprimé dans le système d'axe où la profondeur est comprise entre 0 et 1. Le passage de l'un à l'autre se justifie par l'utilisation d'une profondeur normalisée : $z = \frac{zH}{H}$.

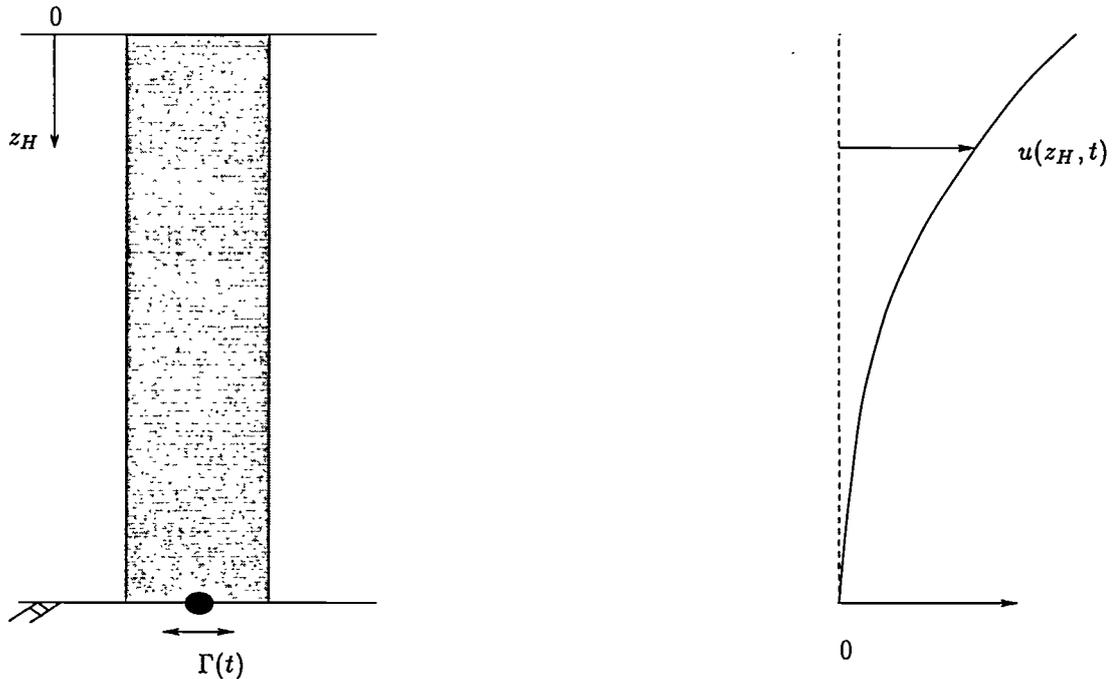


Figure 4.7: Modélisation de la colonne de sol

De même :

- τ contrainte de cisaillement,
- $u(z, t)$ est le déplacement relatif horizontal par rapport à la base de la colonne à la profondeur z ,
- $\Gamma(t)$ désignera la sollicitation sismique horizontale (accélération) appliquée à la base de la colonne,

Equation

La surface du sol étant libre, le champ de contraintes est uniforme à une profondeur z_H , le problème bidimensionnel se réduit alors à un problème unidimensionnel. Ainsi, prendrons-nous comme objet d'étude une colonne de sol de largeur unité. Nous normaliserons la hauteur de la colonne H à 1 en effectuant un changement de variable $z = \frac{z_H}{H}$. L'équation de la dynamique s'écrit :

$$\operatorname{div}(\boldsymbol{\sigma}) = \rho \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} u(z, t) + \Gamma(t) \right) \quad (4.9)$$

avec comme conditions aux limites :

1. surface libre

$$\frac{\partial u}{\partial z}(0, t) = 0$$

2. pas de mouvement relatif entre la colonne de sol et sa base, d'où

$$u(1, t) = 0$$

et comme conditions initiales :

$$u(z, 0) = \frac{\partial u}{\partial t}(z, 0) = 0$$

4.1.4 Méthodes de résolution

Différentes approches

La résolution des équations de la dynamique peut s'effectuer de différentes manières suivant le cadre dans lequel se place l'étude (élasticité linéaire, domaine hystérétique, domaine des lois incrémentales non linéaires) et le type d'utilisation (résolution déterministe ou stochastique). Nous pourrions dégager classiquement le champ d'application de chaque méthode :

- Résolution déterministe :
 - Calcul transitoire
 - * Modal : décomposition modale et résolution transitoire par un schéma de Newmark par exemple, dans le cadre d'un calcul élastique linéaire,
 - * Direct : résolution des équations dans le domaine temporel à l'aide d'un schéma temporel incrémental (Newmark, HHT- α , θ -Wilson, . . .) explicite ou implicite. Cette méthode est nécessaire lorsque le comportement non linéaire du sol est traduit par des lois incrémentales non linéaires.
 - Calcul fréquentiel
 - * Résolution des équations dans le domaine fréquentiel et retour dans le domaine temporel par Transformée Inverse de Fourier (hypothèse de linéarité nécessaire).
- Résolution stochastique :
 - Calcul transitoire : Méthode de Monte Carlo
Création d'un échantillon de réalisations issues du processus aléatoire, calcul transitoire modal ou direct et obtention du résultat par calcul d'une moyenne,

– Calcul fréquentiel :

Résolution dans le domaine fréquentiel, obtention de la densité spectrale (DSP) de réponse connaissant la DSP du mouvement et la fonction de transfert de la couche de sol. Cette analyse sous-tend une hypothèse de calcul élastique, seul l'accès à des espérances mathématiques est possible (ainsi qu'écart-type de la réponse).

Nous nous arrêterons ici sur la méthode SHAKE et nous détacherons explicitement les types de profil de sol et de calculs qui nous intéresseront par la suite.

Méthode SHAKE : méthode élastique linéaire équivalente

Cette méthode dont nous avons fait référence plus haut, et que nous adapterons à notre travail, résout les équations dans le domaine fréquentiel. Le profil de sol peut être soit un profil stratifié, soit issu d'une discrétisation d'un profil continu hétérogène en N couches homogènes i . Il s'agit alors de résoudre un problème de propagation d'ondes planes (ondes SH) au travers d'un milieu multi-couches. Dans chaque couche sont présentes deux ondes que l'on pourrait qualifier d'incidente et réfléchie (réflexion à l'interface entre deux couches consécutives). Pour plus de détails sur la résolution du problème de propagation d'ondes dans un milieu stratifié, on pourra se référer à PECKER (1985).

Le principe de la méthode linéaire équivalente est d'approcher les non linéarités du sol par des calculs élastiques linéaires successifs (itération j) afin d'obtenir des propriétés mécaniques compatibles avec le champ de déformations. Le calcul est effectué de la manière suivante :

EN ENTRÉE

- Mouvement sismique à la base,
- Description spatiale initiale de $G \rightarrow G_0(z_i)$ dans chaque couche homogène,
- Description spatiale de $\beta \rightarrow \beta_0(z_i)$.

CALCUL

- Décomposition du mouvement en ondes monochromatiques (FFT).
- Itération j
 - Expression complexe de $G_j \rightarrow \tilde{G}_j = G_j(1 + 2i\beta_j)$.
 - Calcul des matrices de transfert de chaque couche de sol.
 - Calcul de la matrice de transfert globale du profil de sol base \rightarrow surface.

- Calcul de l'amplitude des ondes incidentes et réfléchies en surface connaissant l'amplitude du mouvement à la base du profil de sol.
- Itération sur les couches i

- * Itération sur la fréquence

- Calcul de l'amplitude du mouvement au milieu de la couche i connaissant le mouvement en surface.
- Calcul des déformations de cisaillement.

- * Fin itération sur la fréquence

- * Retour dans le domaine temporel (IFFT).
- * Calcul de la déformation "moyenne" représentative de la réponse ($\gamma_{eff}(z_i) = 0,65.MAX(\gamma(z_i, t))$) au milieu de chaque couche i .
- * A l'aide de la courbe de dégradation des propriétés mécaniques, calcul de $G(\gamma_{eff}(z_i))$ et de $\beta(\gamma_{eff}(z_i))$.
- * Calcul de $diff = \left| \frac{G_{eff}(z_i) - G_j(z_i)}{G_j(z_i)} \right|$

- Fin itération sur la profondeur

- S'il existe une couche dans laquelle $diff$ est supérieur à 10 %, on passe à l'itération $j + 1$ avec une description spatiale des propriétés mécaniques correspondant au champ $G(\gamma_{eff}(z_i))$ et $\beta(\gamma_{eff}(z_i))$.

- Fin itération j

- Si dans chaque couche $diff$ est inférieur à 10 %, le champ de déformations est alors le champ solution répondant à notre problème. A ce stade-là, les propriétés du sol sont dites compatibles avec le champ de déformations induit et les non-linéarités ont été approchées d'une manière globale.

La valeur γ_{eff} , représentative de la réponse globale à une profondeur z est souvent prise égale à $0,65.MAX(\gamma(z, t))$. Ce facteur 0,65 est d'ailleurs celui qui lie la contrainte cyclique moyenne (on pourrait dire effective ou représentative) à la contrainte maximale développée à une profondeur z par un mouvement sismique (SEED et IDRIS, 1971) fonction de la contrainte maximale (voir Eq.2.18).

Nous étudierons les cas suivants :

Profil de sol étudié	Calcul élastique linéaire	Calcul élastique linéaire équivalent
Appellation	CAS 1A	CAS 2A
Profil de sol continu homogène	$G = G_0$ $\beta = \beta_0$	$G = G_0(1 - H(\gamma_{eff}(z_i)))$ $\beta = \beta_0 H(\gamma_{eff}(z_i))$
Appellation	CAS 1B	CAS 2B
Profil de sol continu hétérogène	$G = G_z(z)$ $\beta = \beta_0$	$G = G_z(z_i)(1 - H(\gamma_{eff}(z_i)))$ $\beta = \beta_0 H(\gamma_{eff}(z_i))$
Appellation	CAS 1C	CAS 2C
Profil de sol discrétisé hétérogène	$G = G_z(z_i)$ $\beta = \beta_0$	$G = G_z(z_i)(1 - H(\gamma_{eff}(z_i)))$ $\beta = \beta_0 H(\gamma_{eff}(z_i))$

G_0 ou G_z (constantes) correspondent à G_{max} , module de cisaillement "élastique" pour des déformations de cisaillement inférieures à 10^{-6} . β_0 est classiquement pris égal à 5 %. Par ailleurs, nous n'étudierons pas le cas où β s'exprime par $\beta_0(z)$, car l'amortissement est souvent un terme mal connu lorsque l'on réalise des sondages *in situ*.

- CAS 1 :

Il correspond à l'étude du champ de déformations élastiques qui permet d'appréhender le problème, de dégager certaines propriétés ou d'entrevoir des méthodes simplifiées d'obtention des tassements. Nous étudierons des cas de "difficultés" croissantes :

- CAS 1A :

Le profil de sol est homogène, les propriétés mécaniques sont alors constantes quelle que soit la profondeur z . Une expression analytique du champ de déformations peut être donnée.

- CAS 1B :

Le profil de sol est continu mais hétérogène. Nous étudierons entre autres le cas classique où G s'exprime selon la racine de la profondeur (selon une expression similaire à l'équation (4.5)). Une expression analytique du champ de déformations peut être encore donnée.

- CAS 1C : Il correspond à une stratification du milieu quelconque étudié. Le profil de sol est alors divisé en N couches de propriétés mécaniques constantes. N est pris égal à 20, mais une discrétisation en 10 couches est souvent suffisante pour obtenir une bonne estimation du champ de déformations. Il s'agit ici uniquement d'une résolution numérique du problème.

- CAS 2 :

Pour chaque cas étudié (CAS 1A, CAS 1B, CAS 1C), dans un deuxième temps, nous

ferons un calcul élastique linéaire équivalent. Seul un calcul numérique est possible. Le calcul nécessite d'utiliser une discrétisation du profil de sol car les propriétés mécaniques (module de cisaillement et amortissement) du milieu sont réactualisées suivant le niveau de distortion développé à une profondeur z_i à la fin d'une itération j (cf méthode SHAKE). Les CAS 2A itèrent alors sur des structures géométriques de sol du type CAS 1C.

4.2 Expression du champ de déformation élastique

L'étude de la colonne de sol en élasticité linéaire, couplée à une loi de densification, nous donnera, dans un premier temps, un ordre de grandeur de tassements et permettra de mettre en évidence les termes qui le favoriseront.

Un calcul transitoire direct avec discrétisation de l'espace et du temps peut être envisagé mais il ne permet pas d'obtenir des expressions analytiques susceptibles de bien expliciter les phénomènes. Pour cette raison, cette méthode de résolution des équations de la dynamique a été écartée au profit d'autres.

4.2.1 Calcul transitoire modal

Ce mode de calcul suppose un comportement élastique linéaire mais peut être introduit dans un calcul élastique linéaire équivalent. On évite alors une résolution fréquentielle du type SHAKE qui ne retient que la solution permanente des équations du mouvement (la partie transitoire est donc exclue).

CAS 1A

Si les propriétés mécaniques de la couche de sol sont constantes en fonction de la profondeur, la solution du problème stationnaire peut être obtenue aisément par décomposition modale. Elle est déterminée par :

$$u_H(z_H, t) = \sum_{j=1}^{\infty} \varphi_j(z_H) I_j(t) \quad (4.10)$$

où φ_j est le vecteur propre lié au mode j et I_j est l'intégrale de Duhamel correspondant à la réponse d'un système à un degré de liberté de pulsation ω_j et d'amortissement β_j :

$$I_j(t) = -\frac{1}{\omega_{d,j}} \int_0^t \Gamma(\tau) \exp^{-\beta_j \omega_j (t-\tau)} \sin[\omega_{d,j} (t-\tau)] d\tau \quad (4.11)$$

avec ω_j et $\omega_{d,j}$ respectivement les pulsations propres non amorties et amorties liées au mode j et :

$$\omega_{d,j} = \frac{\omega_j}{1 - \beta_j^2} \quad (4.12)$$

et

$$\beta_j = \beta \frac{\omega_j}{\omega_1} \quad (4.13)$$

ω_1 est la pulsation propre du système (1^{ère} pulsation). β est donc équivalent à l'amortissement développé à résonance par un oscillateur linéaire à un degré de liberté. L'intégrale de Duhamel, ne sera pas directement évaluée, on préfère utiliser un schéma temporel incrémental (du type Newmark par exemple) pour la résolution. On obtient alors la réponse transitoire en déplacement de la colonne. Ce sont plutôt les déformations de cisaillement $\gamma_H(z)$ (ou $\gamma(z)$ si la hauteur de la colonne est normalisée à 1) qui retiennent notre attention car elles sont à la source de la densification des milieux granulaires résultant du mouvement sismique, elles s'expriment :

$$\gamma_H(z_H, t) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{d}{dz_H} \varphi_j(z_H) I_j(t)$$

ou dans le cas où la hauteur de la colonne est normalisée à 1, ce qui sera le cas pour l'expression des équations suivantes :

$$\gamma(z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{d}{dz} \varphi_j(z) I_j(t)$$

Dans la pratique, nous n'avons pas besoin de prendre en compte un nombre conséquent de modes, la convergence est obtenue pour 4 modes, un seul mode donne souvent une approximation suffisante. L'expression de $\frac{d}{dz} \varphi_j$ dans le CAS 1A est :

$$\frac{d}{dz} \varphi_j = \frac{2}{H} (-1)^j \sin[(2j - 1)\pi \frac{z}{2}]$$

CAS 1B

Si l'on traite le CAS 1B, des vecteurs propres peuvent être trouvés grâce à l'équation caractéristique mais l'on verra que leur expression analytique est très lourde ce qui nous amène à préférer d'autres méthodes de résolution de l'équation de la dynamique (calcul fréquentiel).

CAS 1C

Si l'on traite le profil de sol comme un milieu stratifié horizontalement (CAS 1C), la décomposition modale analytique devient moins facile car l'obtention des modes propres dans chaque couche nécessite un calcul récursif, néanmoins des algorithmes existent (SARMA, 1994). Numériquement, la décomposition modale est évidemment possible.

La résolution transitoire modale de l'équation de la dynamique est intéressante lorsque la partie transitoire de la réponse du système est non négligeable. Or en sismique, dans la plupart des cas, la partie transitoire de la solution n'apporte que peu d'informations au champ solution (SARMA, 1994). Dans la pratique, seule la solution particulière de l'équation de la dynamique est conservée, elle correspond à la solution en régime permanent. Par ailleurs, l'expression analytique des vecteurs propres dans des systèmes plus complexes (CAS 1B), devient suffisamment lourde pour écarter cette technique de résolution. Aussi, dans l'hypothèse de l'approximation du régime permanent, opterons-nous pour une résolution fréquentielle du problème (et pas seulement une résolution du problème harmonique).

4.2.2 Calcul fréquentiel

CAS 1A

Dans le domaine fréquentiel, l'onde sismique est décomposée en une série d'ondes monochromatiques stationnaires, la Transformée de Fourier nous permettra de passer du domaine temporel au domaine fréquentiel. L'accélération $\Gamma(t)$ se décompose donc en :

$$\Gamma(t) = Re \sum_{k=0}^{\frac{N}{2}} A_k(\omega_k) \exp^{i\omega_k t} \quad (4.14)$$

avec N le nombre de points pris pour calculer la Transformée de Fourier. L'équation à résoudre est :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(G(z)(1 + 2i\beta) \frac{\partial}{\partial z} u(z, t) \right) = \rho \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} u(z, t) + \Gamma(t) \right) \quad (4.15)$$

Après Transformée de Fourier, la résolution s'accompagne d'une séparation des variables. Par la suite, on ne s'attachera qu'à la partie spatiale de la solution. Les parties spatiales des inconnues dans le domaine fréquentiel auront même notation que ces variables exprimées dans le domaine temporel pour une meilleure lisibilité (ex : $u(z, t) \rightarrow \gamma(z)$). Il s'agit bien ici d'un abus de langage.

En prenant comme inconnue la distortion $\gamma(z) = \frac{d}{dz} u(z)$, l'équation de la dynamique

s'écrit alors pour chaque onde monochromatique :

$$\frac{d^2}{dz^2} (G(z)(1 + 2i\beta)\gamma(z)) + \rho\omega_k^2\gamma(z) = 0 \quad (4.16)$$

Les conditions aux limites deviennent :

1. $\gamma(0) = 0$
2. $\frac{d}{dz}(G(z)(1 + 2i\beta)\gamma(z))(1) = \rho H A_k(\omega_k)$

Ici G est égal à G_0 et β à β_0 . L'équation (4.16) devient :

$$\frac{d^2}{dz^2}\gamma(z) + \frac{\rho\omega_k^2}{G_0(1 + 2i\beta_0)}\gamma(z) = 0 \quad (4.17)$$

On introduit a_0 , paramètre adimensionnel tel que :

$$a_0 = \frac{\omega_k H}{c_{s0}}$$

et $c_{s0} = \sqrt{\frac{G_0}{\rho}}$ la célérité des ondes de cisaillement. L'équation (4.17) est alors équivalente à :

$$\frac{d^2}{dz^2}\gamma(z) + \frac{a_0^2}{1 + 2i\beta_0}\gamma(z) = 0 \quad (4.18)$$

La solution de cette équation est du type :

$$\gamma(z) = A \cos\left(\frac{a_0}{\sqrt{1 + 2i\beta_0}}z\right) + B \sin\left(\frac{a_0}{\sqrt{1 + 2i\beta_0}}z\right)$$

La condition aux limites 1 donne $A = 0$ et la condition aux limites 2 donne :

$$\gamma(z) = \frac{A_k}{\omega_k c_{s0} \sqrt{1 + 2i\beta_0}} \frac{\sin\left(\frac{a_0 z}{\sqrt{1 + 2i\beta_0}}\right)}{\cos\left(\frac{a_0}{\sqrt{1 + 2i\beta_0}}\right)} \quad (4.19)$$

La réponse temporelle en déformations s'écrit alors :

$$\gamma(z) = \text{Re} \sum_{k=0}^{\frac{N}{2}} T_r(\omega_k, z)_{\Gamma, \gamma} A_k(\omega_k) \exp^{i\omega_k t} \quad (4.20)$$

avec $T_r(\omega_k, z)_{\Gamma, \gamma}$ la fonction de transfert accélération – distortion (relative) γ qui a l'expression suivante :

$$T_r(\omega_k, z)_{\Gamma, \gamma} = \frac{1}{\omega_k c_{s0} \sqrt{1 + 2i\beta_0}} \frac{\sin\left(\frac{a_0 z}{\sqrt{1 + 2i\beta_0}}\right)}{\cos\left(\frac{a_0}{\sqrt{1 + 2i\beta_0}}\right)} \quad (4.21)$$

Cette équation peut être écrite plus simplement en utilisant des représentations complexes (notation : $\bar{}$). On inclut alors l'amortissement dans l'expression de G par la relation $\bar{G} = G(1+2i\beta_0)$. On associe alors à c_{s0} et a_0 les expressions complexes \bar{c}_{s0} et \bar{a}_0 . L'équation (4.21) s'écrit alors plus simplement :

$$T_r(\omega_k, z)_{\Gamma, \gamma} = \frac{1}{\omega_k \bar{c}_{s0}} \frac{\sin(\bar{a}_0 z)}{\cos(\bar{a}_0)} \quad (4.22)$$

On notera $T_r(\omega, z)_{\Gamma, \ddot{u}}$, la fonction de transfert accélération-accélération relative depuis la base jusqu'à une profondeur z . Elle s'exprime par :

$$T_r(\omega_k, z)_{\Gamma, \ddot{u}} = \frac{\cos(\bar{a}_0 z)}{\cos(\bar{a}_0)} \quad (4.23)$$

La fonction de transfert accélération - accélération absolue s'écrit :

$$T_r(\omega_k, z)_{\Gamma, \ddot{u}_{abs}} = 1 + \frac{\cos(\bar{a}_0 z)}{\cos(\bar{a}_0)} \quad (4.24)$$

On a tracé sur la figure (4.8) la valeur du module de $T_r(\omega, z)_{\Gamma, \gamma}$ pour $z = 1$. On peut d'ores et déjà constater la prépondérance du premier mode dans la réponse et que pour β supérieur à 10 %, les modes supérieurs sont négligeables. Cette valeur de β est une valeur minimale se rencontrant usuellement pour des sols de densité moyenne ($D_r < 50$ %). Bien sûr, si la fréquence centrale du séisme est voisine de la fréquence propre de la couche de sol, l'amplification sera importante. Celle-ci le sera aussi, mais dans une moindre mesure, si la fréquence centrale est suffisamment basse. D'une manière générale, plus la fréquence centrale du séisme s'éloigne de la fréquence propre vers de grandes valeurs, moins le niveau des distortions sera grand (de même pour l'intensité des tassements). De plus, apparaît l'influence des propriétés mécaniques (par le biais de c_{s0}) ; si ces dernières sont faibles (e.g faible densité), les distortions engendrées seront potentiellement élevées.

CAS1B

Des solutions analytiques existent pour les cas où G est égal à $G_z(z+z_0)^n$ avec n réel quelconque et G_z constante (GAZETAS, 1982) (TOWHATA, 1996). Cependant, la résolution numérique devient délicate car pour $n \neq 2$, la solution de l'équation de la dynamique fait intervenir des fonctions de Bessel qui posent parfois des problèmes de convergence (intégration et erreurs d'approximation). L'alternative est alors de traiter la colonne de sol comme un milieu stratifié et de calculer les fonctions de transfert successives d'une couche à une autre (CAS 1C).

Lorsque la colonne de sol est traitée (CAS 1B) comme un milieu continu, un cas est particulièrement intéressant à relever : lorsque le module de cisaillement est pris fonction de la

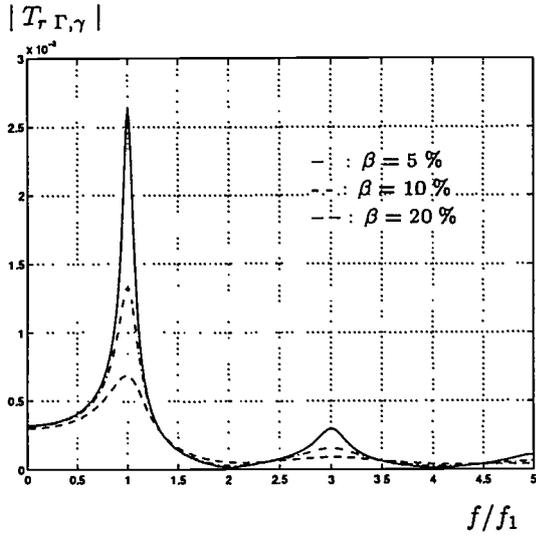


Figure 4.8: Fonction de transfert accélération-distortion pour $z = 1$ et $G = G_0$ (CAS 1A)

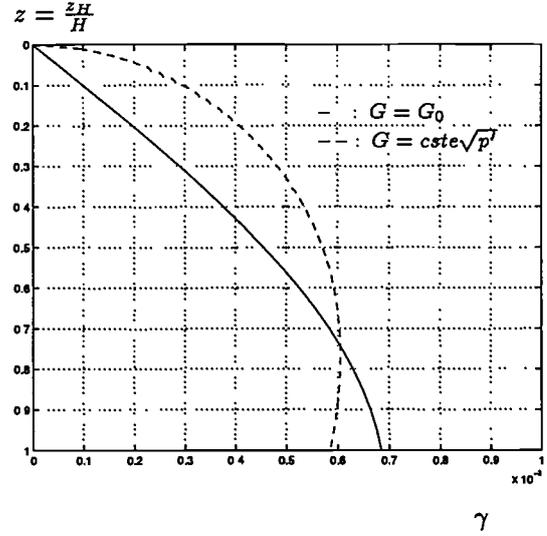


Figure 4.9: Profil de distortion pour le premier mode propre

racine de la pression effective moyenne ; il s'agit en général d'une première approximation de G utilisée dans les modèles de comportement des sols.

$$G(z_H) = cste \cdot \sqrt{p'} \quad (4.25)$$

et

$$p' = \frac{1}{3}(1 + 2K_0)\rho g z_H$$

d'où :

$$G(z_H) = G_{z_H} \sqrt{z_H} \quad (4.26)$$

ou en adimensionnant la profondeur z_H :

$$G(z) = G_z \sqrt{z} \quad (4.27)$$

Cette forme est intéressante à retenir à cause de la signification de G_z . En effet, cette constante représente la valeur du module de cisaillement à la base de la colonne ($z = 1$). L'équation (4.16) devient alors, si l'amortissement β_0 est constant tout le long de la colonne :

$$\frac{d^2}{dz^2}(\sqrt{z}\gamma(z)) + \frac{\rho\omega_k^2 H^2}{G_z(1 + 2i\beta_0)}\gamma(z) = 0 \quad (4.28)$$

On pose : $\bar{c}_s = \sqrt{\frac{G_z(1+2i\beta_0)}{\rho}}$ et

$\bar{a}_0 = \frac{\omega_k H}{\bar{c}_s}$ comme précédemment. En effectuant un changement de variable $b = \sqrt{z}\gamma(z)$, l'équation (4.28) donne :

$$\frac{d^2b}{dz^2} + \bar{a}_0^2 \frac{b}{\sqrt{z}} = 0 \quad (4.29)$$

Nous posons, pour la résolution de l'équation (4.29), $\gamma(z) = c(y(z))$ avec $y = \bar{a}_0 \frac{4}{3} z^{\frac{3}{4}}$. En substituant à b son expression en fonction de la fonction c , nous aboutissons à :

$$y^2 \ddot{c} + y \dot{c} + (y^2 - (\frac{2}{3})^2) c = 0 \quad (4.30)$$

avec $\dot{c} = \frac{d}{dy}c$. La solution de cette équation différentielle s'exprime à l'aide des fonctions de Bessel du 1^{er} ordre et du 2nd ordre :

$$v(y) = A_1 J(\frac{2}{3}, y) + A_2 Y(\frac{2}{3}, y) \quad (4.31)$$

d'où $\gamma(z)$:

$$\gamma(z) = A_1 J(\frac{2}{3}, \frac{4}{3} \bar{a}_0 z^{\frac{3}{4}}) + A_2 Y(\frac{2}{3}, \frac{4}{3} \bar{a}_0 z^{\frac{3}{4}}) \quad (4.32)$$

La condition aux limites 1 donne $A_2 = 0$, d'où :

$$\gamma(z) = A_1 J(\frac{2}{3}, \frac{4}{3} \bar{a}_0 z^{\frac{3}{4}}) \quad (4.33)$$

La deuxième condition aux limites donne :

$$A_1 = \frac{\bar{a}_0 A(\omega)}{\omega_k^2 H} \frac{1}{J(-\frac{1}{3}, \frac{4}{3} \bar{a}_0)} = \frac{A_k(\omega_k)}{\omega_k \bar{c}_s} \frac{1}{J(-\frac{1}{3}, \frac{4}{3} \bar{a}_0)}$$

Finalement, la distortion γ à une profondeur z prend la forme suivante :

$$\gamma(z) = \frac{A_k(\omega_k)}{\omega_k \bar{c}_s} \frac{J(\frac{2}{3}, \frac{4}{3} \bar{a}_0 z^{\frac{3}{4}})}{J(-\frac{1}{3}, \frac{4}{3} \bar{a}_0)} \quad (4.34)$$

La fonction de transfert accélération - distortion (relative) associée est :

$$T_r(\omega_k, z)_{\Gamma, \gamma} = \frac{1}{\omega_k \bar{c}_s} \frac{J(\frac{2}{3}, \frac{4}{3} \bar{a}_0 z^{\frac{3}{4}})}{J(-\frac{1}{3}, \frac{4}{3} \bar{a}_0)} \quad (4.35)$$

On notera que \bar{c}_s est la célérité complexe des ondes de cisaillement à la base de la colonne ($z = 1$).

La fonction de transfert $T_r(\omega, z)_{\Gamma, \ddot{u}}$ accélération–accélération relative entre la base de la colonne et la profondeur z est égale à :

$$T_r(\omega_k, z)_{\Gamma, \ddot{u}} = \frac{J\left(\frac{2}{3}, \frac{4}{3}\bar{a}_0 z^{\frac{3}{4}}\right) - \bar{a}_0 z^{\frac{3}{4}} J\left(\frac{5}{3}, \frac{4}{3}\bar{a}_0 z^{\frac{3}{4}}\right)}{\bar{a}_0 \sqrt{z} J\left(-\frac{1}{3}, \frac{4}{3}\bar{a}_0\right)} \quad (4.36)$$

La fonction de transfert accélération–accélération absolue est égale à :

$$T_r(\omega_k, z)_{\Gamma, \ddot{u}_{abs}} = 1 + T_r(\omega_k, z)_{\Gamma, \ddot{u}} \quad (4.37)$$

CAS1C

Lorsque l'on considère notre profil de sol comme un milieu stratifié horizontalement, la méthode de résolution des équations de la dynamique est exactement celle exposée plus haut (méthode SHAKE). Si l'on s'arrête à la première itération ($j = 1$), on obtient numériquement le champ de déformations élastique lié aux propriétés mécaniques introduites en entrée. Dans chaque couche (en son milieu), l'accélération est déduite, puis par intégration successive, le déplacement ainsi que les déformations de cisaillement (PECKER, 1985). Par Transformée Inverse de Fourier, la solution dans le domaine temporel est rétablie.

Ne possédant pas le logiciel SHAKE, nous avons fait un programme nous permettant de retrouver numériquement le champ de distortions à une profondeur z_i selon le procédé indiqué plus haut. Il permettra :

- d'obtenir le champ de déformations (et accélérations) quel que soit le profil (CAS 1A, CAS 1B ou autres),
- d'obtenir un champ de déformations (et accélérations) "élastique " (itération $j = 1$) ou de poursuivre les itérations afin d'obtenir un champ solution qui approchera les non linéarités d'une manière globale (méthode linéaire équivalente),
- d'obtenir le tassement du profil de sol suite à un mouvement (accélérogramme) sismique imposé à sa base en utilisant le modèle de SAWICKI (voir chapitre 1). Nous verrons plus loin comment ce tassement est obtenu connaissant l'historique des distortions réponses à une profondeur z_i .

Ce programme permettra alors de résoudre tout problème sous la forme du CAS 1C ou cas 2 en général.

4.2.3 Validation du programme utilisé

Cette validation peut être effectuée en comparant les profils réponses en accélération et en distortion effective pour la première itération de la méthode linéaire équivalente ($j = 1$) trouvés par ce programme, avec la solution analytique du problème (utilisant les équations (4.35) et (4.36)).

Le profil de sol à tester doit pouvoir faire apparaître, dans notre programme, d'éventuelles erreurs dues à l'établissement des fonctions de transfert de chaque couche et à leur convolution. Un profil de sol type CAS 1A est alors à écarter. Aussi, étudierons-nous un profil de sol du type CAS 1B.

Notre référence sera alors la solution du problème issue des équations (4.35) et (4.36) qui se construira en plusieurs étapes :

1. FFT du mouvement sismique,
2. calcul à certaines profondeurs z du champ de distortion réponse (Eq.4.35) et du champ d'accélération relative (Eq.4.36),
3. IFFT afin d'obtenir à chaque profondeur z , $\gamma(z, t)$ et $\Gamma(z, t)$,
4. calcul à chaque profondeur considérée z des champs de réponse voulus :
 - $\gamma_{eff}(z) = 0,65 \cdot MAX(\gamma(z, t))$,
 - $\Gamma_{max}(z) = MAX(\Gamma(z, t))$,

Notre programme résoudra le CAS 1B comme s'il s'agissait d'un cas CAS 1C. Le sol est assimilé à un sable de densité relative 45 % dont les propriétés suivent les courbes de SEED cités plus haut. On a alors :

- Paramètres mécaniques et géométriques :
 - $H = 15$ m,
 - $G_H(z) = G_{zH} \cdot \sqrt{z_H}$ avec $G_{zH} = 2,709 \cdot 10^7$ Pa.m^{-1/2} soit en utilisant des profondeurs normalisées :
 $G(z) = G_z \cdot \sqrt{z}$ avec $G_z = 2,709 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{15} = 10,49 \cdot 10^7$ Pa,
 - $f_1 = 3,6$ Hz (1^{ère} fréquence propre non amortie).
- Paramètres sismiques :
 - mouvement : accélérogramme au rocher de San Fernando (1971), station de Castaic Old Ridge Route (enregistrement AC000166.DAT),

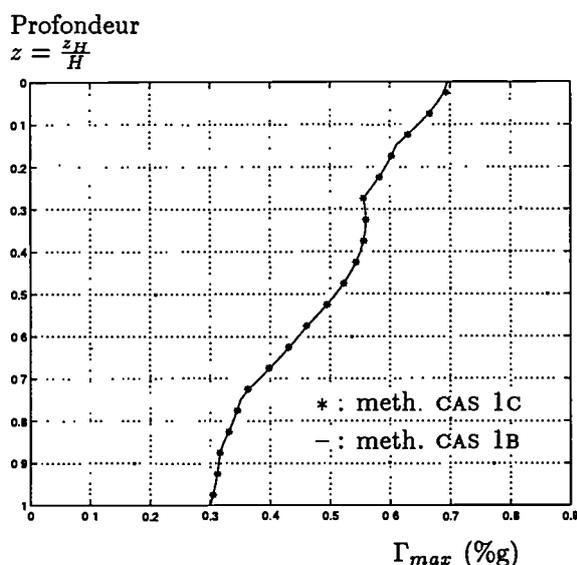


Figure 4.10: Comparaison entre un calcul correspondant à un profil de sol continu (meth. CAS 1B) et discrétisé (meth. CAS 1C)

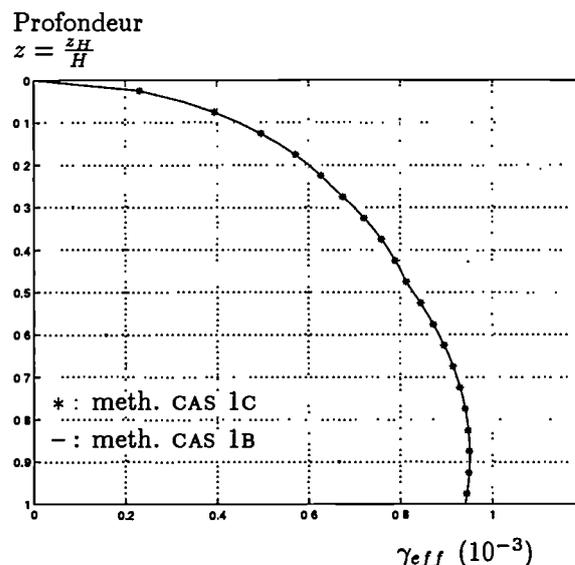


Figure 4.11: Comparaison entre un calcul correspondant à un profil de sol continu (meth. CAS 1B) et discrétisé (meth. CAS 1C)

– niveau : normalisation à 0,3g (niveau réel : 0,27g).

Les résultats concordent bien entre eux (moyennant une discrétisation du profil de sol en 20 couches pour la résolution du CAS 1C). Si l'on prend un nombre de couches inférieur certaines différences commencent à apparaître. Elle est due à l'approximation trop grossière du profil continu en somme de couches "discontinues". Par ailleurs, une comparaison avec le code de calcul CYBERQUAKE (BRGM) dans le cadre d'un calcul linéaire équivalent (en utilisant la courbe de dégradation des propriétés mécaniques moyenne de SEED) a confirmé la justesse du programme que nous utiliserons plus loin.

4.3 Expression du tassement

Cette partie a pour but d'introduire la méthode d'obtention du tassement, connaissant le champ de déformations résultant de la sollicitation sismique à une profondeur donnée. Comme nous l'avons dit au chapitre 2, nous utiliserons dans ce but le modèle de SAWICKI. On rappelle qu'il s'écrit :

$$\phi(z) = C_1 \ln(1 + C_2 Z(z)) \quad (4.38)$$

La variable $Z(z)$ qui rend compte de l'histoire de la réponse à la profondeur z , pour un élément de colonne de hauteur Δz , est égale à :

$$Z(z) = \sum_{i=1}^{N_{max}} \varepsilon_d^2 \quad (4.39)$$

N_{max} est le nombre de demi-cycles présents dans l'historique des distortions réponses à une profondeur z . Dans le cadre d'une seule sollicitation de cisaillement :

$$\varepsilon_d^2 = \frac{1}{4} \gamma_i^2$$

γ_i est le niveau de chaque demi-cycle réponse. Le cumul permettant l'obtention de $Z(z)$ (Eq.4.39) est un cumul linéaire.

Le tassement résultant Δs d'un élément de la colonne de hauteur Δz , est égal à :

$$\Delta s = \frac{n_0}{1 - n_0} \phi(z) \quad (4.40)$$

Par intégration sur toute la colonne de sol, nous obtenons le tassement global s de la colonne :

$$s = \frac{n_0}{1 - n_0} H \int_0^1 \phi(z) dz \quad (4.41)$$

4.4 Etude déterministe

4.4.1 Etude d'un cas

Cette partie a pour but de tester l'efficacité du modèle de SAWICKI quant à la prédiction des tassements. Nous nous intéresserons alors à un exemple qui sert finalement de référence, dans la littérature, pour l'étude des tassements.

Suite au séisme de San Fernando, il a été observé des tassements de l'ordre de 9 cm avec la base d'un PGA de 0,45g sur le site en question. Le matériau présent dans les couches sous-jacentes s'apparente à un sable de silice N°20 de densité relative moyenne égale à 45 %. La hauteur du profil de sol est de 15 m avec l'expression de G selon l'équation (4.5).

L'article, classiquement pris comme référence est celui de (SEED et SILVER, 1972). Ces derniers ont réalisé l'étude du processus de densification du sable de silice N°20 sous sollicitation cyclique de cisaillement simple (essai piloté en déformations avec niveau de distortions constant). Ils ont alors produit des abaques donnant la déformation verticale rémanente connaissant le nombre de cycles sollicitant, pour une densité relative

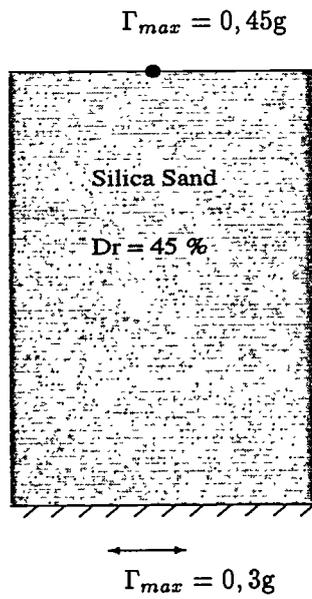


Figure 4.12: Calcul de tassement d'une colonne de sol de 15m d'après SEED (1972)

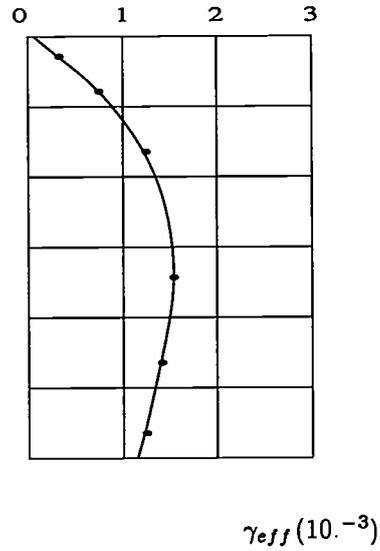


Figure 4.13: Profil des distortions "moyennes" (efficaces) d'une colonne de sol de 15m d'après SEED (1972)

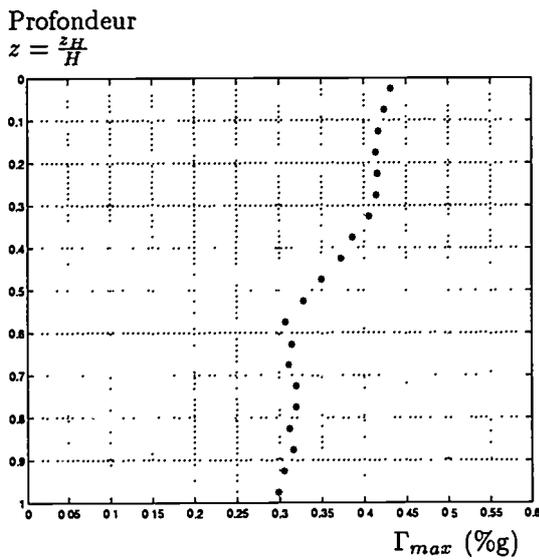


Figure 4.14: Profil des accélérations maximales par la méthode SHAKE

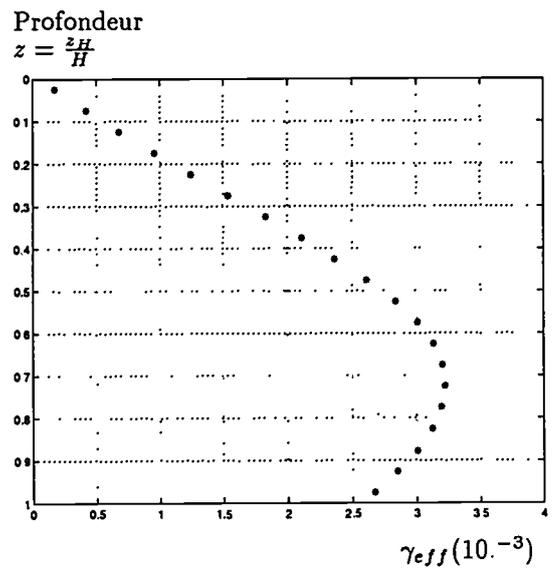


Figure 4.15: Profil des distortions "moyennes" (efficaces) par la méthode SHAKE

fixée du sable et un niveau de distortion donné. Les auteurs sont très évasifs quant à la détermination du profil des γ_{eff} (voir Fig.4.13). Le nombre de cycles réponse (niveau réponse constant) représentatif du séisme de San Fernando est, selon la procédure de SEED dont on a parlé au chapitre 2, égal à 10. A partir du champ de déformations de cisaillement trouvé, qui est le champ de déformations cycliques représentatif de la réponse de la colonne à chaque profondeur z et du nombre de cycles associé au séisme, les auteurs ont trouvé un tassement du profil de sol de 6,3 cm. Cette valeur est estimée raisonnable par rapport à l'intensité des tassements observée sur le site.

TOKIMATSU et SEED (1987) ont trouvé, par leur méthode simplifiée (voir méthode chapitre 2) une valeur de 4,3 cm. On trouvera mis en exergue dans leur travail, une valeur de 8,6 cm (2 fois 4,3) pour un mouvement bi-directionnel (cf méthode controversée de PYKE, SEED, et CHAN (1975)). La courbe de dégradation des propriétés mécaniques est la courbe moyenne issue des essais de SEED. L'accélération prise en surface est de 0,45g, celle observée sur le site. La différence des résultats est due non seulement à l'emploi de cette courbe moyenne (et non celle relative au sable de silice N°20 mais aussi à la méthode (simplifiée) même (approximation du champ de distortion, approximations inhérentes à l'établissement des corrélations et des abaques.

PRADEL (1998) a donné une forme analytique aux abaques de TOKIMATSU ainsi que simplifié cette méthode. Elle lui permet de trouver une valeur (pour un mouvement uni-directionnel) de 3,4 cm.

A l'aide de notre programme, nous avons étudié le profil en question en injectant les propriétés mécaniques présentes dans l'article de TOKIMATSU et SEED (1987). La courbe de dégradation des propriétés mécaniques est la courbe moyenne de SEED et les paramètres du modèle de densification de SAWICKI correspondant aux résultats expérimentaux de SEED et SILVER (1972) (sable de silice N°20). Les valeurs des paramètres C_1 et C_2 du modèle de SAWICKI sont alors respectivement égaux à $8,7 \cdot 10^{-3}$ et $2 \cdot 10^5$. Par ailleurs, notre calcul nécessite un accélérogramme en entrée ; nous prendrons un enregistrement du séisme de San Fernando (Castaic station) de niveau 0,3g. Une résolution par une méthode linéaire équivalente (milieu stratifié) permet de retrouver un niveau comparable de PGA ; nous obtenons une valeur de 0,45g en surface comme observé *in situ* (voir Fig.4.14). Par contre, le champ de distortions est différent (à peu près le double) (voir Fig.4.15). Le tassement obtenu est de 9,7 cm.

Il est difficile de comparer finalement nos résultats avec ceux de SEED et *al.* Nous n'avons pas réussi à retrouver les valeurs de γ_{eff} de SEED par une calcul linéaire équivalent, même en prenant, dans un deuxième temps, les courbes de dégradation des propriétés mécaniques spécifiques au sable de silice N°20. Comme nous l'avons dit, peu de renseignements nous sont donnés sur le procédé analytique de calcul de la distortion cyclique

moyenne à une profondeur z_H , à la base de l'obtention du tassement. Il semble que le module de cisaillement pris en compte dans le calcul soit compatible avec le niveau de distortions moyen mais nous ne savons pas de quelle manière est introduit l'amortissement dans le système ce qui peut entraîner des disparités dans les résultats.

TOKIMATSU *et al.* ont utilisé leur méthode simplifiée (vue au chapitre 2) qui ne prend en compte que d'une manière forfaitaire les propriétés non linéaires d'un sable. Entre autres, aucune influence de l'amortissement du matériau qui évolue en fonction de la distortion n'est prise en compte. Il est d'ailleurs étonnant qu'ils puissent obtenir un profil de distortions aussi proche de celui de SEED. De plus, TOKIMATSU *et al.* considèrent eux-mêmes qu'un calcul numérique de la réponse permettrait d'obtenir de meilleurs résultats. Par la suite, ils ont comparé la valeur de tassement obtenue (pour un mouvement bidirectionnel) à celle de SEED alors que ce dernier n'a pris en compte qu'un mouvement unidirectionnel. En fait, il faut comparer la valeur de 4,3 cm (et non 8,6 cm) avec celle de SEED : 6,3 cm. La comparaison est malgré tout en leur faveur car leur méthode reste simple d'utilisation et surtout ne nécessite pas de calcul numérique. Cependant, elle reste liée à une obtention semi-empirique du champ de déformations.

Le tassement excessif que nous trouvons est principalement dû au champ de déformations moyen dont les valeurs sont plus élevées que celles obtenues par SEED. Néanmoins, un calcul peut être fait en utilisant son champ de déformations représentatif et l'injecter dans le modèle de SAWICKI. Un nombre de cycles représentatif du séisme de San Fernando est égal à 10. Le tassement obtenu est alors de 7,3 cm ce qui est relativement en accord avec les résultats de SEED. Nous jugeons alors fiable d'utiliser le modèle de SAWICKI par la suite.

Après une première application qui a permis de tester notre programme ainsi que le modèle de densification employé, nous allons nous intéresser à l'étude simplifiée (tant au niveau de la méthode de calcul ainsi que de la représentation du profil de sol) d'une colonne de sol. Le but est d'estimer si une procédure d'obtention plus rapide (qu'un calcul numérique du type linéaire équivalent) des tassements est envisageable.

4.4.2 Pertinence d'un calcul fin

Dans cette partie, nous tenterons :

1. de savoir s'il est possible d'éviter un calcul linéaire équivalent (CAS 2) pour trouver un champ de déformations cohérent,
2. d'évaluer si une représentation fine du milieu étudié est nécessaire,
3. de déterminer si une éventuelle méthode simplifiée est envisageable,

- quel que soit le niveau de séisme (et donc de distortions engendrées),
- quel que soit le type de profil.

Les différences rencontrées peuvent être mises en évidence à travers la valeur des tassements d'une colonne de sol soumis à un séisme donné (AC000166.DAT : séisme de San Fernando, Castaic station) qui sera normé à une accélération maximale de 1 m.s^{-2} (enregistrement faible) puis 4 m.s^{-2} (enregistrement fort). Nous étudierons deux profils, l'un correspondant à un CAS 1A, l'autre plus proche de la réalité : CAS 1B. Les deux profils auront la même (première) fréquence propre 3 Hz, afin d'écarter l'influence du mouvement sismique dans notre étude (position fréquence propre du profil de sol par rapport à la fréquence centrale du mouvement sismique).

Dans le CAS 1A, on prendra G_0 égal à $11,8.10^7$ Pa module de cisaillement élastique compatible avec une densité relative (D_r) de 45 % autour de 15 m de profondeur. La première fréquence propre f_1 pour ce type de profil est égale à :

$$\frac{c_{s0}}{4H} \quad (4.42)$$

La hauteur du profil correspondant à une fréquence propre de 3 Hz est de 21,3 m.

Pour la même valeur de c_{s0} (et de f_1), on déterminera la hauteur de la colonne de sol dont le profil de G est fonction racine de la pression moyenne effective (CAS 1B).

Dans ce but, nous pouvons d'abord trouver une relation entre f_1 fréquence propre "vraie" de la colonne de sol correspondante et f_u , "fréquence propre" issue de la généralisation de l'équation (4.42) à un profil continu quelconque.

Si G est constant, type CAS1A :

$$f_u = \frac{1}{T_u} = \frac{\sqrt{\frac{G}{\rho}}}{4H} \quad (4.43)$$

La généralisation de l'expression (4.43) donne pour T_u si G est variable, type CAS1B :

$$T_u = 4 \int_0^H \frac{dz_H}{\sqrt{\frac{G_{zH}(z_H)}{\rho}}} \quad (4.44)$$

Un changement de variable $z = \frac{z_H}{H}$ donne :

$$T_u = 4H \int_0^1 \frac{dz}{\sqrt{\frac{G(z)}{\rho}}} \quad (4.45)$$

Si $G(z)$ est de la forme $G_z(z + z_0)^n$ avec $n = \frac{1}{2}$ et $z_0 = 0$, nous obtenons :

$$f_u = \frac{1}{T_u} = \frac{3}{16H} \sqrt{\frac{G_z}{\rho}} \quad (4.46)$$

Or, les travaux de TOWHATA (1996) ont montré que dans ce cas, la relation liant f_1 à f_u est :

$$f_1 = \frac{2}{\pi} 1,866 f_u \quad (4.47)$$

La hauteur de la colonne de sol du CAS 1B correspondant à une fréquence propre de 3 Hz est

$$H = 19 \text{ m}$$

Les autres valeurs nécessaires à l'étude sont :

- $\rho = 1800 \text{ kg.m}^{-3}$,
- $K_0 = 0,41$, matériau normalement consolidé,
- $G_z = 11,8.10^7 \text{ Pa}$.

Les propriétés mécaniques des deux profils étant déterminées, nous envisagerons trois méthodes de calculs permettant de trouver la valeur des tassements. Tous les calculs seront alors menés grâce au programme que nous avons "testé" dans la partie précédente. La différence entre ces calculs réside dans la méthode d'obtention du champ de déformations. Ces trois calculs sont :

1. un calcul élastique (CAS 1A traitée avec la méthode du CAS 1C et $j = 1$) avec un amortissement β_0 constant le long de la colonne égal à 5 % (classiquement pris par défaut) et le module de cisaillement indiqué plus haut : $G_0 = 11,8.10^7 \text{ Pa}$;
2. un calcul élastique (CAS 1B traitée avec la méthode du CAS 1C et $j = 1$) avec des propriétés mécaniques (G et β) compatibles avec un niveau de distortion $\tilde{\gamma}_{eff}$ égal à 1.10^{-4} (quelle que soit la profondeur considérée) (voir méthode des rigidités d'après DOBRY *et al.*, (1980)). Nous avons donné une autre appellation à cette distortion γ_{eff} car elle est introduite initialement dans le calcul et n'est pas le produit d'une étude de la réponse du système.
3. un dernier calcul par la méthode élastique linéaire équivalente (cf méthode SHAKE) (CAS 2A, CAS 2B).

Les résultats de l'étude sont alors indiqués dans le tableau qui suit.

$\Gamma_{max} = 1 \text{ m.s}^{-2}$			$\Gamma_{max} = 4 \text{ m.s}^{-2}$		
	CAS 1A	CAS 1B		CAS 1A	CAS 1B
"élastique"	6 mm	7 mm	"élastique"	6,7 cm	7,8 cm
"élastique" $\tilde{\gamma}_{eff} = 1.10^{-4}$	1,4 cm	1,7 cm	"élastique" $\tilde{\gamma}_{eff} = 1.10^{-4}$	12 cm	13,6 cm
méthode SHAKE	1,5 cm	1,6 cm	méthode SHAKE	13 cm	17,8 cm

Tassements suivant différentes modélisations ou types de calcul

On note que le système est relativement plus sensible au type de calcul (élastique, élastique avec $\tilde{\gamma}_{eff} = 1.10^{-4}$ ou élastique linéaire équivalent) qu'au type de modélisation (CAS 1A, CAS 1B). Pour un enregistrement faible, la méthode " $\tilde{\gamma}_{eff} = 1.10^{-4}$ " donne une bonne approximation du résultat obtenu par la méthode SHAKE.

Pour un enregistrement fort, cette tendance se retrouve toutefois accentuée : le type de calcul devient primordial car les distortions engendrées par le mouvement deviennent importantes (supérieures à 1.10^{-3}) d'où la forte influence de la dégradation des propriétés mécaniques dans le résultat. Il est alors nécessaire que toute méthode simplifiée permette de prendre en compte ce fait.

Cette étude laisse entrevoir que la description du milieu n'a pas besoin d'être fine pour permettre une bonne évaluation des tassements lorsque les mouvements sismiques sont des mouvements faibles. La méthode " $\tilde{\gamma}_{eff} = 1.10^{-4}$ " permet d'aboutir à une estimation des tassements (différence peu notable entre cette méthode et la méthode SHAKE). Il semble que la valeur de la première fréquence propre pilote la réponse. Si le mouvement sismique correspond à un mouvement fort, ceci est moins vrai mais envisageable dans le cas d'une première évaluation des tassements. En effet, il faut rappeler que pour les mouvements forts, le niveau des distortions engendrées est suffisamment fort pour atteindre les limites de l'utilisation de la méthode linéaire équivalente qui tend à surévaluer le champ réponse (voir le début de ce chapitre). Cependant, en première approximation, nous la jugeons recevable.

Ainsi, la méthode " $\tilde{\gamma}_{eff} = 1.10^{-4}$ " tend-elle à surévaluer les résultats, cependant elle laisse entrevoir une possibilité d'étendre l'utilisation d'un calcul élastique ($j = 1$) aux mouvements forts moyennant l'utilisation de propriétés mécaniques compatibles avec un niveau de $\tilde{\gamma}_{eff}$ à déterminer (peut-être différent de 1.10^{-4}).

Il semblerait donc qu'un calcul simplifié tant au niveau de la description mécanique du profil de sol que de l'évaluation même du champ de déformations soit envisageable.

Ceci nous amène à nous poser la question de l'utilisation des méthodes stochastiques (généralement liées à un calcul élastique) pour représenter le mouvement et résoudre le problème sismique. Ces méthodes ont l'avantage de s'affranchir de la connaissance exacte du mouvement sismique (qui est en fait toujours une inconnue en génie parasismique) au profit d'une représentation "moyenne" de ce dernier.

4.5 Etude stochastique

4.5.1 Introduction

Toute étude stochastique peut se faire de deux manières (ce que l'on explorera ici) :

- Méthode de Monte Carlo : calcul pour un échantillon suffisant de réalisations du processus aléatoire ; par la suite, n'est retenue que l'espérance mathématique du résultat (ici tassement) ;
- Prédiction directe du résultat escompté (espérance mathématique du tassement) en utilisant certaines propriétés du processus aléatoire même (propriétés que nous définirons).

Avant toute chose, il nous paraissait intéressant de confirmer que les paramètres (DSP de CLOUGH-PENZIEN, Chapitre 2) choisis pour décrire le processus aléatoire (liés au spectre NRC) permettaient d'obtenir des tassements dans la gamme de ceux trouvés pour les 82 enregistrements au rocher californiens dont nous disposons. En effet, l'obtention des valeurs de ces paramètres a été faite grâce au spectre de réponse NRC. Ceci était-il suffisant, c'est ce que nous tâcherons de voir ici. La confirmation de la validité de ces paramètres procèdera par la comparaison : tassements obtenus - pouvoir endommageant du mouvement sismique. Les paramètres retenus pour rendre compte du pouvoir endommageant du mouvement sismique sont l'intensité Arias I_A et le pouvoir destructeur P_d (nous avons vu au Chapitre 1 que ces termes étaient de bons candidats pour rendre compte de ce fait).

4.5.2 Positionnement du processus aléatoire par rapport aux enregistrements réels

Les champs de déformations seront obtenus par la méthode SHAKE, les tassements par la méthode déjà exposée (cumul du déviateur maximal de chaque demi-cycle). Le processus aléatoire sera représenté par un échantillon de 100 réalisations défini par la DSP de CLOUGH-PENZIEN pour une durée d'observation T de 10 s (valeur représentative de durée de phase forte des enregistrements au rocher californiens). Nous obtiendrons alors 100 valeurs de tassements, dont la moyenne caractérisera l'endommagement du système

suite au mouvement défini par le processus aléatoire (méthode de Monte Carlo). Nous opterons pour l'étude d'un processus aléatoire de niveau 1 m.s^{-2} et 3 m.s^{-2} . Par ailleurs, nous voulons prendre en compte une possible influence de la première fréquence propre du système (ici G est fonction de la racine de la pression effective moyenne avec $G_{zH} = 2,709.10^7 \text{ Pa.m}^{-1/2}$) ; aussi étudierons-nous deux profils de fréquences propres : $1,5 \text{ Hz}$ et 5 Hz (la hauteur du profil de sol est déterminée pour obtenir ces premières fréquences propres). L'étude revient donc à compléter les trois dernières lignes du tableau suivant :

$\Gamma_{max} = 1 \text{ m.s}^{-2}$				
f_1 (Hz)	1,5		5	
Mouvement sismique	Enregistrements au rocher	100 réalisations	Enregistrements au rocher	100 réalisations
Tassement	s_i	$E(s)$	s_i	$E(s)$
Intensité Arias	$I_{A i}$	$E(I_A)$	$I_{A i}$	$E(I_A)$
Pouvoir destructeur	$P_d i$	$E(P_d)$	$P_d i$	$E(P_d)$

L'indice i représente un résultat pour l'enregistrement au rocher $n^\circ i$. La même démarche est reproduite pour le processus de niveau 3.

L'étude des tassements est synthétisée plus loin (dans un tableau) pour des niveaux allant de $0,5 \text{ m.s}^{-2}$ à $3,5 \text{ m.s}^{-2}$. Ici, nous ne présenterons graphiquement que les résultats liés aux niveaux retenus (1 et 3).

On constate, (voir Fig.4.16, Fig.4.17, Fig.4.18 et Fig.4.19) que la moyenne des tassements calculés à partir de 100 réalisations du processus se trouve chaque fois dans une position centrée (sur une horizontale) par rapport aux résultats des enregistrements californiens ; et ceci aux deux niveaux d'accélération considérés. Il faut noter que la période d'observation influence la bonne qualité de ce résultat puisque la durée d'observation T de 10 s est une valeur de durée de phase forte bien représentée par les enregistrements californiens que nous possédons. Par ailleurs, les niveaux très faibles (accélération maximale de l'ordre de $0,5 \text{ m.s}^{-2}$) sont bien représentés dans la banque de données d'enregistrements.

On peut avoir accès rapidement à la valeur moyenne de l'intensité Arias du processus aléatoire par la relation :

$$E(I_A) = \frac{\pi}{2g} m_0 T \tag{4.48}$$

avec m_0 moment d'ordre zéro de la DSP de CLOUGH-PENZIEN. Par contre, l'intervention du nombre de passage par zéro par seconde dans l'expression du pouvoir destructeur rend

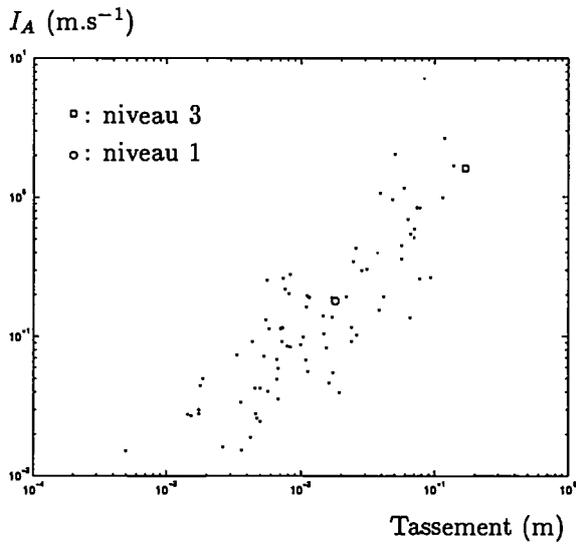


Figure 4.16: Positionnement du couple $E(I_A)$ - $E(s)$ du processus par rapport à celui obtenu pour chaque enregistrement réel. $f_1 = 1,5$ Hz

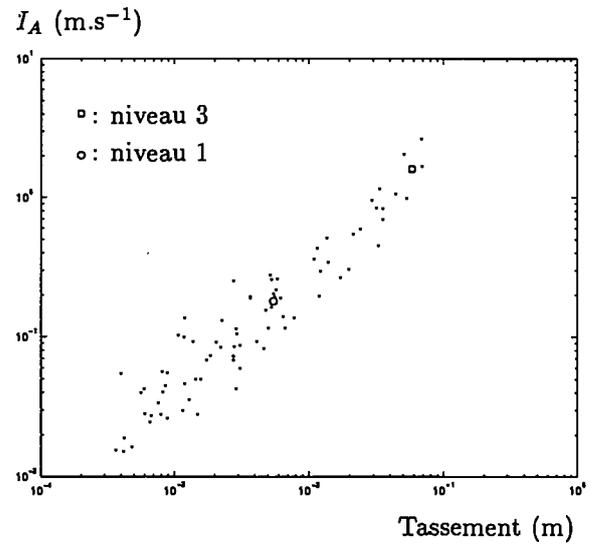


Figure 4.17: Positionnement du couple $E(I_A) - E(s)$ du processus par rapport à celui obtenu pour chaque enregistrement réel. $f_1 = 5$ Hz

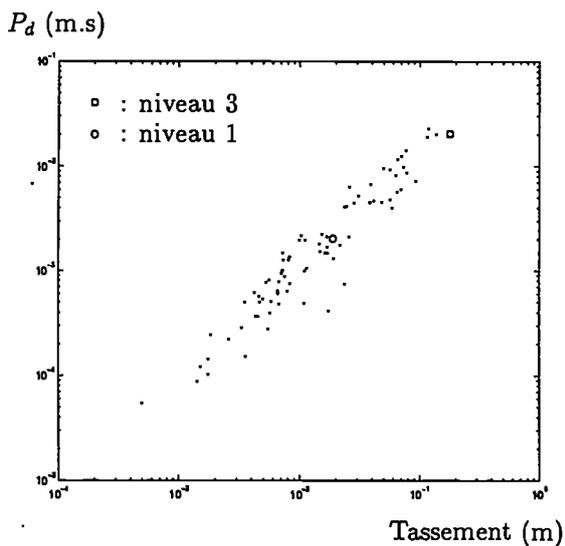


Figure 4.18: Positionnement du couple $E(P_d)$ - $E(s)$ du processus par rapport à celui obtenu pour chaque enregistrement réel. $f_1 = 1,5$ Hz

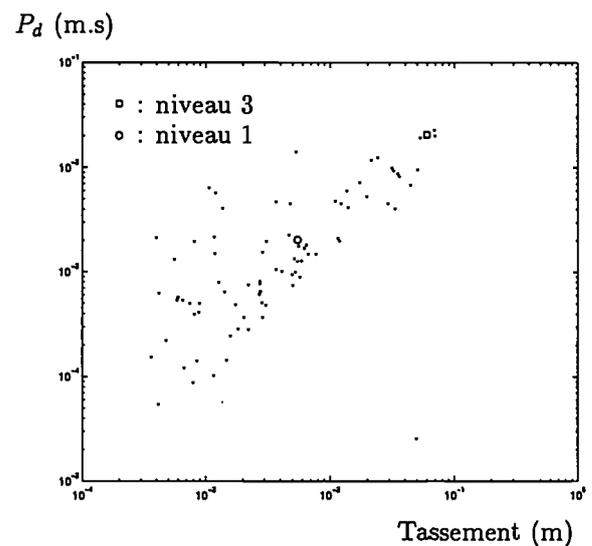


Figure 4.19: Positionnement du couple $E(P_d)$ - $E(s)$ du processus par rapport à celui obtenu pour chaque enregistrement réel. $f_1 = 5$ Hz

toute expression analytique de $E(P_d)$ difficile.

Le processus aléatoire que nous avons défini répond bien à nos exigences, que ce soit par son contenu fréquentiel (forme de la densité spectrale de puissance, étalement spectral, vu au Chapitre 3) que par son pouvoir endommageant (vu ici).

Nous pouvons alors poursuivre l'étude envisagée : existe-t-il une méthode plus directe pour évaluer les tassements ? Une ouverture nous a déjà été donnée par la partie 3 de ce chapitre. Nous nous intéresserons alors à l'obtention des tassements par une méthode stochastique directe (travail direct sur le processus évitant la méthode de Monte Carlo, donc toute représentation transitoire de la réponse).

4.5.3 Expression stochastique du tassement

Afin d'obtenir une expression du tassement identique à la forme (4.41), on donnera en premier lieu l'expression de la variable Z . Le mouvement sollicitant est issu d'un processus aléatoire gaussien stationnaire à large bande défini par sa Densité Spectrale de Puissance $S(\omega)$ et associé à un temps d'observation T .

La réponse d'un système élastique à un processus aléatoire se rapproche d'un processus à bande étroite (i.e δ proche de zéro). En effet, la densité spectrale de puissance réponse résulte du filtrage du signal incident par la fonction de transfert du système. Dans la pratique, on approxime le processus réponse à un processus à bande étroite réel ($\delta = 0$) afin d'utiliser une propriété de tels processus : la distribution du nombre de cycles de niveau fixé γ suit une distribution de Rayleigh. Cette approximation est d'usage courant en génie parasismique et reste correcte lorsque le système est un profil de sol (DONOVAN, 1971).

La variable $Z(z)$ qui rend compte de l'histoire de la réponse à la profondeur z est égale à (voir chapitre 1) :

$$Z(z) = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^{i_{max}} \gamma_i^2 N_i \quad (4.49)$$

Chaque niveau de distortion γ_i est présent dans la réponse suivant un nombre N_i . Cette description de $Z(z)$ est discrète, la distribution de Rayleigh est une représentation continue de la distribution des cycles de tel niveau. L'équation (4.49) s'écrit aussi :

$$Z(z) = \frac{1}{4} N_{tot} \int_0^{\infty} \gamma \left(\frac{\gamma}{\sigma_\gamma^2} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\sigma_\gamma^2}\right) \right) d\gamma \quad (4.50)$$

$$= \frac{1}{2} N_{tot} \sigma_\gamma^2(z) \quad (4.51)$$

avec :

$$\sigma_\gamma^2(z) = \int_0^{\omega_c} |T_r(\omega, z)_{\Gamma, \gamma}| |T_r(\omega, z)_{\Gamma, \gamma}^*| S(\omega) d\omega \quad (4.52)$$

L'exposant * est équivalent au conjugué du terme auquel il est appliqué. N_{tot} est le nombre total de cycles réponse durant la période d'observation T . Ce terme est peu différent de $f_1 T$. L'équation (4.51) est équivalente à :

$$Z(z) = \frac{\omega_1}{4\pi} T \sigma_\gamma^2(z) \quad (4.53)$$

et ω_1 première pulsation propre du système. Cette méthode donne accès à l'espérance mathématique du tassement $E(s)$ qui vaut :

$$E(s) = \frac{n_0}{1 - n_0} H \int_0^1 C_1 \ln(1 + C_2 \frac{\omega_1}{4\pi} T \sigma_\gamma^2(z)) dz \quad (4.54)$$

Les calculs stochastiques directs font appel à des fonctions de transfert analytiques élastiques (du type relation (4.35)). Or des fonctions de transfert qui rendraient compte d'un calcul élastique linéaire équivalent seraient plus appropriées. Dans ce but, selon la conclusion de la partie 3 de ce chapitre, les valeurs de G et de β à prendre en compte doivent être modifiées par le biais de la courbe de dégradation des propriétés mécaniques. La question à se poser ici est : quelle est la valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ à prendre en compte initialement, permettant d'obtenir par un calcul stochastique direct, le même tassement moyen obtenu par la méthode de Monte Carlo, à la suite d'un calcul du type SHAKE ?

4.5.4 Détermination d'une valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ équivalente

Cette détermination passe par la comparaison des tassements obtenus par les deux méthodes indiquées par le graphe suivant :

En fait, implicitement, on considère que le profil moyen de la réponse peut être reconstitué d'une manière approchée par la fonction de transfert analytique élastique initiale. Ceci est alors lié au niveau Γ_{max} du processus aléatoire.

On verra de quelle manière $\tilde{\gamma}_{eff}$ est influencée par la fréquence propre f_1 élastique (avant tout calcul) de la couche de sol ou par le niveau du Γ_{max} du processus. Ainsi pourra-t-on consulter les tableaux suivants dans lesquels ont été indiqués les nombres de cycles et amortissements obtenus en moyenne à la base de la colonne à la suite d'un calcul du type SHAKE, ainsi que les mêmes quantités trouvées lors du calcul stochastique direct (en prenant le $\tilde{\gamma}_{eff}$ adéquat).

PROCESSUS STOCHASTIQUE

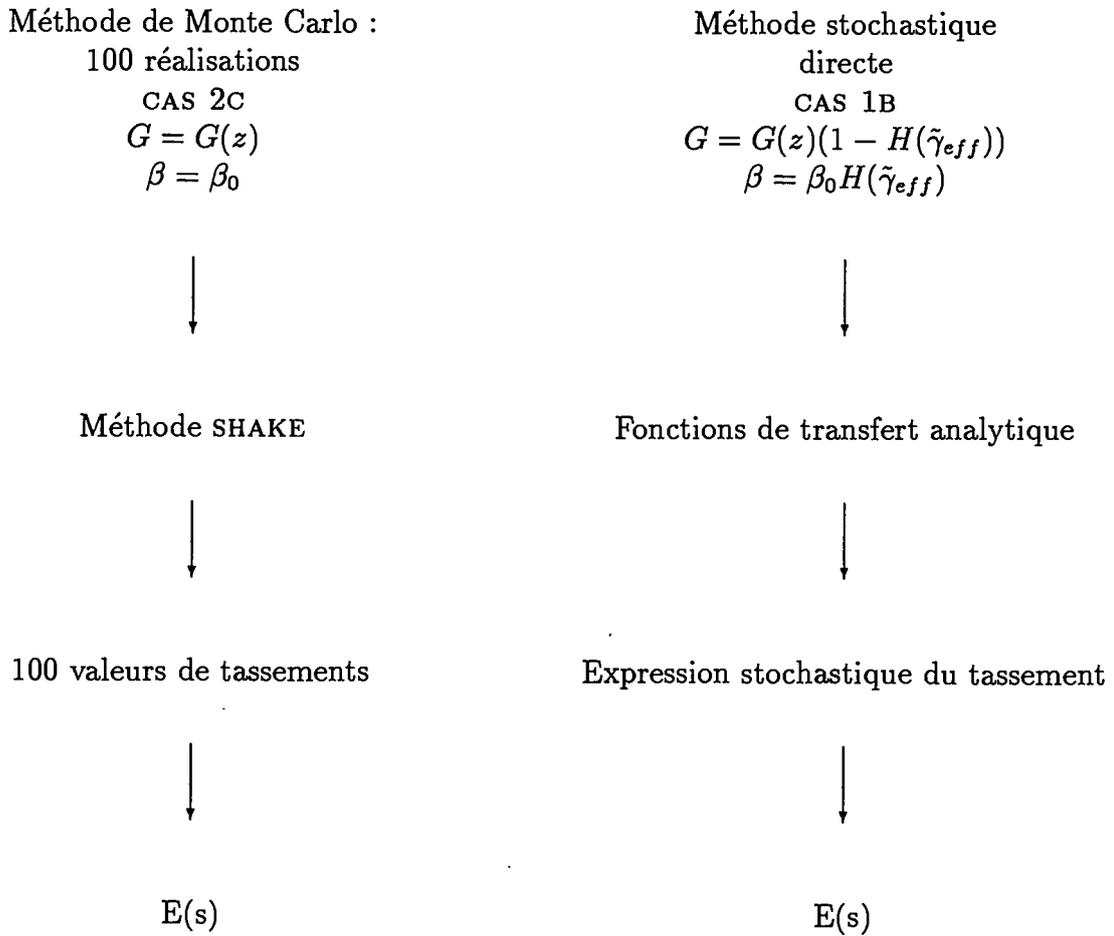


Figure 4.20: Quelle est la valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ telle que les résultats finaux soient identiques ?

$\Gamma_{max} = 0,5 \text{ m.s}^{-2}$				
Méthode	Monte Carlo		Directe	
f_1 (Hz)	1,5	5	1,5	5
$E(\beta)$ (%)	8	8	9,7	9,7
$E(N_{tot})$	13	35	11	38
$E(s)$ (m)	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$

$\Gamma_{max} = 1 \text{ m.s}^{-2}$				
Méthode	Monte Carlo		Directe	
f_1 (Hz)	1,5	5	1,5	5
$E(\beta)$ (%)	11	11	11	11
$E(N_{tot})$	12	31	11	36
$E(s)$ (m)	$17,5 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$17,8 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-3}$

$\Gamma_{max} = 1,5 \text{ m.s}^{-2}$				
Méthode	Monte Carlo		Directe	
f_1 (Hz)	1,5	5	1,5	5
$E(\beta)$ (%)	14	15	13	13
$E(N_{tot})$	11	25	10	33
$E(s)$ (m)	$39 \cdot 10^{-3}$	$13,4 \cdot 10^{-3}$	$38 \cdot 10^{-3}$	$13,6 \cdot 10^{-3}$

$\Gamma_{max} = 2 \text{ m.s}^{-2}$				
Méthode	Monte Carlo		Directe	
f_1 (Hz)	1,5	5	1,5	5
$E(\beta)$ (%)	16	16	16	16
$E(N_{tot})$	11	24	8	28
$E(s)$ (m)	$70 \cdot 10^{-3}$	$26 \cdot 10^{-3}$	$67 \cdot 10^{-3}$	$27 \cdot 10^{-3}$

$\Gamma_{max} = 2,5 \text{ m.s}^{-2}$				
Méthode	Monte Carlo		Directe	
f_1 (Hz)	1,5	5	1,5	5
$E(\beta)$ (%)	17	17	17	17
$E(N_{tot})$	10	21	8	26
$E(s)$ (m)	$108 \cdot 10^{-3}$	$41 \cdot 10^{-3}$	$106 \cdot 10^{-3}$	$41 \cdot 10^{-3}$

$\Gamma_{max} = 3 \text{ m.s}^{-2}$				
Méthode	Monte Carlo		Directe	
f_1 (Hz)	1,5	5	1,5	5
$E(\beta)$ (%)	18	19	18	18
$E(N_{tot})$	10	20	7	23
$E(s)$ (m)	$154 \cdot 10^{-3}$	$57 \cdot 10^{-3}$	$150 \cdot 10^{-3}$	$58 \cdot 10^{-3}$

$\Gamma_{max} = 3,5 \text{ m.s}^{-2}$				
Méthode	Monte Carlo		Directe	
f_1 (Hz)	1,5	5	1,5	5
$E(\beta)$ (%)	19	20	19	19
N_{tot}	9	18	6	22
$E(s)$ (m)	$202 \cdot 10^{-3}$	$73 \cdot 10^{-3}$	$201 \cdot 10^{-3}$	$75 \cdot 10^{-3}$

Les valeurs des tassements par la méthode stochastique directe ont été obtenues en prenant les valeurs de $\tilde{\gamma}_{eff}$ suivantes :

Γ_{max} (m.s ⁻²)	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5
$\tilde{\gamma}_{eff}$ (10 ⁻³)	0,25	0,33	0,5	0,9	1,2	1,6	2

Nous pouvons déduire (voir Fig.4.21) que la valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ est beaucoup plus sensible au niveau du séisme qu'à la fréquence propre de la colonne de sol. Nous retiendrons alors la valeur qui permet un calage "optimum" sur la gamme de fréquences propres allant de 1,5 Hz à 5 Hz. En fait, les tassements correspondant à des fréquences intermédiaires (non indiquées ici) sont toujours compris entre ceux déterminés pour ces deux bornes.

Par ailleurs, il faut remarquer qu'il est parfois impossible de trouver une valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ permettant de retrouver exactement le tassement obtenu par la méthode SHAKE + Monte Carlo, il est alors nécessaire de faire un compromis. Notamment pour les faibles niveaux de séismes (premiers tableaux) associés à des fréquences propres "élevées" (5 Hz), nous ne pouvons qu'approcher de manière supérieure la valeur du tassement obtenue par la méthode de Monte Carlo.

On pourra retenir les valeurs d'amortissement (en moyenne) obtenues pour chaque niveau de processus, il avoisine 10 % pour les faibles niveaux, 15 % pour les niveaux modérés et 20 % pour les niveaux élevés. De plus, on constatera que les valeurs N_{tot} sont similaires dans les deux méthodes.

Le tableau ($\tilde{\gamma}_{eff}$ fonction de Γ_{max}) peut être représenté par une courbe qui tend à se rapprocher de l'origine lorsque Γ_{max} tend vers zéro (voir Fig.4.21). La valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ trouvée permet d'obtenir une correspondance acceptable dans toute la gamme de fréquences propres de la couche de sol considérée [1,5 Hz ; 5 Hz]. Il est évident que plus l'on s'éloignera de cet intervalle, plus elle se montrera inadaptée car elle dépend fortement de la distortion maximale rencontrée dans la colonne de sol qui tend à croître lorsque la fréquence propre diminue (en dehors de toute considération "position de la fréquence propre par rapport à la fréquence centrale de l'enregistrement").

Afin d'étudier la sensibilité de $\tilde{\gamma}_{eff}$ au profil de sol, on a considéré, en dehors du cas précédent qui sera tenu pour référence ($G_{zH} = 2,7 \cdot 10^7$ Pa.m^{-1/2}), deux profils avec G_{zH} égal à $2 \cdot 10^7$ Pa.m^{-1/2} et $3,4 \cdot 10^7$ Pa.m^{-1/2}, soit respectivement une diminution et une augmentation de $0,7 \cdot 10^7$ Pa par rapport au profil de référence. On prendra alors les valeurs suivantes pour la hauteur H :

1. $G_{zH} = 2 \cdot 10^7$ Pa.m^{-1/2}

- $f_1 = 1,5$ Hz \rightarrow H=39 m

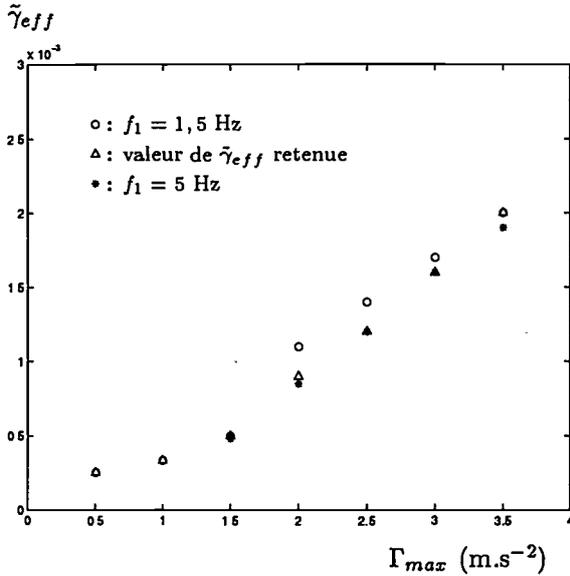


Figure 4.21: Valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ du calcul stochastique direct suivant la fréquence propre f_1 de la colonne de sol. $G(z) = G_z \sqrt{z}$

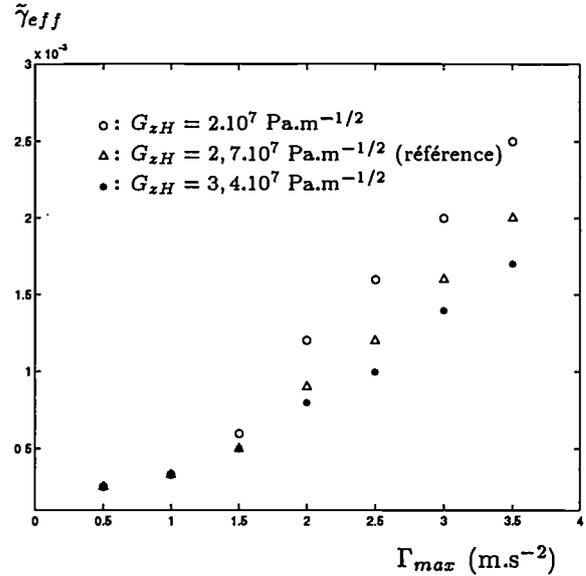


Figure 4.22: Valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ du calcul stochastique direct pour différents profils de module de cisaillement. $G(z) = G_z \sqrt{z}$

- $f_1 = 5$ Hz \rightarrow H=8 m

2. $G_{zH} = 3,4.10^7$ Pa.m $^{-1/2}$

- $f_1 = 1,5$ Hz \rightarrow H=56 m
- $f_1 = 5$ Hz \rightarrow H=11 m

On constate (voir Fig.4.22) qu'aux faibles accélérations, la valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ peut être considérée indépendante de G_{zH} . Ce n'est plus le cas lorsque le niveau du séisme dépasse $2 m.s^{-2}$. Ceci peut être compris en étudiant le profil des distortions maximales. Dans le cas de mouvements faibles, (voir Fig.4.27, Fig.4.25 ou Fig.4.29) le profil des distortions maximales se rapproche d'un profil élastique quoique d'une manière moins satisfaisante pour le cas où G est fonction de $z_H^{0,2}$. Par contre, dans le cas de mouvements forts, les distortions sont suffisamment élevées pour que cette similitude soit détruite (voir Fig.4.26, Fig.4.28 ou Fig.4.30). Chaque profil "évolue" alors à sa manière. A remarquer néanmoins que dans le cas usuel où G est fonction de $z_H^{0,5}$, le profil des distortions maximales reste malgré tout semblable à celui obtenu par un calcul élastique.

Il apparaît dès lors utopique de trouver un ensemble de valeurs de $\tilde{\gamma}_{eff}$ permettant de réaliser un calcul stochastique direct et ceci indépendamment du profil du sol. Cependant,

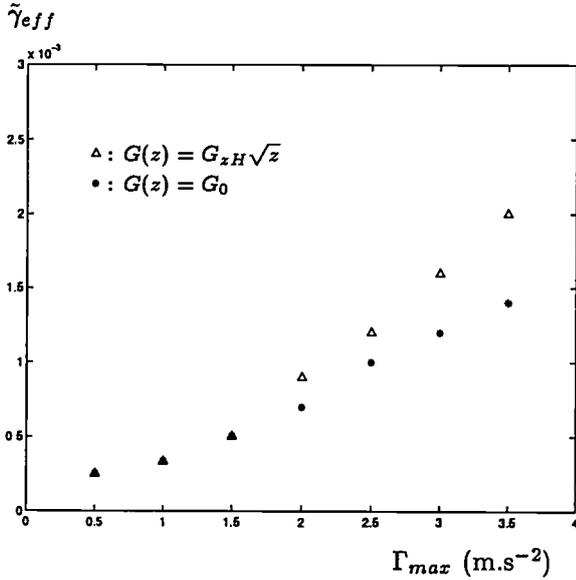


Figure 4.23: Valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ du calcul stochastique direct dans le cas où $G(z) = G_z\sqrt{z}$ et $G(z)$ du type CAS 1

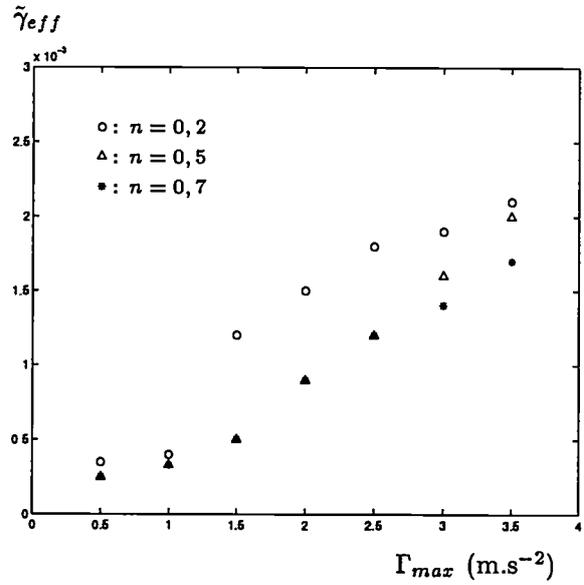


Figure 4.24: Valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ du calcul stochastique direct pour différents profils $G(z) = G_z z^n$

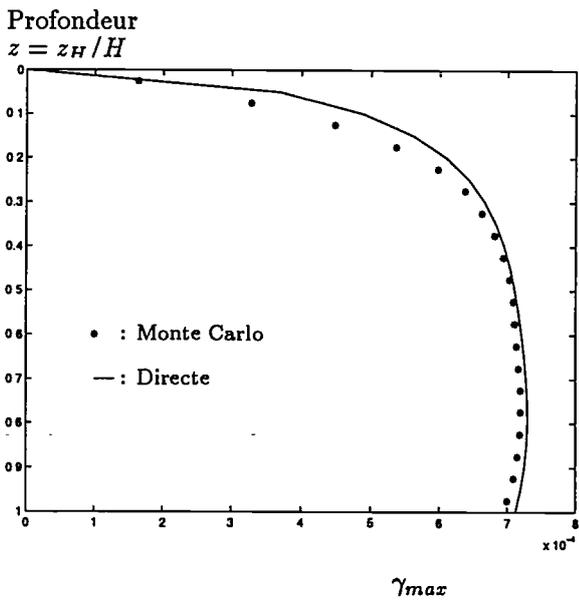


Figure 4.25: Profils de distortions maximales $\Gamma_{max} = 1 \text{ m.s}^{-2}$. $G(z) = G_z z^{0,5}$ issus des deux calculs

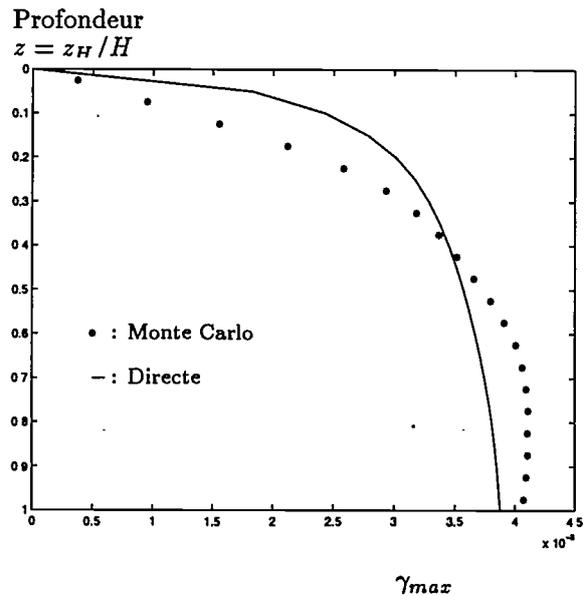


Figure 4.26: Profils de distortions maximales $\Gamma_{max} = 3,5 \text{ m.s}^{-2}$. $G(z) = G_z z^{0,5}$ issus des deux calculs

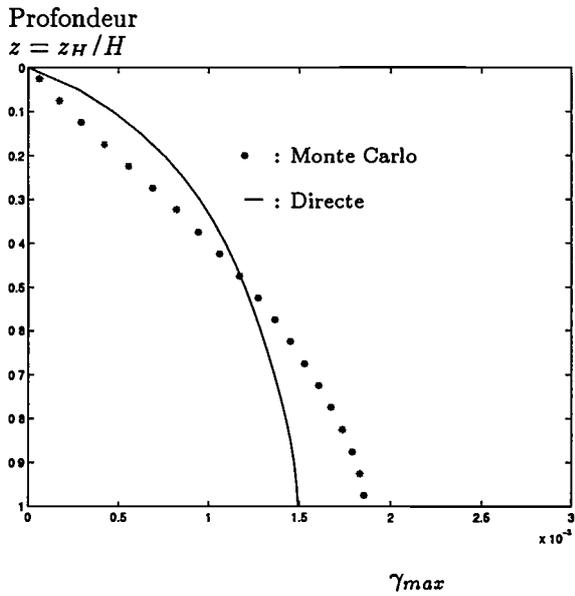


Figure 4.27: Profils de distortions maximales. $\Gamma_{max} = 1 \text{ m.s}^{-2}$. $G(z) = G_z z^{0,2}$ issus des deux calculs

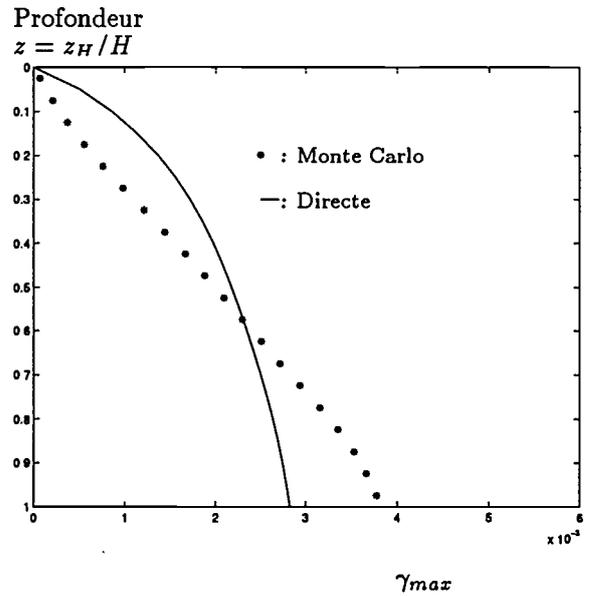


Figure 4.28: Profils de distortions maximales. $\Gamma_{max} = 1,5 \text{ m.s}^{-2}$. $G(z) = G_z z^{0,2}$ issus des deux calculs

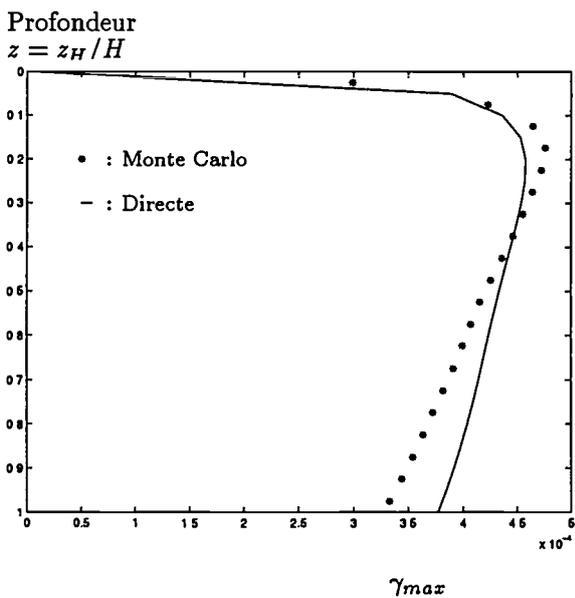


Figure 4.29: Profils de distortions maximales. $\Gamma_{max} = 1 \text{ m.s}^{-2}$. $G(z) = G_z z^{0,7}$ issus des deux calculs

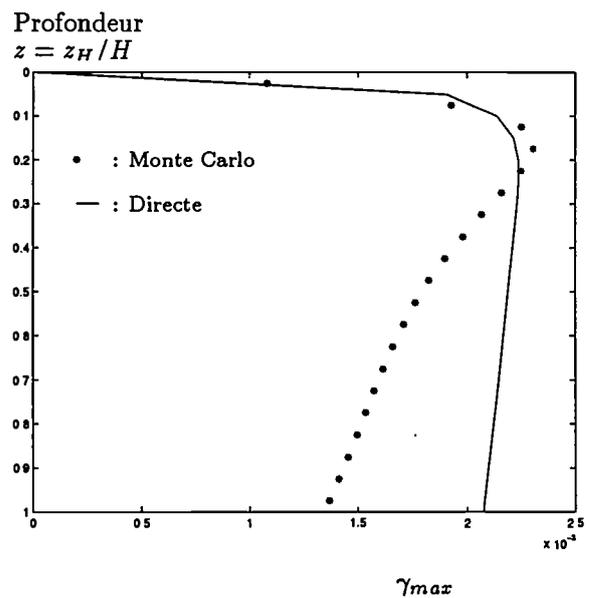


Figure 4.30: Profils de distortions maximales. $\Gamma_{max} = 3,5 \text{ m.s}^{-2}$. $G(z) = G_z z^{0,7}$ issus des deux calculs

il est possible de dégager quelques tendances : les profils $z^{0,5}$ et $z^{0,7}$ donnent des valeurs de $\tilde{\gamma}_{eff}$ voisines dans une gamme large de niveaux de séismes (voir Fig.4.22), ceci en raison de la similitude des profils réponse. L'intérêt serait alors de garder les valeurs de $\tilde{\gamma}_{eff}$ obtenues pour le cas $z^{0,5}$ et ceci quel que soit le profil, ce qui semblerait ne pas introduire d'erreur majeure dans l'évaluation des tassements. Une étude ultérieure (voir Fig.4.24) a montré que les valeurs de $\tilde{\gamma}_{eff}$ changent suivant celles de G_{zH} quel que soit le profil de G (fonction de z^n). Cependant, la différence entre le calcul élastique stochastique direct et le calcul Monte Carlo + SHAKE en prenant les valeurs de $\tilde{\gamma}_{eff}$ de référence ne s'écarte entre elles pas plus de 10 %, ce qui reste tout à fait acceptable.

Il faut noter par ailleurs que le cas $z^{0,2}$ se rapproche d'un milieu similaire à un CAS 1A ce qui n'est pas représentatif d'un profil réel.

Nous avons donné ici l'expression du tassement dans le cas d'une étude déterministe (suite à un mouvement réel) et dans le cas d'une étude stochastique directe (mouvement représenté par un processus stochastique). Nous avons vu que la pertinence des résultats dépend plus du raffinement de calcul (élastique, linéaire équivalent) que de la modélisation du profil (pour une même fréquence propre), mais qu'une méthode plus simple d'obtention des tassements pourrait être envisagée.

Par ailleurs, lors d'une étude stochastique, nous recommandons les valeurs de $\tilde{\gamma}_{eff}$ donnant les facteurs de réduction des caractéristiques mécaniques élastiques initiales du profil afin de prendre en compte de manière forfaitaire la dégradation des propriétés mécaniques. Elle permet d'obtenir une réponse, qui en terme "d'endommagement" (tassement) est équivalente à celle obtenue par une méthode de Monte Carlo associée à un calcul linéaire équivalent. Cette méthode a l'avantage de donner une estimation du tassement sans avoir à connaître de façon précise le mouvement sismique et d'éviter toute représentation transitoire de la réponse.

Enfin, l'étude des tassements du profil de sol permet de confirmer que les paramètres du modèle de CLOUGH-PENZIEN déterminés dans le Chapitre 3 (recalage par rapport au spectre de réponse NRC), permet d'engendrer un mouvement qui se situe dans une représentation "moyenne", en terme d'endommagement, des mouvements californiens.

Chapitre 5

Etude complémentaire du tassement, implications

5.1 Formulation simplifiée du tassement

Nous avons vu dans le chapitre précédent que certains résultats laissent supposer la possibilité d'obtenir un bon ordre de grandeur des tassements par une méthode qui pourrait se rapprocher de la méthode utilisée par DOBRY *et al.*, (1980) : résoudre le problème en prenant des propriétés mécaniques dont les valeurs tiennent compte de manière forfaitaire (UN SEUL calcul élastique) de la dégradation des propriétés avec le niveau des distortions. Le calcul peut alors être qualifié de calcul simplifié "élastique", il aurait l'avantage de s'abstenir de tout calcul numérique fastidieux. Il faut cependant avoir en tête que le résultat sera d'autant plus entaché d'erreur que les non linéarités du sol se montreront prépondérantes. En gardant à l'esprit les limites évidentes de cette méthode, il est néanmoins intéressant de pouvoir donner rapidement une estimation du tassement auquel l'on peut s'attendre à la suite ou en postulant un mouvement sismique. Le résultat est obtenu en trois temps :

- expression des modes de la couche de sol ; on n'en gardera qu'un nombre approprié ;
- synthèse de l'effet de la réponse à une profondeur z par l'intermédiaire de l'expression du paramètre Z du modèle de SAWICKI ;
- obtention du tassement par intégration sur la hauteur de la couche de sol.

L'approche développée ici différencie pour l'instant le type de profil (CAS 1A et CAS 1B), on comparera par la suite les résultats obtenus. La première étape consiste à déterminer les modes propres de la couche de sol.

5.1.1 Profil de G du type CAS 1A

On raisonnera toujours avec des profondeurs normalisées z (d'où l'intervention de H dans les dérivées partielles). Les pulsations propres non amorties ω_j sont :

$$\omega_j = \frac{\pi(2j-1)c_s}{2H}$$

Les modes φ_j ont l'expression :

$$\varphi_j(z) = \frac{4}{\pi(2j-1)}(-1)^{j-1} \cos[(2j-1)\pi\frac{z}{2}] \quad (5.1)$$

$4/\pi(2j-1)$ est le facteur de participation du mode j . De plus, l'on a accès d'une manière simple à la réponse maximale par l'utilisation des spectres de réponse normalisés en pseudo accélération $S_a(\omega, \xi)$. On a alors :

$$\varphi_{j \max}(z) = \frac{S_a(\omega_j, \xi_j)}{\omega_j^2} \Gamma_{\max} \cdot \frac{4}{\pi(2j-1)}(-1)^{j-1} \cos[(2j-1)\pi\frac{z}{2}] \quad (5.2)$$

avec Γ_{\max} le niveau du séisme (accélération maximale à la base du profil de sol). La distortion modale maximale est :

$$\frac{d}{dz} \varphi_{j \max}(z) = \frac{S_a(\omega_j, \xi_j)}{\omega_j^2} \Gamma_{\max} \cdot \frac{4}{\pi}(-1)^j \frac{\pi}{2H} \sin[(2j-1)\pi\frac{z}{2}] \quad (5.3)$$

En adoptant une recombinaison modale quadratique, en ne considérant que deux modes, l'on obtient :

$$\gamma_{\max}(z) = \sqrt{\left(\frac{\partial}{\partial z} \varphi_{1 \max}(z)\right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial z} \varphi_{2 \max}(z)\right)^2} \quad (5.4)$$

qui devient :

$$\gamma_{\max}(z) = \frac{4}{\pi} \frac{\pi}{2H} \frac{\Gamma_{\max}}{\omega_1^2} \sqrt{\left(S_{a1} \sin(\pi\frac{z}{2})\right)^2 + \left(\frac{S_{a2}}{9} \sin(3\pi\frac{z}{2})\right)^2} \quad (5.5)$$

car $\omega_2 = 3\omega_1$. La variable $Z(z)$ qui rend compte de l'histoire de la réponse à la profondeur z est égale à :

$$Z(z) = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^{i_{\max}} \gamma_i^2 N_i \quad (5.6)$$

Pour la suite, on assimilera chaque enregistrement à une réalisation d'un processus gaussien stationnaire aléatoire à large bande. On sait alors que la distribution des N_i cycles de

réponse de niveau γ_i suit une distribution de Rayleigh. La dépendance de la réponse vis-à-vis de la profondeur z est contenue dans la variance σ_γ^2 qui évolue suivant la profondeur. Par ailleurs, il existe une relation simple entre l'écart-type de la réponse et l'espérance mathématique de la valeur maximale de la réponse (dans le cas d'un processus aléatoire) qui est directement liée au spectre de réponse. On associera cette propriété liée normalement au processus aléatoire à chaque réalisation du processus (chaque enregistrement), ce qui permet d'écrire (via Eq.4.53):

$$Z(z) = \frac{\omega_1}{4\pi} T \left(\frac{\gamma_{max}(z)}{r} \right)^2 \quad (5.7)$$

avec r facteur de pic et T durée de la phase forte. En combinant les équations (5.5) et (5.7) valeur de Z devient :

$$Z(z) = \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_{max}^2 T}{\omega_1^3} \frac{1}{r^2} \left(\frac{4}{\pi} \frac{\pi}{2H} \right)^2 (S_{a1}^2 \sin^2(\pi \frac{z}{2}) + \frac{S_{a2}^2}{81} \sin^2(3\pi \frac{z}{2})) \quad (5.8)$$

Cette équation (voir terme 1/81) justifierait l'utilisation exclusive du 1^{er} mode car cette approximation n'entraînerait qu'un écart minime qui n'apparaît qu'aux basses fréquences. On retiendra alors l'expression de $Z(z)$ suivante :

$$Z(z) = \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_{max}^2 T}{\omega_1^3} \frac{1}{r^2} \left(\frac{4}{\pi} \frac{\pi}{2H} \right)^2 S_{a1}^2 \sin^2(\pi \frac{z}{2}) \quad (5.9)$$

Pour ne pas confondre le tassement trouvé par la méthode SHAKE et celui trouvée par cette méthode simplifiée, on appellera ce dernier \tilde{s} . Il est égal à :

$$\tilde{s} = \frac{n_0}{1 - n_0} C_1 H \int_0^1 \ln(1 + C_2 Z(z)) dz \quad (5.10)$$

D'une manière générale, $C_2 Z(z)$ est de l'ordre de 10^{-2} et le tassement peut alors s'écrire :

$$\tilde{s} = \frac{n_0}{1 - n_0} C_1 C_2 H \int_0^1 Z(z) dz \quad (5.11)$$

et

$$\int_0^1 \sin^2(\pi \frac{z}{2}) dz = \frac{1}{2} \quad (5.12)$$

On posera :

$$S_a = S_{a1} \quad (5.13)$$

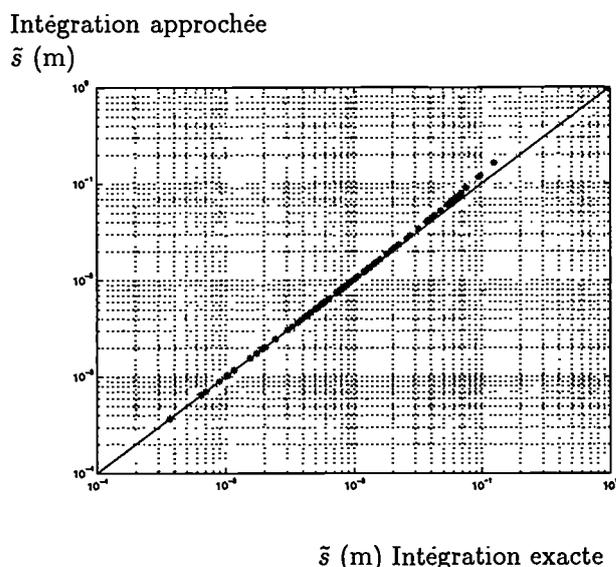


Figure 5.1: Différence entre l'intégration juste du modèle de SAWICKI et une intégration approchée. $f_1 = 1,5$ Hz

d'où :

$$\tilde{s} = \frac{n_0}{1 - n_0} C_1 C_2 \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_{max}^2 T}{\omega_1^3} \left(\frac{S_a}{r}\right)^2 \left(\frac{2}{H}\right)^2 \frac{H}{2} \quad (5.14)$$

En fait, dans cette formule analytique, seul le terme $\left(\frac{2}{H}\right)^2 \frac{H}{2}$ caractérise la distribution de G au sein du profil de sol. L'équation (5.14) se simplifie en :

$$\tilde{s} = \frac{n_0}{1 - n_0} C_1 C_2 \frac{1}{2\pi H} \frac{\Gamma_{max}^2 T}{\omega_1^3} \left(\frac{S_a}{r}\right)^2 \quad (5.15)$$

La facteur de pic r est habituellement pris pour des raisons de simplifications égal à 3. Il existe des expressions analytiques plus précises pour le facteur de pic (VANMARCKE, 1983), de même pour l'expression de N_{tot} , mais elles n'apportent ici rien de plus dans la justesse du résultat. On rappelle que cette expression n'est juste que si $C_2 Z(z)$ est petit devant 1. Dans notre cas, ce terme peut approcher 0,5 pour les séismes de forte intensité mais par expérience, cette approximation suffit lorsque les tassements sont inférieurs à 10 cm (voir Fig.5.1). En général, des tassements supérieurs à 10 cm sont liés à des mouvements forts où des très basses fréquences propres du profil de sol ; pour ces cas là, il est évident que l'on atteint les limites du calcul simplifié de l'intégrale mais finalement aussi celle du champ de déformations. Néanmoins, ledit calcul donne un ordre de grandeur de

Approximation 1^{er} mode

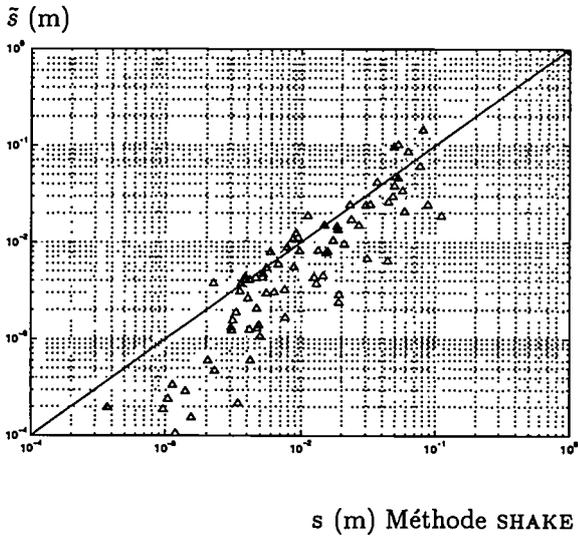


Figure 5.2: Différence entre les tassements issus d'un calcul SHAKE et de l'équation (5.15). $f_1 = 1,5$ Hz

Approximation 1^{er} mode

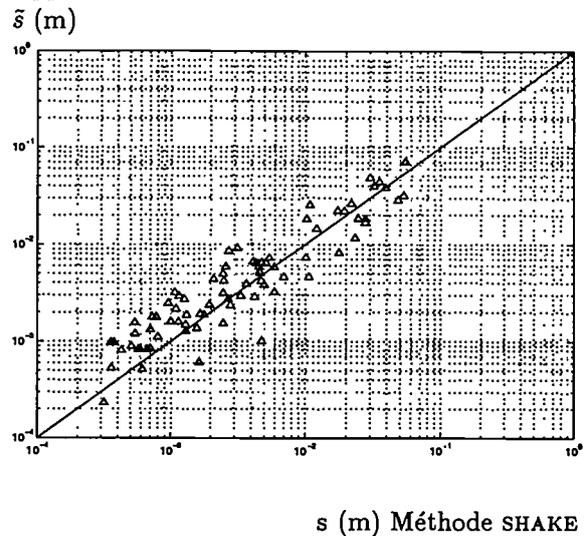


Figure 5.3: Différence entre les tassements issus d'un calcul SHAKE et de l'équation (5.15). $f_1 = 5$ Hz

Contribution 2nd mode modifiée

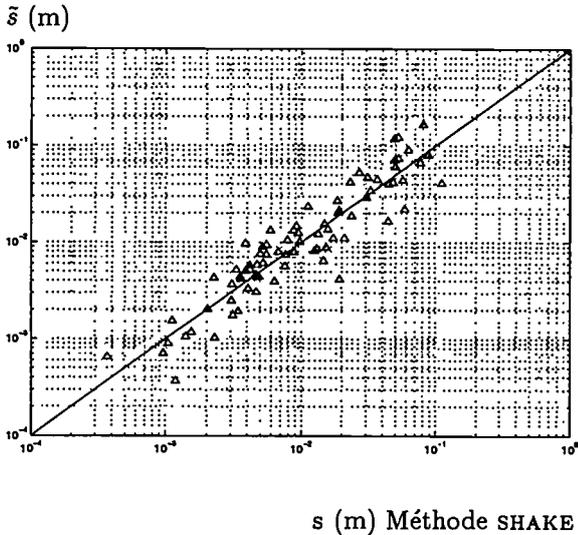


Figure 5.4: Différence entre les tassements issus d'un calcul SHAKE et de l'équation (5.19). $f_1 = 1,5$ Hz

Contribution 2nd mode modifiée

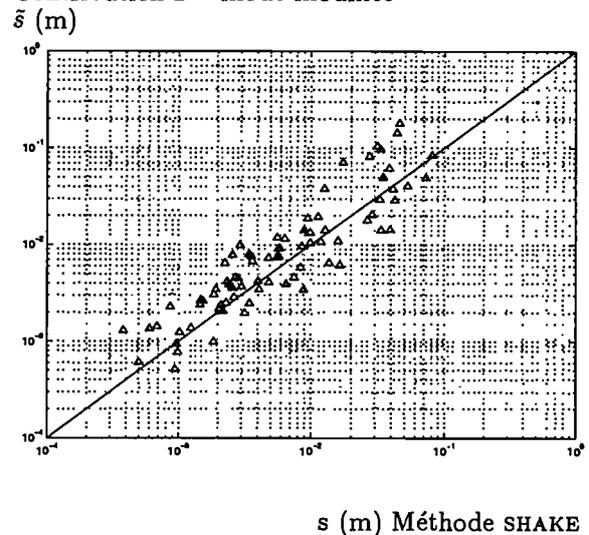


Figure 5.5: Différence entre les tassements issus d'un calcul SHAKE et de l'équation (5.19). $f_1 = 3$ Hz

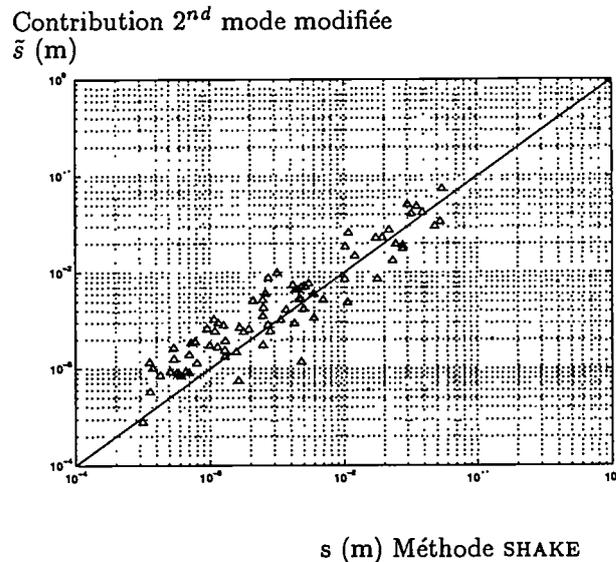


Figure 5.6: Différence entre les tassements issus d'un calcul SHAKE et de l'équation (5.19). $f_1 = 5$ Hz

tassement, cependant supérieur à ce que l'on serait en droit d'atteindre.

Il faut s'interroger maintenant sur les valeurs à prendre pour ω_1 et ξ_1 . La méthode linéaire équivalente, qui sera la méthode de référence, induit au cours de la résolution (chaque itération j) un glissement de la fréquence propre de la couche de sol vers des valeurs inférieures à la fréquence propre élastique, elle modifie donc aussi l'expression des vecteurs propres. Ce glissement est dû à la réactualisation du module de cisaillement via la courbe de dégradation des propriétés mécaniques. L'amortissement associé au module de cisaillement G , lui, tend à croître.

On constate qu'une réduction de la valeur G_{max} élastique de 0,75 associée à un spectre de réponse à 10 % (première valeur moyenne d'amortissement apparaissant dans le Chapitre 4, partie DÉTERMINATION D'UNE VALEUR DE γ_{eff} ÉQUIVALENTE) permet d'obtenir une correspondance satisfaisante entre cette méthode simplifiée et la méthode SHAKE aux "moyennes" et "hautes" fréquences (voir Fig.5.3). Par contre, aux basses fréquences, cette méthode sous-estime excessivement le résultat (voir Fig.5.2) et ce, même en ne prenant aucune réduction des propriétés mécaniques.

Dans le chapitre précédent, on a vu comment choisir la distortion qui permet, par un calcul élastique de se rapprocher du résultat issu de la méthode SHAKE, si l'on connaît le niveau du processus aléatoire (mouvement sollicitant). On se propose ici de donner

une expression du tassement dans un contexte plus général. Il est évident alors, qu'en gardant l'amortissement et le facteur de réduction (0,75) constant, la méthode n'est pas optimale, surtout à basses fréquences où les distortions générées sont plus élevées qu'à hautes fréquences.

Nous avons décidé de nous rapprocher de la solution "exacte" en majorant la contribution du deuxième mode, ceci permet de ne pas modifier la performance de la méthode aux moyennes et hautes fréquences et, par contre, améliore nettement la prévision des tassements aux basses fréquences. On modifie alors l'équation (5.4) :

$$\gamma_{max}(z) = \sqrt{\left(\frac{\partial}{\partial z}\varphi_{1\ max}(z)\right)^2 + 9\left(\frac{\partial}{\partial z}\varphi_{2\ max}(z)\right)^2} \quad (5.16)$$

L'équation (5.5) devient :

$$\gamma_{max}(z) = \frac{4}{\pi} \frac{\pi}{2H} \frac{\Gamma_{max}}{\omega_1^2} \sqrt{\left(S_{a\ 1} \sin\left(\pi \frac{z}{2}\right)\right)^2 + \left(\frac{S_{a\ 2}}{3} \sin\left(3\pi \frac{z}{2}\right)\right)^2} \quad (5.17)$$

On posera :

$$S_a = \sqrt{S_{a\ 1}^2 + \frac{S_{a\ 2}^2}{9}} \quad (5.18)$$

Et le tassement reste égal à :

$$\tilde{s} = \frac{n_0}{1 - n_0} C_1 C_2 \frac{1}{2\pi H} \frac{\Gamma_{max}^2 T}{\omega_1^3} \left(\frac{S_a}{r}\right)^2 \quad (5.19)$$

Nous pouvons voir sur les figures (5.4), (5.5) et (5.6) les tassements obtenus pour les 82 enregistrements par cette méthode simplifiée (rectification de la contribution du 2^{ème} mode) comparée aux tassements issus d'un calcul du champ de déformations obtenus par la méthode SHAKE. La modification de la prise en compte du deuxième mode n'a pas modifié sensiblement le résultat pour les fréquences supérieures à 3 Hz (voir Fig.5.3 et Fig.5.6), par contre aux basses fréquences, l'amélioration est nette (voir Fig.5.2 et Fig.5.4).

L'on pourrait trouver une combinaison dégradation-amortissement peut-être mieux adaptée mais celle-ci à l'avantage d'être "parlante". Le facteur 0,75 correspond à une perte liée à une valeur moyenne de distortion γ_{eff} égale à 1.10^{-4} et l'amortissement de 10 % correspond à une valeur entière facile à retenir.

Quant à l'approximation dans le calcul de l'intégrale (5.10), elle est valide pour des tassements inférieurs à 10 cm. Au delà, on peut rectifier les résultats en baissant la valeur du tassement de 20 %. Ce calcul surestime alors les tassements excessifs.

5.1.2 Profil de G CAS 1B

Il s'agit toujours de la description de G fonction racine de la pression effective moyenne. Par rapport à l'équation (5.14), seule l'expression des modes change ainsi que leur facteur de participation. Ils ne revêtent pas ici une forme classique. Concernant les premiers modes, on a :

$$\omega_1 = \frac{3}{4} \frac{x_H}{H} c_s \quad (5.20)$$

et

$$\omega_2 = 2,673\omega_1 \quad (5.21)$$

avec x_H égal à 1,866 (TOWHATA, 1996) pour le type de profil considéré et :

$$\varphi_1(z) = \frac{1,381}{\sqrt{z}} \left(J_{\frac{2}{3}}(x_H z^{\frac{3}{4}}) - \frac{3}{4} (J_{\frac{5}{3}}(x_H z^{\frac{3}{4}})) \right) \quad (5.22)$$

1,381 est le facteur de participation du mode 1 pour le profil considéré, d'où :

$$\frac{\partial}{\partial z} \varphi_1(z) = 1,381 \frac{9}{16H} x_H^2 J_{\frac{2}{3}}(x_H z^{\frac{3}{4}}) \quad (5.23)$$

De même, l'on a pour le 2^{ème} mode :

$$\frac{\partial}{\partial z} \varphi_2(z) = 0,253 \frac{9}{16H} x_H^2 J_{\frac{2}{3}}(2,673 x_H z^{\frac{3}{4}}) \quad (5.24)$$

Comme précédemment, $\gamma_{max}(z)$ vaut alors :

$$\gamma_{max}(z) = \frac{\Gamma_{max}}{\omega_1^2} \frac{1,381}{H} \frac{9}{16} x_H^2 \sqrt{S_{a1}^2 \left[J_{\frac{2}{3}}(x_H z^{\frac{3}{4}}) \right]^2 + 0,23^2 S_{a2}^2 \left[J_{\frac{2}{3}}(2,673 x_H z^{\frac{3}{4}}) \right]^2} \quad (5.25)$$

et le tassement \tilde{s}_b :

$$\tilde{s}_b = \frac{n_0}{1-n_0} C_1 C_2 \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_{max}^2 T}{r^2 \omega_1^3} \left(1,381 \frac{9}{16H} x_H^2 \right)^2 0,3089 H (S_{a1}^2 + 0,0168 S_{a2}^2) \quad (5.26)$$

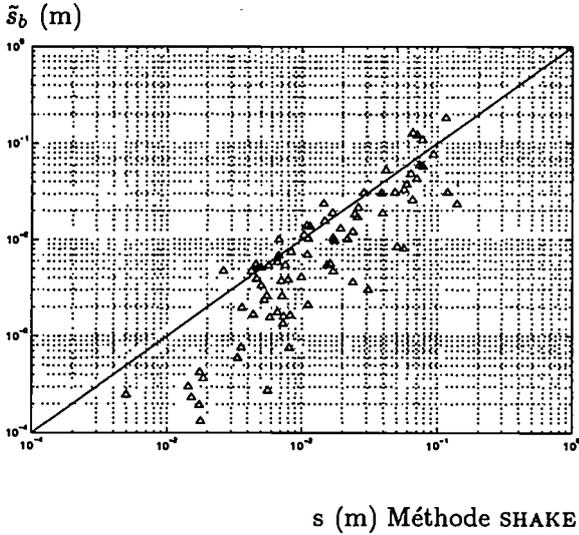
La valeur faible du facteur de participation du second mode justifie l'approximation du premier mode, d'où :

$$\tilde{s}_b = \frac{n_0}{1-n_0} C_1 C_2 \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_{max}^2 T}{\omega_1^3} \left(1,381 \frac{9}{16H} x_H^2 \right)^2 \left(\frac{S_{a1}}{r} \right)^2 0,3089 H \quad (5.27)$$

On posera

$$S_a = S_{a1} \quad (5.28)$$

Approximation 1^{er} mode



Approximation 1^{er} mode

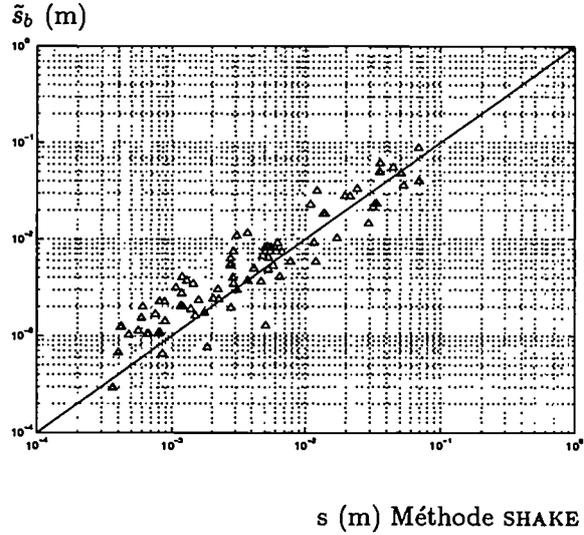
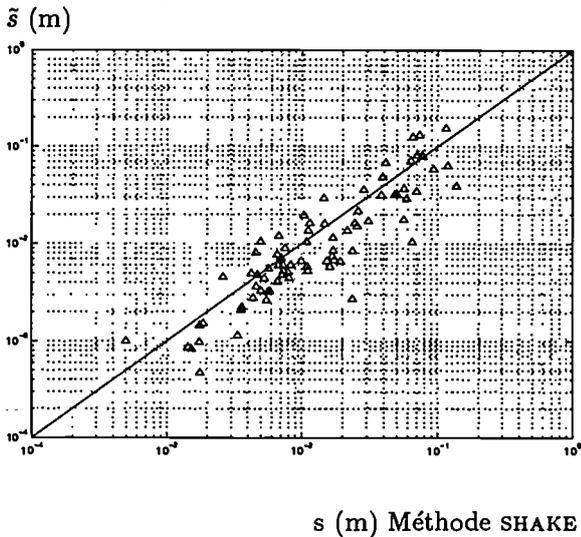


Figure 5.7: Comparaison entre les tassements obtenus par cette méthode simplifiée et la méthode SHAKE. $f_1 = 1,5$ Hz

Figure 5.8: Comparaison entre les tassements obtenus par cette méthode simplifiée et la méthode SHAKE. $f_1 = 5$ Hz

Méthode simplifiée



Méthode simplifiée

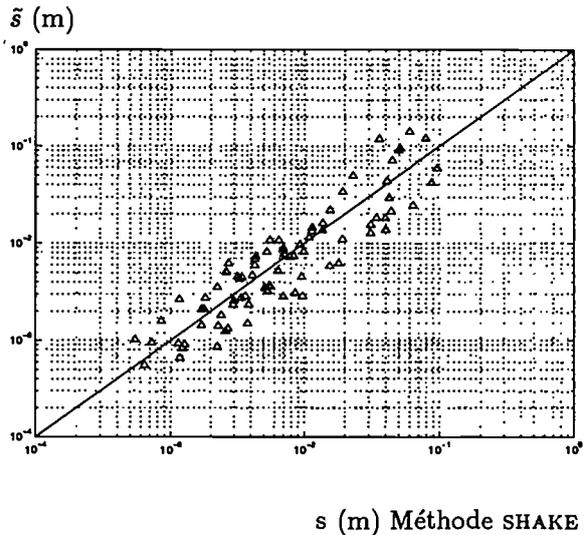


Figure 5.9: Comparaison entre tassements obtenus par la formule simplifiée du CAS 1A et ceux issus de la méthode SHAKE. $f_1 = 1,5$ Hz

Figure 5.10: Comparaison entre tassements obtenus par la formule simplifiée du CAS 1A et ceux issus de la méthode SHAKE. $f_1 = 3$ Hz

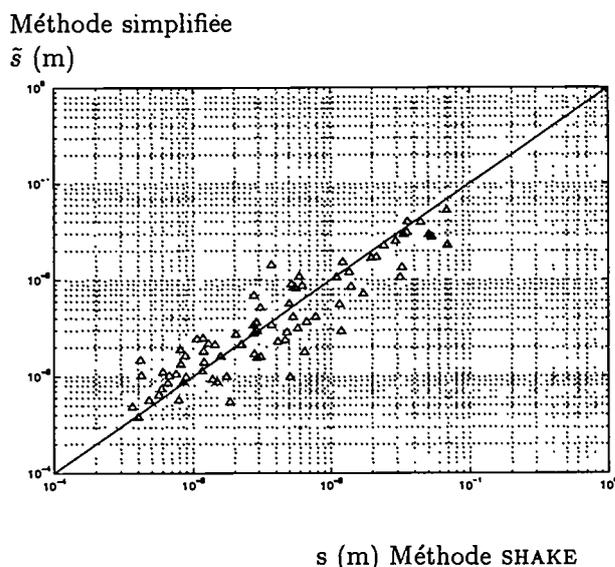


Figure 5.11: Comparaison entre tassements obtenus par la formule simplifiée du CAS 1A et ceux issus de la méthode SHAKE. $f_1 = 5$ Hz

D'où :

$$\tilde{s}_b = \frac{n_0}{1 - n_0} C_1 C_2 \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_{max}^2 T}{\omega_1^3} \left(\frac{S_a}{r} \right)^2 \left(1,381 \frac{9}{16H} x_H^2 \right)^2 0,3089H \quad (5.29)$$

On a tracé sur les figures (5.7) et (5.8) les tassements obtenus par la méthode simplifiée formulée dans cette partie et ceux obtenus par la méthode SHAKE. On note comme précédemment, une dispersion entre méthode simplifiée et méthode SHAKE allant dans le sens d'une sous-évaluation aux fréquences propres basses. Pour les fréquences intermédiaires, on observe que pour certains accélérogrammes, elle donne des résultats trois fois supérieurs, cependant les valeurs des tassements correspondantes sont de l'ordre du millimètre, donc très faibles. On pourrait, comme on l'a vu plus haut, compenser la sous-estimation en majorant la contribution du second mode. Ce choix n'a pas été retenu au profit de l'utilisation formule du tassement (5.19). En effet, en achevant le calcul de (5.29), nous mettrions en avant une différence entre les résultats faisant intervenir un facteur 1,13, justifiant alors le parti considéré.

Ainsi a-t-on représenté sur les figures (5.9), (5.10) et (5.11) la différence entre les tassements issus de la formule (5.19) du (CAS 1A) et ceux obtenus par la méthode SHAKE (résolution du CAS 2B par méthode du CAS 2C). On garde évidemment dans ce calcul la hauteur réelle du profil. On constate clairement que la formule (5.19) permet d'obtenir

de meilleures corrélations entre ces deux méthodes. Il est clair que la forme des modes diffère dans les deux cas mais il y a un effet de compensation entre les déformations aux profondeurs z comprises entre $[0, 3; 0, 5]$ et celles proches de 1 compensant ainsi la différence entre les résultats de ces deux profils de sol bien distincts.

Dans le Chapitre 4, on a vu que le type de profil de G n'influençait le calcul du tassement que d'une manière très relative. Il semble alors qu'un calcul en supposant le profil de G constant (CAS 1A) permet de trouver des valeurs de tassement tout à fait acceptable, le tout est de conserver la bonne valeur de la première fréquence propre f_1 . On retiendra la formule (5.15) pour le calcul du tassement d'une couche de sol par une méthode simplifiée. Le spectre de réponse est celui à 10 % et on utilise une distortion effective forfaitaire de 1.10^{-4} (facteur de réduction associé à G de 0,75) pour la prise en compte de la dégradation des propriétés mécaniques du matériau (fonction analytique de MARTIN et SEED (1982)). Des calculs pour différents enregistrements ont été faits en prenant la réduction (liée $\tilde{\gamma}_{eff}$) trouvée dans la partie (4.5.4) suivant le niveau de cet enregistrement, avec l'amortissement (voir (4.5.4)) lié au spectre de réponse correspondant (obtenus dans les tableaux de la même partie). Ce calcul n'était pas forcément une garantie de meilleurs résultats. Il est vrai que les mouvements étudiés étaient tous issus du même processus aléatoire dont les réalisations gardaient malgré tout certaines caractéristiques proches, ce qui n'est le cas pour des enregistrements réels.

La référence des calculs se trouve être la méthode linéaire équivalente avec les limites sous-jacentes. Les non linéarités sont prises en compte d'une manière approchée et le résultat sera d'autant plus entaché d'erreur que le niveau du séisme sera élevé. Malgré tout, dans la majorité des cas, la formule mise en avant reste recevable. On n'oubliera pas de minorer la valeur du tassement de 20 % lorsque ces derniers dépasseront 10 cm.

5.2 Lien entre tassement et capacité destructrice d'un séisme

Le tassement rend compte d'une certaine manière des effets irréversibles d'un séisme sur les milieux granulaires, il est analogue à un endommagement. Nous avons déjà utilisé cette constatation au Chapitre 4 (4.5.2) pour vérifier que le processus aléatoire créé par la DSP de CLOUGH-PENZIEN possédait des caractéristiques endommageantes valables. Ici, nous comparerons plutôt les différents paramètres qui caractérisent le pouvoir endommageant d'un enregistrement afin d'évaluer celui qui semble le plus adapté (au sens adéquation

(niveau du pouvoir endommageant)-(niveau du tassement)) pour rendre compte d'un potentiel dommage d'un système.

Dans ce but, nous étudierons à chaque fois quatre profils de sol correspondant à quatre fréquences propres f_1 différentes. Le module de cisaillement élastique ainsi que la hauteur de la couche de sol choisis sont ceux compatibles avec une densité relative (D_r) voisine de 45 %. Le profil de G est choisi fonction de la pression effective moyenne.

$$\begin{array}{lll} f_1 = 1,5 \text{ Hz} & H = 48 \text{ m} & G_z = 18,77 \cdot 10^7 \text{ Pa} \\ f_1 = 3 \text{ Hz} & H = 19 \text{ m} & G_z = 11,81 \cdot 10^7 \text{ Pa} \\ f_1 = 4 \text{ Hz} & H = 13 \text{ m} & G_z = 9,77 \cdot 10^7 \text{ Pa} \\ f_1 = 5 \text{ Hz} & H = 9,6 \text{ m} & G_z = 8,4 \cdot 10^7 \text{ Pa} \end{array}$$

D'une manière générale, la faiblesse de f_1 va dans le sens d'une couche de sol (sablonneuse) moins compacte ou de hauteur croissante. Ceci explique le fait que cette étude soit plutôt orientée vers les basses fréquences, cette dernière est réalisée par la méthode SHAKE.

5.2.1 Accélération maximale de l'enregistrement

Le niveau d'un séisme a souvent été retenu comme le critère majeur induisant une réponse plus ou moins sévère d'un système. La démarche semblait naturelle ; depuis, l'on s'est aperçu que ceci n'est pas suffisant ou adapté dans le cas de la prévision de la liquéfaction. Il était alors intéressant de nous attarder sur ce critère en condition drainée.

Nous avons tracé en échelle log-log l'accélération maximale (% g) de chaque enregistrement en fonction du tassement de la colonne de sol. Nous pouvons constater une bonne corrélation aux plus hautes fréquences (voir Fig.5.14 et Fig.5.15) entre le niveau du séisme et l'intensité du tassement. Aux plus basses fréquences, celle-ci se fait moins évidente, l'étalement pour une accélération maximale donnée est importante, il atteint un facteur de 10 pour f_1 égale 1,5 Hz. Ainsi le facteur de corrélation Γ_{max} tassements obtenus par la méthode SHAKE passe-t-il de 0,90 pour f_1 égale 5 Hz à 0,72 pour f_1 égale 1,5 Hz. Il semble que le paramètre de niveau ne permette pas ici d'expliquer la variation de l'intensité du tassement d'un enregistrement à l'autre (pas de sensibilité du tassement vis-à-vis de l'accélération).

Ce critère semble plus corrélé à l'intensité des tassements lorsque la fréquence propre de la couche de sol est élevée, ce qui veut dire que dans cette gamme de fréquences, le niveau de l'enregistrement pilote en grande partie la réponse. Aux plus basses fréquences, il en est évidemment de même mais il semble que d'autres paramètres deviennent essentiels à prendre en compte. Ce fait est important car les couches de sol susceptibles de liquéfier (cf méthode semi-empirique de SEED de prévision de la liquéfaction (SEED, 1979) : définition du nombre de cycles équivalent) ont une période propre voisine de 0,7 s soit f_1 voisine

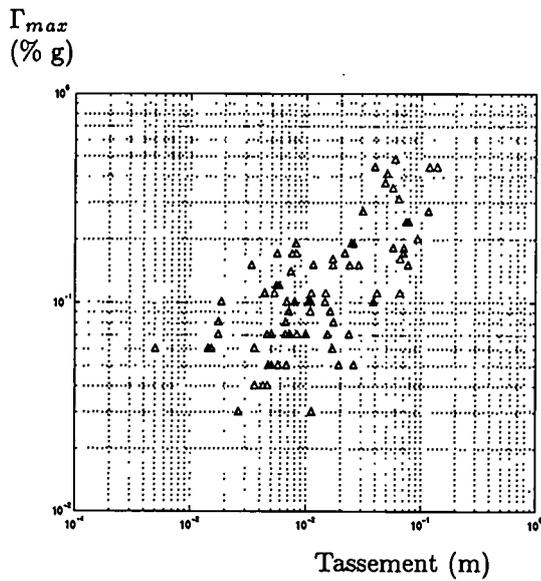


Figure 5.12: Tassement en fonction du niveau de l'enregistrement pour $f_1 = 1,5$ Hz

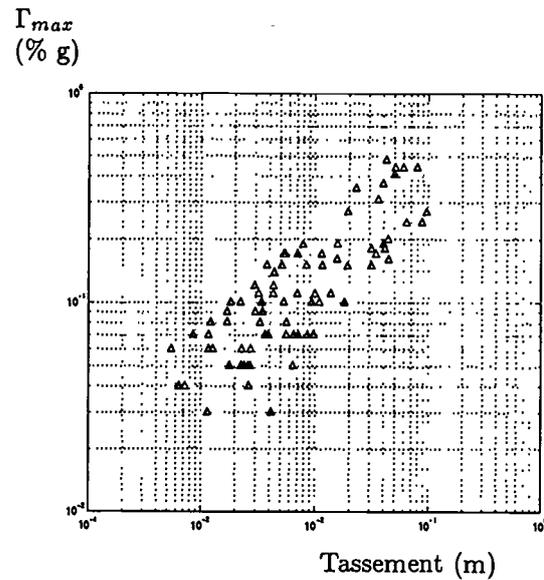


Figure 5.13: Tassement en fonction du niveau de l'enregistrement pour $f_1 = 3$ Hz

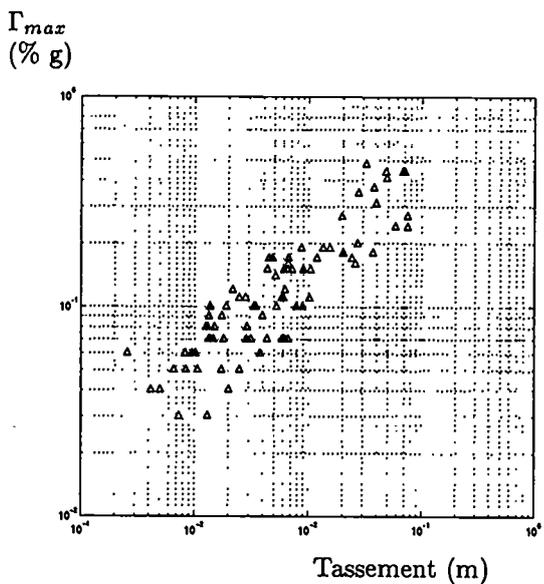


Figure 5.14: Tassement en fonction du niveau de l'enregistrement pour $f_1 = 4$ Hz

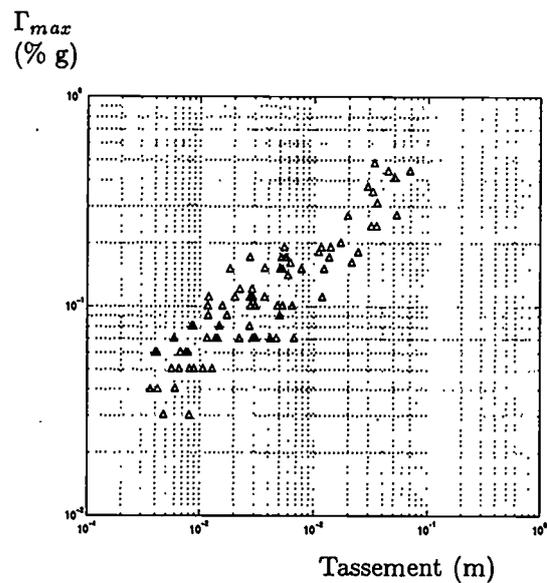


Figure 5.15: Tassement en fonction du niveau de l'enregistrement pour $f_1 = 5$ Hz

de 1,5 Hz (ARANGO, 1996). De plus, les niveaux bas de séismes vont dans le sens d'une forte dispersion de la corrélation. On peut penser alors à l'influence de la magnitude et de la distance épacentrale qui pourrait prendre toute leur importance. En effet, un faible niveau de séisme peut être obtenu par deux combinaisons : séisme de magnitude faible, distance épacentrale faible et séisme de magnitude élevée, distance épacentrale grande. Les caractéristiques des enregistrements appartenant à ces deux catégories seront bien différentes et pourraient expliquer la dispersion de la corrélation. En fait, les résultats obtenus ne sont pas étonnants puisque la réponse d'un système dépend du niveau de la sollicitation certes, mais aussi d'autres termes comme la durée de sollicitation, ce qui est contenu dans l'expression de l'intensité Arias.

5.2.2 Intensité Arias

Nous avons tracé en échelle log-log, la valeur de l'intensité Arias en fonction du tassement de la colonne de sol. Nous pouvons constater les mêmes tendances que précédemment : aux plus hautes fréquences, la corrélation est très bonne, l'étalement pour une horizontale correspond au maximum à un facteur 5 (voir Fig.5.19). Il semble que le paramètre temps conjugué à l'intensité du mouvement pilote la réponse dans cette plage de fréquences d'où une meilleure corrélation. Lorsque la fréquence propre de la couche de sol diminue, la dispersion augmente (voir Fig.5.16), essentiellement pour les enregistrements de niveaux élevés ; cependant elle se montre plus faible que dans le cas du critère accélération maximale. En effet, le facteur de corrélation I_A tassements est de 0,94 pour f_1 égale à 5 Hz et de 0,76 pour f_1 égale à 1,5 Hz. De plus, aux faibles niveaux de séismes une plus grande sensibilité du tassement au paramètre étudié démontre l'influence de la durée de sollicitation et plus, de la durée de la phase forte (dépendant de la magnitude et de la distance épacentrale) ce qui irait dans le sens de l'explication avancée plus haut. Le critère intensité Arias est donc mieux adapté que celui de l'accélération maximale.

Les dispersions différentes obtenues selon la fréquence propre considérée met en lumière l'influence de la position respective de la fréquence centrale du mouvement vis-à-vis de la fréquence propre du profil. De plus, SARAGONI (1981) a constaté que pour une même intensité Arias, les séismes californiens sont plus dommageables que les séismes subductifs (Chili), dû à un contenu fréquentiel plus bas, d'où l'idée de mettre en avant un critère qui pourrait prendre en compte ce fait.

5.2.3 Pouvoir destructeur d'un séisme P_d

Nous avons tracé en échelle log-log, la valeur du pouvoir destructeur de chaque enregistrement en fonction du tassement de la colonne de sol correspondante. L'expression du pouvoir destructeur est celle mise en avant par SARAGONI (1981). Nous constatons globalement une bonne homogénéité du critère vis-à-vis de la fréquence propre de la couche

Intensité
Arias
($m.s^{-1}$)

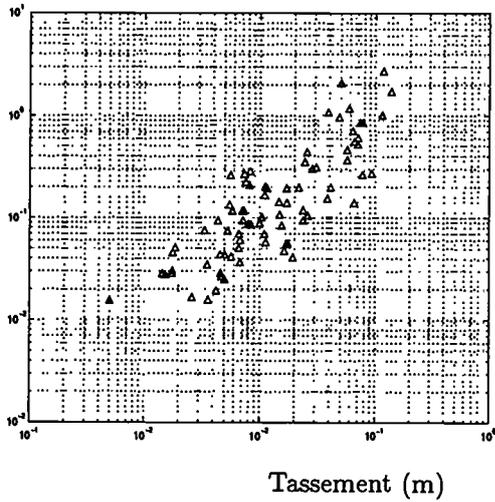


Figure 5.16: Tassement en fonction de l'intensité Arias pour $f_1 = 1,5$ Hz

Intensité
Arias
($m.s^{-1}$)

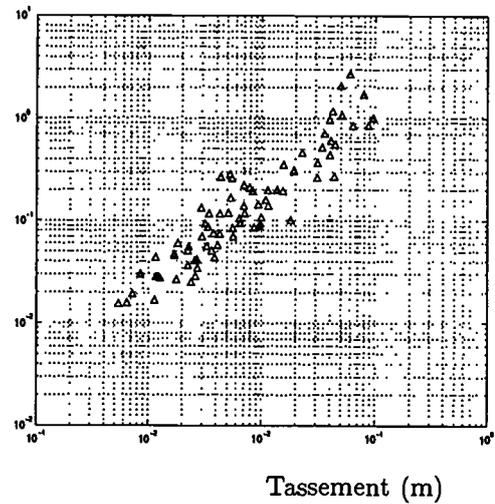


Figure 5.17: Tassement en fonction de l'intensité Arias pour $f_1 = 3$ Hz

Intensité
Arias
($m.s^{-1}$)

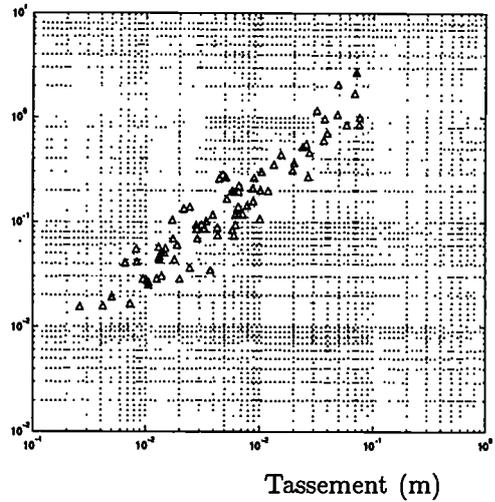


Figure 5.18: Tassement en fonction de l'intensité Arias pour $f_1 = 4$ Hz

Intensité
Arias
($m.s^{-1}$)

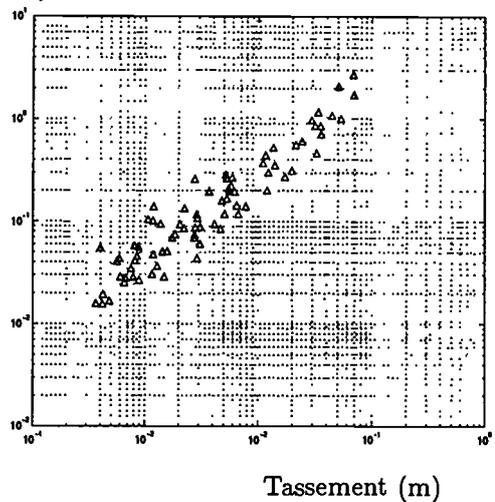


Figure 5.19: Tassement en fonction de l'intensité Arias pour $f_1 = 5$ Hz

de sol. Cependant, l'étalement sur une même horizontale atteint un facteur de 20 pour les enregistrements les plus destructeurs. Ce critère apporte une corrélation de meilleure qualité par rapport à l'intensité Arias, mais surtout, elle apporte une meilleure corrélation aux basses fréquences propres. En effet, le facteur de corrélation s'étale uniquement de 0,86 à 0,94 pour f_1 allant respectivement de 5 Hz à 1,5 Hz. Ceci met alors en lumière l'importance de la prise en compte du contenu fréquentiel du mouvement sismique dans l'élaboration d'un critère, cet effet devenant indispensable lorsque les systèmes ont des fréquences propres basses.

Ce critère nous paraissait, très intéressant aussi avons-nous reconsidéré l'évaluation de la valeur du paramètre c trouvé égal à 2 par SARAGONI. Ainsi, en modifiant l'expression du pouvoir destructeur en :

$$P_{dm} = \frac{I_a}{\nu_0^c}$$

avec $c = 1,5$, atténuons-nous l'étalement du pouvoir destructeur pour des f_1 élevées tout en conservant une valeur correcte aux basses fréquences propres (voir Fig.5.24 à Fig.5.27). Le critère est alors complètement homogène vis-à-vis de la fréquence propre ce qui apporte un plus par rapport au critère intensité Arias ; de plus, les dispersions se trouvent plus faibles aux hautes fréquences dans ce cas là. Le coefficient de corrélation pouvoir destructeur tassement est de 0,93 pour f_1 égale à 1,5 Hz et de 0,92 pour f_1 égale à 5 Hz. Il semble que la valeur de la fréquence centrale du mouvement joue un rôle non négligeable aux basses fréquences (rôle qu'elle ne joue pas aux plus hautes fréquences). Néanmoins, l'expression du pouvoir destructeur P_d tel qu'il fut défini à l'origine par SARAGONI surévalue l'influence de la fréquence centrale du séisme dans "l'endommagement" de la colonne de sol. Il faut savoir que la banque de données dont il disposait pour l'évaluation de c était surtout composée d'événements enregistrés sur sols mous, avec des fréquences centrales assez basses et des largeurs de bande généralement plus grandes. Or les mouvements à basses fréquences donnent des endommagements plus importants que des mouvements à plus plus hautes fréquences, donc la nécessité de trouver un c plus important si la banque de données d'enregistrements rend compte de telles caractéristiques.

Ainsi, comprend-on l'influence de la fréquence centrale dans le caractère plus ou moins destructeur du mouvement sismique. Une longue excursion dans les valeurs positives ou négatives induit une plasticité accrue. Dans notre calcul, ce fait intervient d'une autre manière : plus la fréquence centrale est basse plus la fonction de transfert recouvre une valeur élevée pour la même fréquence propre du profil. En fait, la définition de P_d avec $c = 2$ est sans doute plus universelle car ce paramètre a été calculé à partir d'accélérogrammes de surface enregistrés sur des terrains de natures différentes et issus d'événements de nature sismique différente (séismes de subduction ou par coulissage), en contrepartie, la corrélation doit certainement connaître certaines faiblesses.

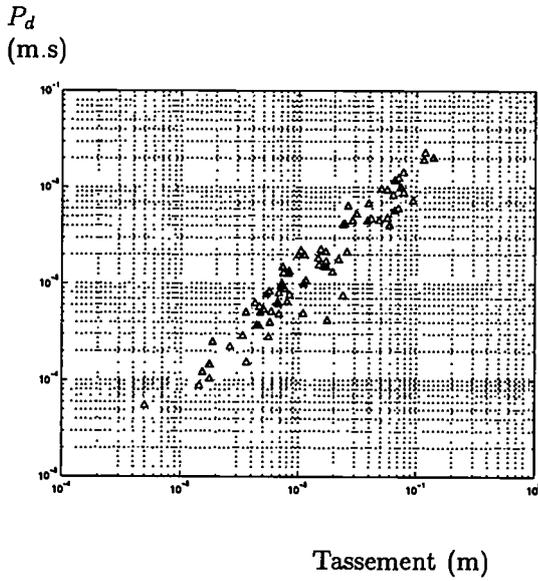


Figure 5.20: Tassement en fonction du pouvoir destructeur de chaque séisme pour $f_1 = 1,5$ Hz

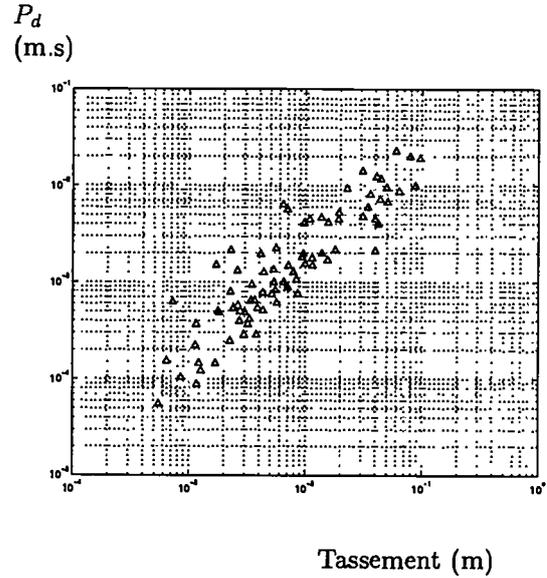


Figure 5.21: Tassement en fonction du pouvoir destructeur de chaque séisme pour $f_1 = 3$ Hz

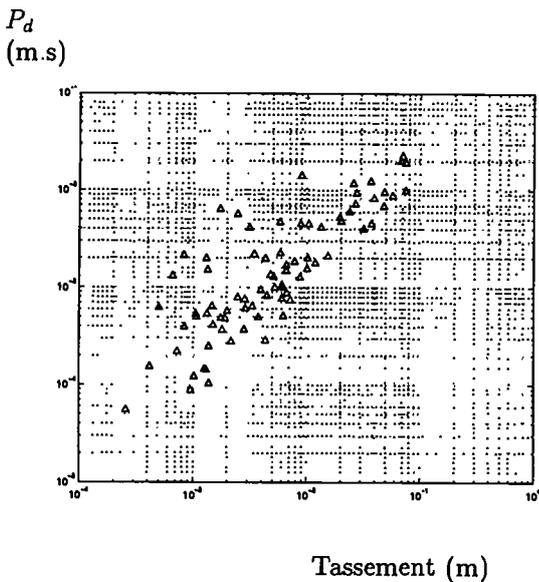


Figure 5.22: Tassement en fonction du pouvoir destructeur de chaque séisme pour $f_1 = 4$ Hz

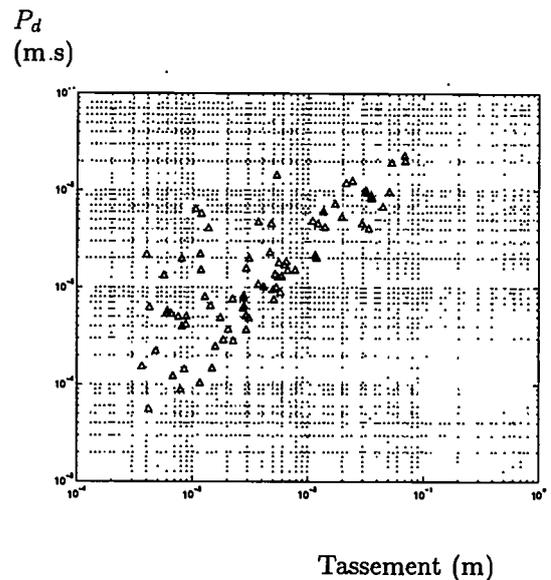


Figure 5.23: Tassement en fonction du pouvoir destructeur de chaque séisme pour $f_1 = 5$ Hz

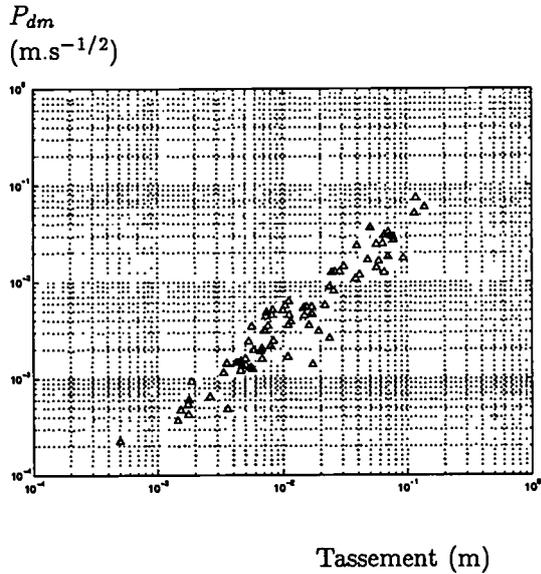


Figure 5.24: Tassement en fonction du pouvoir destructeur modifié de chaque séisme pour $f_1 = 1,5$ Hz

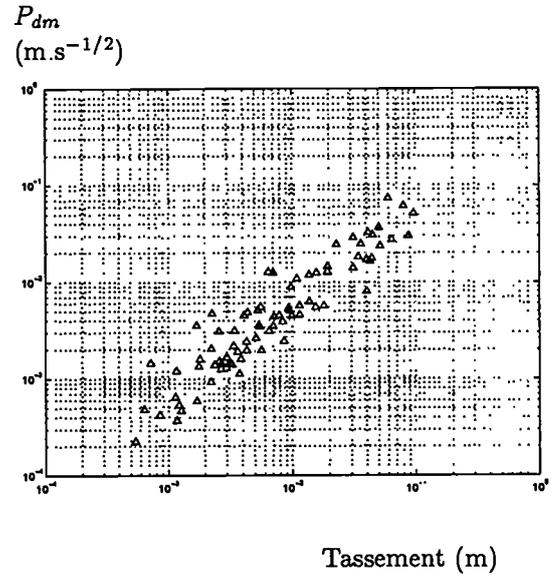


Figure 5.25: Tassement en fonction du pouvoir destructeur modifié de chaque séisme pour $f_1 = 3$ Hz

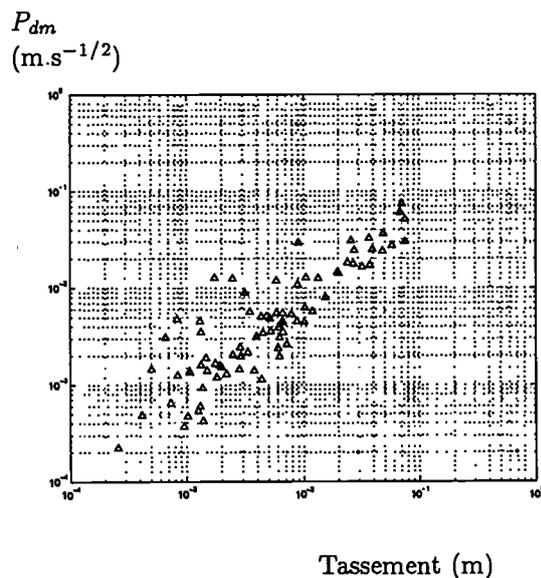


Figure 5.26: Tassement en fonction du pouvoir destructeur modifié de chaque séisme pour $f_1 = 4$ Hz

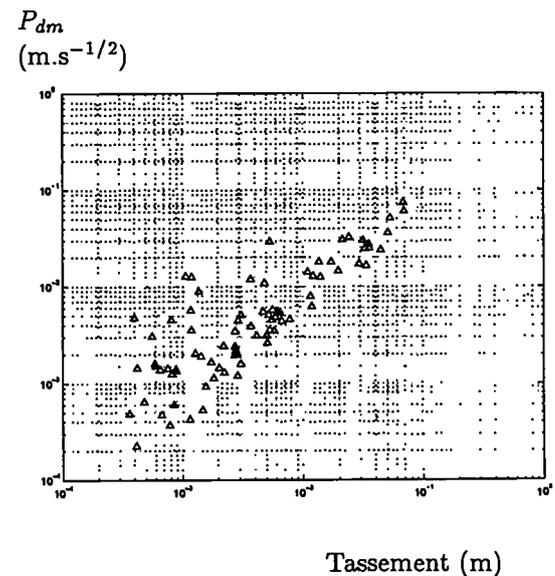


Figure 5.27: Tassement en fonction du pouvoir destructeur modifié de chaque séisme pour $f_1 = 5$ Hz

D'autres critères ont été étudiés par différents organismes, il était intéressant de savoir quel était leur capacité à prédire une intensité plus ou moins grande de tassement, on s'attardera sur le coefficient d'Housner et sur le facteur CAV (Cumulative Absolute Velocity).

5.2.4 Intensité spectrale

Son expression fréquentielle prend la forme :

$$I_H = \int_{0,4}^{10} \frac{S_v(f, \xi)}{f^2} df \quad (5.30)$$

Ce coefficient tient compte, d'une manière indirecte, de l'influence de la fréquence centrale et du niveau de l'enregistrement par le biais de la forme du spectre de réponse S_v , d'où une bonne corrélation aux basses fréquences. L'amortissement pris en compte est de 10 % et non pas de 20 % comme il est généralement choisi pour les sols. ceci est en lien avec le spectre à 10 % pris dans la méthode simplifiée \tilde{s} . Pour des systèmes ayant de basses fréquences propres, ce paramètre est alors mieux adapté que l'intensité Arias par exemple. Le facteur de corrélation atteint ainsi 0,86 lorsque f_1 est égale à 1,5 Hz mais descend à 0,66 lorsque elle s'approche de 5 Hz. De plus, dans sa définition, plus la fréquence centrale du séisme sera basse, plus la valeur de I_H sera élevée, ce qui rejoint ce que l'on a vu précédemment. Ceci explique aussi pourquoi, à mesure que la fréquence propre de la couche de sol augmente, la dispersion de I_H augmente d'une manière peu satisfaisante.

5.2.5 CAV

On rappelle sa définition :

$$CAV = \sum_i^{N_t} CAV_i \quad (5.31)$$

avec :

$$CAV_i = \int_{t_{i-1}}^{t_i} |\Gamma(t)| dt \quad (5.32)$$

N_t est le nombre d'intervalles de durée 1 s, contenus dans l'enregistrement, à l'intérieur desquels le niveau d'accélération 0,025 g est atteint au moins une fois. CAV_i est donc l'intégrale du mouvement (pris en valeur absolue) dans l'intervalle $[t_{i-1}, t_i]$.

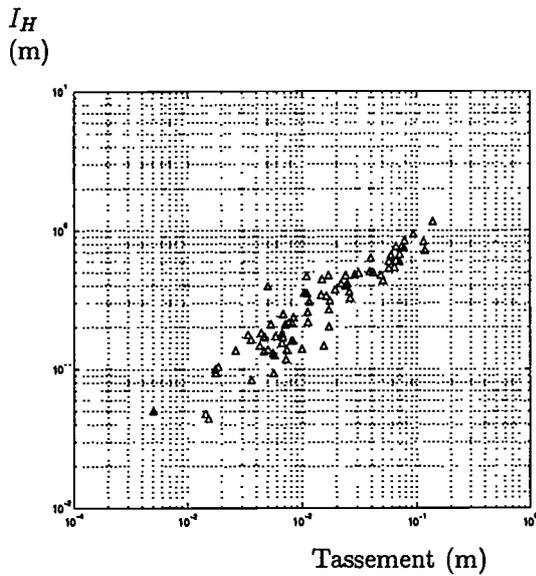


Figure 5.28: Tassement en fonction du coefficient d'Housner de chaque séisme pour $f_1 = 1,5$ Hz

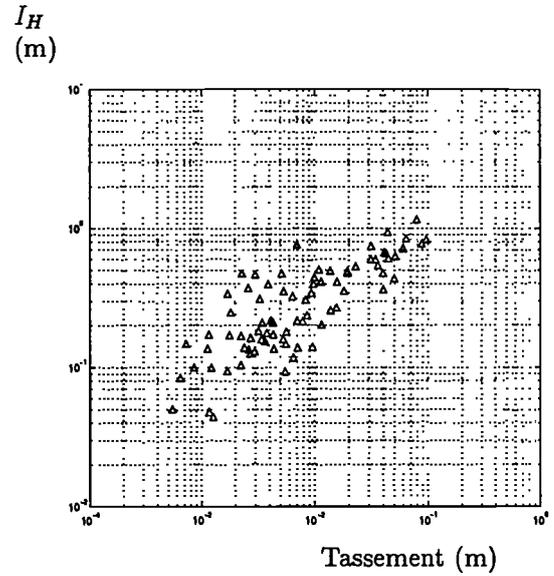


Figure 5.29: Tassement en fonction du coefficient d'Housner de chaque séisme pour $f_1 = 3$ Hz

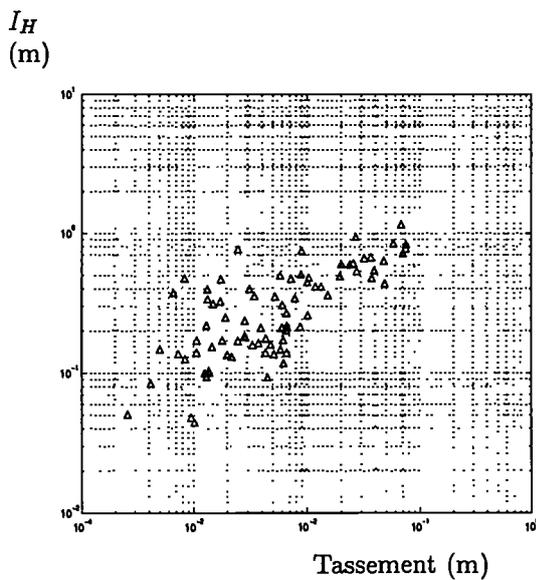


Figure 5.30: Tassement en fonction du coefficient d'Housner de chaque séisme pour $f_1 = 4$ Hz

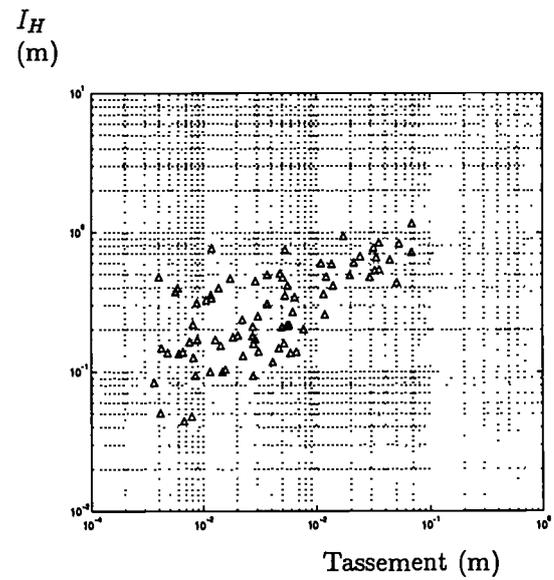


Figure 5.31: Tassement en fonction du coefficient d'Housner de chaque séisme pour $f_1 = 5$ Hz

Dans ce terme est pris en compte d'une manière indirecte la notion de durée de mouvement, rattachée à une durée de phase forte, ainsi qu'à une notion de niveau du mouvement. Ceci explique les bonnes corrélations obtenues aux plus hautes fréquences et aux fréquences intermédiaires. Par contre, la prise en compte de la fréquence centrale du mouvement n'apparaît pas d'une manière évidente. En effet, une même valeur CAV_i pour un intervalle $[t_{i-1}, t_i]$ peut être obtenue pour différentes valeurs de fréquences centrales. Pour ce critère, le facteur de corrélation passe de 0,80 pour f_1 égale à 1,5 Hz à 0,88 pour f_1 égale à 5 Hz. Aussi, ce critère n'apporte-t-il rien de plus à notre propos.

5.2.6 Un autre paramètre \tilde{s}

Dans tous les paramètres étudiés plus haut, il n'en est aucun qui prenne en compte le système sollicité. Nous avons vu plus haut que néanmoins les paramètres liés au mouvement seul permettent de bien rendre compte qualitativement de la réponse. Cependant, même si les corrélations critère-tassement connaissent parfois de faibles dispersions, ils ne réussissent pas à prédire quantitativement l'intensité du tassement subi par un système quelconque par la seule connaissance de leur valeur. En effet, il est raisonnable de dire que la sévérité de la réponse tient de la combinaison sollicitation-mouvement sollicitant et non du mouvement seul.

Ainsi allons-nous introduire le paramètre \tilde{s} qui rend compte de cette combinaison, il est égal à (voir plus haut) :

$$\tilde{s} = \frac{n_0}{1 - n_0} C_1 C_2 \frac{1}{2\pi H} \frac{\Gamma_{max}^2 T}{\omega_1^3} \left(\frac{S_a}{r}\right)^2 \quad (5.33)$$

Il s'agit de l'expression du tassement obtenu par une méthode simplifiée. Une partie de cette expression pourrait s'assimiler à une constante C :

$$C = \frac{n_0}{1 - n_0} C_1 C_2 \frac{1}{2\pi r^2} \quad (5.34)$$

r est pris égal à 3.

Une autre partie est reliée aux propriétés du système :

$$\frac{1}{\omega_1^3 H} \quad (5.35)$$

Une autre partie est liée au mouvement seul :

$$\Gamma_{max}^2 T \quad (5.36)$$

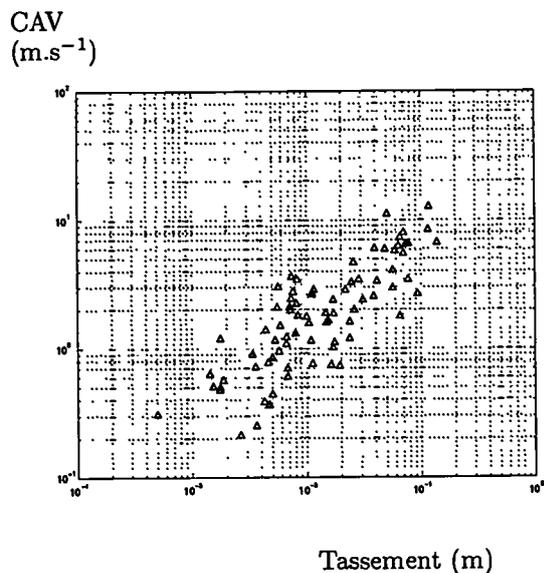


Figure 5.32: Tassement en fonction du CAV de chaque séisme pour $f_1 = 1,5$ Hz

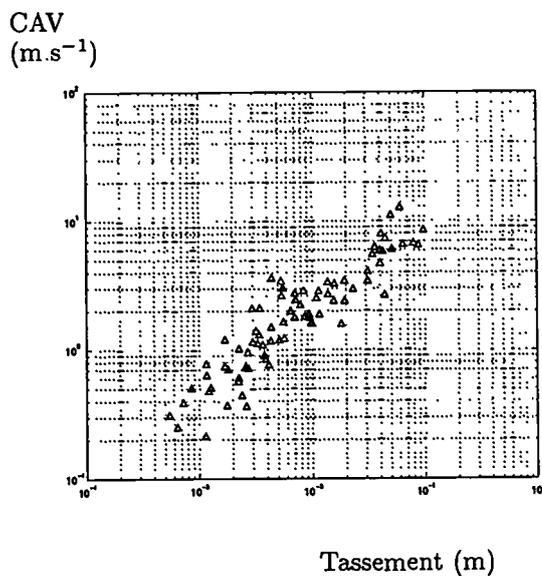


Figure 5.33: Tassement en fonction du CAV de chaque séisme pour $f_1 = 3$ Hz

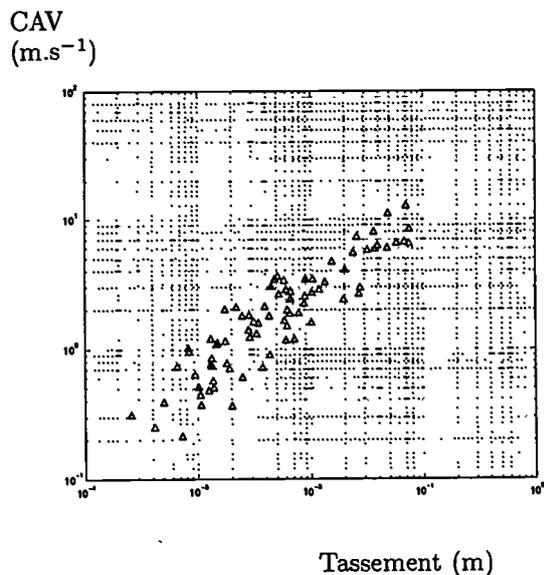


Figure 5.34: Tassement en fonction du CAV de chaque séisme pour $f_1 = 4$ Hz

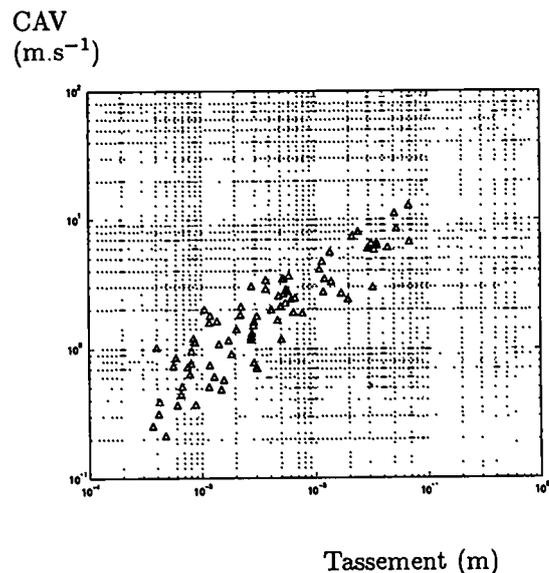


Figure 5.35: Tassement en fonction du CAV de chaque séisme pour $f_1 = 5$ Hz

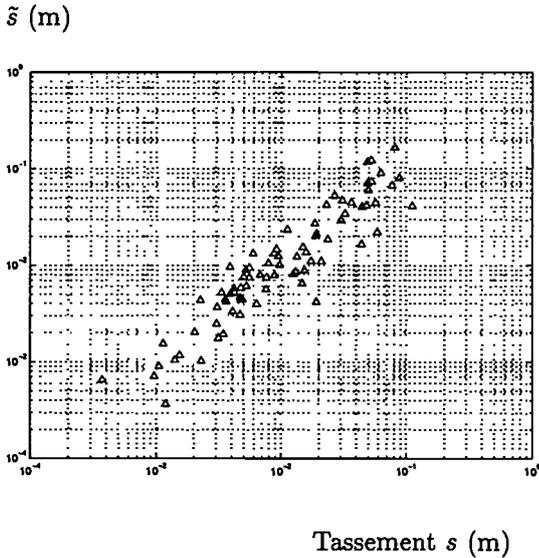


Figure 5.36: Paramètre \tilde{s} comparé au tassement obtenu par la méthode SHAKE $f_1 = 1,5$ Hz

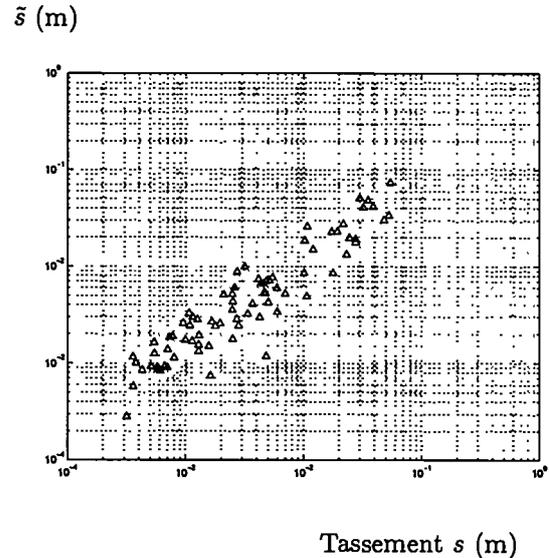


Figure 5.37: Paramètre \tilde{s} comparé au tassement obtenu par la méthode SHAKE $f_1 = 5$ Hz

Enfin, une dernière partie est liée à l'interaction du mouvement avec le système :

$$S_a^2 \quad (5.37)$$

Il s'agit de la combinaison des ordonnées du spectre de pseudo accélération correspondant au premier et second mode.

$$S_a^2 = S_{a1}^2 + \frac{S_{a2}^2}{9}$$

La participation du second mode devant être de 1/81 est majorée par 9 afin de rendre en compte d'une certaine manière du changement de fréquence propre au cours d'une sollicitation sismique. Donc \tilde{s} s'exprime par la relation :

$$\tilde{s} = C \cdot \frac{1}{\omega_1^3 H} \cdot \Gamma_{max}^2 T \cdot S_a^2 \quad (5.38)$$

Cette formule a été généralisée à un profil quelconque, seule la connaissance de la première fréquence propre et de la hauteur du profil nous est nécessaire. Les facteurs de corrélation s'étalent de 0,80 à 0,91 pour des fréquences propres de profil de sol allant de 1,5 Hz à 5 Hz.

Les corrélations obtenues avec les différents critères nous permettent de conclure s'ils peuvent être de bons indicateurs d'endommagement d'un profil de sol. Une autre manière de qualifier ces critères peut être envisagée en comparant les diverses corrélations critères/tassements obtenus, toutes fréquences propres de profil de sol confondues. En effet, de part leurs définitions, ces critères se montrent aveugles vis-à-vis des propriétés du système étudié. Leur pertinence doit être alors aussi étudiée par ce biais là.

Nous ne parlerons que de certains critères ayant retenus notre attention pour des raisons historiques (Γ_{max}) ou pour des raisons de pertinence : I_A , P_d , et le nouveau paramètre que nous proposons \tilde{s} .

Pour le critère Γ_{max} (voir Fig.5.38) le facteur de corrélation chute à 0,70, celui de I_A (voir Fig.5.39) à 0,76, celui de P_d (voir Fig.5.40) à 0,83 valeur que l'on retrouve pour le critère \tilde{s} (voir Fig.5.41). Ceci veut dire que certains critères, connaissant les propriétés mécaniques du système, peuvent être de bons indicateurs d'endommagement mais que ces critères seuls ne permettent de donner une prédiction fiable du tassement d'un profil de sol. Ceci est bien ce que nous avons envisagé d'améliorer en proposant le critère \tilde{s} qui est bien un prédicteur de tassement de sol. Ce critère associe à des caractéristiques de mouvement sismique originel certaines propriétés mécaniques du système étudié.

Nous avons établi dans ce dernier chapitre une formule (Eq.5.33) indépendante du type de profil étudié qui permet de prévoir raisonnablement le tassement dudit profil. Ce calcul nécessite la connaissance de la première fréquence propre, de la hauteur du profil, du spectre de réponse en pseudo-accélération (mouvement normalisé à 1 avant calcul), du niveau de l'enregistrement ainsi que de la durée de sa phase forte. Par ailleurs, les paramètres liés au modèle de densification doivent être connus.

Par la suite, nous avons tenté de comprendre de quelle manière les paramètres liés au mouvement intervenaient dans la prévision des tassements. Le but est ici de retenir un critère qui permettrait de relier son intensité à celle des tassements. Nous avons ainsi vu l'intérêt de passer d'un critère accélération maximale, simple mais pas toujours précis, à un critère plus évolué qui puisse prendre en compte d'autres facteurs importants : la durée du mouvement ainsi que la fréquence centrale du mouvement. En fait, aucun critère classique ne permet d'obtenir une corrélation pouvoir endommageant / tassement stable pour une large gamme de premières fréquences propres du profil de sol (sauf peut-être pour P_{dm}). Ceci paraît justifié car la réponse d'un système dépend certes du mouvement sollicitant, mais aussi de ses propriétés mécaniques intrinsèques. Aux plus hautes

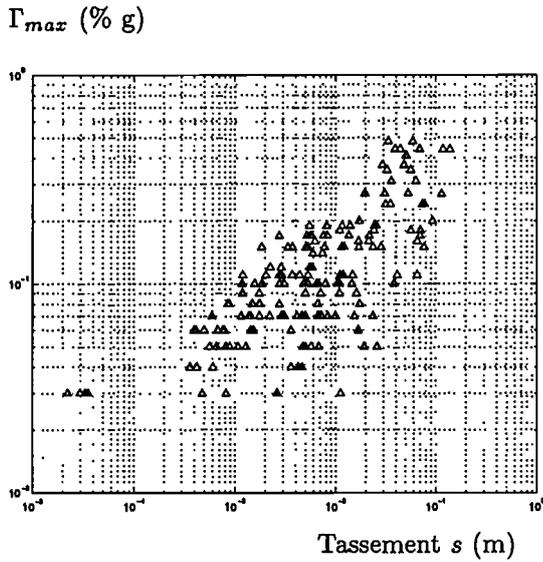


Figure 5.38: Paramètre Γ_{max} comparé au tassement obtenu par la méthode SHAKE $f_1 = 1,5$ Hz et $f_1 = 5$ Hz

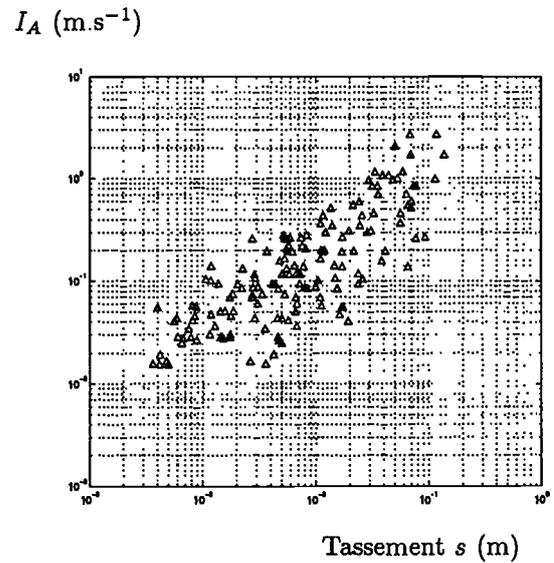


Figure 5.39: Paramètre I_A comparé au tassement obtenu par la méthode SHAKE $f_1 = 1,5$ Hz et $f_1 = 5$ Hz

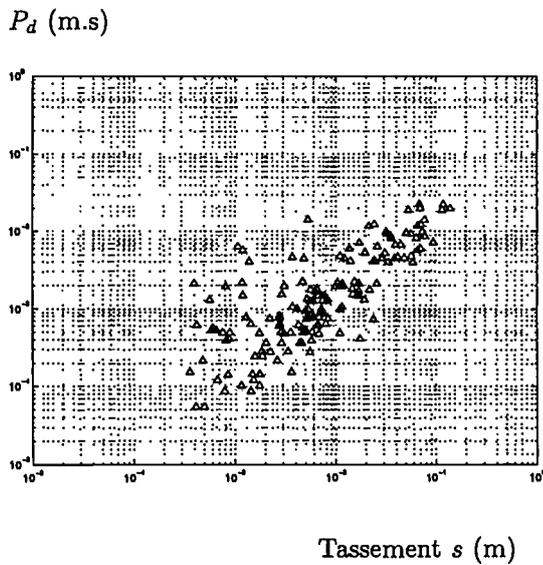


Figure 5.40: Paramètre P_d comparé au tassement obtenu par la méthode SHAKE $f_1 = 1,5$ Hz et $f_1 = 5$ Hz

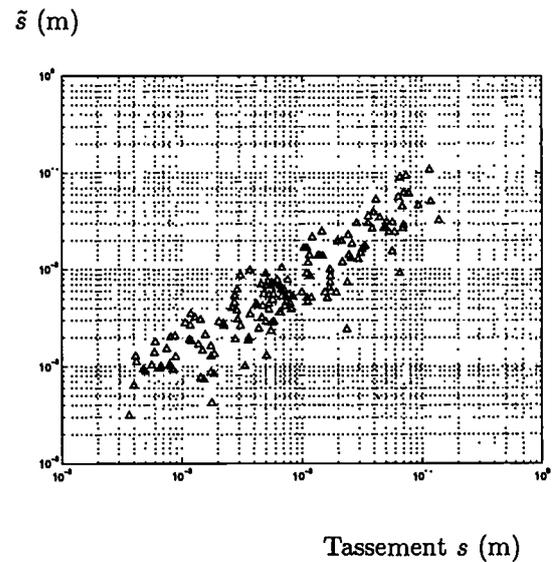


Figure 5.41: Paramètre \tilde{s} comparé au tassement obtenu par la méthode SHAKE $f_1 = 1,5$ Hz et $f_1 = 5$ Hz

fréquences propres, un paramètre tel que l'intensité Arias réussit à rendre compte de tous les phénomènes et de leur influence. A basse fréquence, ce serait plutôt le pouvoir destructeur qui remplirait ce rôle. Nous avons étudié ici des enregistrements au rocher, il semble que dans le cas d'enregistrements sur sols mous, l'influence de la fréquence centrale du séisme doit être accentuée. L'intensité Arias ainsi que le pouvoir destructeur modifié nous semblent alors tout à fait adaptés pour comparer deux enregistrements entre eux vis-à-vis de l'intensité des tassements que peut subir un profil de sol, mais ils ne peuvent servir de critères absolus. Dans ce cas là, nous préconisons l'utilisation du paramètre \tilde{s} qui est plus qu'un indicateur d'endommagement, un prédicteur.

Pour l'établissement de \tilde{s} , nous n'avons pas besoin de connaître plus d'informations sur le mouvement que pour l'établissement des autres paramètres (I_A, \dots). Il a l'avantage de pouvoir donner, quel que soient les caractéristiques du système, un ordre de grandeur de tassement ce que ne peuvent faire les autres paramètres. Si dans son expression C est inconnue, on peut constater qu'il se trouve être un indicateur d'aussi bonne qualité que les autres paramètres (comparaison seule entre enregistrements). Par ailleurs, il donne des corrélations aussi satisfaisantes que I_A ou P_d modifié.

Il faut néanmoins rappeler que ce travail n'est relatif qu'à l'étude du tassement d'un profil de sol et qu'il s'est opéré en utilisant un calcul élastique linéaire équivalent (avec ses limites). Les non linéarités n'ont été qu'approchées d'une manière forfaitaire ; dans la réalité les propriétés mécaniques du matériau évoluent continuellement pendant toute la durée du mouvement sismique.

Conclusion

Dans ce travail, nous avons pu faire un bilan des recherches concernant le tassement des milieux granulaires en condition drainée. Nous avons recensé les caractéristiques du matériau jouant un rôle prépondérant dans le phénomène de densification ainsi que les composantes clefs du tenseur de déformations liées à ce processus.

Par ailleurs, nous avons analysé les accélérogrammes d'une banque de données de mouvements californiens au rocher et dégagé les paramètres usuels pouvant les caractériser. Différentes méthodes d'obtention de ces derniers ont pu alors être comparées, approche directe, spectrale, macrosismique. La connaissance de ces paramètres permet de tenter une représentation stochastique du mouvement. Le processus aléatoire est généré à l'aide d'une Densité Spectrale de Puissance dont l'expression analytique est issue du travail de CLOUGH-PENZIEN. Les paramètres de ce modèle ont été calibrés sur les mouvements californiens (à l'aide du spectre NRC). Des paramètres liés au spectre AFPS ont été par la suite proposés.

Nous avons établi l'expression du champ de déformations de cisaillement à l'aide de fonctions de transfert analytiques le reliant au mouvement incident. Cette expression est obtenue dans le domaine fréquentiel à la suite de l'étude d'une colonne de sol de propriétés constantes CAS 1A puis continuellement variables CAS 1B. Nous avons retenu le cas usuel pour lequel le module de cisaillement est proportionnel à la racine carrée de la pression effective moyenne. Nous avons alors comparé les tassements obtenus pour différents profils mais de premières fréquences propres identiques. La valeur du tassement du profil est peu influencée par le type de représentation des propriétés mécaniques. Par contre, elle est bien liée au type de méthode de calcul considérée. Cependant, un calcul simplifié du champ de déformations, évitant un calcul linéaire équivalent semble être envisageable. Dans le cas d'une représentation stochastique du mouvement, nous avons pu ainsi trouver les caractéristiques mécaniques à prendre initialement dans le calcul élastique, équivalent à un calcul SHAKE en terme de tassement. Pour cela, nous utilisons le modèle de dégradation des propriétés mécaniques de Davidenkov avec une valeur de $\tilde{\gamma}_{eff}$ dépendant du niveau du séisme.

Dans le but de simplifier la détermination des tassements, une formule nécessitant la connaissance du spectre de réponse S_a à 10 % a été établie. Nous sacrifions la précision à la simplicité mais la dispersion des résultats reste raisonnable en première approche car il s'agit bien ici d'une première approche de l'étude des tassements.

Certains facteurs liés au caractère destructeur d'un enregistrement ont été étudiés. Nous avons pu mettre en évidence l'apport et expliquer les faiblesses de chacun. Ces derniers sont liés au mouvement sismique seul et ne font pas intervenir une interaction, type de mouvement / type de système étudié, ce que nous jugeons être une carence. Nous proposons alors un autre paramètre \tilde{s} , qui lève cette lacune. De plus, il a l'avantage de permettre, non seulement une comparaison ou une classification entre divers accélérogrammes, mais aussi de donner un ordre de grandeur de tassement si l'on connaît les paramètres du modèle de densification de SAWICKI.

Notations

Alphabet latin

c_s	(m.s ⁻¹)	Célérité des ondes de cisaillement
CAV	(m.s ⁻¹)	Cumulative Absolute Velocity, aire sous-jacente à l'ordonnée d'un accélérogramme
DSP		Densité spectrale de puissance
D_r		Densité relative $D_r = \frac{e_{max}-e}{e_{max}-e_{min}}$
e		Indice des vides
f	(Hz)	Fréquence
f_d		Fréquence centrale (prédominante ou équivalente) d'un processus, séisme, ou enregistrement
f_t		Fréquence de troncature pour la DSP
f_1		Première fréquence propre d'un système
g		Accélération de pesanteur $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$
G	(Pa)	Module de cisaillement
G_{max}		Module de cisaillement "élastique"
G_z		Module de cisaillement à la base de la colonne dans le cas d'une hauteur normalisée
G_{zH}		Module de cisaillement à la profondeur $z_H = 1 \text{ m}$
H	(m)	Hauteur de la colonne de sol
I_A	(m.s ⁻¹)	Intensité Arias
I_d		Tenseur indentité
I_H	(m) ou (m.s ⁻¹)	Intensité spectrale (unité dépend de la définition considérée)
I_1	(Pa)	Premier invariant du tenseur des contraintes (identique à p)
K_0		Poussée des terres au repos
m_i		Moment spectral d'ordre i
M		Magnitude d'un séisme
n_0		Porosité initiale
N		Nombre de cycles de sollicitation

p	(Pa)	Pression totale moyenne
p'		Pression effective moyenne
P_d	(m.s)	Pouvoir destructeur d'un enregistrement
$P_{d.m}$	(m)	Pouvoir destructeur modifié d'un enregistrement
PGA	(m.s ⁻² ou %g)	Peak Ground Acceleration, accélération maximale horizontale en surface
q	(Pa)	Déviateur de contraintes $q = \sqrt{3}s_{II}$
r		Facteur de pic
R	(km)	Distance épacentrale
s	(m)	Tassement d'un profil de sol
\tilde{s}	(m)	Tassement d'un profil de sol par une formulation simplifiée
s_d	(Pa)	Déviateur de contraintes $s_d = \sigma - \frac{2}{3}I_d$
s_{II}		Deuxième invariant du tenseur des contraintes $s_{II} = \sqrt{s_d : s_d}$
S		Expression de la densité spectrale de puissance
S_a	(m.s ⁻²)	Pseudo accélération $S_a = \omega^2 u_{max}$
S_v	(m.s ⁻¹)	Pseudo vitesse $S_v = \omega u_{max}$
t	(s)	Temps
T	(s)	Durée d'observation d'un événement sismique
u	(m)	Déplacement d'un point
u_{max}	(m)	Déplacement maximal d'un point
z		Profondeur normalisée $z = \frac{z_H}{H}$
z_H	(m)	Profondeur d'un point d'étude
Z		Variable d'histoire du chargement $Z = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^N \gamma_i^2$, avec avec γ_i amplitude de chaque demi-cycle réponse

Alphabet grec

β		Amortissement équivalent du sol
δ		Largeur de bande d'un processus, séisme, ou enregistrement
γ		Distorsion de cisaillement $\gamma = \frac{1}{2}\epsilon_{12}$
γ_{eff}		Distorsion effective, représentative du niveau de distorsion "moyen" de la réponse
$\tilde{\gamma}_{eff}$		Distorsion effective introduite dans le modèle de Davidenkov afin d'éviter un calcul linéaire équivalent
$\Gamma(t)$	(m.s ⁻² ou %g)	Valeur de l'accélération au cours du temps d'un

		enregistrement
Γ_{max}		Accélération maximale d'un accélérogramme
ϵ		Tenseur des déformations
ϵ_d^p		Déformation déviatorique plastique $\epsilon_d^p = \sqrt{\frac{2}{3} e_d^p : e_d^p}$ avec $e_d^p = \epsilon^p - \frac{\epsilon_v^p}{3} I_d$
ϵ_v^p		Déformation volumique plastique $\epsilon_v^p = tr(\epsilon^p)$
ν	(s ⁻¹)	Nombre de passage par zéro par seconde
ρ	(kg.m ⁻³)	Masse volumique
σ	(Pa)	Tenseur des contraintes
σ_v		Contrainte verticale totale
Φ_n		Changement de porosité relative $\Phi_n = \frac{n_0 - n}{n_0}$
ω	(rad.s ⁻¹)	Pulsation
ω_1		Première pulsation propre d'un système

: Double produit condensé $\epsilon : \epsilon = \sum \epsilon_i \epsilon_j$

Annexe

- *listfic* : Nom de l'enregistrement au rocher
- *listdist* (km) : Distance épacentrale
- *listmag* : Magnitude
- *accmax* (% g) : Accélération maximale de l'enregistrement
- $\nu_{0\text{ moy}}$ (s^{-1}) : Nombre de passage moyen par zéro par seconde sur toute la durée de l'enregistrement
- ν_0 (s^{-1}) : Nombre de passage par zéro par seconde obtenu par une méthode spectrale
- δ : Largeur de bande de l'enregistrement obtenue par une méthode spectrale
- t_{fort} (s) : Durée de phase forte au sens Trifunac-Brady (5 % 95 % de l'intensité Arias)
- I_A (m.s^{-1}) : Intensité Arias
- P_d (m.s) : Pouvoir destructeur
- *CAV* (m.s^{-1}) : Cumulative Average Velocity

listfic	listdist	listmag	accmax	ν_0 moy	ν_0	δ
AC000010.DAT	43,1	7,7	0,16	5,92	6,81	0,53
AC000011.DAT	43,1	7,7	0,18	5,88	6,90	0,55
AC000031.DAT	123	6,8	0,03	2,47	5,37	0,53
AC000032.DAT	123	6,8	0,05	2,14	4,01	0,52
AC000043.DAT	14,3	5,3	0,08	10,56	13,93	0,51
AC000044.DAT	14,3	5,3	0,10	13,26	14,26	0,50
AC000073.DAT	16,1	6	0,15	7,88	16,02	0,54
AC000074.DAT	16,1	6	0,15	9,76	12,48	0,66
AC000108.DAT	6,4	5,5	0,27	5,27	7,63	0,54
AC000109.DAT	6,4	5,5	0,35	4,74	6,96	0,53
AC000117.DAT	136	6,4	0,04	6,01	7,03	0,52
AC000118.DAT	136	6,4	0,05	5,04	6,74	0,52
AC000165.DAT	31,9	6,5	0,31	7,74	9,19	0,51
AC000166.DAT	31,9	6,5	0,27	5,33	7,20	0,52
AC000315.DAT	38,1	6,5	0,09	7,14	11,02	0,49
AC000316.DAT	38,1	6,5	0,19	8,19	9,11	0,49
AC000414.DAT	32,9	6,5	0,15	5,90	4,27	0,55
AC000415.DAT	32,9	6,5	0,11	6,62	6,44	0,52
AC000417.DAT	29,6	6,5	0,17	14,94	15,74	0,47
AC000418.DAT	29,6	6,5	0,15	13,83	13,42	0,53
AC000420.DAT	29,6	6,5	0,12	10,46	14,98	0,52
AC000421.DAT	29,6	6,5	0,11	10,59	15,83	0,50
AC000456.DAT	32,9	6,5	0,17	6,31	10,47	0,52
AC000457.DAT	32,9	6,5	0,15	5,91	8,12	0,58
AC000513.DAT	76	6,5	0,07	7,15	9,58	0,47
AC000514.DAT	76	6,5	0,07	6,78	8,81	0,54
AC000552.DAT	35,9	6,5	0,18	7,67	8,68	0,58
AC000553.DAT	35,9	6,5	0,17	9,09	9,24	0,57
AC000573.DAT	34,8	6,5	0,07	7,92	10,79	0,51
AC000574.DAT	34,8	6,5	0,10	7,50	11,11	0,52
AC000605.DAT	44,5	6,5	0,14	10,92	14,29	0,49
AC000606.DAT	44,5	6,5	0,17	12,70	14,39	0,48
AC000611.DAT	66,1	6,5	0,07	7,16	8,80	0,50
AC000612.DAT	66,1	6,5	0,05	7,36	10,16	0,47
AC000806.DAT	-	-	0,03	4,31	23,47	0,38
AC000807.DAT	-	-	0,03	5,33	25	0,31
AC000878.DAT	77,7	6	0,05	3,11	6,78	0,53
AC000879.DAT	77,7	6	0,04	2,97	5,52	0,51
AC000926.DAT	17,9	5,4	0,07	14,21	17,04	0,50

listfic	listdist	listmag	accmax	ν_0 moy	ν_0	δ
AC000927.DAT	17,9	5,4	0,06	12,01	16,64	0,47
AC001059.DAT	32,7	6,1	0,10	6,80	6,75	0,55
AC001070.DAT	32,7	6,1	0,08	9,25	10,59	0,50
AC001267.DAT	24,9	6,1	0,17	16,63	17,62	0,55
AC001269.DAT	24,9	6,1	0,12	18,25	21,65	0,53
AC001297.DAT	43,3	6,1	0,16	7,63	10,61	0,51
AC001299.DAT	43,3	6,1	0,15	8,15	9,61	0,51
AC001324.DAT	58,1	6,1	0,06	15,30	17,82	0,47
AC001326.DAT	58,1	6,1	0,06	14,20	15	0,51
AC001347.DAT	79,6	6,1	0,07	7,22	6,64	0,52
AC001349.DAT	79,6	6,1	0,07	5,88	6,06	0,56
AC001356.DAT	6,8	6,1	0,37	11,60	14,54	0,63
AC001358.DAT	6,8	6,1	0,48	16,40	16,92	0,59
AC001407.DAT	16,1	7	0,41	11,95	14,61	0,47
AC001409.DAT	16,1	7	0,44	9,85	10,86	0,49
AC001416.DAT	64,4	7	0,07	7,30	8,93	0,55
AC001418.DAT	64,4	7	0,03	6,38	8,61	0,55
AC001419.DAT	61,1	7	0,11	8,07	8,25	0,55
AC001421.DAT	61,1	7	0,10	8,93	8,78	0,52
AC001422.DAT	62,2	7	0,09	9,80	11,82	0,55
AC001424.DAT	62,2	7	0,08	9,63	11,55	0,53
AC001425.DAT	66,1	7	0,09	4,63	5,57	0,55
AC001427.DAT	66,1	7	0,05	5,47	7,23	0,53
AC001428.DAT	65	7	0,05	4,93	5,53	0,57
AC001430.DAT	65	7	0,06	5,55	5,05	0,56
AC001431.DAT	67,2	7	0,20	6,75	6,07	0,57
AC001433.DAT	67,2	7	0,10	6,32	5,87	0,56
AC001434.DAT	67,8	7	0,11	5,90	4,89	0,57
AC001436.DAT	67,8	7	0,07	5,50	4,74	0,59
AC001443.DAT	5,9	7	0,44	11,70	9,16	0,58
AC001445.DAT	5,9	7	0,44	13,68	12,54	0,51
AC001510.DAT	16,5	7	0,24	8,99	9,21	0,63
AC001512.DAT	16,5	7	0,24	9,48	9,78	0,65
AC001719.DAT	25	6,6	0,19	9,46	12,75	0,54
AC001720.DAT	-	6,6	0,08	12,35	17,72	0,47
AC001748.DAT	-	6,5	0,19	10,50	14,28	0,53
AC001750.DAT	13,8	6,5	0,07	7,01	10,55	0,50
AC001751.DAT	13,8	6,5	0,10	9,42	12,80	0,53
AC001800.DAT	-	6,5	0,11	9,72	9,95	0,56
AC001802.DAT	13,1	6,5	0,06	6,36	8,25	0,59
AC001803.DAT	13,1	6,5	0,11	8,21	9,69	0,57
AC001822.DAT	-	5,7	0,10	9,48	11,52	0,53
AC001824.DAT	14,1	5,7	0,04	5,66	10,04	0,53

listfic	t_{fort}	I_A	P_d	CAV
AC000010.DAT	30,5	0,55	$1,18 \cdot 10^{-2}$	7,48
AC000011.DAT	28,9	0,59	$1,24 \cdot 10^{-2}$	8,08
AC000031.DAT	58,6	$0,56 \cdot 10^{-1}$	$1,95 \cdot 10^{-3}$	0,76
AC000032.DAT	50,4	0,10	$6,36 \cdot 10^{-3}$	2,20
AC000043.DAT	3,7	$0,28 \cdot 10^{-1}$	$1,44 \cdot 10^{-4}$	0,48
AC000044.DAT	3,2	$0,50 \cdot 10^{-1}$	$2,46 \cdot 10^{-4}$	0,58
AC000073.DAT	2,2	$0,73 \cdot 10^{-1}$	$2,85 \cdot 10^{-4}$	0,90
AC000074.DAT	2	0,12	$7,43 \cdot 10^{-4}$	1,19
AC000108.DAT	5,6	0,31	$5,25 \cdot 10^{-3}$	2,46
AC000109.DAT	4,5	0,45	$9,31 \cdot 10^{-3}$	3,00
AC000117.DAT	31,3	$0,28 \cdot 10^{-1}$	$5,70 \cdot 10^{-4}$	0,48
AC000118.DAT	30	$0,36 \cdot 10^{-1}$	$7,86 \cdot 10^{-4}$	0,60
AC000165.DAT	15,9	0,69	$8,21 \cdot 10^{-3}$	6,31
AC000166.DAT	17	0,99	$1,91 \cdot 10^{-2}$	8,57
AC000315.DAT	14,6	0,11	$9,40 \cdot 10^{-4}$	2,15
AC000316.DAT	7,4	0,34	$4,14 \cdot 10^{-3}$	3,30
AC000414.DAT	15,7	0,26	$1,42 \cdot 10^{-2}$	3,45
AC000415.DAT	18,5	0,19	$4,68 \cdot 10^{-3}$	3,51
AC000417.DAT	12,7	0,22	$8,78 \cdot 10^{-4}$	2,86
AC000418.DAT	12,6	0,19	$1,06 \cdot 10^{-3}$	2,89
AC000420.DAT	10,3	0,11	$5,07 \cdot 10^{-4}$	1,49
AC000421.DAT	12,3	$0,92 \cdot 10^{-1}$	$3,66 \cdot 10^{-4}$	1,48
AC000456.DAT	12	0,19	$1,77 \cdot 10^{-3}$	2,75
AC000457.DAT	12	0,30	$4,48 \cdot 10^{-3}$	3,49
AC000513.DAT	19,7	$0,92 \cdot 10^{-1}$	$1,00 \cdot 10^{-3}$	2,08
AC000514.DAT	17,9	0,12	$1,48 \cdot 10^{-3}$	2,38
AC000552.DAT	10,1	0,36	$4,78 \cdot 10^{-3}$	4,10
AC000553.DAT	10,3	0,51	$5,99 \cdot 10^{-3}$	5,54
AC000573.DAT	14	$0,43 \cdot 10^{-1}$	$3,66 \cdot 10^{-4}$	0,78
AC000574.DAT	13	$0,59 \cdot 10^{-1}$	$4,79 \cdot 10^{-4}$	0,79
AC000605.DAT	11,6	0,26	$1,28 \cdot 10^{-3}$	3,78
AC000606.DAT	11,3	0,28	$1,34 \cdot 10^{-3}$	3,46
AC000611.DAT	14,5	$0,50 \cdot 10^{-1}$	$6,41 \cdot 10^{-4}$	1,18
AC000612.DAT	15,2	$0,41 \cdot 10^{-1}$	$3,94 \cdot 10^{-4}$	0,95
AC000806.DAT	0,7	$0,89 \cdot 10^{-3}$	$1,74 \cdot 10^{-6}$	$0,39 \cdot 10^{-1}$
AC000807.DAT	0,9	$0,61 \cdot 10^{-3}$	$1,03 \cdot 10^{-6}$	$0,36 \cdot 10^{-1}$
AC000878.DAT	12,3	$0,25 \cdot 10^{-1}$	$5,33 \cdot 10^{-4}$	0,44
AC000879.DAT	13,8	$0,19 \cdot 10^{-1}$	$6,20 \cdot 10^{-4}$	0,38
AC000926.DAT	5,5	$0,30 \cdot 10^{-1}$	$1,03 \cdot 10^{-4}$	0,50

listfic	t_{fort}	I_A	P_d	CAV
AC000927.DAT	12,4	$0,15 \cdot 10^{-1}$	$5,50 \cdot 10^{-5}$	0,31
AC001059.DAT	15,5	$0,99 \cdot 10^{-1}$	$2,18 \cdot 10^{-3}$	1,58
AC001070.DAT	8,4	$0,68 \cdot 10^{-1}$	$6,07 \cdot 10^{-4}$	1,23
AC001267.DAT	8,4	0,25	$8,17 \cdot 10^{-4}$	2,95
AC001269.DAT	10,1	0,13	$2,79 \cdot 10^{-4}$	2,19
AC001297.DAT	9,9	0,19	$1,69 \cdot 10^{-3}$	2,32
AC001299.DAT	11,3	0,14	$1,48 \cdot 10^{-3}$	1,93
AC001324.DAT	8,5	$0,28 \cdot 10^{-1}$	$8,77 \cdot 10^{-5}$	0,63
AC001326.DAT	9,2	$0,27 \cdot 10^{-1}$	$1,21 \cdot 10^{-4}$	0,50
AC001347.DAT	12,3	$0,87 \cdot 10^{-1}$	$1,97 \cdot 10^{-3}$	1,84
AC001349.DAT	14	$0,83 \cdot 10^{-1}$	$2,25 \cdot 10^{-3}$	1,63
AC001356.DAT	5,7	0,95	$4,51 \cdot 10^{-3}$	5,93
AC001358.DAT	3,6	1,15	$4,01 \cdot 10^{-3}$	5,70
AC001407.DAT	9,7	2,04	$9,57 \cdot 10^{-3}$	11,2
AC001409.DAT	9,5	2,66	$2,26 \cdot 10^{-2}$	12,8
AC001416.DAT	8,3	$0,43 \cdot 10^{-1}$	$5,36 \cdot 10^{-4}$	0,75
AC001418.DAT	21,6	$0,16 \cdot 10^{-1}$	$2,20 \cdot 10^{-4}$	0,23
AC001419.DAT	9,4	0,11	$1,55 \cdot 10^{-3}$	1,60
AC001421.DAT	8,8	0,14	$1,81 \cdot 10^{-3}$	2,02
AC001422.DAT	11,5	$0,68 \cdot 10^{-1}$	$4,85 \cdot 10^{-4}$	1,16
AC001424.DAT	13,9	$0,55 \cdot 10^{-1}$	$4,13 \cdot 10^{-4}$	1,17
AC001425.DAT	9,5	$0,46 \cdot 10^{-1}$	$1,50 \cdot 10^{-3}$	0,75
AC001427.DAT	11,4	$0,26 \cdot 10^{-1}$	$4,99 \cdot 10^{-4}$	0,45
AC001428.DAT	12,4	$0,40 \cdot 10^{-1}$	$1,31 \cdot 10^{-3}$	0,83
AC001430.DAT	11,1	$0,54 \cdot 10^{-1}$	$2,12 \cdot 10^{-3}$	0,94
AC001431.DAT	8,6	0,27	$7,18 \cdot 10^{-3}$	2,86
AC001433.DAT	10,5	0,16	$4,49 \cdot 10^{-3}$	2,42
AC001434.DAT	7,3	0,14	$5,69 \cdot 10^{-3}$	1,90
AC001436.DAT	10,3	$0,92 \cdot 10^{-1}$	$4,09 \cdot 10^{-3}$	1,64
AC001443.DAT	3,7	1,68	$2,00 \cdot 10^{-2}$	6,76
AC001445.DAT	6,6	1,06	$6,74 \cdot 10^{-3}$	6,17
AC001510.DAT	10,9	0,84	$9,89 \cdot 10^{-3}$	6,39
AC001512.DAT	10,5	0,84	$8,73 \cdot 10^{-3}$	6,57
AC001719.DAT	6,7	0,21	$1,26 \cdot 10^{-3}$	2,23
AC001720.DAT	9,7	$0,45 \cdot 10^{-1}$	$1,42 \cdot 10^{-4}$	1,13
AC001748.DAT	9,7	0,43	$2,12 \cdot 10^{-3}$	4,74
AC001750.DAT	11,5	$0,84 \cdot 10^{-1}$	$7,52 \cdot 10^{-4}$	1,82
AC001751.DAT	10,1	0,16	$9,93 \cdot 10^{-4}$	2,73
AC001800.DAT	8,6	0,20	$1,99 \cdot 10^{-3}$	2,73
AC001802.DAT	13,2	$0,34 \cdot 10^{-1}$	$4,96 \cdot 10^{-4}$	0,80
AC001803.DAT	7,3	$0,73 \cdot 10^{-1}$	$7,72 \cdot 10^{-4}$	1,17
AC001822.DAT	7,1	$0,85 \cdot 10^{-1}$	$6,41 \cdot 10^{-4}$	1,44
AC001824.DAT	13,5	$0,15 \cdot 10^{-1}$	$1,53 \cdot 10^{-4}$	0,25

Références bibliographiques

- ADACHI, T., SEKIHARA, H., YAMADA, M., et ENAMI, A. (1996). Pseudo-dynamic test on intensity of earthquake ground motions at occurrence of liquefaction. In *11 th World. Conf. Earth. Eng., Acapulco, paper No.388*.
- AMBRASEYS, N. N. (1974). The correlation of intensity with ground motion. In *14 th Assembly of the European Seismological Commission*.
- AMBRASEYS, N. N. et SARMA, S. K. (1967). The attenuation of ground accelerations in europe. *Earth. Eng. Struc. Dyn. vol.17*.
- AMINI, F., TAWFIQ, K. S., et AGGOUR, M. S. (1988). Cohesionless soil behaviour under random excitation conditions. *J. Geo. Eng. ASCE vol.114(8)*, pp 896–914.
- ARANGO, I. (1996). Magnitude scaling factors for soil liquefaction evaluation. *J. Geo. Eng. ASCE vol.122(11)*, pp 929–936.
- ARIAS, A. (1970). *Seismic design for nuclear power plants*, Chapitre A measure of earthquake intensity, pp. 438–483. R.HANSEN, MIT Press.
- BAZANT, Z. P. et KRIZEK, P. D. (1976). Endochronic constitutive law for liquefaction of sand. *J. Eng. Mech. Div. ASCE vol.102(2)*, pp 225–238.
- BERNAT, S. (1992). Modélisation d'un mouvement sismique. Rapport, stage - Ecole Centrale de Lyon.
- BETBEDER-MATIBET, J. (1995). Seismology for the engineer. In *18 th Eur. Reg. Earth. Eng. Sem., France*, pp. 33–56.
- BOLT, B. A. (1973). Duration of strong ground motion. In *5 th World. Conf. Earth. Eng.*, Volume 1, pp. 1304–1315.
- BOMMER, J. J. et MARTINEZ-PEREIRA, A. (1996). The prediction of strong motion duration for engineering design. In *11 th World. Conf. Earth. Eng., Acapulco*.
- BOUSSAA, D. et LABBÉ, P. (1992). *Recent advances in Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, Chapitre Seismically induced ratcheting : a probalistic analysis of a simple case, pp. 661–678. Ouest editions.
- BOUVARD, D. (1982). *Rhéologie des milieux pulvérulents : étude expérimentale et identification d'une loi de comportement*. Thèse de Doctorat, Université de Grenoble.

- CASAGRANDE, A. (1936). *Characteristics of cohesionless soils affecting the stability of earth fills*. J. Boston Soc. Civ. Eng.
- CASAGRANDE, A. (1975). Liquefaction and cyclic deformation of sands. In *5 th Pan Am. Conf. Soil Mech. Buenos-Aires*, Volume 5, pp. 80-133.
- CASTRO, G. (1969). *Liquefaction of sands*. Thèse de Doctorat.
- CICCOTELLI, M. et MEGHELLA, M. (1995). An effective approach for the computation of power spectral density functions compatible with EC8 response spectra. In *10 th Eur. Earth. Eng.*, pp. 1195-1200.
- CISTERNAS, A. et GAULON, R. (1985). *Génie parasismique*, Chapitre Sismologie générale, pp. 63-79. Presses Ponts et Chaussées.
- CLOUGH, R. W. et PENZIEN, J. (1975). *Dynamic of structures*. Mc-Graw-Hill.
- CUELLAR, V., BAZANT, Z. P., KRIZEK, R. J., et SILVER, M. L. (1977). Densification and hysteresis of sand under cyclic shear. *J. Geo. Eng. ASCE vol.103(5)*, pp 399-416.
- D'APPOLONIA, D. J. et D'APPOLONIA, E. (1967). Determination of the maximum density of cohesionless soils. In *Third Asian Reg. Conf. on Soil Mech. and Found. Eng., Haifa*.
- DER KIUREGHIAN, A. (1979). On response of structures to stationary excitation. Rapport UCB/EERC 79-32, University of California, Berkeley, USA.
- DER KIUREGHIAN, A. (1980). A response spectrum method for random vibration. Rapport UCB/EERC 80-15, University of California, Berkeley, USA.
- DESPEYROUX, J. (1985). *Génie parasismique*, Chapitre Le projet de construction parasismique, pp. 1-53. Presses Ponts et Chaussées.
- DOBRY, R., J.POWELL, D., YOKEL, F. Y., et LADD, R. S. (1980). Liquefaction potential of saturated sand: the stiffness method. In *7 th World Conf. Earth. Eng., Istanbul*, Volume 3, pp. 25-32.
- DONOVAN, N. C. (1971). A stochastic approach to the seismic liquefaction problem. In *1 st Int. Conf. Appli. Stat. Proba. to Soil and Struc. Eng., Hong-Kong*, pp. 515-535.
- EPRI (1988). A criterion for determining exceedance of the operating basis earthquake. Rapport NP-5930,2848-16, Electric Power Research Institute, USA.
- EPRI (1991). Standardization of the cumulative absolute velocity. Rapport TR-100082,3096-1, Electric Power Research Institute, USA.
- FACCIOLI, E. (1973). A stochastic model for predicting seismic failure in a soil deposit. *Earth. Eng. Struc. Dyn. vol.1*, pp 293-307.
- GAZETAS, G. (1982). Vibrational characteristics of soil deposits with variable wave velocity. *Int. Journ. Num. An. Meth. Geo. vol.6*, pp 1-20.

- GIACOMETTI, I. (1997). Génération d'accélérogrammes artificiels. Rapport, Ecole Centrale de Lyon, France.
- HOUSNER, G. W. (1952). Intensity of ground motion during strong earthquakes. In *Symp. Earth. Blast Effects on Struc., EERI*, pp. 20-36.
- HWANG, H. H. M. et LEE, C. S. (1991). Parametric study of site response analysis. *Soil. Dyn. Earth. Eng. vol.10*, pp 282-290.
- ISHIHARA, K. (1982). *Evaluation of soil properties for use in earthquake response analysis*, pp. 237-259. Num. Mod. Geo. R. Durgar, G.N Pande and J.A Studer (eds.).
- ISHIHARA, K., TATSUOKA, F., et YASUDA, S. (1975). Undrained deformation and liquefaction of sand under cyclic stress. *Soils and Found. vol.15(1)*, pp 29-44.
- ISHIHARA, K. et YOSHIMINE, M. (1992). Evaluation of settlements in sand deposits following liquefaction during earthquakes. *Soils and Found. vol.32(1)*, pp 173-188.
- KANAMORI, H. et ANDERSON, D. L. (1975). Theoretical basis of some empirical relations in seismology. *Bull. Seism. Soc. Am. vol.65(5)*, pp 1073-1096.
- KAYEN, R. E. et MITCHELL, J. K. (1997). Assessment of liquefaction potential during earthquakes by Arias intensity. *J. Geotech. Geoenv. ASCE vol.123(12)*, pp 1162-1174.
- KO, H. Y. et SCOTT, R. F. (1967). Deformation of sand in hydrostatic compression. *J. Soil Mech. Found. Div. ASCE vol.96(2)*, pp 137-156.
- KONRAD, J. M. (1990). Minimum undrained strength versus steady-state strength of sands. *J. Geo. Eng. ASCE vol.116(6)*, pp 948-963.
- LABBÉ, J. C. et SARAGONI, G. R. (1976). relaciones macrosísmicas para la evaluación del riesgo sísmico en california. Rapport SES — 6/76 (123), Universidad de Chile, Santiago de Chile.
- LOH, C. H., CHENG, C. R., et WEN, Y. K. (1995). Probabilistic evaluation of liquefaction potential under earthquake loading. *Soil. Dyn. Earth. Eng. vol.14*, pp 269-278.
- LUONG, M. P. (1981). Phénomènes cycliques dans les sols pulvérulents. *Rev. Fr. Geo. (10)*, pp 39-52.
- MALEKI, M. (1998). *Modélisation hiérarchisée des sols (titre provisoire)*. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- MARTIN, G. R., FINN, W. D. L., et SEED, H. B. (1975). Fundamentals of liquefaction under cyclic loading. *J. Geo. Eng. Div. ASCE vol.101(5)*, pp 423-438.
- MARTIN, P. P. et SEED, H. B. (1982). One-dimensional dynamic ground response analyses. *J. Geo. Eng. Div. ASCE vol.108(GT7)*, pp 935-952.

- MOHAMMADIOUN, B. et PECKER, A. (1992). *Recent Advances in Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, Chapitre Main factors affecting strong ground motion calculations : critical review and assessment, pp. 171–192. Ouest Editions.
- MOHKAM, M. (1983). *Contribution à l'étude expérimentale et théorique du comportement des sables sous chargement cyclique*. Thèse de Doctorat, Université de Grenoble.
- NEWMARK, N. M., HON, M., BLUME, J. A., et KAPUR, K. K. (1973). Seismic design spectra for nuclear power plants. *J. Pow. Div. ASCE vol.99(2)*, pp 287–303.
- PECKER, A. (1985). *Génie parasismique*, Chapitre Réponse d'un profil de sol en champ libre, pp. 313–322. Presses Ponts et Chaussées.
- POULOS, S. J. (1981). The steady state of deformation. *J. Geo. Eng. Div. ASCE vol.105(2)*, pp 201–255.
- PRADEL, D. (1998). Procedure to evaluate earthquake induced settlements in dry sands. *J. Geotech. Geoenv. Eng. ASCE vol.124(4)*, pp 364–368.
- PYKE, R., SEED, H. B., et CHAN, C. K. (1975). Settlements of sands under multidirectional shaking. *J. Geo. Eng. Div. ASCE vol.101(4)*, pp 379–397.
- RAY, R. P. et WOODS, R. D. (1988). Modulus and damping due to non uniform and variable cyclic loading. *J. Geo. Eng. ASCE vol.114(8)*, pp 861–876.
- RETAMAL, E. et KAUSEL, E. (1969). Vibratory compaction of the soil and tectonic subsidence during the 1960 earthquake in valdevia, chile. In *4 th World Conf. Earth. Eng., Santiago, Chile*, pp. 13–28.
- ROSCOE, K. H., SCHOFIELD, A. N., et WROTH, C. P. (1958). On the yielding of soils. *Géotechnique vol.8(1)*, pp 22–53.
- SARAGONI, R. (1981). Influencia de la aceleración máxima, duración y contenido de frecuencias en los daños producidos por terremotos. *Bol. Inf. del Lab. Car. Geo., Espagne (144)*, pp 15–32.
- SARMA, S. K. (1994). Analytical solution to the seismic response of visco-elastic soil layers. *Géotechnique vol. 44(2)*, pp 265–275.
- SAWICKI, A. et SWIDZINSKI, W. (1987). Compaction curve as one of basic characteristics of granular soils. In *4eme Colloque Franco-Polonais de Mec. Sols, Grenoble, Volume 1*, pp. 103–115.
- SAWICKI, A. et SWIDZINSKI, W. (1989). Mechanics of a sandy subsoil subjected to cyclic loadings. *Int. J. Num. An. Meth. Geo. vol.13*, pp 511–529.
- SCHNABEL, P., LYSMER, J., et SEED, H. B. (1972). SHAKE: A computer program for earthquake response analysis of horizontally layered sites. Rapport EERC 72-12, University of California, Berkeley, USA.

- SEED, H. B. (1979). Soil liquefaction and cyclic mobility evaluation for level ground during earthquakes. *J. Geo. Eng. Div. ASCE vol.105(2)*, pp 201–255.
- SEED, H. B. et IDRIS, I. M. (1970). Soil moduli and damping factors for dynamic response analysis. Rapport UCB/EERC 70–10, University of California, Berkeley, USA.
- SEED, H. B. et IDRIS, I. M. (1971). Simplified procedure for evaluating soil liquefaction potential. *J. Geo. Eng. Div. ASCE vol.97(3)*, pp 458–482.
- SEED, H. B. et LEE, K. H. (1967). Undrained strength characteristics of cohesionless soils. *J. Soil. Mech. Found. Div. ASCE vol.93(6)*, pp 333–360.
- SEED, H. B. et SILVER, M. L. S. (1972). Settlement of dry sands during earthquakes. *J. Soil. Mech. Found. Div. ASCE vol.98(4)*, pp 381–397.
- SEED, H. B., WONG, R., IDRIS, I. M., et TOKIMATSU, K. (1986). Moduli and damping factors for dynamic analyses of cohesionless soils. *J. Geo. Eng. ASCE vol.112(11)*, pp 1016–1032.
- SEGAY, P. (1989). Nouvelle méthodologie de calcul sismique – ajustement du spectre de KANAÏ-TAJIMI sur le spectre NRC. Rapport ENTMS/89036A–DS18, EDF–SEPTEN.
- SILVER, M. L. et SEED, H. B. (1971). Volume changes in sands during cyclic loading. *J. Geo. Eng. ASCE vol.97(SM9)*, pp 1171–1182.
- TOKIMATSU, K. et SEED, H. B. (1987). Evaluation of settlements in sands due to earthquake shaking. *J. Geo. Eng. ASCE vol.113(8)*, pp 861–878.
- TOWHATA, I. (1996). Seismic wave propagation in elastic soil with continuous variation of shear modulus in the vertical direction. *Soils and Found. vol.36(1)*, pp 61–72.
- TOWHATA, I., PARK, J. K., ORENSE, R. P., et KANO, H. (1996). Use of spectrum intensity for immediate detection of subsoil liquefaction. *Soils and Found. vol.36(2)*, pp 29–44.
- TRIFUNAC, M. D. et BRADY, A. G. (1975). A study on the duration of strong earthquake ground motion. *Bull. Seism. Soc. Am. vol.65*.
- TRIFUNAC, M. D. et NOVIKOVA, E. I. (1995). State of the art review on strong motion duration. In *10 th Eur. Conf. Earth. Eng.*, pp. 131–140.
- VALERA, J. E. et DONOVAN, N. C. (1977). Soil liquefaction procedures a review. *J. Geo. Eng. ASCE vol.103(6)*, pp 607–625.
- VANMARCKE, E. (1972). Properties of spectral moments with application to random vibration. *J. Eng. Mech. Div. ASCE vol.98*, pp 425–446.
- VANMARCKE, E. H. (1983). *Fundamentals of Soil Dynamics*, pp. pp 499–509. Braja M. Das Elsevier.

- WHITMAN , R. V. et ORTIGOSA, P. O. (1969). Densification of sand by vertical vibrations. In *4 th World Conf. Earth. Eng., Santiago, Chile*.
- YOU D, T. L. (1972). Compaction of sands by repeated shear straining. *J. Soil Mech. Found. Div. ASCE vol.98(SM7)*, pp 709-725.
- ZHANG, X. J. et AGGOUR, M. S. (1996). Damping determination of sands under different loadings. In *11 th World. Conf. Earth. Eng., Acapulco*.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 30 Mars 1992,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur B. CAMBOU

et les rapports de

Monsieur P.Y. BARD
Docteur d'Etat - Ingénieur des Ponts et Chaussées - LGIT/IRIGM - BP 53X - 38041 GRENOBLE Cedex

et de

Monsieur M.P. LUONG
Directeur de Recherche CNRS - L.M.S. Ecole Polytechnique - 91128 PALAISEAU

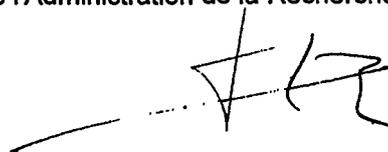
Monsieur VINCENS Eric

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Spécialité : Génie Civil

Fait à Ecully, le 20 janvier 1999

P/Le Directeur de l'E.C.L.
Le Directeur
de l'Administration de la Recherche



F. LEOEUF

Résumé

L'étude des tassements des milieux granulaires sous sollicitation sismique, bien que n'ayant pas retenue l'attention de nombreux chercheurs par le passé, apparaît cruciale si l'on veut garantir la bonne tenue de remblais, digues ou terrains sur lesquels reposent certains ouvrages à risques.

Ainsi, notre travail a-t-il d'abord consisté en l'étude de mouvements californiens au rocher, certaines caractéristiques ou généralités ont été dégagées permettant d'envisager une modélisation du mouvement sismique par un processus aléatoire défini par sa Densité Spectrale de Puissance. En effet, l'utilisation d'enregistrements réels dans toute étude sismique est restreinte à la représentativité de ces derniers. Il est alors parfois préférable de considérer un mouvement rendant compte de la réalité de manière plus globalisante, ce que nous nous sommes proposé de faire. Les paramètres du modèle de Clough-Penzien, représentation analytique de la Densité Spectrale de Puissance ont été trouvés à l'aide des spectres standards NRC puis AFPS.

L'autre étape a abouti au choix d'un modèle simple de densification des sols qui met en avant le rôle prépondérant du cumul du déviateur des déformations. En constatant qu'il était possible d'approcher de manière convenable la valeur des tassements issus d'un calcul élastique linéaire équivalent, nous avons proposé une formulation analytique simple du tassement. Cette formulation a l'avantage d'éviter tout calcul transitoire mais nécessite néanmoins la connaissance du spectre de réponse (S_a) à 10 % ainsi que la durée de la phase forte du mouvement. Notre approche est celle qui est généralement privilégiée dans le cadre d'un avant-projet parasismique. Enfin, elle nous a permis de proposer un nouveau facteur rendant compte du pouvoir endommageant de tout mouvement sismique aboutissant à une possible classification ou comparaison de ces derniers. Classiquement, il est supposé que seul le mouvement sismique permet de rendre compte de l'endommagement d'un système ; nous pensons qu'il est nécessaire de faire intervenir certaines caractéristiques du système pour atteindre ce but.

Mots clefs : Dynamique des sols, comportement cyclique, densification, sable, accélérogramme, processus aléatoire, spectre de réponse, dommages

