Les Effets de site d'origine structurale en sismologie : modélisation et interprétation, application au risque sismique

Pierre-Yves Bard

▶ **To cite this version:**

Pierre-Yves Bard. Les Effets de site d'origine structurale en sismologie : modélisation et interprétation, application au risque sismique. Géophysique [physics.geo-ph]. Universite Scientifique et Medicale de Grenoble, 1983. Français. ⟨NNT : ⟩. ⟨tel-00685508⟩

HAL Id: tel-00685508

https://theses.hal.science/tel-00685508v1

Submitted on 5 Apr 2012

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

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

HAL Authorization

GEOLOGIE GRENOBLE UJF
D 050 035706 7

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GÉOLOGIE ET DE MÉCANIQUE

N° d'ordre

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE

ET

L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

Université Scientifique et Médicale Grenoble France

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES

par

Pierre-Yves BARD

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

SUJET

Les effets de site d'origine structurale en sismologie.
Modélisation et interprétation.
Application au risque sismique.

Soutenue le 17 Juin 1983 devant la Commission d'Examen

M. G. PERRIER	Président
M. J.-L. AURIAULT M. M. BOUCHON M. M. CARA	Rapporteurs
M. K. AKI M. M. RAT	Examinateurs
M. M. ARNOULD	Invité

GRENOBLE

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GÉOLOGIE ET DE MÉCANIQUE

N° d'ordre

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
ET
L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES

par

Pierre-Yves BARD

SUJET

Les effets de site d'origine structurale en sismologie.
Modélisation et interprétation.
Application au risque sismique.

Soutenue le 17 Juin 1983 devant la Commission d'Examen

M. G. PERRIER	Président
M. J.-L. AURIAULT M. M. BOUCHON M. M. CARA	Rapporteurs
M. K. AKI M. M. RAT	Examinateurs
M. M. ARNOULD	Invité

GRENOBLE

SOCRATE : " *Donc, l'art oratoire n'est pas le seul dont la profession soit de produire de la persuasion* "

PLATON, Gorgias ou De la Rhétorique

A *LAURENCE*

A *QUENTIN, GUILLAUME, ...*

A *MES PARENTS*

A *TOUS LES MIENS*

EN REMERCIEMENT

==========

Qui bene amat, bene castigat
Qui nescit dissimulare, nescit regnare

Voici donc venu le moment des remerciements traditionnels : tâche ô combien ardue dont bien des thésards, exténués par des mois de rédaction, auraient aimé qu'un Raymond Queneau en fît le sujet de ses "Exercices de Style" : du "subjectif" à l'"ampoulé", de l'"officiel" au "paysan", quelle mine serait une telle "anthologie des formules de remerciement à l'usage du thésard lambda", sans oublier les "Anglicismes" et le "Poor lay Zanglay" qui eussent été particulièrement bienvenus ici, n'est-ce-pas Michel ? Aucun éditeur ne s'étant encore penché sur la question, les présents remerciements seront plutôt du genre "maladroit", peut-être un tantinet "désinvoltes", mais toujours sincères, cela va de soi.

Il se trouve, par un hasard bien calculé, qu'il y a autant de chapitres dans cette thèse que de membres dans le jury. Ayant été formé dès mon jeune âge aux mathématiques modernes, j'ai donc été très tenté d'établir une injection du premier ensemble dans le second, et je n'ai pas résisté.

C'est à l'origine à Monsieur ARNOULD que je dois d'avoir abouti au Laboratoire de Géophysique Interne de Grenoble, et c'est donc tout naturellement à lui que revient l'Introduction.

C'est tout aussi naturellement que Keiiti AKI se voit attribuer le chapitre 2, consacré à la méthode dite d'"Aki-Larner", base de ce travail. Qu'il soit remercié ici de l'intérêt qu'il a manifesté dès le début pour les résultats présentés ici et pour l'honneur et la gentillesse qu'il me fait de participer à ce jury.

Michel CARA et Jean-Louis AURIAULT ont accepté de très bonne grâce la corvée d'être les rapporteurs de ce pavé, et se sont acquittés de leur tâche avec, respectivement et vice-versa, une bonne humeur inaltérable et un sérieux

impressionnant. Je leur dédie donc, respectivement, les chapitres 3 (où l'on parle beaucoup d'ondes de surface) et 4 (où l'on discute, un peu, le comportement mécanique réel des sols).

La présence, quoique fugace, de Michel BOUCHON, m'a été extrêmement précieuse, d'autant plus d'ailleurs qu'elle survenait après de longs mais fructueux voyages outre-Atlantique, et je lui suis très redevable à plusieurs titres : c'est d'abord à son intérêt précoce et objectif pour le risque sismique, avant que ce dernier ne devienne une mode parmi d'autres, que je dois mon détachement au L.G.I. Il a également bien su me laisser la bride sur le cou tout en m'éclairant de ses conseils scientifiques, et stylistiques, toujours avisés, que j'ai toujours beaucoup appréciés, à défaut peut-être de les toujours suivre.. Les propriétés de l'injection ne lui autorisent que le chapitre 5, mais c'est en fait lui la "locaux-motion" de tout ce travail.

Monsieur RAT représente mon illustre Corps d'origine, et je voudrais le remercier ici de la liberté qui m'a été accordée de partir loin des services traditionnels des Ponts-et-Chaussées. Qu'il voie dans le chapitre 6 un contre-exemple à l'adage "loin des yeux loin du coeur", et que cela le persuade que l'on peut faire des travaux utiles et appliqués même à l'Université, de sorte que mon statut actuel de permanent de l'IRIGM ne se transforme pas sous peu en fugitif...

Tout bouquet bien composé doit comporter un nombre impair de fleurs. Alors, à tout seigneur tout honneur, la septième et dernière (une rose ?) et la conclusion seront pour Guy PERRIER, que je remercie par dessus tout pour son accueil particulièrement chaleureux et profondément humain.

Et les annexes, me direz-vous ? Elles ont la caractéristique de représenter à la fois le plus gros, mais aussi le plus ingrat du travail. C'est donc à tous les "obscurs" qui assurent la bonne marche quotidienne du laboratoire, et aussi son excellente ambiance, que je les dédierai, avec une mention spéciale pour tous ceux qui consacrent bénévolement une partie importante de leur temps à l'entretien et à l'amélioration du matériel informatique. Je m'en voudrais aussi d'oublier dans cette liste Brian TUCKER, dont, outre les données expérimentales et les avis d'"expérimentateur méfiant", qui m'ont été très utiles, j'ai beaucoup apprécié la gentillesse et la serviabilité.

Enfin, Mademoiselle WRONSKI a eu le mérite non négligeable de métamorphoser de vulgaires pattes de mouche en caractères d'élite.

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

TABLE DES MATIERES

1. INTRODUCTION p. 1

2. LA METHODE D'AKI et LARNER p. 5
2.1. Revue comparative des différentes méthodes de calcul connues p. 5
2.2. La méthode d'Aki et Larner : formulation mathématique p. 7
2.2.1. Principe de la méthode : topographie de surface excitée par des ondes SH p. 7
2.2.2. Discussion rapide des hypothèses simplificatrices p. 11
2.3. Remarques générales sur l'utilisation de cette méthode dans le présent travail p. 12
2.3.1. Les structures géomorphologiques envisagées p. 12
2.3.2. Calcul des sismogrammes synthétiques p. 13
2.3.2.1. Remarques sur l'utilisation de fréquences complexes p. 13
2.3.2.2. Calcul des sismogrammes synthétiques p. 14
2.3.3. Introduction de l'atténuation p. 16
2.3.4. Temps de calcul p. 17
2.4. Fiabilité pratique de la méthode d'Aki et Larner-Choix des paramètres de calcul p. 17
2.4.1. Cohérence interne de la méthode p. 18
2.4.2. Cohérence externe p. 19
2.4.3. Mode d'emploi pour les vallées alluviales et les reliefs topographiques p. 21
2.4.3.1. Relief topographique p. 21
2.4.3.2. Remplissages alluviaux p. 22
2.4.3.3. Choix de la fréquence complexe pour les sismogrammes synthétiques p. 23

3. DESCRIPTION QUALITATIVE DES PHENOMENES MIS EN EVIDENCE p. 25
3.1. Diffraction sur les reliefs topographiques p. 25
3.1.1. Etude fine des mécanismes de diffraction p. 25
3.1.1.1. Cas "anti-plan" : ondes SH p. 25
3.1.1.2. Cas S plan : ondes SV p. 27
3.1.1.3. Cas plan : ondes P p. 30
3.1.2. Traduction des mécanismes de diffraction sur les spectres de réponse p. 30
3.2. Diffraction et résonance dans les vallées alluviales p. 33
3.2.1. Formation et propagation des ondes diffractées dans les vallées alluviales p. 34
3.2.2. Résonance bidimensionnelle dans les vallées alluviales profondes p. 36

4. CONFRONTATION AVEC LES OBSERVATIONS EXPERIMENTALES p. 43
4.1. Cas des reliefs topographiques p. 43
4.1.1. Comparaison qualitative p. 43
4.1.2. Comparaison quantitative p. 44
4.2. Cas des vallées alluviales p. 44
4.2.1. Comparaison qualitative p. 45
4.2.1.1. Les ondes diffractées dans la couverture p. 45
4.2.1.2. La résonance bidimensionnelle p. 48
4.2.1. Comparaison quantitative p. 55

5. ETUDE PARAMETRIQUE p. 57

5.1. Cas d'un relief topographique p. 57

5.1.1. Bilan des principales composantes du problèmes p. 57
5.1.2. Influence du champ d'ondes incident p. 58
5.1.3. Influence de la rhéologie p. 58
5.1.4. Influence de la géométrie p. 59

5.2. Cas des vallées alluviales p. 59

5.2.1. Bilan des paramètres et des caractéristiques de la réponse des vallées alluviales p. 59
5.2.2. Buts et limites de la présente étude paramétrique p. 61
5.2.3. Caractéristiques du premier pic spectral p. 63
5.2.3.1. Conditions d'existence de la résonance bidimensionnelle p. 63
5.2.3.2. Influence du facteur de forme sur la fréquence de résonance p. 67
5.2.3.3. Influence du type de sollicitations sur la fréquence de résonance p. 67
5.2.3.4. Résultats concernant l'amplitude à la résonance p. 67
5.2.4. Résultats sur les modes harmoniques p. 74

6. APPLICATION AU RISQUE SISMIQUE p. 79

6.1. Discussion préalable de l'applicabilité de nos résultats p. 79

6.1.1. Discussion rhéologique p. 80
6.1.1.1. Hypothèse de linéarité p. 80
6.1.1.2. Hypothèse d'homogénéité p. 80
6.1.1.3. Hypothèse d'isotropie p. 81
6.1.1.4. Rôle de l'eau p. 81
6.1.2. Discussion géométrique p. 82
6.1.3. Discussion sismique p. 83

6.2. Traduction des effets d'origine structurale sur les paramètres utilisés en génie sismique p. 84

6.2.1. Nature du mouvement : accélération, vitesse, déplacement p. 84
6.2.2. Pics d'amplitude p. 85
6.2.3. Contenu spectral p. 85
6.2.3.1. Apport de nos résultats par rapport aux modélisations 1D p. 85
6.2.3.2. Utilisation pratique p. 86
6.2.4. Durée des mouvements p. 87
6.2.5. Cohérence spatiale : mouvements différentiels p. 87

6.3. Un exemple d'étude de microzonage intégrant les effets d'origine structurale p. 90

6.3.1. Présentation p. 90
6.3.2. Résultats p. 91

6.4. Conclusions p. 94

7. CONCLUSION p. 97

ANNEXES

A : Ondes diffractées et distribution des mouvements sur les reliefs topographiques bidimensionnels 15 pages
B : La réponse sismique des vallées alluviales (peu profondes). Première partie : ondes SH incidentes 12 pages
C : La réponse sismique des vallées alluviales (peu profondes) Deuxième partie : ondes P et SV incidentes 11 pages
D : Les modes de résonance des vallées alluviales profondes 40 pages
E : Les effets locaux en site rocheux : comparaison entre théorie et observations 27 pages
F : La réponse sismique des vallées alluviales : comparaison entre théorie et observations 32 pages
G : Evaluation théorique des mouvements différentiels produits par les séismes 12 pages
H : Amplification des ondes sismiques : influence des conditions géologiques locales 6 pages

BIBIOGRAPHIE

" On observe que les vallées resserrées dans les hautes montagnes ont ressenti des secousses plus violentes "

J.C.F. LADOUCETTE, Note sur le tremblement de terre piémontais du 2 avril 1808, in " Histoire, topographie, antiquités, usages, dialectes des Hautes-Alpes " Paris 1848.

1. INTRODUCTION

Que recouvre le terme "effets de site" en sismologie ? On peut les définir comme des phénomènes dûs aux propriétés du voisinage "immédiat" du site considéré, et provoquant une altération significative des caractéristiques spectrales ou temporelles (amplitude, fréquence dominante, durée, etc...) des signaux sismiques provenant d'un tremblement de terre naturel et artificiel.

L'existence de tels effets a été reconnue très tôt, même par des observateurs a priori non avertis, comme en témoigne par exemple la citation placée en exergue, et leur importance quantitative transparaît nettement au travers des observations macrosismiques les plus anciennes (à l'échelle de la sismologie) : San Francisco, 1906 ; Provence, 1909 ; (Figure 1.1), jusqu'aux résultats expérimentaux les plus récents : Tucker et King (1983) ont observé des amplifications spectrales nettement supérieures à 10. D'après Borcherdt et Gibbs (1976), on peut attribuer aux seuls effets de site des écarts locaux d'intensité de 2 à 3 degrés sur l'échelle de Mercalli Modifiée.

L'étude de tels effets revêt donc une importance toute particulière pour deux aspects différents de la sismologie :

- elle est indispensable dans toute tentative d'évaluation correcte de l'aléa sismique en un site donné (dimensionnement parasismique), notamment pour l'appréciation fine de ses variations locales (microzonage sismique) ;
- l'estimation de nombreux paramètres "sismologiques" (caractéristiques de la source sismique, ou structure de la lithosphère), repose de plus en plus sur des analyses fines des signaux sismiques complets, et la sous-estimation des effets de site peut donc, sinon induire un biais important, du moins entamer sérieusement la précision de ces estimations.

La compréhension et l'interprétation de ces effets pourraient à la rigueur se contenter des résultats expérimentaux mais leur prédiction pour des sites quelconques passe obligatoirement par une bonne modélisation numérique. Malheureusement, celle-ci se heurte à une triple complexité :

- la première a trait à la constitution du champ d'ondes sismiques : ses représentations courantes en ondes planes, ou en rais, (qui possèdent déjà cependant 4 degrés de liberté : fréquence, amplitude, incidence et azimut) ne sont valables qu'en champ lointain ; en champ proche elle est étroitement reliée au processus de rupture, souvent très complexe pour les grands séismes.
- la seconde a trait à la rhéologie des matériaux traversés par les ondes sismiques : si l'élasticité linéaire homogène isotrope représente de façon à peu près satisfaisante, dans la bande des fréquences sismiques, le comportement de l'intérieur de la Terre, les hypothèses d'isotropie, d'homogénéité, de linéarité, et même d'élasticité sont loin d'être vérifiées dans la plupart des matériaux de surface (notamment les sols).

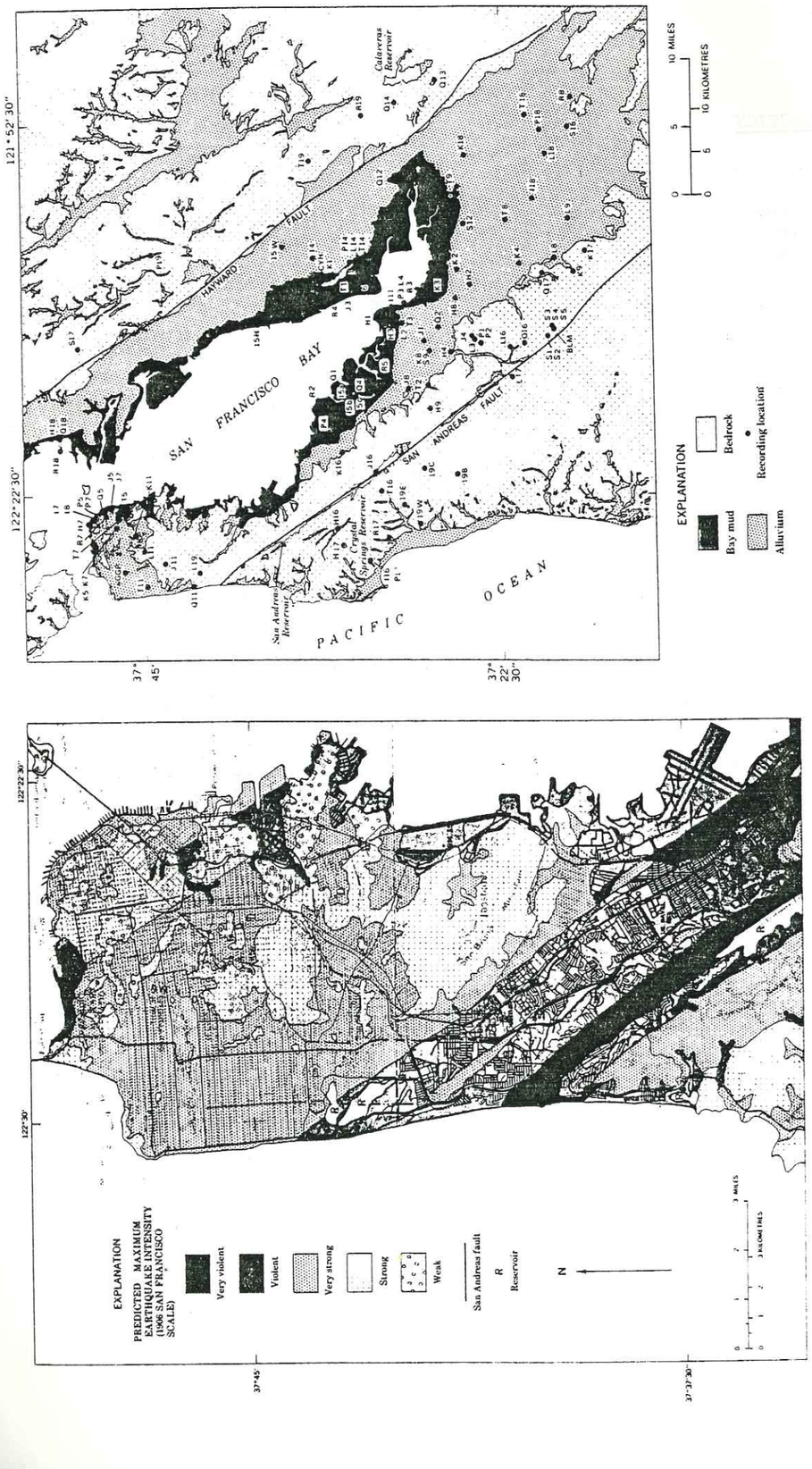


Figure 1.1 Lien entre la géologie de surface et les intensités observées lors du séisme de San Francisco (1906). Figures extraites de Borcherdt et Gibbs (1976).

- la troisième enfin provient de la structure géomorphologique au voisinage du site considéré, c'est-à-dire de l'arrangement géométrique des différentes formations superficielles. Cela est d'autant plus important que les régions sismiques correspondent par essence à une tectonique active, souvent associée à des reliefs et des structures très tourmentés pour lesquels la modélisation classique en couches planes ne peut être qu'un pis-aller.

Il est bien sûr actuellement impossible de traiter simultanément toutes ces complexités, et l'on est obligé d'adopter des approches différentes selon l'aspect particulier que l'on veut étudier : c'est ainsi qu'on peut associer aux trois catégories d'effets précités, respectivement, les études sur la source sismique, les travaux de "dynamique des sols", et, entre les deux, les études de propagation d'ondes en milieu multidimensionnel.

C'est précisément à l'étude de cette dernière catégorie de phénomènes, que nous avons désignée par le vocable "effets d'origine structurale", que nous avons consacré ce travail, et ce dans une optique plus tournée vers le risque sismique que vers la sismologie pure.

Précisons tout de suite que le terme "structural" est utilisé ici dans un sens un peu particulier, car nous en restreignons en fait l'application aux formations géologiques superficielles (profondeur au maximum d'une dizaine de km) : cet adjectif est censé ici représenter tout l'aspect géométrique de l'arrangement des différentes formations géologiques à la surface de la croûte terrestre. Les ensembles géologiques envisagés dans ce travail sont en fait à l'intersection entre la géologie structurale proprement dite, et la géomorphologie ("Etude des formes du relief terrestre"), et c'est pour cela que nous utiliserons dans la suite, indifféremment, les termes "structural", "géomorphologique" ou même "structures géomorphologiques". Les lecteurs attachés à la précision du langage géologique voudront bien nous pardonner cet affreux mélange.

Les dimensions de ces structures géomorphologiques sont très variables, de plusieurs centaines de kilomètres pour les grands bassins sédimentaires, jusqu'à seulement quelques dizaines de mètres pour certains dépôts alluviaux. Toutefois, étant donné l'optique plutôt risque sismique adoptée ici, nous avons limité notre étude aux structures dont les effets se manifestent dans la bande de fréquences intéressante en génie sismique, soit 0.1 à 20 Hz : comme ces effets se produisent lorsque la longueur d'onde est comparable aux dimensions caractéristiques de la structure, et que les vitesses sismiques sont en général inférieures à 2 à 3 km/s en surface, l'extension latérale des structures envisagées ici est au maximum de quelques dizaines de kilomètres, le plus souvent comprise entre quelques kilomètres et quelques centaines de mètres. A l'autre extrémité, les dimensions horizontales minimales sont de l'ordre d'une centaine de mètres, pour des raisons tenant essentiellement à la modélisation utilisée, et précisées au chapitre 6. Cette étude se situe donc entre la sismologie classique (dont l'objet est, au minimum, la croûte terrestre) et la dynamique des sols, qui ne s'intéresse au maximum qu'aux vingt à trente premiers mètres de surface.

Les observations expérimentales de deux dernières décennies ont en effet montré l'importance de ces structures géomorphologiques, que l'on peut diviser en deux grandes catégories :

- d'une part les reliefs topographiques, dont les effets ont été observés macrosismiquement lors des séismes de San Fernando (1971), Irpinia (1980), entre autres, sans oublier celui de Provence (1909). Ils ont fait l'objet d'études expérimentales concluantes, dont on pourra trouver les références un peu plus loin.
- d'autre part, les bassins sédimentaires et les remplissages alluviaux, à propos desquels on peut mentionner les exemples macrosismiques de Skopje (1963) ou Caracas (1967), et toutes les expérimentations mentionnées et discutées plus loin.

Bien sûr, ces observations ont excité l'intérêt d'un certain nombre de chercheurs, théoriciens ou numériciens, mais, assez curieusement, les efforts au cours de la dernière décennie ont beaucoup plus porté sur la mise au point de méthodes de calcul, que sur l'étude des phénomènes en eux-mêmes. C'est au contraire sur ces derniers que nous avons voulu concentrer notre attention ici ; nous avons donc étudié la réponse sismique des deux grands types de structures géomorphologiques représentatifs de la majorité des effets observés, c'est-à-dire les reliefs topographiques et les remplissages sédimentaires, en nous limitant à leur expression géométrique minimale: milieux bidimensionnels et au maximum bicouches. Par souci de concision, nous englobons dans le terme "remplissage sédimentaire" toute structure composée d'une couche de surface reposant sur un substratum plus rigide au travers d'un interface irrégulier (non horizontal).

Pour cela, nous avons utilisé une méthode relativement simple, souple et rapide : celle introduite par Aki et Larner (1970) ; nous en rappelons brièvement le principe, l'intérêt et les limites dans le chapitre 2, où nous donnons aussi, à l'intention de ses éventuels futurs utilisateurs, quelques détails concernant son utilisation pratique.

Nous avons consacré le chapitre 3 à la description purement qualitative des phénomènes typiquement bidimensionnels mis en évidence sur ces structures, en nous appuyant pour l'essentiel sur les résultats présentés dans les annexes A, B, C et D.

Dans le chapitre 4, ces résultats théoriques sont confrontés à la réalité, notamment aux observations expérimentales très récentes obtenues par B. Tucker et J. King à Garm (Tadjikistan, URSS) ; l'essentiel de cette confrontation est d'ailleurs détaillé dans les annexes E et F.

Comme cette confrontation s'avère globalement positive, nous avons entamé une étude paramétrique permettant de mieux apprécier les rôles respectifs du champ d'ondes incident, de la géométrie de la structure, et de sa rhéologie, et en donnons les premiers résultats dans le chapitre 5.

Enfin, le chapitre 6 est une discussion de l'intérêt, et aussi de l'applicabilité pratique de nos résultats, essentiellement théoriques, à l'évaluation de l'aléa sismique en un site donné, et au microzonage sismique. A titre d'exemple, nous montrons les résultats ainsi obtenus lors d'une étude sur la ville de Nice.

2. LA METHODE D'AKI ET LARNER

Le but de ce chapître n'est pas de présenter le détail de la formulation mathématique de la méthode de calcul utilisée ici. Cela a été fait ailleurs : Larner (1970), Aki et Larner (1970), Bouchon (1973). Nous voulons seulement la situer par rapport aux autres méthodes connues, et n'en rappeler le principe général qu'afin de mieux préciser certaines adaptations que nous y avons opérées, certains problèmes que nous avons rencontrés dans le cas particulier des deux types de structures géomorphologiques étudiés ici. Ce chapître a donc une vocation beaucoup plus "éducative" que proprement scientifique, et le lecteur friand de hautes mathématiques n'y trouvera pas de pâture à son goût.

2.1. Revue comparative des différentes méthodes de calcul connues

Nous voulons étudier numériquement les caractéristiques spatiales et temporelles des mouvements sismiques se produisant à la surface de structures géomorphologiques présentant d'importantes variations latérales.

Il existe pour cela un certain nombre de techniques de calcul développées au cours de la dernière décennie, et qui sont toutes, sauf exception, bidimensionnelles (2D) :

- des solutions analytiques exactes n'ont pu être obtenues que dans des cas très particuliers autorisant des séparations de variables : géométrie bidimensionnelle semi-circulaire (Trifunac, 1971, 1973) ou semi-élliptique (Wong et Trifunac, 1974a,b) pour des ondes SH incidentes, ou géométrie tridimensionnelle semi-sphérique dans l'approximation acoustique (Singh et Sabina, 1977). Ces configurations sont assez irréalistes, mais elles présentent l'immense intérêt de fournir une solide base de comparaison pour les méthodes numériques.

- des méthodes de petites perturbations ont été développées dès les années 1960. Cependant, leur applicabilité est très limitée puisque les résultats de Gilbert et Knopoff (1960), Hudson et Knopoff (1967), Hudson (1967) et Mac Ivor (1969), ne s'appliquent qu'au champ lointain et basse fréquence° diffracté par des irrégularités géométriques de très faible amplitude, alors que ceux de Sabina et Willis (1975, 1977), valables aussi en champ proche et pour des géométries quelconques, ne sont valides qu'aux très basses fréquences° .

° La distinction "très basse fréquence", "basse fréquence", "haute fréquence", n'est évidemment pas absolue : c'est en fait l'ordre de grandeur relatif de la longueur d'onde λ de la sollicitation incidente par rapport aux dimensions caractéristiques de la structure géomorphologique étudiée, qui compte. Ces dimensions sont la largeur l (extension latérale de la zone irrégulière), et l'écart maximal d'altitude pour un relief topographique, ou l'épaisseur maximale de la formation superficielle pour une "vallée alluviale", désignées dans les deux cas par h. Dans ces conditions, les très basses fréquences correspondent typiquement à $\lambda > l$, les basses fréquences à $h < \lambda < l$, et les hautes fréquences à $\lambda < h$.

- il existe aussi, bien sûr, des méthodes en différences finies : Boore (1972), Alterman et Nathaniel (1975), Ilan (1977), Ilan et al. (1979), Zahradnik (1977, 1979, 1982), Boore et al. (1981), Harmsen et Harding (1981), ou en éléments finis : Smith (1975). Ce sont des méthodes passe-partout, capables de prendre en compte des milieux géométriquement et rhéologiquement très complexes (contrairement à toutes les autres qui font appel à l'élasticité linéaire homogène isotrope), mais elles nécessitent une très longue préparation et, surtout, sont très coûteuses en temps calcul, notamment si l'on veut étudier d'assez hautes fréquences°. De plus, elles n'apportent aucune vision physique originale des phénomènes en jeu.

- l'optique généralisée ("glorifiée"...) a aussi été appliquée à l'étude de la réponse des structures superficielles par Ishii et Ellis (1970) et Hong et Helmberger (1978). Sa complexité l'a fait ensuite un peu tomber dans l'oubli, mais elle est en train de renaître sous la forme des rais gaussiens (travaux en cours au M.I.T.). Ce type de méthode est assez intéressant car, contrairement à toutes les autres, c'est une tehnique typiquement haute fréquence°, qui permet donc d'aborder les problèmes de diffraction sous un autre aspect.

- les méthodes les plus en vogue à l'heure actuelle sont des "méthodes de frontières" (boundary methods), où l'on distingue deux démarches différentes : l'une passe par la résolution d'équation intégrales le long des irrégularités : Wong et Jennings (1975) ; Wong et al. (1977) ; Sills (1978) et semble maintenant un peu abandonnée.

l'autre, qui semble assez prometteuse, fait appel à des représentations "complètes " (au sens mathématique défini par Ize et al. 1981) des champs d'ondes diffractés : Sanchez-Sesma (1978); Sanchez-Sesma et Esquivel (1979, 1980) ; Sanchez-Sesma et Rosenblueth (1979) ; Sanchez-Sesma et al. (1980) ; Sabina et al. (1978, 1979); England et al. (1980) ; Wong (1982) Ces méthodes ont un solide fondement mathématique, et procurent une très bonne représentation physique des phénomènes de diffraction. Elles sont de plus aptes à traiter des géométries tridimensionnelles (Sanchez-Sesma (1983)).

- enfin, la technique que nous avons utilisée ici, celle de discrétisation dans le domaine des nombres d'ondes développée par Aki et Larner (1970 est une forme un peu rustique de l'approche précédente : son fondement, l'hypothèse de Rayleigh (voir plus bas), ne permet pas une description complète du champ d'ondes diffracté, mais il n'en demeure pas moins que, utilisée avec les précautions nécessaires, cette méthode s'avère rapide, souple, et très physique. Son principe, ses avantages et ses handicaps sont présentés rapidement dans la section suivante.

Nous concluerons cette revue forcément rapide en signalant que toutes ces méthodes, utilisées dans leur domaine de validité, fournissent des résultats très similaires, qui sont de plus analogues aux résultats obtenus sur modèles réduits par Rogers et al. (1974), Ilan et al. (1979), King et Brune (1981). Dans la mesure où la technique utilisée correspond aux objectifs recherchés (éviter par exemple les méthodes en petites perturbations pour l'étude des mouvements haute fréquence sur l'irrégularité elle-même), la méthode importe donc relativement peu, la sanction finale restant toujours la confrontation des résultats théoriques avec les données de terrain.

Notre but ici étant la mise en évidence, et / ou la compréhension de phénomènes d'ordre général reliés au caractère pluridimensionnel de la géométrie des milieux étudiés, une méthode simple, pas trop sophistiquée, et procurant une bonne vision physique de ces phénomènes suffit amplement : c'est le cas de la méthode d'Aki et Larner.

2.2. La méthode d'Aki et Larner : formulation mathématique

Cette formulation a été détaillée, dans le cas le plus général, et avec beaucoup de soins par Larner (1970), et aussi, dans un autre domaine (ondes électromagnétiques), par Jiracek (1972). On pourra en trouver des versions simplifiées dans Aki et Larner (1970), et, pour ce qui concerne plus précisément la topographie de surface et les bassins sédimentaires, dans Bouchon (1973) et Bouchon et Aki (1977). Nous nous contentons ici d'en donner la philosophie générale, et d'introduire les principaux paramètre de calcul dont l'influence et le choix seront discutés dans la section 2.4.

2.2.1. Principe de la méthode : topographie de surface excitée par des ondes SH

Considérons (Figure 2.1) un demi-espace limité par une surface libre cylindrique non plane, définie par $z = \zeta(x)$, et dans lequel se propage une onde plane stationnaire de type SH°, de pulsation ω, et d'incidence θ_0, représentée par son déplacement associé (suivant l'axe Oy)

$$v_o = e^{i\omega t} \cdot e^{-ik_o x + i\gamma_o z} \qquad \text{avec} \quad k_o = \frac{\omega}{\beta} \sin\theta_o$$

$$\text{et} \quad \gamma_o = \frac{\omega}{\beta} \cos\theta_o$$

Cette onde est réfléchie par le relief de surface en ondes d'incidences variées, diffractée sur les points anguleux, et le champ d'ondes résultant peut lui-même être diffracé par le relief de surface.

La première hypothèse, dûe à Rayleigh, consiste à supposer que ce champ diffracté v_D peut être représenté comme une sommation d'ondes planes se propageant vers le bas, et dont l'amplitude est indépendante du point d'observation.

° Les appellations "SH" et "SV" (plus loin) ont leur origine dans le fait que nous considérons toujours des ondes arrivant perpendiculairement à l'axe de la structure.
Est donc "SH" toute vibration de cisaillement parallèle à l'axe de la structure (cas "antiplan")
Est donc "SV" toute vibration de cisaillement perpendiculaire à l'axe de la structure (cas "plan").

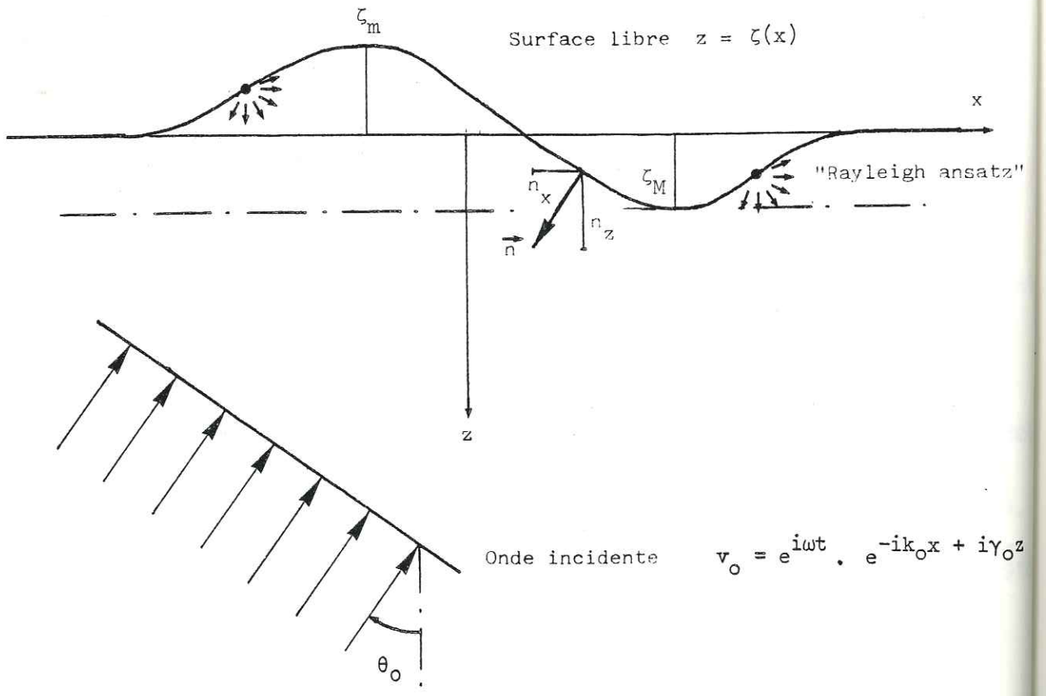


Figure 2.1 *Schématisation de la diffraction d'une onde plane SH par une topographie de surface. On voit que l'hypothèse de Rayleigh, selon laquelle les ondes diffractées se propagent vers le bas uniquement, est fausse dans la zone* $\zeta_m \leq z \leq \zeta_M$

$$v_D = e^{i\omega t} \int_{-\infty}^{+\infty} A(k)\, e^{-ikx}\, e^{-i\gamma z}\, dk$$

avec : $\gamma = \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - k^2 \right)^{\frac{1}{2}}$ et $\mathrm{Im}(\gamma) < 0$

et où : $c = \frac{\omega}{k}$ est la vitesse de phase de l'onde diffractée d'amplitude A(k).

La condition de radiation à l'infini est vérifiée en prenant en compte uniquement des ondes se propageant vers le bas. La seule condition aux limites est alors la condition de surface libre.

$$\tau = \mu \left(n_x \frac{\partial v}{\partial x} + n_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) = 0 \qquad \text{pour } z = \zeta(x)$$

avec : $v = v_o + v_D$

$$n_x = \frac{-\zeta'}{\sqrt{1 + \zeta'^2}} \quad ; \quad n_z = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta'^2}} \quad ; \quad \zeta' = \frac{d\zeta}{dx}$$

On tombe alors sur une équation du type :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A(k)\, g(k,x)\, e^{-i(k-k_o)x}\, dk = h(x)$$

Avec : $g(k,x) = (-ikn_x - i\gamma n_z)\, e^{-i\gamma\zeta(x)}$

$$h(x) = (ik_o n_x - i\gamma_o n_z)\, e^{+i\gamma_o \zeta(x)}$$

Pour pouvoir traiter numériquement cette équation, on fait alors les approximations suivantes :

- la sommation continue est remplacée par une sommation discrète sur des nombres d'ondes régulièrement espacés de Δk, ce qui revient à supposer une périodicité horizontale $L = \frac{2\pi}{\Delta k}$ dans la forme géométrique de la surface $z = \zeta(x)$.
- cette sommation infinie est alors tronquée à un indice M, fixé a priori (voir plus bas) :

L'équation s'écrit alors :

$$\sum_{n=-M}^{+M} A_n^M \; g_n(x) \; e^{\frac{-2i\pi . nx}{L}} = h(x)$$

On pourrait trouver les A_n^M en écrivant cette équation en un nombre $N \geqslant M$ de points de la surface libre, ce qui donnerait un système surdéterminé, à résoudre par moindres carrés : c'est la technique dite de "collocation", adoptée, pour une représentation quelque peu différente mais analogue du champ diffracté par Sills (1978), Sanchez-Sesma et al. (1980), Dravinski (1981), et Wong (1982) entre autres. Ces techniques de collocation donnent en général de bons résultats, mais elles nécessitent un choix adéquat des points de collocation, qui doit traduire à la fois le détail de l'irrégularité géométrique, et le caractère limité de son extension horizontale.

L'approche d'Aki et Larner est différente : elle consiste à transférer cette équation fonctionnelle en x dans le domaine des nombres d'ondes horizontaux, en en faisant une transformée de Fourier spatiale : cela impose de prendre des points équidistants en x, et donc empêche de considérer des variations latérales trop brusques (falaises par exemple). En contrepartie, lorsque la géométrie est assez "douce", elle permet de décrire l'ensemble de le topographie.

On obtient ainsi des équations du type :

$$\sum_{n=-M}^{+M} A_n^M \; G_{np} = H_p \qquad \text{pour } p = -P \text{ à } p = +P$$

$$\text{avec} \quad H_p = \frac{1}{L} \sum_{j=1}^{L} h(j) \; e^{\frac{+2i\pi p j}{L}}$$

$$G_{np} = \frac{1}{L} \sum_{j=1}^{L} g_n(j) \; e^{\frac{2i\pi (p-n) j}{L}}$$

On pourrait ici aussi surdéterminer le système en prenant $P > M$. En pratique, lorsque la géométrie est assez douce, cas auquel nous nous sommes toujours limités, les composantes "spectrales" de la fonction "source" $h(x)$ sont bien regroupées autour de $p = 0$; et l'on peut donc prendre $P = M$ sans perte significative d'information. Il ne reste plus alors qu'à inverser un système de $(2M + 1)$ équations à $(2M + 1)$ inconnues complexes.

Un mot encore concernant l'extension de cette technique aux ondes de type P et SV et/ou à des milieux plus complexes (plusieurs interfaces irréguliers) :

sur tous les interfaces entre deux milieux élastiques différents, on doit ecrire les conditions de continuité, des déplacements et des contraintes, ce qui donne 2, 4 ou 6 séries de $(2P + 1)$ équations par interface (respectivement dans des cas SH anti-plan, P-SV plan, et azimut quelconque).

Les inconnues sont les amplitudes des ondes diffractées dans chaque couche "irrégulière", la condition de radiation à l'infini dans le demi-espace inférieur étant satisfaite par l'hypothèse de Rayleigh ; les inconnues sont donc, dans chaque couche, au nombre de $2 \times (2M + 1)$, $4 \times (2M + 1)$ ou $6 \times (2M + 1)$ respectivement dans les 3 cas précités.

Si donc l'on prend $P = M$, on tombe sur un système linéaire "carré" à inverser : ce système peut atteindre des dimensions très grandes (pour nous 300-300 au maximum), et la matrice à inverser est absolument quelconque : c'est cette résolution qui demande le plus de temps de calcul.

Lorsque le nombre d'interfaces est supérieur à 1, il est plus intéressant d'adopter une démarche similaire à celle de Thomson et Haskell c'est-à-dire de "propager" les vecteurs déplacements-contraintes sur l'interface, exprimés dans l'espace des nombres d'ondes, d'un interface irrégulier au voisin par l'inversion d'une "petite" matrice élémentaire de dimensions $2 \times (2M + 1)$, $4 \times (2M + 1)$ ou $6 \times (2M + 1)$, respectivement.

Signalons enfin que lorsque le problème est totalement symétrique : onde verticalement incidente sur une géométrie symétrique, le nombre d'inconnues, est divisé par 2, et le temps de calcul est beaucoup plus court (divisé au moins par 4).

2.2.2. Discussion rapide des hypothèses simplificatrices

On voit très bien apparaître, sur ce cas très simple d'un relief topographique excité par des ondes SH, les différentes limitations de cette méthode de calcul.

La principale source d'erreur provient de la mauvaise représentation du champ d'ondes diffractées dans le demi-espace inférieur : l'impossibilité de prendre en compte des ondes diffractées vers le haut (qui existent nécessairement à proximité immédiate de l'interface) limite théoriquement le domaine d'application aux interfaces relativement peu pentus (35 à 40°), aux incidences peu obliques ($\leqslant 30°$) et aux fréquences relativement basses (longueur d'onde dans le demi-espace supérieure à l'amplitude verticale maximale de l'anomalie géométrique). Par contre, à l'intérieur

de la, ou les, couche(s) supérieure(s), bornées (cas des remplissages alluviaux), la décomposition en ondes planes à amplitude constante est tout à fait valable, ainsi que l'ont montré Sanchez-Sesma et al. (1981).

Les deux autres sources d'erreur sont liées surtout à des artifices de calcul :

- La périodicité L de la structure est susceptible de générer des ondes "parasites". Il est possible de s'en affranchir soit en introduisant des fréquences complexes (cf plus bas), soit en n'étudiant que des fenêtres de temps suffisamment courtes.
- La troncature dans le domaine des nombres d'ondes (indice de troncature M) peut conduire à "oublier" une partie des ondes réellement diffractées. On évite ces oublis indésirables, en prenant un nombre d'onde maximal, $|k_o \pm 2M\pi/L|$, supérieur au nombre d'onde des ondes à plus faible vitesse de phase, qui sont en général des ondes de surface ou d'interface.

Ces deux dernières sources d'erreur ne sont pas trop gênantes, car on peut en général s'en affranchir par un choix adéquat des divers paramètres de calcul (cf plus bas).

2.3. Remarques générales sur l'utilisation de cette méthode dans le présent travail

2.3.1. Les structures géomorphologiques envisagées

Notre but premier était de comprendre les mécanismes par lequel les phénomènes de diffraction d'ondes par les hétérogénéités latérales arrivent à modifier de façon notable et stable les signaux sismiques enregistrés dans leur voisinage. Bien que théoriquement la méthode d'Aki et Larner soit utilisable pour des structures très compliquées (cela a été fait : Ferguson (1982)), nous avons préféré nous limiter à l'étude des structures simples évoquées dans l'introduction, pour lesquelles nous pouvions bien maîtriser sa validité et sa précision. Pour être tout à fait franc, il ne faut pas non plus oublier les considérations économiques et financières...

De la même façon, pour ce qui concerne la sollicitation sismique incidente (fonction h(x)), on peut en théorie considérer un champ d'ondes quelconque : azimut arbitraire, champ proche d'une source étendue, etc... Cela aussi eût peut-être nui à une mise en évidence claire des phénomènes recherchés et nous nous sommes donc limités aux ondes de volume planes, "dans le plan" (P ou SV), ou "hors du plan" (SH) avec des angles d'incidence

limités en général à 45°. Cette discussion sera reprise au chapître 6, à la lumière des principaux résultats obtenus.

Contrairement aux précédents utilisateurs de cette méthode, (Aki et Larner, 1970, Bouchon, 1973) qui s'étaient bornés à des études spectrales, nous l'avons ici appliquée à la reconstitution de sismogrammes synthétiques.

2.3.2. Calcul des sismogrammes synthétiques

2.3.2.1. Remarques sur l'utilisation de fréquences complexes

Comme il a été préconisé par Aki et Larner, nous avons nous aussi utilisé une "fréquence complexe" $\omega = \omega_R - i\omega_I$ avec $\omega_I > 0$. L'expérience montre que ce concept est assez difficile à saisir, et nous voudrions brièvement le préciser un peu.

Tout d'abord, cette "pulsation imaginaire" ω_I, dont l'effet temporel se traduit par une amplification exponentielle en $\exp(\omega_I t)$, a été introduite à l'origine principalement pour pallier l'effet de la périodicité spatiale de la structure, et ce pour les études spectrales uniquement : considérons un point M sur la structure ; le mouvement y a au temps t_o, une amplitude dont l'ordre de grandeur est $\exp(\omega_I t_o)$; mais il est perturbé par les ondes diffractées sur les structures voisines distantes de ±L, ±2L, etc... ; ces ondes, pour arriver au temps t_o au point M, ont dû être diffractées au temps $t_o - t_i$ par la structure i, avec $t_i = iL/c$ (où c désigne leur célérité). L'amplitude de cette onde est donc de l'ordre de grandeur de $\exp \omega_I(t_o - L/c)$ et son effet perturbateur, par rapport au cas d'une fréquence réelle, est modifiée d'un facteur $\exp(-\omega_I L/c)$, donc amoindri.

On peut noter, au passage, que cet amoindrissement de la perturbation est inexistant à très basse fréquence ($\omega_I \ll L/c$), où d'ailleurs l'effet perturbateur est maximal : les ondes incidentes ne voient pas les anomalies individuelles mais voient simplement le réseau d'anomalies : la méthode d'Aki et Larner n'est pas valable à très basse fréquence (sauf à étudier justement la diffraction des réseaux).

Un autre intérêt de cette fréquence complexe est la stabilisation de la solution : quand la fréquence est réelle, il peut se produire, pour certains nombres d'ondes horizontaux correspondant, par exemple, à des modes d'onde de surface (Rayleigh par exemple) certaines singularités se répercutant dans la matrice à inverser.

L'utilisation de $\omega_I \neq 0$ permet de s'affranchir des instabilités numériques engendrées par ces singularités, comme cela est expliqué en détail dans Aki et Larner (1970).

Nous préférons ici donner une vision spectrale plus physique de cet artifice de calcul, en calculant le spectre Fourier "réel", sur une fenêtre (0, T), de la "sinusoïde amplifiée" $f(t,\omega_R) = \exp(i\omega_R t) \times \exp(\omega_I t)$ Ce spectre est représenté sur la figure 2.2, pour 3 valeurs du rapport $\varepsilon = \omega_I/\omega_R$ (1/2, 1/16, 1/30, respectivement). On voit donc que prendre une fréquence complexe revient à élargir, sur une largeur à peu près égale à ω_I, la raie spectrale centrée sur ω_R. On comprend dès lors mieux que l'on s'éloigne aussi des singularités reliées à des valeurs très particulières du couple (fréquence, nombre d'onde horizontal)

2.3.2.2. Calcul des sismogrammes synthétiques

La méthode d'Aki et Larner est par essence une technique spectrale, mais on peut très bien l'utiliser à la reconstitution de sismogrammes synthétiques : il suffit de calculer la réponse spectrale de la structure considérée pour un nombre nf de fréquences régulièrement espacées entre 0 et une fréquence maximale fmax , et de la convoluer avec le signal incident, choisi a priori. Les relations entre la fenêtre de temps, T, le pas d'échantillonage temporel, dt, le pas de fréquence, et la fréquence maximale, sont les relations classiques : T = nf /fmax ; df = 1/T ; dt = 0.5/fmax.

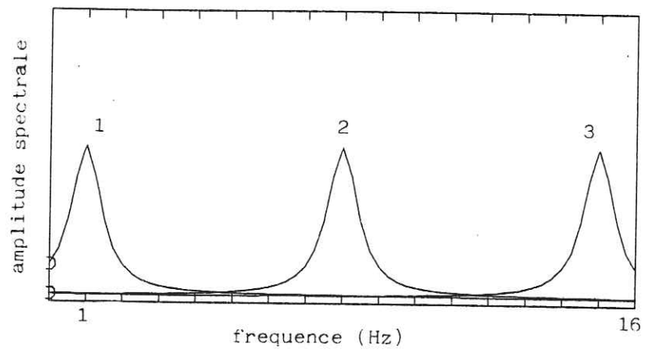
Toutefois, l'utilisation d'une fréquence complexe conduit à modifier légèrement le schéma général du passage du domaine spectral au domaine temporel, et à opérer comme suit :

- multiplier le signal incident par exp $(-\omega_I t)$ sur la fenêtre (0, T),
- calculer le contenu spectral, sur la bande (0, fmax) de ce signal incident modifié,
- multiplier ce spectre incident modifié par le spectre de réponse complexe du site considéré,
- repasser dans le domaine temporel par transformation de Fourier
- multiplier le signal ainsi obtenu par exp $(\omega_I t)$.

Bien que l'utilisation d'une fréquence complexe complique un peu le passage temps-fréquence et vice versa, elle n'en n'est pas moins intéressante à cause à la fois du gain de stabilité numérique déjà évoqué, et de l'élargissement des raies spectrales qu'elle implique, qui procure une bien meilleure couverture de l'entière gamme de fréquences (0, fmax) (Figure 2.3).

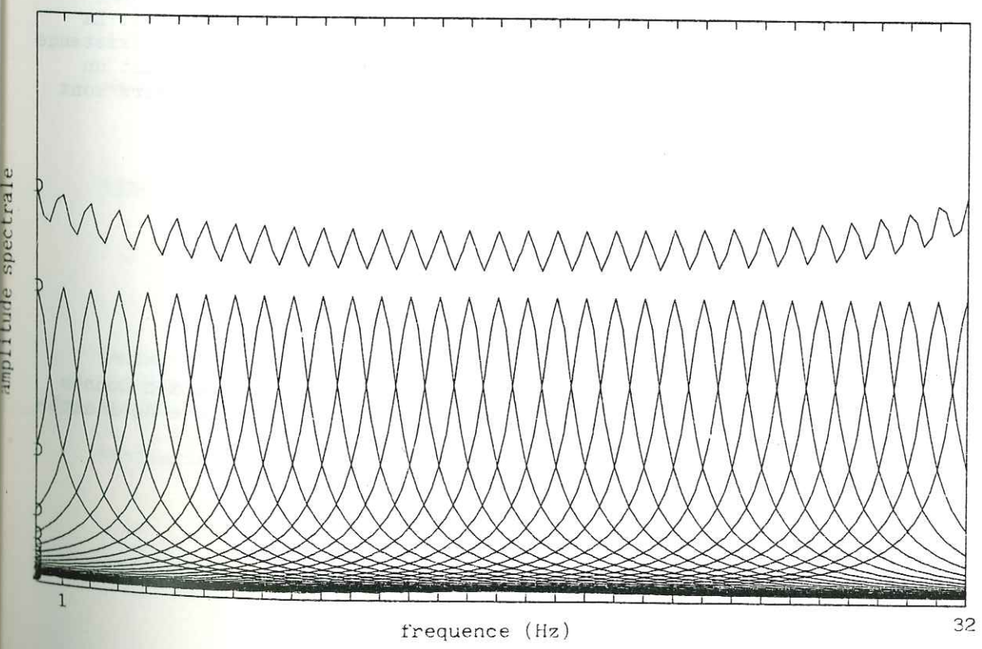
Cependant, lors de cette constitution temporelle, on perd l'avantage purement spectral relié à la diminution de l'interaction avec les structures voisines, et on doit donc faire attention sur les sismogrammes synthétiques, à ces arrivées parasites.

Toutes ces considérations président au choix numérique optimal des paramètres de calcul ω_I, nf et T, qui sera indiqué en 2.4.



igure 2.2 *Effet d'une fréquence complexe : nous avons représenté ici les spectres d'amplitudes de Fourier de 3 "sinusoïdes amplifiées" y = exp i $(\omega_R - i\omega_I)t$ correspondant à 3 valeurs de la fréquence réelle $\delta_R = \omega_R/2\pi$. 1) δ_R = 1 Hz ; 2) δ_R = 8 Hz ; 3) δ_R = 15 Hz ; ω_I a la même valeur π ($\delta_I = \omega_I/2\pi$ = 0.5 Hz) dans les trois cas.*

igure 2.3 *Intérêt de l'utilisation d'une fréquence complexe pour la reconstitution de sismogrammes synthétiques. Sont représentés ici les spectres de Fourier associés à chaque pulsation complexe $\omega = \omega_R - i\,\omega_I$, avec $\omega_R = 2\pi\,(j-1).\,d\delta$ (j = 1 à 33) et $\omega_I = \pi.d\delta$ (courbes du bas) et, le spectre total résultant de la superposition de tous ces spectres individuels (courbe du haut , échelle d'amplitude deux fois moindre).*



2.3.3. Introduction de l'atténuation

L'étude de la réponse des couches superficielles des sols, souvent fortement altérées, ou meubles, rend nécessaire la prise en compte de l'atténuation anélastique.

Nous avons adopté pour cela la formulation viscoélastique causale de Aki et Richards (1980) (tome 1, p. 182), qui résume les phénomènes de relaxation par l'intermédiaire de paramètres élastiques complexes (ici les coefficients de Lamé λ et μ). Le principe de causalité induit une légère dispersion dans les vitesses sismiques, dont l'expression complexe est finalement :

$$c(\omega) = \frac{c_o}{\left(1 - \frac{1}{\pi Q} \ln \frac{\omega}{\omega_o}\right)\left(1 - \frac{0.5i}{Q}\right)}$$

dispersion — atténuation

où : Q = facteur de qualité à la fréquence ω
ω_o = pulsation de référence
c_o = vitesse des ondes sismiques à la pulsation de référence.

La propagation des ondes dans de tels milieux viscoélastiques linéaires a été étudiée en détail par Borcherdt (1973a, 1973b, 1977). La principale différence d'avec les milieux purement élastiques est l'existence d'ondes "inhomogènes", dont la direction d'atténuation maximale $\vec{A}$ fait un angle γ ($< \pi/2$) avec la direction de propagation $\vec{P}$. Ces deux vecteurs sont régis par les équations :

$$v(\vec{r},t) = \vec{v}_o \; e^{-\vec{A}.\vec{r}} \; . \; e^{-i\vec{P}.\vec{r}} \; e^{i\omega t}$$

avec : $\vec{P}.\vec{P} - \vec{A}.\vec{A} = \mathrm{Re}\,(\omega^2/c^2)$

$$\vec{P}.\vec{A} = |\vec{P}| \,.|\vec{A}| \,. \cos\gamma = -\frac{1}{2}\,\mathrm{Im}\,(\omega^2/c^2)$$

Il est donc impossible, pour une direction de propagation donnée $(\vec{P}/|\vec{P}|)$, de préciser de façon univoque la direction et l'amplitude de l'atténuation.

Dans le cas présent, la périodicité L de la structure, base de la discrétisation $k_n = k_o + 2n\pi/L$ impose au vecteur atténuation $\vec{A}$ d'avoir toujours la même composante horizontale que l'onde incidente : l'interaction entre les phénomènes d'atténuation et de diffraction engendrée par les irrégularités géométriques, se répercute donc uniquement sur la composante verticale du vecteur atténuation $\vec{A}$. Cela se retrouve d'ailleurs dans les milieux viscoélastiques stratifiés horizontalement (Silva, 1976), où ce n'est qu'une conséquence de la loi de Descartes, valable aussi pour le vecteur d'atténuation.

2.3.4. Temps de calcul

L'optimisation numérique de la méthode d'Aki-Larner se heurte finalement au processus d'inversion de la matrice de dimensions $1(2M + 1 \;,\; 2M + 1)$, qui est le plus coûteux en temps calcul. Celui-ci est toutefois réduit par l'utilisation de la transformée de Fourier rapide.

Nous avons indiqué sur le tableau suivant un ordre de grandeur du temps nécessaire à la reconstitution de sismogrammes synthétiques (définis par 64 points), les principales structures envisagées, et les différents ordinateurs utilisés.

	IRIS 80 (CICG)	IBM 3033 (CNUSC)	CRAY 1 (GETIA)
Relief topographique, SH	1' à 2'	5" à 10"	< 1"
Vallée alluviale, SH	10 à 20'	2'	4 à 5"
Vallée alluviale, P-SV	1 H	5'	20"

Le CRAY apparaît donc tout à fait adapté à la résolution de ce type de problèmes, qui se prêtent bien à la vectorisation.

2.4. Fiabilité pratique de la méthode A-L. Choix des paramètres de calcul

On a vu plus haut les limitations théoriques de la méthode d'Aki et Larner. Nous voulons ici montrer, au travers de quelques exemples, ses limitations pratiques (en la testant de deux manières différentes), et conclure sur quelques indications quant au choix des divers paramètres de calcul : L, M, fmax , T, ω_I, dans le cas des structures géomorphologiques simples envisagées ici.

2.4.1. Cohérence interne de la méthode

Elle a été discutée très en détail par Larner (1970), et quantifiée de deux façons différentes : d'une part la conservation de l'énergie, et d'autre part l'évaluation relative des contraintes et déplacements résiduels sur le ou les interfaces ("root mean square error"). Nous nous bornons ici à donner des indications sur cette dernière mesure, la seule valable quand on étudie ce qui se passe à proximité de la surface (Larner, 1970), et sur son évolution avec les principales composantes du problème.

Suivant Larner (1970) on peut apprécier la qualité des résultats selon la façon dont les conditions de continuité sont vérifiées sur les interfaces irréguliers, et pour cela évaluer les quantités RMSE et RMSD définies par :

$$(\mathrm{RMSE})^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N} \left(\left| \frac{\omega(v_2^i - v_1^i)}{\beta_1} \right|^2 + \left| \frac{\tau_1^i - \tau_2^i}{\mu_1} \right|^2 \right)}{\sum_{i=1}^{N} \left(\left| \frac{\omega v_1^i}{\beta_1} \right| \left| \frac{\omega v_2^i}{\beta_1} \right| + \left| \frac{\tau_1^i}{\mu_1} \right| \left| \frac{\tau_2^i}{\mu_1} \right| \right)}$$

(déplacements et contraintes)

$$(\mathrm{RMSD})^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N} |v_1^i - v_2^i|^2}{\sum_{i=1}^{N} |v_1^i \cdot v_2^i|}$$

(déplacements seulement)

où : v_1^i et v_2^i désignent les valeurs du déplacement de chaque côté de l'interface, au point i,
τ_1^i et τ_2^i désignent les valeurs de la contrainte de chaque côté de l'interface, au point i,
ω, β_1, μ_1, sont respectivement la pulsation, la vitesse des ondes S et la rigidité de la couche supérieure.
et la sommation Σ correspond à N points de l'interface irrégulier.

Larner (1970) a montré que la quantité RMSE diminue quand $\varepsilon = \omega_T / \omega_R$ augmente. Le tableau I indique par ailleurs, sur quelques exemples de vallées alluviales, sinusoïdales, de largeur 2l et de profondeur h, excitées par des ondes SH, les sens de variation des RMSD et RMSE avec différents paramètres, que l'on peut résumer ainsi :

la précision augmente avec : - la longueur de périodicité L
- l'atténuation (lorsque Q diminue)
- le contraste d'impédance.

A l'inverse, elle diminue : - lorsque le facteur de forme h/l augmente
- lorsque la fréquence augmente
- lorsque l'angle d'incidence augmente.

Toutes ces variations correspondent exactement à l'idée que l'on se fait intuitivement de la précision de la méthode.

On peut remarquer de plus sur le Tableau I que l'essentiel des résidus à l'interface provient des contraintes et non des déplacements. Cela est particulièrement intéressant lorsqu'on le rapproche de la remarque d'Aki et Larner (1970), selon lesquels, lorsque l'interface est peu profond, ce sont surtout les déplacements résiduels qui témoignent de la précision des résultats.

Notons aussi que, aux hautes fréquences ($\eta = \text{f. } 4h/\beta_1 \geq 6$), les valeurs RMSD et RMSE deviennent très importantes (80 % et 312 % respectivement).

Cela peut paraître énorme a priori, mais ne signifie pas que nos résultats sont complètement faux, comme indiqué un peu plus loin.

Enfin, on pourra trouver dans l'annexe B (Figures 1 et 2) des illustrations de la bonne fiabilité "interne" de cette méthode dans le domaine temporel aussi (influence de L, Figure B.1 et comparaison des déplacements et contraintes sur l'interface, Figure B.2).

2.4.2. La cohérence externe

Nous avons comparé la méthode AL avec 3 autres méthodes dans le domaine temporel, et encore deux autres dans le domaine spectral.

- la comparaison temporelle est rapportée dans l'annexe B (figure 3) et s'avère très positive.
- nous avons voulu aussi tester de façon pragmatique la méthode AL pour des vallées très profondes (h/l = 0.8 à 1.2), cas auquel elle n'est plus valable, d'autant que le contraste choisi était assez faible ($\beta_2/\beta_1 = 2.0$). Il s'avère en fait (Figure 1 de l'annexe D) que l'accord avec les méthodes les plus valables théoriquement (Sanchez-Sesma et Esquivel, 1979), est très correct : ± 15 %, et ce malgré des erreurs RMSD de 4 % et RMSE de 157 %.

EFFETS	Géométrie		Rhéologie		Paramètres de calcul			Résidus à l'interface	
	l	h	$\frac{\rho_2\beta_2}{\rho_1\beta_1}$	Q_1	Q_2	L	M	RMSD	RMSE
L, Q	50	20	8.25	∞	∞	512	53	0.80	3.12
				20				0.41	1.93
				∞		256	29	0.75	4.00
				20				0.44	2.70
Contraste $\rho_2\beta_2/\rho_1\beta_1$	50	20	3.0	∞	∞	512	27	0.014	0.138
			4.5	∞	∞			0.018	0.115
			6.0	∞	∞			0.023	0.143
			7.5	∞	∞			0.031	0.080
Facteur de forme	50	10	8.25	∞	∞	512	29	0.001	0.002
	50	15					25	0.007	0.030
	50	20					23	0.025	0.081
	50	25					22	0.070	0.308
	50	30					21	0.333	0.851
Facteur de forme et L	50	40	8.25	∞	∞	512	24	0.259	11.9
	25	20				512	34	0.195	4.5
Fréquence	50	20	8.25	∞	∞	512	18	0.002	0.088
				20			21	0.006	0.138
				∞			24	0.009	0.170
				20			27	0.012	0.218
							31	0.037	0.186
							34	0.050	0.233

Tableau 2.I : Variations des erreurs RMS (déplacements résiduels, RMSD, ou déplacements et contraintes résiduelles, RMSE) en fonction des différents paramètres définissant le problème. Les structures considérées ici sont des vallées alluviales définies par leur largeur 2l et leur épaisseur h, et soumises à des ondes sismiques SH verticalement incidentes.

- nous avons par ailleurs essayé la méthode AL sur des bassins semi-circulaires et semi-elliptiques pour comparaison avec les résultats analytiques de Trifunac (1971) et Wong et Trifunac (1974). Nous avons trouvé un accord correct seulement à basse fréquence, puis au delà un désaccord très net provenant de l'inaptitude de la méthode AL à bien représenter les bords de la vallée.

Pour résumer, on peut donc dire que :

. le domaine de validité pratique de la méthode AL est nettement plus vaste que ne le laisse prévoir la théorie ;

. les "mesures" RMSE et RMSD ne sont intéressantes qu'en valeur relative, pour indiquer l'évolution de la précision des résultats, et non en valeur intrinsèque : ces valeurs peuvent être très fortes ($\geqslant$ 100 %), même lorsque la précision effective des résultats est supérieure à 10-15 % ; ce niveau de précision est d'ailleurs suffisant, compte tenu des valeurs d'amplification observées (cf plus loin) pour indiquer les tendances principales de la réponse exacte ;

. enfin, la méthode AL n'est quand même pas universelle ; elle est rustique et robuste, mais il faut l'utiliser avec bon sens.

2.4.3. Mode d'emploi pour les reliefs topographiques et les vallées alluviales

2.4.3.1. Relief topographique

La méthode AL est valable surtout pour des reliefs, et beaucoup moins pour des dépressions (vallées, cavités) : ceci est relié à la représentation de Rayleigh du champ diffracté.

a) Choix de l'indice de troncature M

L'onde ayant la vitesse de phase la plus lente c_m est l'onde SH horizontale dans le cas SH, et l'onde de Rayleigh dans le cas P-SV. Par ailleurs, les ondes inhomogènes ($k > \omega/c_m$) se propageant vers le bas présentent une croissance exponentielle de leur amplitude avec l'altitude : il faut donc éviter de prendre M trop grand, surtout dans le cas P-SV où les ondes P inhomogènes sont inévitables ($\omega/\alpha \lesssim |k| \lesssim \omega/\beta$).

Nous avons donc pris :

$$M = \frac{Lf}{c_m} + \begin{cases} 5 & \text{si } L = 256 \\ 10 & \text{si } L = 512 \end{cases}$$

b) Choix de L

Tout dépend de la fenêtre de temps T que l'on veut étudier : pour éviter les arrivées parasites, on doit prendre :

$$T = \frac{1}{df} \lesssim 1.5 \frac{L}{c_M} \qquad (c_M = \text{célérité maximale des ondes})$$

$$\text{soit} \quad L \gtrsim \frac{c_M}{1.5\, df} \qquad \text{avec } c_M = \begin{cases} \alpha & \text{(cas P-SV)} \\ \beta & \text{(cas SH)} \end{cases}$$

c) Choix de la fréquence maximale fmax

Divers tests ont montré, pratiquement, que l'on ne pouvait guère considérer de longueur d'onde inférieure à l'amplitude verticale h de l'anomalie.

$$\lambda \gtrsim h \iff f_{max} \lesssim \frac{\beta}{h} \qquad (\beta = \text{vitesse des ondes S})$$

Lorsque l'on fait des sismogrammes synthétiques, on aura donc, une fois fixé L :

$$f_{max} = nf \cdot df \Rightarrow nf \lesssim \frac{\beta}{h\, c_M} \times 1.5\, L$$

Ce qui donne :

cas SH : $nf \lesssim 1.5 \frac{L}{h}$

cas P-SV : $nf \lesssim 1.5 \frac{L}{h} \times \frac{\beta}{\alpha}$ soit $nf \lesssim \frac{L}{h}$

Pour toutes nos études topographiques (annexes A, E et chapitre 3), nous avons respecté toutes ces conditions, et avons pris :
L = 512 ; nf = 16 ou 32 ; largeur du relief : $2l \simeq 100$.

Dans ces conditions, les résultats obtenus avec la méthode AL sont fiables tant que le facteur de forme h/l reste inférieur à 0.5-0.6 dans le cas SH, et à 0.4 dans le cas P-SV.

2.4.3.2. Remplissages alluviaux

Les conditions à respecter sont beaucoup moins draconiennes que dans le cas précédent, et ce d'autant plus que le contraste d'impédance est plus important.

La règle la plus importante à vérifier concerne l'indice de troncature : en pratique, $M = Lf/\beta_1 + 10$ à 15 donne de bons résultats (β_1 = vitesse des ondes S dans la couverture).

Le choix de L est d'autant moins important que le contraste est plus grand (peu d'ondes diffractées dans le demi-espace). Il est assez important cependant pour les vallées profondes, où une description suffisament détaillée du champ diffracté demande de prendre $L/h \gtrsim 15$ à 20.

La fréquence maximale fmax possible (reliée à la précision des résultats), est d'autant plus grande que le contraste d'impédance est plus grand ; elle dépend aussi du facteur de forme h/l de la vallée. On peut néanmoins être sûr dans tous les cas que les résultats sont bons jusqu'à $f = \beta_1/h$, soit 4 fois la fréquence 1D $\beta_1/4h$.

A titre exceptionnel, nous avons étudié une vallée à fort contraste ($\beta_2/\beta_1 = 5.0$), et relativement profonde ($h/l = 0.4$) jusqu'à une fréquence $f = 12.\ \beta_1/4h$, et les résultats semblent encore corrects.

2.4.3.3. Choix de la fréquence complexe pour les sismogrammes synthétiques

On rencontre là deux indications contradictoires : la précision est d'autant meilleure que ω_I est plus grand, mais inversement, lors de la reconstitution des sismogrammes synthétiques, les arrivées tardives ($t/T \gtrsim 0.5$) sont les plus amplifiées et donc les plus sensibles au bruit numérique.

Un bon compromis existe pour $\omega_I = \pi \cdot df$; physiquement, cela correspond à un spectre incident très plat (comparé à la série de raies spectrales associée aux fréquences réelles), puisque la demi-largeur de bande associée à chacune des fréquences complexes $\omega = \omega_R - i\omega_I$ est égale à la moitié du pas en fréquence (Figure 2.3).

3. DESCRIPTION QUALITATIVE DES PHENOMENES MIS EN EVIDENCE

Ce chapitre est destiné essentiellement à décrire, qualitativement, les principaux phénomènes d'origine structurale, tels qu'ils ont été mis en évidence par nos calculs. Aucune comparaison avec la réalité observée n'y sera opérée, celle-ci faisant l'objet du chapitre suivant.

Nous nous bornons ici à passer brièvement en revue les différents phénomènes, en les illustrant toutefois de figures non publiées. Le lecteur en quête d'une analyse plus approfondie pourra se reporter aux annexes A pour la diffraction sur les reliefs topographiques, B et C pour les ondes diffractées dans les vallées alluviales, et enfin D pour la résonance bidimensionnelle.

3.1. Diffraction sur les reliefs topographiques

Les résultats présentés dans l'annexe A montrent l'importance des ondes diffractées par les irrégularités topographiques : nous y présentons, et comparons, les phénomènes associés aux divers types de sollicitations sismiques (P, SV, SH), en mettant l'accent sur le lien entre ces ondes diffractées et les phénomènes d'amplification-déamplification observés dans le voisinage du relief.

3.1.1. Etude fine des mécanismes de diffraction

La seule étude des mouvements de surface nous a conduit, en A, à formuler l'hypothèse que les ondes sont diffractées essentiellement par les parties convexes de la topographie. Nous avons voulu ici examiner un peu plus en détail le mécanisme de cette diffraction, c'est-à-dire la façon dont l'énergie des ondes verticalement incidentes est transférée, pour une bonne part, en ondes de surface. Pour cela, nous avons, dans chacun des 3 cas SH, SV, P, calculé la réponse "impulsionnelle" d'un relief identique à ceux étudiés en A.

3.1.1.1. Cas "anti-plan" : ondes SH

La figure 3.1 illustre la réponse temporelle "en profondeur" d'un relief symétrique assez prononcé (facteur de forme h/l = 0.375, soit une pente maximale de 35°) à une onde SH verticalement incidente. Comme en A, le temps y est exprimé de manière adimensionnelle, l'unité étant le temps τ

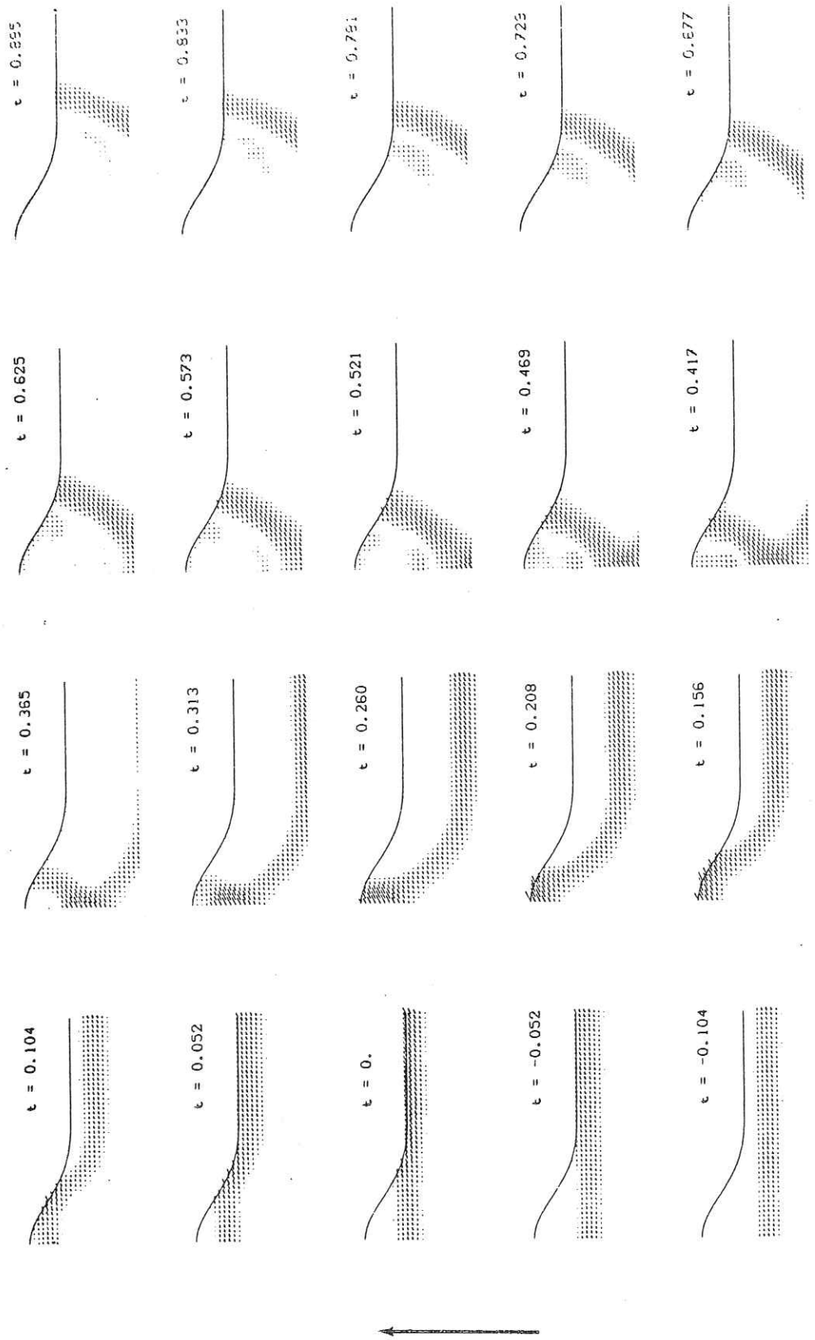


Figure 3.1 *Réponse temporelle d'un relief topographique bidimensionnel à un signal sismique SH verticalement incident. Ces dessins représentent des instantanés à des temps régulièrement espacés, de l'amplitude des mouvements à l'intérieur et à la surface du relief ; ces mouvements, dont la direction est en fait perpendiculaire au plan de la figure, sont représentés comme en perspective, suivant une direction oblique. Le facteur de forme du relief est de h/ℓ = 0.375, le signal incident est une gaussienne ($A(t) = \exp(-\pi^2 (t-t_s)^2 / t_p^2)$ avec, en données adimensionnelles $t_s = 0$ et $t_p = 0.195$. L'unité de temps est $\tau = 2\ell/\beta$. Pour mieux voir les ondes diffractées, nous avons augmenté l'échelle des déplacements, de la gauche vers la droite (respectivement 1, 1.4, 1.8 et 2.2). Si l'on veut introduire des dimensions, on peut prendre ℓ = 1 km et β = 3.5 km/s ; alors $\tau = 0.5714$ s, h = 375 m, et $t_p = 0.12$ s.*

mis par une onde S pour traverser horizontalement le relief $\tau = 2l/\beta$.

Cette figure montre la grande simplicité du présent mécanisme de diffraction, qui correspond, au départ, à la "réflexion différentielle" de l'onde incidente sur les différents points du relief, dont la pente variable induit des variations latérales dans l'angle de réflexion des ondes incidentes. Cela se complique par la suite, puisque certaines de ces ondes obliquement réfléchies se diffractent autour des concavités du relief (ici la base de la colline) et donnent naissance à des ondes SH horizontales : dans un demi-espace homogène comme celui de notre modèle, il ne peut pas exister d'ondes de surface "transverses"mais on peut assurer sans se tromper que la moindre stratification entraînerait la conversion de cette onde SH horizontale en une onde de Love.

Nous reviendrons plus loin sur les aspects amplification-déamplification asscciés à cette diffraction.

3.1.1.2. Cas S plan : ondes SV

Comme indiqué en A, on observe à la surface deux ondes diffractées : l'une rapide et associée à un mouvement essentiellement horizontal, c'est une onde P, et l'autre, plus lente, est une onde de Rayleigh, associée donc à un mouvement elliptique retrograde à prédominance verticale (dans le cas présent d'un demi-espace homogène). La répartition de l'énergie diffractée entre ces deux ondes est assez complexe, comme détaillé en A ; néanmoins on peut dire que c'est en général l'onde P la plus énergétique des deux. Le paragraphe qui suit permet de mieux comprendre l'origine de cette répartition.

La figure 3.2 illustre de manière analogue à la figure 3.1 la réponse d'un relief de forme identique, mais un peu moins élevé (facteur de forme h/l = 0.3, soit une pente maximale de 30°). Les ondes SV incidentes sont verticales et le relief est symétrique.

Comme dans le cas SH, la diffraction des ondes P, S et de Rayleigh est reliée à la "réflexion différentielle" de l'onde S incidente sur les pentes du relief. Ce phénomène est cependant ici plus complexe, du fait des conversions onde S - onde P lors de la réflexion, conversions extrêmement sensibles à l'angle d'incidence de l'onde S, comme indiqué sur la figure 3.3. Cela entraîne de très importantes variations latérales de l'amplitude des ondes SS et SP (notations de la figure 3.3), lesquelles, jointes avec la distribution de leurs angles de réflexion respectifs (Figure 3.4), permettent de comprendre pourquoi l'onde SP diffractée est beaucoup plus importante en surface que l'onde SS et donc que l'onde de Rayleigh.

En profondeur au contraire (à l'aplomb du relief), c'est l'onde SS qui est de loin la plus importante (faibles angles de réflexion et donc faible conversion S-P).

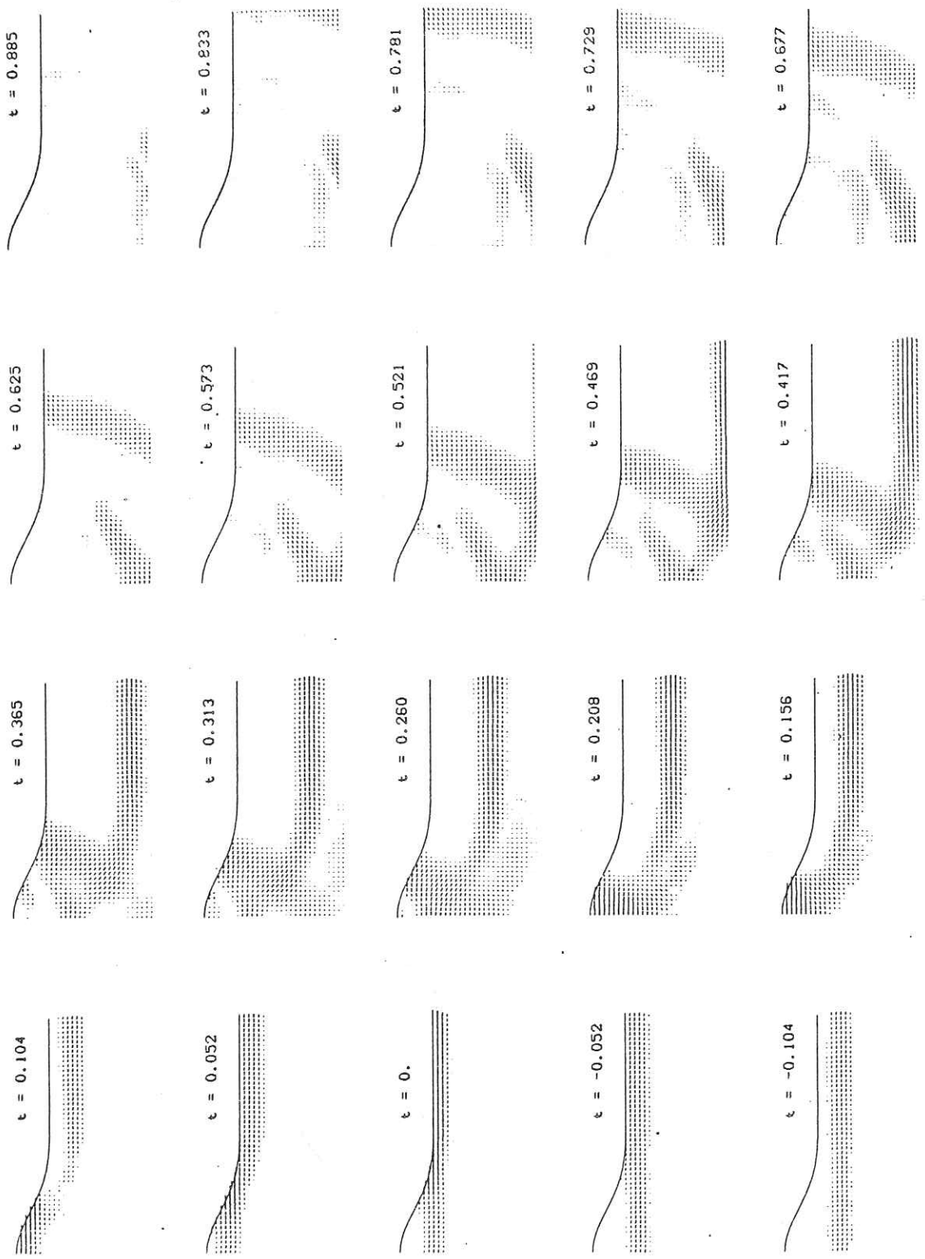
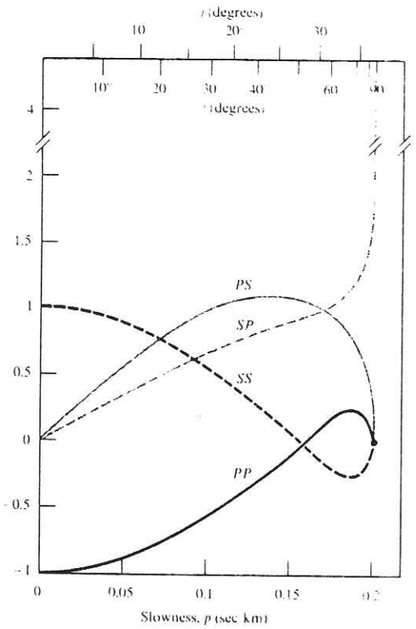


Figure 3.2 *Réponse temporelle d'un relief topographique à un signal sismique SV verticalement incident. Chaque figure individuelle correspond à la distribution des mouvements à un instant particulier. La direction du mouvement sur la figure est la direction réelle (on est dans le cas plan). Le facteur de forme du relief est ici h/ℓ = 0.30 (soit h = 300 m si l'on veut des dimensions). Pour le reste, cette figure est identique à la figure 3.1.*

Figure 3.3

Amplitude des ondes S et P réfléchies sur une surface libre plane, pour des ondes SV (SS, SP) et P (PS, PP) incidents. i est l'angle d'incidence des ondes P, j celui des ondes S ; le coefficient de Poisson est de 0.25

Tiré de Aki et Richards, 1980, p.180



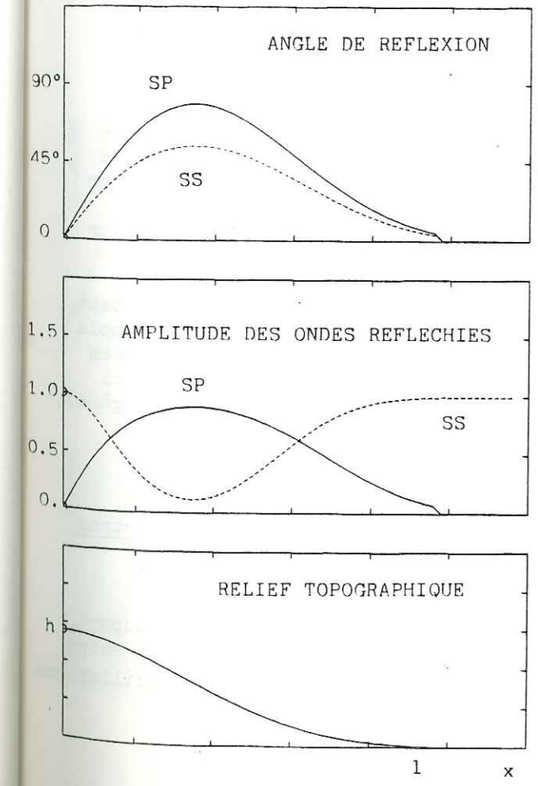


Figure 3.4

Amplitude et angle de réflexion des ondes SP (trait plein) et SS (pointillé) réfléchies à la surface du relief indiqué au bas de la ligne, et correspondant à la figure 3.2. Cette figure résulte de l'application des formules donnant les coefficients de réflexion (Fig. 3.3), en chacun des points de surface du relief.

Cette extrême sensibilité des coefficients de réflexion SS et surtout SP à l'angle d'incidence, c'est-à-dire la pente de la surface libre, explique aussi la sensibilité du présent mécanisme de diffraction au facteur de forme h/l. La méthode d'Aki et Larner ne permet pas de calculer la réponse de reliefs très pentus, mais on peut néanmoins penser que l'onde SP y garde une importance prédominante, et qu'elle peut induire une importante focalisation d'énergie dans les parties convexes du relief, eventuellement agrémentée de phénomènes de réverbération entre les parois latérales du relief.

Il résulte aussi de cette importance de la phase SP, la sensibilité de la diffraction à l'angle d'incidence des ondes SV : cela est illustré dans l'annexe A et sera aussi rappelé au chapitre 5.

3.1.1.3. Cas plan : onde P incidente

On observe toujours en surface les deux mêmes ondes diffractées (P et Rayleigh), mais la phase prédominante est ici l'onde de Rayleigh. Pour tous les cas de figure étudiés en A, la diffraction est à la fois beaucoup moins prononcée que dans le cas d'une onde SV incidente, et beaucoup plus régulière : si on fait une analogie entre l'onde SH horizontale diffractée par une onde SH incidente, et l'onde de Rayleigh diffractée par une onde P incidente, on s'aperçoit que ces deux mécanismes de diffraction, SH et P, sont très similaires.

Tout ceci apparaît clairement sur la figure 3.5, analogue aux figures 3.1 et 3.2. Un raisonnement en termes de réflexion différentielle parallèle à celui déjà construit sur la figure 3.2, permet d'attribuer la prédominance de l'onde de Rayleigh (qui est en fait une SV transformée par diffraction autour de la base du relief) en surface, et la prédominance de l'onde P en profondeur, aux simples facteurs de conversion PS et PP sur le relief (figures 3.3 et 3.6).

Nous concluerons ce "résumé illustré" de l'annexe A en insistant à la fois sur la simplicité du phénomène de base, qui est en fait la simple réflexion de l'onde incidente à la surface, et sur la complexité des ondes qui en résultent, même pour des reliefs assi simples que ceux étudiés ici (topographie bidimensionnelle isolée à la surface d'un demi-espace homogène). De plus, le pouvoir diffracteur "maximal", en surface tout au moins, des ondes SV, correspond, à la base, à la loi de Descartes généralisée.

3.1.2. Traduction des mécanismes de diffraction sur les spectres de réponse en surface

Si l'on se place à relativement grande distance du relief topographique, les spectres de réponse sont caractérisés par l'interaction entre l'onde directe et les ondes diffractées, ce qui se traduit par des oscillatio

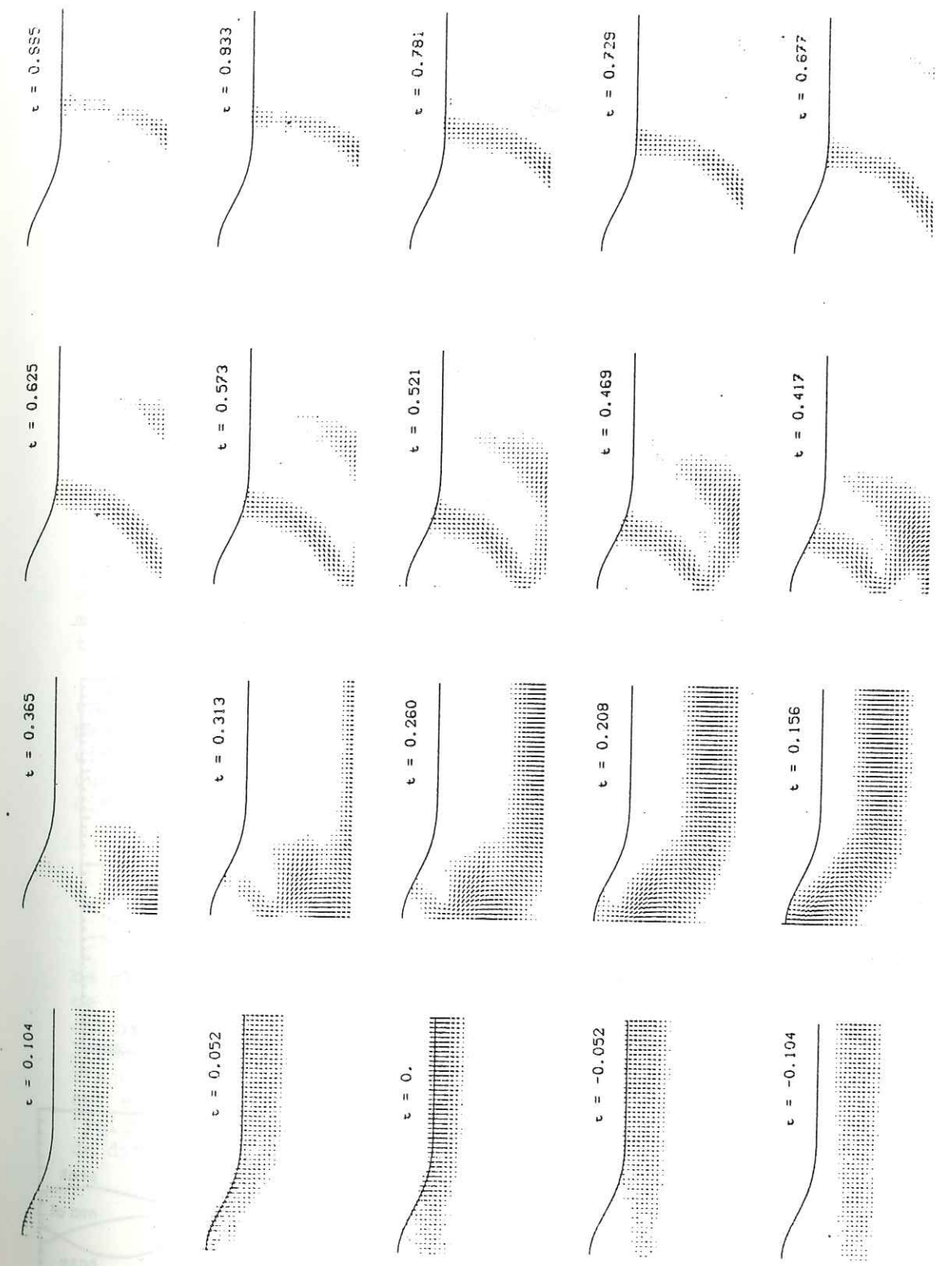


Figure 3.5 *Réponse temporelle d'un relief topographique à un signal P incident. Voir la légende des Figures 3.1 et 3.2 pour plus de détail.*

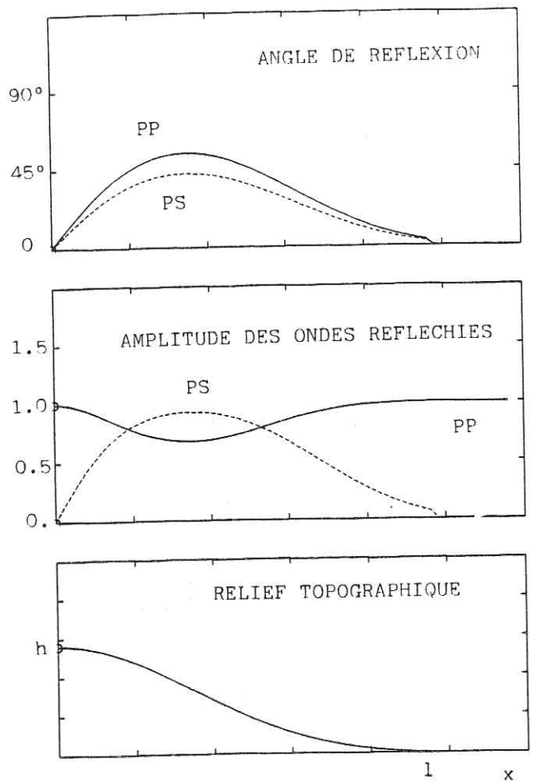
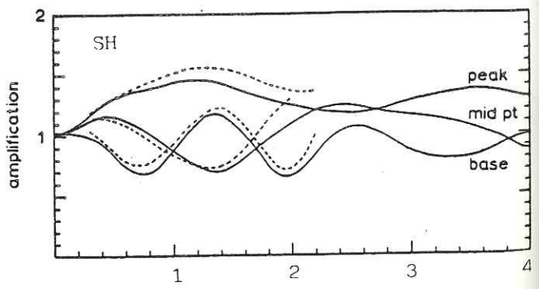


Figure 3.6

Analogue à la figure 3.4, pour les ondes PP (trait plein) et PS (pointillé).

Figure 3.7 Spectres de réponse à la base, à mi-pente, et au sommet d'un relief triangulaire excité par des ondes SH (bas), SV (milieu) et P. Dans les cas SH et SV, l'unité de fréquence est $\beta/2\ell$, alors que c'est $\alpha/2\ell = \sqrt{3}\ \beta/2\ell$ dans le cas P.

Tiré de Smith (1975)



dont la "période" est inversement proportionnelle à l'intervalle de temps séparant l'arrivée de ces deux ondes (cf théories cepstrales), et dont l'amplitude est en relation directe avec celle de l'onde diffractée : celle-ci décroît en $1/\sqrt{x}$ pour une onde de volume (SH, P), et est constante pour l'onde de Rayleigh, puisque nous sommes en deux dimensions.

Si maintenant l'on considère la réponse sur le relief lui-même, on constate que deux "phénomènes" s'y superposent :

- d'une part l'interaction onde directe-ondes diffractées existe toujours, mais elle est plus complexe parce que ces dernières sont moins "pures" (mélange d'ondes réfléchies dans toutes les directions). Cependant, comme l'intervalle de temps entre l'onde directe et les diffractées est très court, on observe des effets à large bande, qui se traduisent systématiquement par une amplification de la partie sommitale et une déamplification (pour éviter le terme d'"atténuation") au pied du relief. Ceci apparaît d'ailleur très bien dans le domaine temporel sur les figures 3.1, 3.2 et 3.5.

On peut de plus faire un parallèle entre la fréquence pour laquelle ces effets sont maximaux, et la nature des ondes diffractées à la surface : cette fréquence correspond à une coïncidence de la largeur du relief et de la longueur d'onde de l'onde diffractée prédominante (cf A). C'est ainsi que, dans les cas P et SH, c'est l'onde SH, ou de Rayleigh qui contrôle le mécanisme d'amplification au sommet, qui est maximal donc pour $f \simeq \beta/2l$, alors que dans le cas SV où l'onde SP prédomine, la fréquence des effets maximaux est $f = \alpha/2l$. Cela apparaît très bien sur la figure 3.7, 'empruntée à Smith (1975) et obtenue avec une toute autre méthode (éléments finis).

- d'autre part, dans les cas P et SV, les simples lois de réflexion en surface jouent un rôle important dans l'amplitude respective des mouvements verticaux et horizontaux ; ceci, associé à la propagation des ondes diffractées, est à l'origine de variations très rapides de la réponse sismique le long des versants du relief, et induit donc d'importants mouvements différentiels (cf chapitre 6).

3.2. Diffraction et résonance dans les vallées alluviales

Comme pour les reliefs topographiques, les variations latérales de géométrie donnent lieu ici aussi à la formation d'ondes diffractées, et ce essentiellement à l'intérieur de la couverture sédimentaire. Lorsque le contraste d'impédance entre les alluvions et le substratum est important, l'énergie y est presque entièrement piégée, et aux phénomènes de diffraction s'ajoutent alors des phénomènes de réverbération ; les interférences complexes qui en résultent peuvent, dans certains cas, s'organiser en modes de résonance typiquement bidimensionnels, masquant totalement les phénomènes sous-jacents de diffraction et de propagation.

Les calculs, comme d'ailleurs l'interprétation simple proposée dans l'annexe D, montrent que c'est essentiellement le "facteur de forme" du remplissage sédimentaire (rapport épaisseur maximale sur demi-largeur équivalente, h/w) qui contrôle l'importance relative dans ces deux aspects : l'aspect propagation-diffraction domine dans les vallées peu profondes, et fait l'objet des annexes B et C, alors que les vallées plus profondes sont sujettes à des modes de résonance très prononcés (Annexe D). Ce concept de profondeur critique sera discuté plus en détail au chapitre 5.

Nous allons maintenant résumer les caractéristiques principales de ces deux types de comportement sismique, en les illustrant à l'aide de quelques figures absentes des annexes B, C et D.

3.2.1. Formation et propagation des ondes diffractées dans les vallées alluviales peu profondes

Ces problèmes sont analysés en détail dans les annexes B (cas anti-plan, SH) et C (cas plan : P-SV). Les résultats essentiels sont les suivants :

- Les ondes diffractées dans la formation superficielle sont des ondes de surface locales de Love (SH) ou de Rayleigh (P, SV), suivant les cas. Elles en possèdent donc les caractéristiques : dispersion très importante, mouvement particulaire elliptique (Rayleigh seulement), dépendance avec la profondeur, expansion géométrique inexistante en deux dimensions.
- Ces ondes se forment sur les moindres variations latérales de géométrie : sur la figure B.5 par exemple, la pente maximale de l'interface est inférieure à 5°, mais l'amplitude en surface associée à l'onde de Love est deux fois plus élevée que celle du signal direct. L'amplitude de ces ondes est cependant étroitement reliée au contraste d'impédance entre les alluvions et le substratum.
- Enfin, les réflexions de ces ondes sur les bords de la vallée, réflexions d'autant plus complètes que le contraste est plus grand, donnent lieu à une forte prolongation du mouvement à l'intérieur de telles vallées. Cette prolongation est certainement un peu artificielle dans les annexes B et C dans la mesure où nous n'y avons considéré que les matériaux parfaitement élastiques, mais elle est encore patente en présence d'une forte atténuation comme en témoigne la figure 3.8

Si l'on s'intéresse aux spectres de réponse en des points à la surface de la vallée, les effets de ces ondes diffractées sont les suivants :

- la fréquence du premier pic spectral est sensiblement égale (±10 %) à la fréquence de résonance d'une couche sédimentaire plane d'épaisseur h ($f_h = \beta_1/4h$), et n'est donc que peu affectée par les variations latérales.
- par contre, l'amplitude de ce pic spectral est considérablement augmentée (jusqu'à 2,5 fois), et de plus des pics secondaires apparaissent, dont l'espacement spectral est inversement proportionnel au temps mis par des ondes pour traverser la vallée (effet d'"écho").

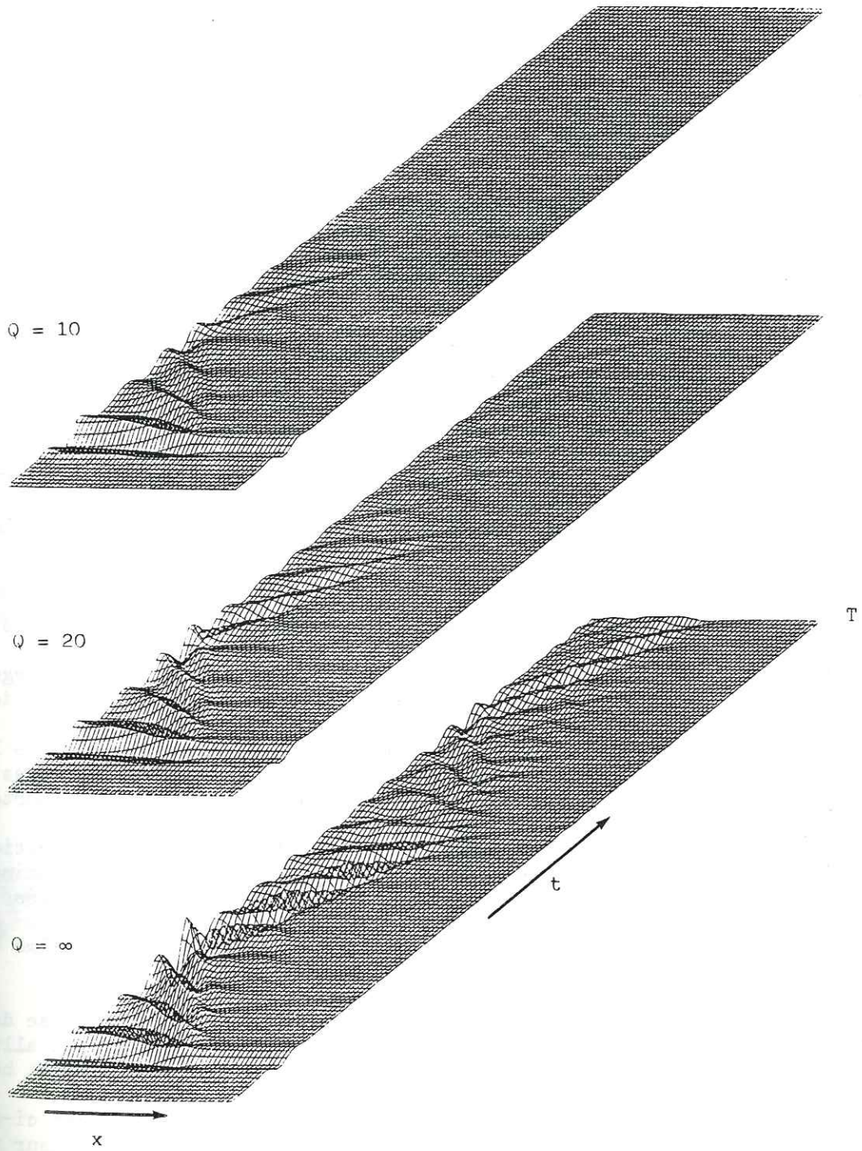


Figure 3.8 *Réponse temporelle d'une vallée alluviale sinusoïdale à fort contraste très peu profonde (h/ℓ = 0.05 à un signal incident en forme de Ricker (cf Annexes A, B, C) de fréquence caractéristique $t_p = 4h/\beta_1 = 1/f_h$. Le dessin du bas correspond à un milieu parfaitement élastique ($Q = \infty$) alors que les deux du haut à un facteur de qualité de 20 et de 10, respectivement.*
Chaque dessin représente l'amplitude du mouvement SH (axe vertical) en fonction du temps (axe oblique) et de la position dans la vallée. Si l'on prend ℓ = 1 km et β_1 = 700 m/s, alors h = 50 m, f_h = 3.5 Hz et T = 4.57 s.

3.2.2. Résonance bidimensionnelle dans les vallées alluviales profondes

La mise en évidence théorique de ces modes de résonance nouveaux fait l'objet principal de l'annexe D, où sont discutés également leurs caractéristiques générales, et, au terme d'une courte étude paramétrique, leurs conditions d'existence et leur réalité physique.

Le manque de place nous ayant conduit, dans l'annexe D, à concentrer notre attention sur les modes fondamentaux, nous présentons ici les premiers modes harmoniques, en cisaillement anti-plan symétrique (Figure 3.9), en cisaillement plan symétrique (Figure 3.10), en compression-extension (Figure 3.11) ainsi qu'en cisaillement plan antisymétrique (Figure 3.12). Ces termes un peu barbares sont expliqués dans l'annexe D. On peut remarquer sur ces figures que, si le mode fondamental et le premier harmonique correspondent bien à l'interprétation simple proposée en D, les harmoniques supérieurs (Figure 3.9) s'en écartent de plus en plus, ce qui est normal : la géométrie réelle de l'interface prend d'autant plus d'importance que la longueur d'onde est plus petite.

Quoi qu'il en soit, ces modes de résonance bidimensionnels se caractérisent par :

- une constance des fréquences de résonance sur toute la largeur de la vallée : ces fréquences ne sont pas reliées à l'épaisseur locale de la couverture, mais à la forme géométrique globale de cette dernière .
- une constance modulo π de la phase du mouvement, sur toute la largeur de la vallé encore. Ceci entraîne en particulier, pour les modes harmoniques, l'existence de noeuds de déplacement, sièges de très importants mouvements différentiels
- de très fortes amplifications (jusqu'à 4 fois l'amplification prédite par les modèles unidimensionnels). Cette amplification est maximale au centre pour le fondamental, et se décale vers les bords de la vallée pour les harmoniques.
- ici aussi une très forte prolongation des mouvements, même en cas de forte atténuation.

Nous concluerons cette étude phénoménologique de la réponse des vallées alluviales en montrant (Figure 3.13) la réponse d'une vallée alluviale assez profonde (h/l = 0.4) à un signal impulsionnel relativement haute fréquence (signal en forme de gaussienne à fréquence caractéristique $f_p = 5.71\ \beta_1/4h$) : on y voit à peu près tous les phénomènes évoqués ci-dessus

- la diffraction d'ondes sur les bords de la vallée, et leur propagation subséquente,
- la propagation verticale au centre de la vallée (celle qui correspond aux modèles 1D), dans les premiers instants seulement,
- puis l'apparition de phénomènes d'interférences très complexes, qui correspondent en fait à une combinaison des différents modes, fondamental et harmoniques, illustrés sur la figure 3.9.

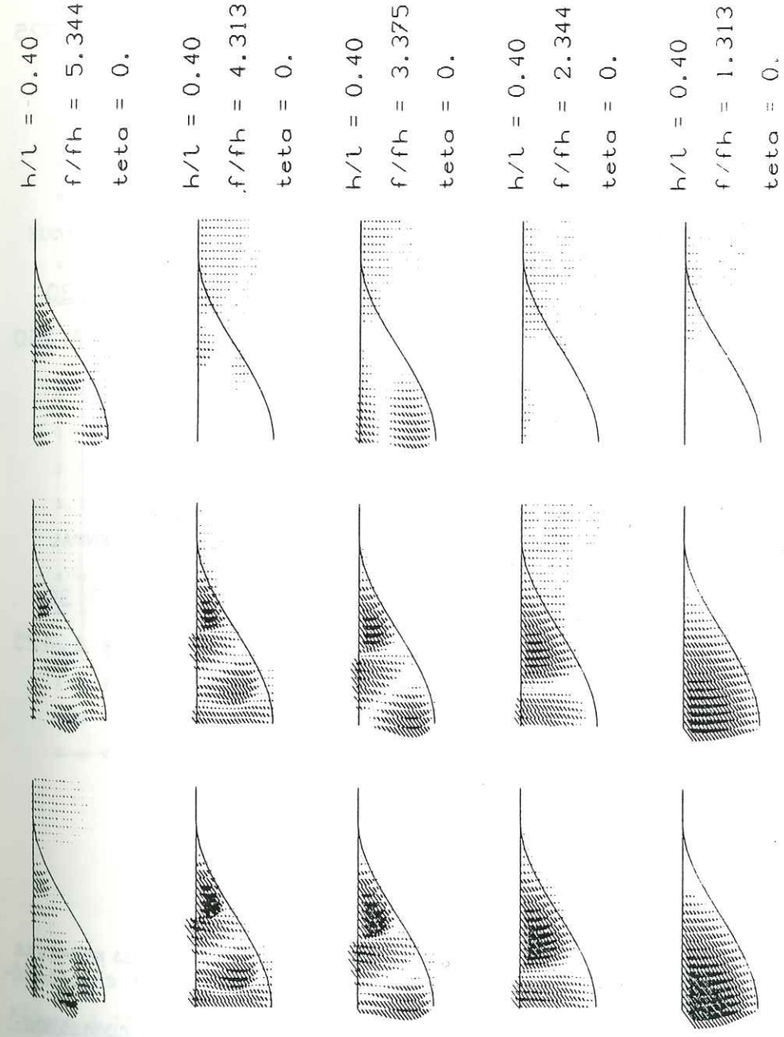
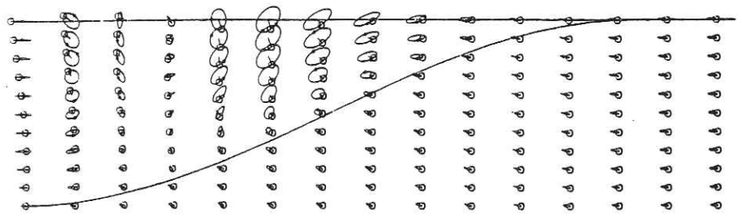


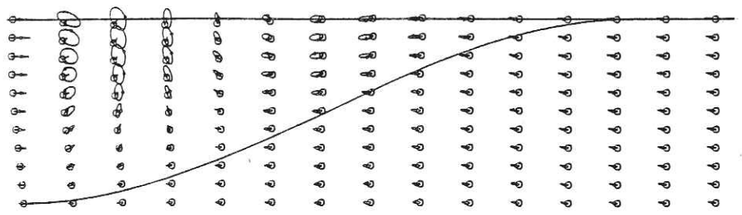
Figure 3.9 *Distribution en profondeur de l'amplitude des mouvements pour le fondamental et les 4 premiers harmoniques symétriques SH d'une vallée sinusoïdale à fort contraste (ρ_2/ρ_1 = 1.65 ; β_2/β_1 = 5.0) présentant un rapport h/l = 0.4. Chaque série de 3 dessins correspond à trois instantanés de la réponse de la vallée, à des temps respectifs $t = t_0$ (amplitude maixmale), $t = t_0 + 1/8\delta$, et $t = t_0 + 1/4\delta$ (δ déphasage $\pi/2$). Les fréquences de chacun des modes sont indiqués sur la figure.*



DEUXIEME HARMONIQUE

h/l = 0.30

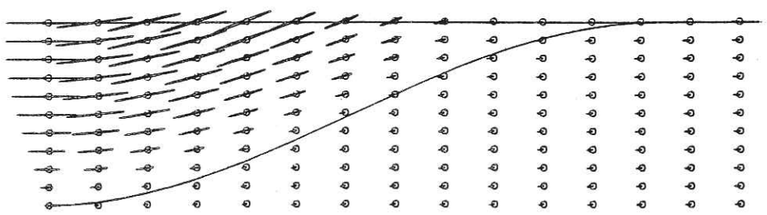
f/fh = 2.625



PREMIER HARMONIQUE

h/l = 0.30

f/fh = 2.250

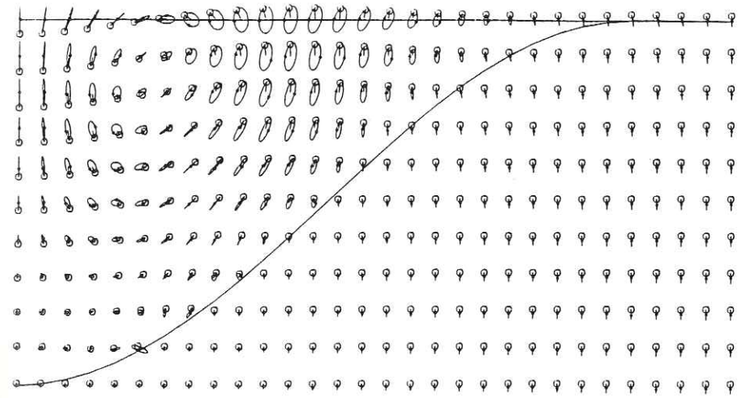


MODE FONDAMENTAL

h/l = 0.30

f/fh = 1.425

Figure 3.10 *Répartition en profondeur des mouvements particulaires pour les premiers modes de résonance (fondamental et deux premiers harmoniques) en cisaillement plan (ondes SV verticalement incidentes).*
Chaque ellipse représente le mouvement particulaire du point correspondant, à la fréquence considérée ; les cercles ouverts illustrent la distribution des mouvements à l'instant t = 0 où le mouvement est maximal dehors de la vallée, et donc donnent une idée de la phase des mouvements.
On a pris les valeurs : $\rho_2/\rho_1 = 1.65$; $\beta_2/\beta_1 = 5.0$; $\alpha_2/\alpha_1 = 4.3$; $h/\ell = 0.3$.

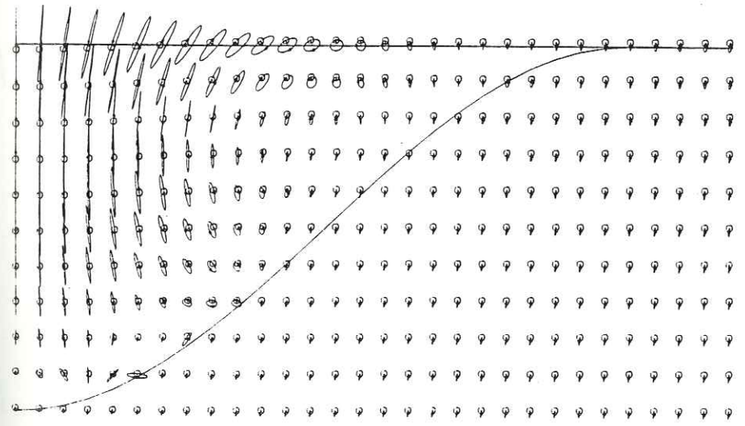


h/l = 0.60

f/fh = 1.500

teta = 0.

PREMIER HARMONIQUE



h/l = 0.60

f/fh = 1.191

teta = 0.

MODE FONDAMENTAL

Figure 3.11 *Modes de résonance en compression-extension (fondamental et premier harmonique). Cette figure est analogue à la figure 3.10, mais le facteur de forme est différent (h/l = 0.6), et les ondes incidentes sont des ondes P : de plus, f_h désigne ici $\alpha_1/4h$.*

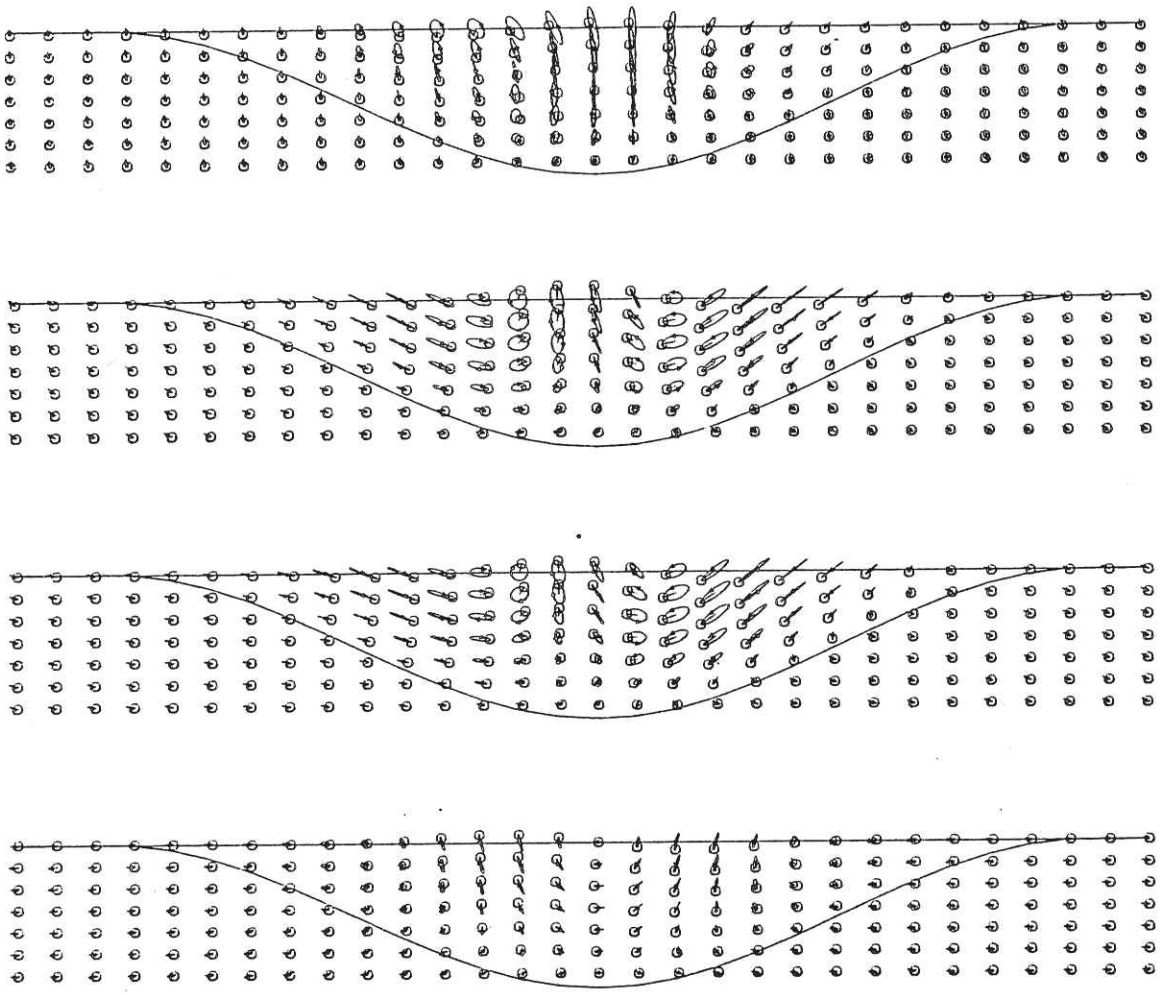


Figure 3.12 *Répartition en profondeur des mouvements particulaires pour le premier mode harmonique antisymétrique du cisaillement plan (SV). Le modèle de vallée est identique à celui de la figure 3.10, et on a considéré 4 angles d'incidence différents θ = 0, 20, 30 et 45°.*

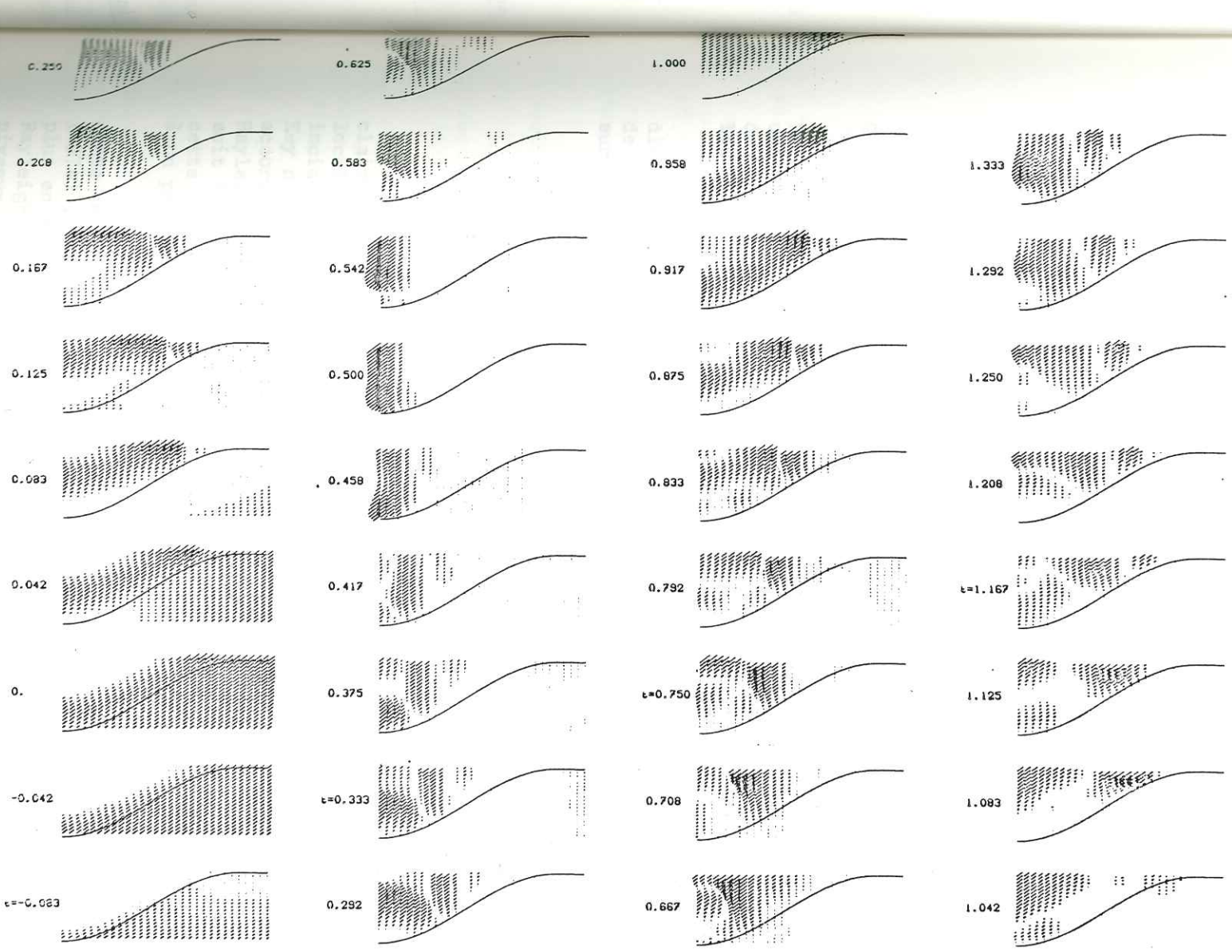


Figure 3.13 *Réponse SH d'une vallée à fort contraste (ρ_2/ρ_2 = 1.65, β_2/β_1 = 5.0) à un signal impulsionnel (voir texte). On a représenté, à différents instants (début en bas à gauche, fin en haut à droite), la répartition spatiale des mouvements à l'intérieur et au voisinage de la vallée. Comme sur les figures 3.1 et 3.9, on a représenté le mouvement SH suivant une direction oblique, comme en perspective. L'échelle d'amplitude est la même sur tous les dessins.*

4. CONFRONTATION AVEC LES OBSERVATIONS EXPERIMENTALES

Les études expérimentales des effets d'origine structurale ont été relativement peu nombreuses (voir la bibliographie des annexes A à D), et leurs résultats se prêtent en général assez mal à une confrontation quantitative avec les résultats théoriques. Nous n'y ferons donc référence que pour une comparaison d'ordre qualitatif, visant à confirmer, ou infirmer, l'existence réelle des phénomènes mis en évidence dans le chapitre précédent.

Les données les plus récentes, et probablement les plus fiables, ont été obtenues par B. Tucker et J. King dans la région de Garm (Tadjikistan, URSS). Ces données mettent en évidence des effets de site extrêmement importants et stables aussi bien sur les affleurements rocheux (Tucker et al., 1983) que dans les vallées sédimentaires (King et Tucker, 1983 ; Tucker et King, 1983). Grâce aux efforts conjugués de l'A.T.P.-INAG "Sismogénèse et Prévision sismique", et de la National Science Foundation, et grâce aussi aux rapports privilégiés existant entre le M.I.T. et le L.G.I., nous avons pu mener à bien une confrontation non plus seulement qualitative, mais aussi quantitative, de la théorie avec les observations, dont les résultats sont présentés dans les annexes E et F.

Nous allons maintenant indiquer les résultats essentiels de ces diverses confrontations, en renvoyant le lecteur aux annexes E et F pour plus de détail, mais aussi en présentant quelques résultats récents, et en insistant sur les questions que soulève cette confrontation.

4.1. Cas des reliefs topographiques

4.1.1. Comparaison qualitative

La diffraction d'ondes par la topographie de surface a été très clairement mise en évidence par Key (1967), qui a observé à l'aide d'un réseau local une onde de Rayleigh diffractée par des ondes P télésismiques (soit une incidence proche de la verticale) à leur arrivée sur un canyon très prononcé. Key ne mentionne aucun autre type d'ondes diffractées, ce qui est en bon accord avec les résultats présentés en 3.1. De plus, l'amplitude de cette Rayleigh diffractée valait entre 20 % et 40 % de celle du signal direct, soit à peine un peu plus que nos résultats ; enfin, le contenu spectral de cette onde suit d'assez près celui de l'onde incidente, ce qui correspond à un phénomène large bande comme celui relaté dans l'annexe A.

Cette prédominance de la Rayleigh diffractée par une onde P incidente se retrouve dans les expérimentations sur modèle réduit de Rogers et al. (1974) ; les résultats de l'étude paramétrique menée par ces derniers sont de plus en accord avec les nôtres, tant en ce qui concerne l'amplitude de cette Rayleigh diffractée, que la forme générale des spectres en surface et les niveaux d'amplification au sommet du relief (Annexe A).

Enfin, on peut mentionner un autre type de confrontation, positive elle aussi, via le problème réciproque : Greenfield (1971) a observé dans la coda de signaux enregistrés à des distances télésismiques, des ondes P diffractées à proximité de la source par l'interaction entre les ondes de Rayleigh générées en champ proche, et la topographie de surface. Une telle observation suggère d'ailleurs que la méthode d'Aki et Larner peut s'avérer apte à synthétiser la coda des signaux télésismiques, dans la mesure où l'on attribue celle-ci à de la diffraction à proximité de la source.

4.1.2. Comparaison quantitative

Jusqu'à présent, tous les résultats théoriques, quoiqu'en très bon accord mutuel, se sont toujours avéré sous-estimer de beaucoup les effets d'amplification expérimentalement observés au sommet des reliefs topographiques : des amplifications spectrales nettement supérieures à 10 sont rapportées par Davis et West (1973), et des amplifications temporelles de l'ordre de 3 à 4 ont été trouvées par Griffiths et Bollinger (1979) et Rogers et al. (1974), alors que nous ne trouvons pour les modèles simples envisagés en 3.1 que des amplifications inférieures à 100 %. On peut remarquer cependant que les fréquences d'amplification maximale (autour de 21/β) prédites par la théorie correspondent toujours bien aux observations, et aussi que, comme prévu par la théorie, les effets topographiques sont toujours plus importants sur les composantes horizontales que sur la composante verticale.

Les observations de Tucker et al. (1983) confirment cette importance expérimentale des effets topographiques (amplifications spectrales supérieures à 8), mais nous proposons dans l'annexe E quelques nouveaux modèles, incorporant une stratification de surface -qui pourrait correspondre à l'altération superficielle naturelle des roches- dont les résultats permettent de combler, pour partie au moins, ce désaccord quantitatif.

Nos résultats, s'ils ne sont pas totalement satisfaisants, sont donc néanmoins encourageants, et permettent d'espérer que dans un proche avenir, grâce à des moyens de calcul puissants comme le CRAY, on pourra bien comprendre, et prédire, les effets topographiques.

4.2. Cas des vallées alluviales

Les seuls résultats expérimentaux quantitativement exploitables à notre connaissance sont ceux de Tucker et King (1983), et c'est sur eux que nous fonderons l'essentiel de notre discussion. Nous mentionnerons cependant quelques observations d'ordre qualitatif relevées dans quelques publications récentes.

Dans la comparaison de nos résultats avec ceux de Tucker et King, nous avons adopté deux approches différentes : la première est la démarche classique qui s'appuie sur les observations, et essaie d'adapter le modèle et ses résultats à la réalité observée. Ce sont les résultats de ce type de confrontation, assez nets et positifs dans l'ensemble, qui font l'objet de l'annexe F, et que nous ne mentionnerons que pour mémoire.

la seconde est la démarche inverse qui consiste à partir des phénomènes prédits par la théorie, puis à essayer de les mettre en évidence dans les données expérimentales, par des traitements appropriés. Nous voudrions insister ici un peu plus sur cette dernière approche, dont les résultats sont certes un peu flous, mais néanmoins intéressants.

Pour cette étude, nous avons considéré seulement quelques séismes locaux enregistrés dans la vallée Chusal (dont une description géologique et sismologique détaillée pourra être trouvée dans l'annexe F, ou mieux encore dans King (1982)), sur 2 profils transversaux : le premier est constitué des 12 stations à 1 composante horizontale, orientés parallèlement à l'axe de la vallée (profil C3 de King et Tucker (1982)), et le second de 6 stations à 2 composantes, Z et EW, orientés perpendiculairement à l'axe de la vallée (profil C4), ces profils, qui correspondent respectivement aux sites 1 à 12, et {2, 4, 7, 8, 10 et 12} de la figure F1, correspondent exactement à notre décomposition SH et P-SV. Ces séismes locaux ont été choisis au hasard par B. Tucker, et il est donc fort probable que les observations qui sont relatées ci-dessous sont valables pour la majorité des séismes enregistrés par King et Tucker.

Signalons enfin que nous n'avons étudié que le comportement de la vallée en réponse à des ondes S, car pour les enregistrements de séismes locaux dont nous disposons, la phase P est très vite masquée par l'arrivée des ondes S.

4.2.1. Comparaison qualitative

4.2.1.1. Les ondes diffractées dans la couverture

a) Revue bibliographique

L'existence et la prédominance des ondes de Rayleigh dans le bruit de fond sismique sont reconnues depuis assez longtemps. L'étude de leur contenu spectral faite par Asten (1978) a montré leur lien étroit avec les phénomènes locaux d'amplification. Il semble donc que, dans le domaine des très petits mouvements, la réalité observée soit qualitativement conforme aux prédictions théoriques.

Si l'on s'intéresse maintenant aux mouvements forts, on s'aperçoit que aussi bien l'étude spectrale des accélérogrammes enregistrés sur les sols relativement meubles (Rogers et al., 1979) que l'étude de leur durée (Dobry et al., 1978) concluent à l'existence et à l'importance des ondes de surface dans le domaine basse fréquence (f ⩽ 2 à 3 Hz). Mais, bien que Rogers et al. (1979) pensent que ces ondes sont étroitement associées à la géologie superficielle locale, ces auteurs ne précisent pas la façon dont elles sont générées.

Par contre, Murphy et Hewlett (1975) attribuent une part notable des amplifications locales enregistrées à Las Vegas lors de tirs nucléaires souterrains, à la géométrie de l'interface alluvions-bedrock, et à la réflexion des ondes de surface sur les remontées latérales de cet interface.

Toutes ces observations sont donc en bon accord qualitatif avec les phénomènes détaillés dans B et C.

b) Etude de quelques enregistrements de la vallée Chusal

La vallée de Chusal (épaisseur 60 m, largeur 400 m) a un facteur de forme h/l de 0.3 : d'après l'annexe D, son comportement en cisaillement plan est donc essentiellement de type résonant, et, en cisaillement anti-plan, il est à la charnière entre l'aspect diffraction-propagation latérale, et l'aspect résonance 2D. Comme indiqué en D, ou sur la figure 3.13, on peut penser cependant qu'à des fréquences supérieures à la fréquence de résonance fondamentale (ici 3 Hz), on peut voir ces ondes diffractées.

C'est ce que nous avons essayé de mettre en évidence, pour 4 séismes locaux différents (2 enregistrés sur le profil C3, et 2 sur le profil C4), en utilisant plusieurs techniques :

- la première consiste à représenter les sismogrammes enregistrés, filtrés dans une bande assez monochromatique, d'une manière spatio-temporelle analogue à celle utilisée en B, C et D. Nous avons fait ce traitement pour les quatre séismes et sur des bandes de fréquence de largeur 1 Hz s'échelonnent de 1 à 10 Hz ; les résultats obtenus sont toujours du type de ceux de la figure 4.1 (cas SH), où l'on peut, à la rigueur, voir une propagation très dispersée du bord vers le centre puis du centre vers le bord ; mais ce n'est pas très probant, et cette technique n'a rien donné de concluant non plus sur le profil C4 (ondes de Rayleigh).
- la seconde est destinée à la mise en évidence des ondes de Rayleigh par l'étude du mouvement particulaire : celui-ci, pour une fréquence donnée, doit être elliptique et avoir un sens de rotation constant en rapport avec le sens de propagation.

L'illustration de ces mouvements (Fig. 4.2) montre bien que, en un site donné de la vallée, et quelle que soit la fréquence, le sol décrit une alternance d'ellipses plus ou moins allongées, et décrites dans des sens

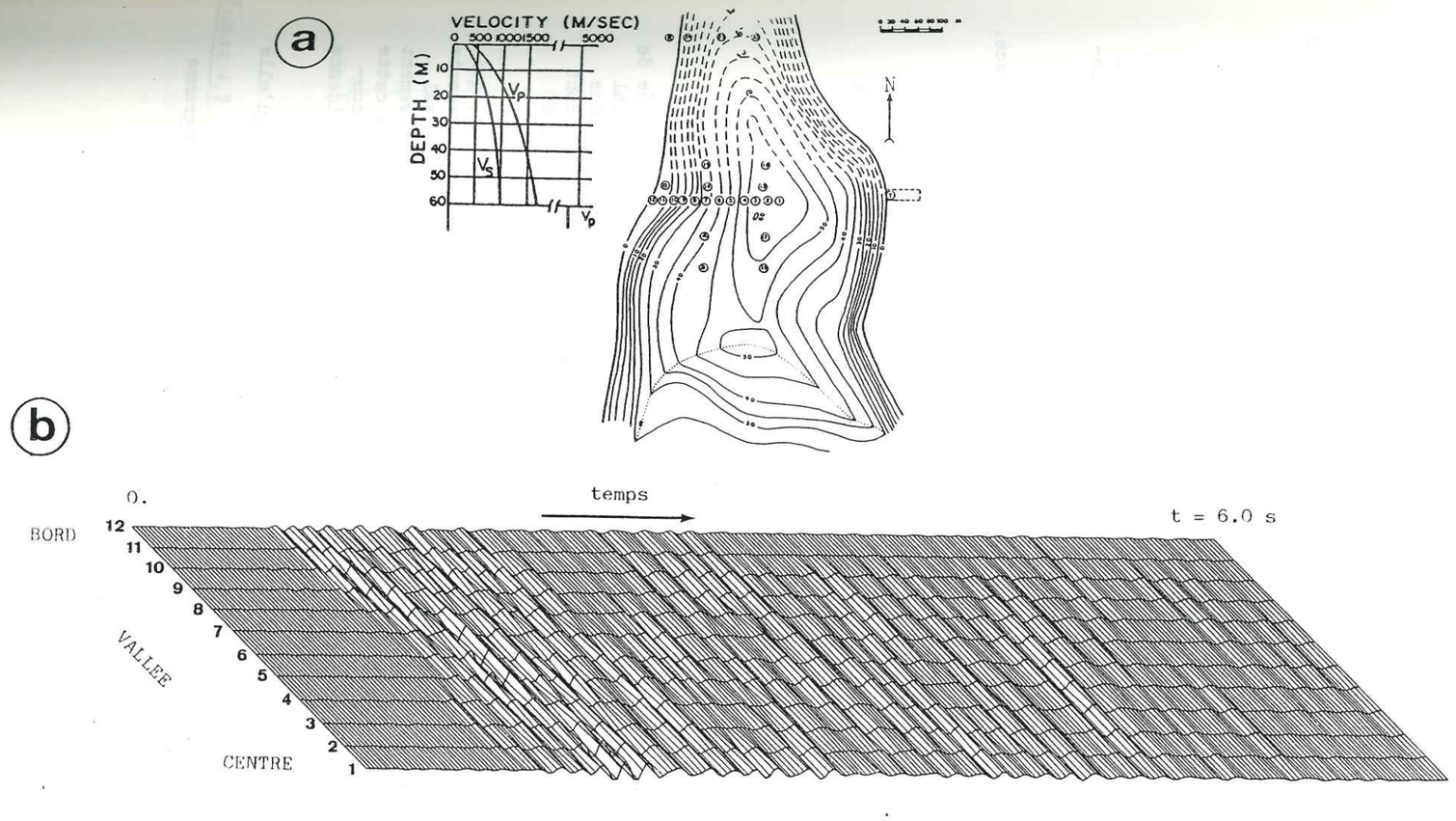


Figure 4.1 a) *Forme et rhéologie de la vallée Chusal. Voir la légende de la figure F 1 pour plus de détail.*
b) *Réponse globale de la vallée Chusal, dans la bande 5.5-6.5 Hz, pour un séisme local. On a représenté les sismogrammes bruts (non déconvolués de la réponse de l'appareil) enregistrés aux stations 12 (bord de la vallée, trace du haut) à 1 (centre de la vallée, trace du bas), et filtrés entre 5.5 et 6.5 Hz. L'axe horizontal représente le temps, et l'axe vertical l'amplitude du mouvement (Figure analogue à la figure F.7).*

très variables, séparées par des mouvements assez désordonnés. Mais lorsqu'on essaie de corréler ces mouvements elliptiques d'un site à l'autre, en étudiant par exemple le sens de rotation en fonction du temps sur une bande de fréquence donnée, on obtient des résultats du type de ceux illustrés sur la figure 4.3 : il est impossible d'y voir une quelconque propagation latérale cohérente d'ondes de Rayleigh.

Cet essai de mise en évidence de la propagation latérale des ondes diffractées dans la couverture alluviale s'avère donc plutôt négatif. Cela peut être dû à la complexité des signaux incidents (jointe à la complexité de la diffraction dans le cas P-SV, voir par exemple les figures C11 et C12), au facteur de forme élevé (0.3) de la vallée de Chusal, et aussi à la présence d'un très fort gradient de vitesse dans les sédiments, susceptibles d'entraîner une très forte dispersion pour les ondes de surface.

4.2.1.2. La résonance bidimensionnelle

L'aspect bibiographique de cette confrontation qualitative est évoqué dans l'annexe D, et nous ne nous intéressons ici qu'à la mise en évidence de ces résonances dans la vallée de Chusal, où la théorie prédit leur existence (facteur de forme de 0.3).

a) Modes de cisaillement anti-plan (SH)

Nous montrons dans l'annexe F que le comportement de la vallée de Chusal vers 2-3 Hz correspond exactement au mode de résonance fondamental prédit et décrit en 3.2.2. et D : invariance de la fréquence de résonance sur toute la largeur de la vallée, amplification décroissant régulièrement du centre vers le bord, et constance de la phase du mouvement des sites 1 à 12 (Figure F.7).

Nous voulons ici aborder un autre aspect de cette résonance, qui peut être très important en génie sismique, celui de la durée des mouvements dans la vallée. Les sismogrammes synthétiques obtenus en D pour un signal incident très court font apparaître une très nette prolongation du mouvement dûe à l'excitation des modes propres de la vallée ; il est évident que cette prolongation est d'autant moins nette que le signal incident est plus complexe et plus long, et qu'il est donc assez délicat de la mettre en évidence expérimentalement. Nous avons essayé deux approches différentes.

La première consiste à évaluer la durée des signaux telle qu'elle a été définie par Husid (1969) : la quantité a(t) définie par

$$a_i(t) = \int_0^t s_i^2(\tau)\,d\tau$$ (où s_i représente le mouvement du sol : sismogramme au site i)

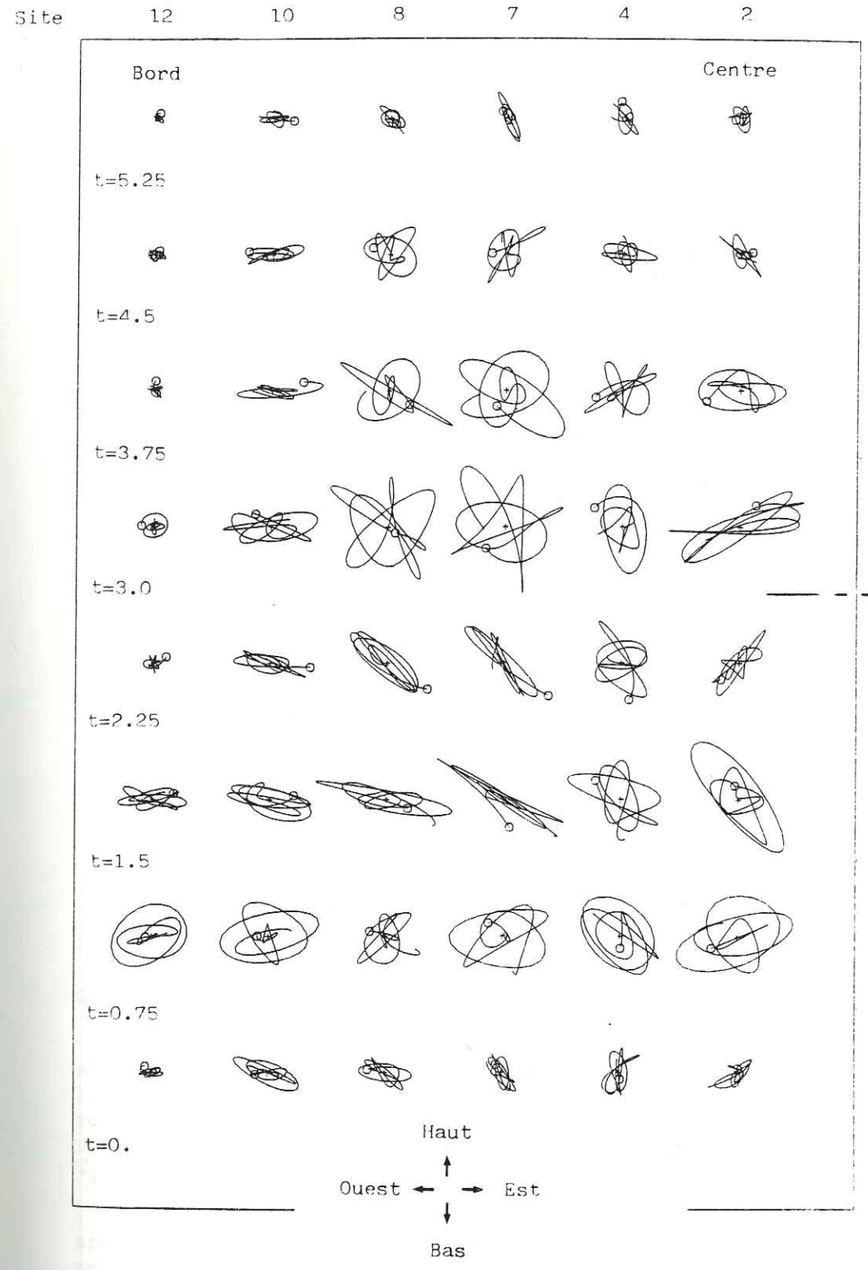


Figure 4.2 *Mouvement particulaire dans le plan (Z, EW) pour 6 sites de la vallée Chusal (respectivement n° 12, 10, 8, 7, 4 et 2, de la gauche vers la droite).*
Nous avons ici aussi considéré la phase S d'un séisme local, et l'avons filtrée entre 5.5 et 6.5 Hz. Pour plus de clarté, nous avons représenté ce mouvement sur diverses fenêtres de temps, de longueur 0.75 s, correspondant à toute la durée du signal (environ 6 s). L'échelle a été multipliée par 2 pour t ≥ 3 s. Les cercles ouverts correspondent à la position au début de la fenêtre de temps.

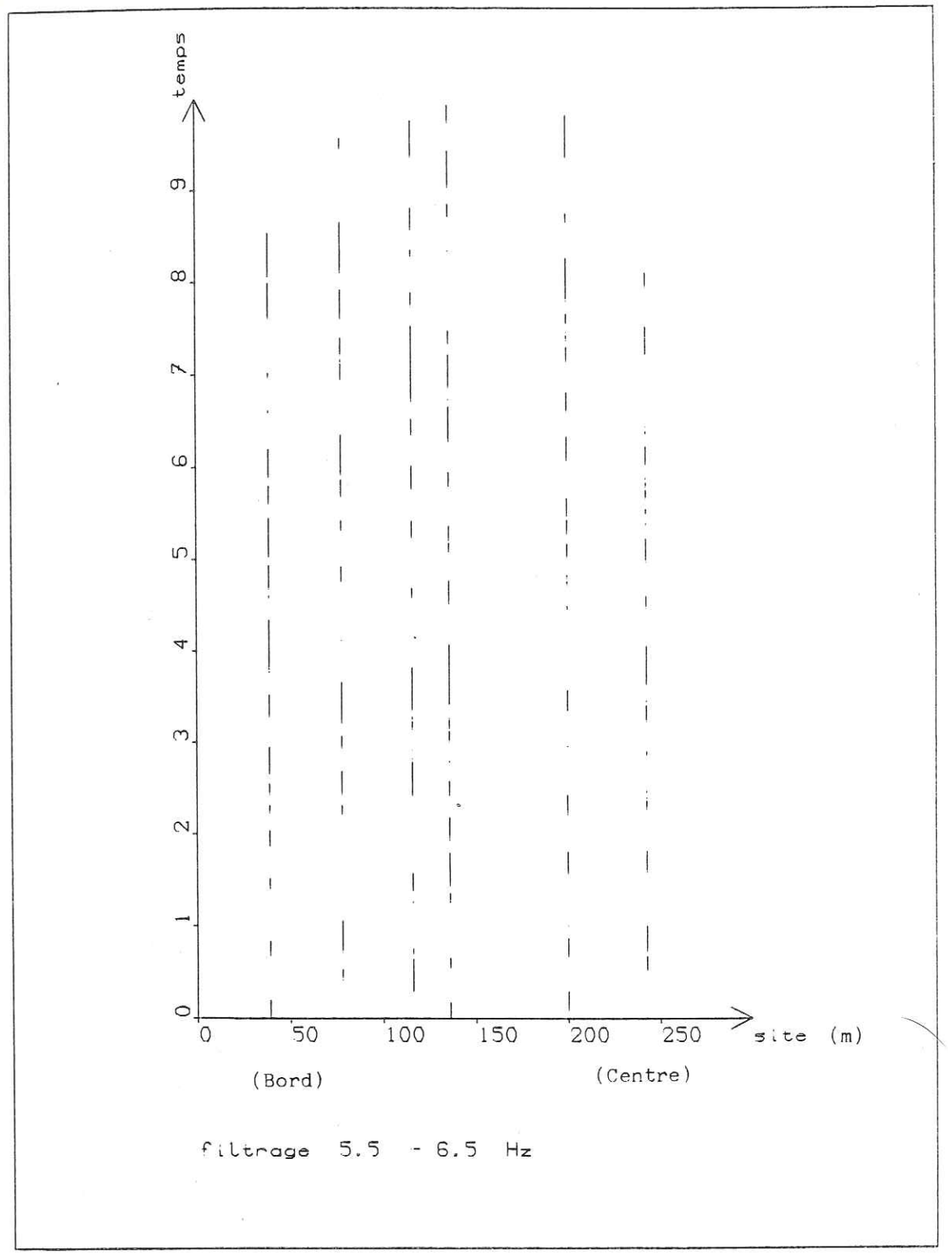


Figure 4.3 *Sens de rotation de mouvement particulaire, en fonction du temps, aux 6 sites de la figure 4.2, et pour le même séisme local.*
Un trait plein correspond à un sens de rotation en sens inverse des aiguilles d'une montre, un blanc à un sens de station direct.

est croissante et tend vers une limite finie a_M pour $t \to +\infty$.

On peut alors définir la durée T_i des "mouvements notables" comme

$T_i = t_2 - t_1$ avec : $a(t_1) = 0.05\ a_M$ et $a(t_2) = 0.95\ a_M$

Nous avons étudié ici (pour deux séismes locaux), les variations de T_i d'une part, en fonction de la position dans la vallée, et d'autre part, sur un site donné, en fonction de la fréquence (évaluation de la durée $T(f_1, f_2)$ du signal $s(t)$ filtré entre f_1 et f_2). Les résultats de cette étude ne sont pas convergents : si pour un séisme, le plus court (durée 2 à 3 s), on observe bien une augmentation de la durée autour de la fréquence de 2-3 Hz, et aussi une augmentation de la durée du bord de la vallée vers le centre, cela n'apparaît pas du tout sur l'autre séisme, plus long, (6-7 s) ; on est cependant sûr que la résonance se manifeste dans les deux cas puisque c'est avec les enregistrements de ce dernier séisme qu'a été faite la figure F.7 (Figure 4.4).

L'autre méthode consiste à regarder l'évolution du contenu spectral du mouvement au cours du séisme. Nous avons fait ceci d'une manière extrêmement rudimentaire, en considérant le "spectre instantané" $F_i(\omega, t)$ défini par :

$$F_i(\omega, t) = \int_{t-T_f}^{t+T_f} s_i(\tau) \cdot ap(t-\tau) \cdot e^{-i\omega\tau}\, d\tau$$

où :

- $2\,T_f$ désigne la fenêtre d'évaluation du spectre instantané, ici $T_f = 1$ s
- $ap(t-\tau)$ désigne une fonction d'apodisation ; nous en avons choisi une triangulaire, soit : $ap(t) = 1 - |t|/T_f$
- $s_i(t)$ le sismogramme enregistré au site i.

Les résultats d'une telle analyse, pour les deux séismes locaux déjà étudiés, sont beaucoup plus cohérents.

Si l'on regarde (Figure 4.5), les spectres instantanés obtenus aux sites 2, 5, 8 et 11, on constate, pour les deux séismes, une très nette prolongation du contenu basse fréquence dans la partie centrale de la vallée, cette prolongation est extrêmement frappante dans le cas du séisme n°1, qui pourtant n'avait donné aucun résultat positif dans l'étude de la durée $T_i(f)$.

Si maintenant l'on regarde la répartition spatiale du contenu spectral instantané (Figure 4.6), on voit très bien que la fréquence à amplitude maximale est, au but d'un certain temps, indépendante de la position à l'intérieur de la vallée. Ceci est observé pour chacun des deux séismes mais, cette fréquence n'est pas tout à fait la même : 2.5 Hz pour le premier, associé à un contenu spectral initial compris entre 5 et 10 Hz, et 4 Hz pour le second, qui, plus proche, est au départ beaucoup plus haute fréquence ($\geqslant$ 11 Hz). Il se peut que cette fréquence supérieure soit associée à un mode de résonance harmonique, et cela est confirmé par l'observation

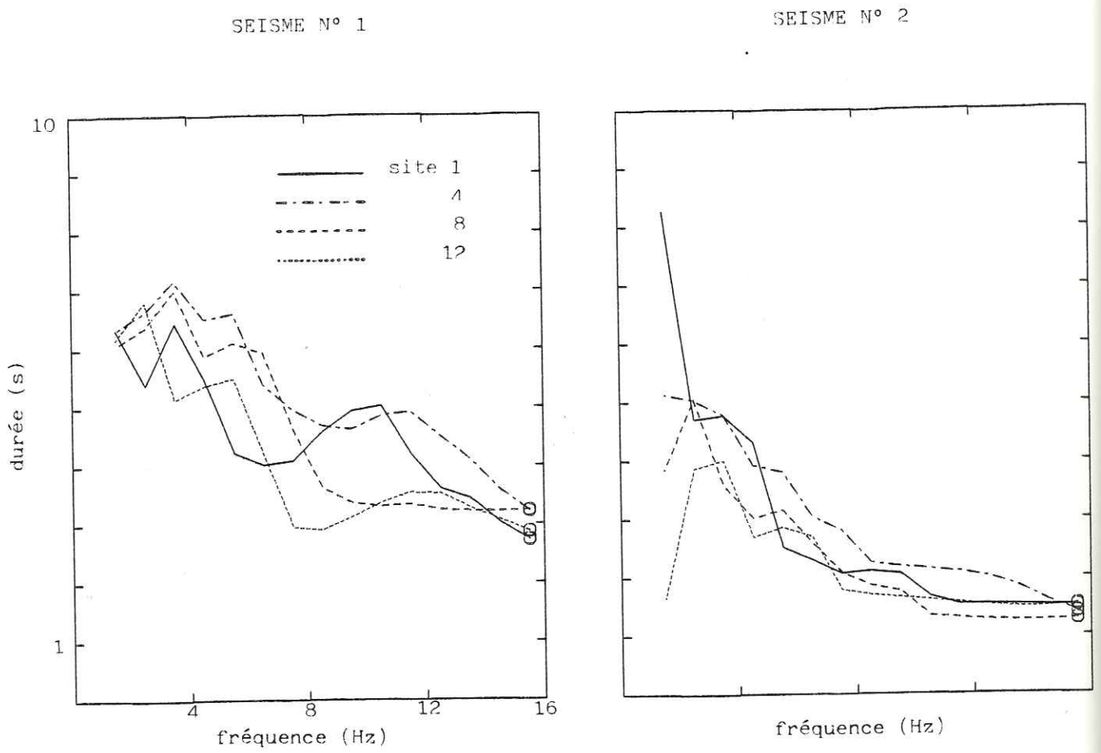


Figure 4.4 *Variations de la durée des mouvements en fonction du site (bas) et de la fréquence (haut) pour deux séismes locaux (gauche et droite). Sur les figures du bas on a indiqué la durée des sismogrammes bruts, et filtrés dans les bandes 2-4 Hz et 6-8 Hz pour les 12 sites de la vallée, et le tunnel. Les figures du haut ont été obtenues en prenant les signaux enregistrés aux stations 1, 4, 8 et 12 et les filtrant sur 15 bandes de fréquence de largeur 1 Hz, et centrées sur des fréquences s'échelonnant de 1.5 à 15.5 Hz.*

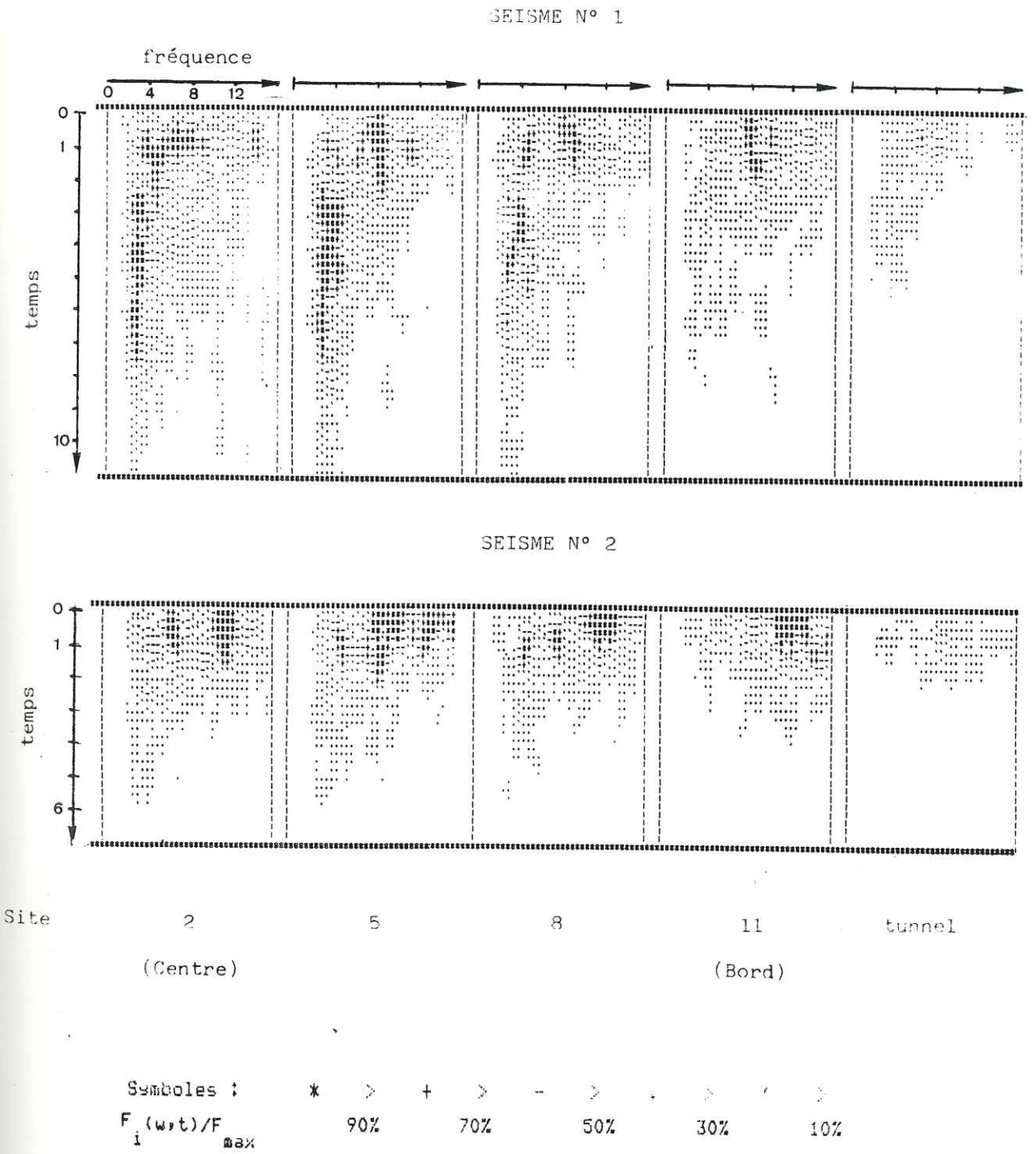


Figure 4.5 *Evolution temporelle du contenu spectral des signaux enregistrés en 4 sites de la vallée (2, 5, 8 et 11) et dans le tunnel à l'occasion de deux séismes locaux. L'amplitude spectrale a été représentée par différents signes, suivant sa valeur relative par rapport à l'amplitude spectrale maximale pour un séisme donné ; la signification de ces signes est précisée sur la figure. Ces spectres instantanés ont été calculés comme précisé dans le texte, tous les 0.25 s sur des fenêtres de temps de 2 s. Les séismes considérés ici sont les mêmes que sur la figure 4.4.*

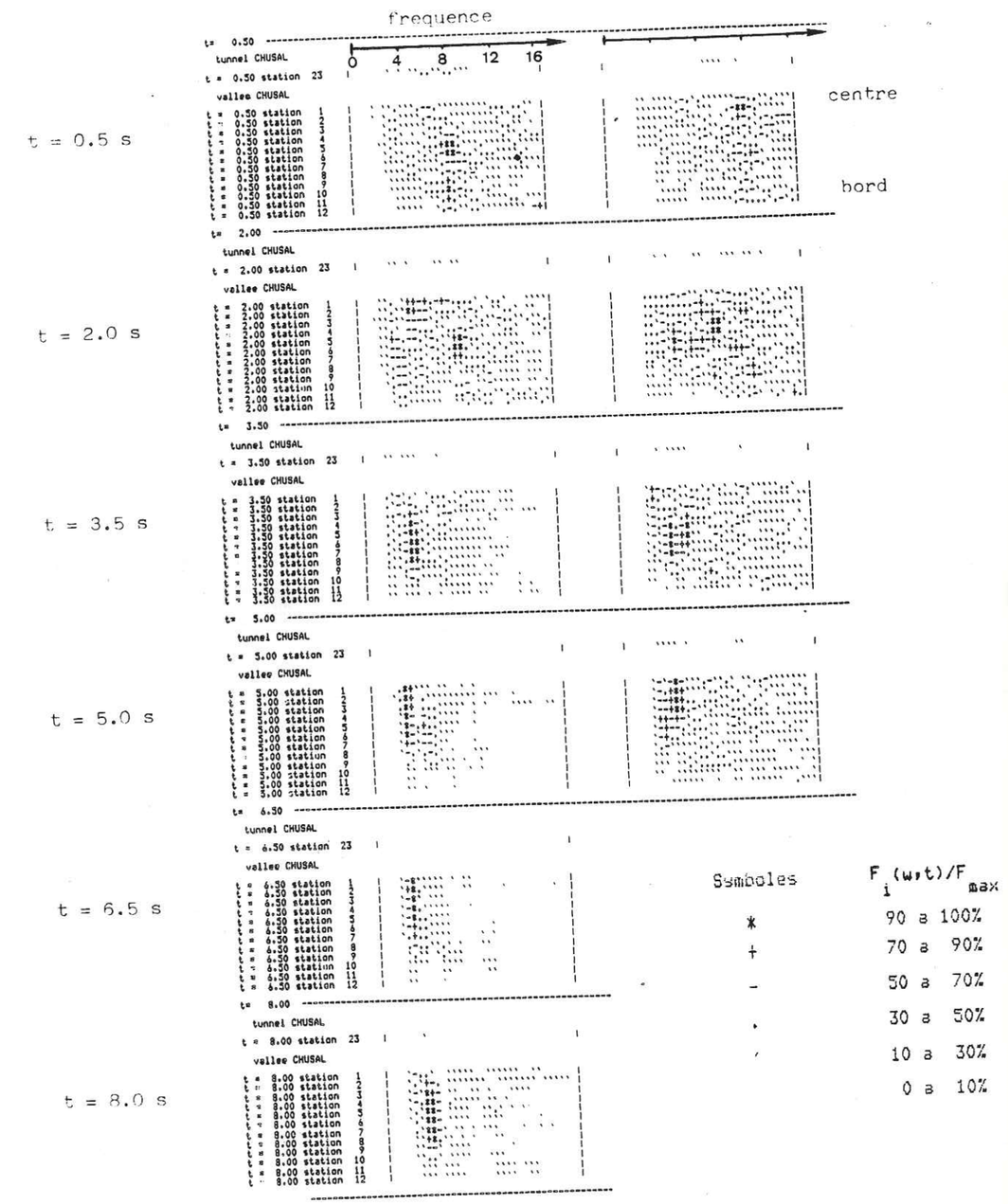


Figure 4.6 *Evolution spatiale du contenu spectral "instantané" des mouvements dans la vallée, à différents instants.*
La représentation utilisée est analogue à celle de la figure 4.5, sauf que l'ordonnée n'est plus le temps mais l'indice du site dans la vallée (le centre en haut, le bord en bas).
Nous avons considéré ici aussi les deux mêmes séismes; la durée du séisme n°2 est de l'ordre de 5 s maximum (en basse fréquence), et nous n'avons pas montré la répartition du mouvement à des instants t > 5 s.

que autour de t = 3.50 s, les amplitudes maximales sont observées à mi-chemin entre le bord et le centre de la vallée (Figure 4.6).

Nous concluerons cette courte étude sur l'évolution temporelle des mouvements dans la vallée en constatant que la notion de durée telle qu'elle a été définie par Husid (1969), et qui est utilisée parfois en génie sismique (Dobry et al., 1978), ne correspond pas toujours à la réalité physique : les prolongations basse fréquence mises en évidence sur le séisme numéro 1 n'apparaissent pas du tout sur les mesures de durée ainsi définies. Cela est dû au fait qu'elle ne peut pas prendre en compte les variations spatiales de l'amplitude des mouvements.

b) Cisaillement plan

Nous nous intéressons maintenant aux composantes Z et EW du mouvement du sol (profil C4). Une représentation analogue à celle de la figure 4.1 montrerait des vibrations en phase de la composante EW filtrée entre 2 et 3.5 Hz, vibrations qui se prolongent de façon très nette (cf Fig.F7).

Nous avons donc représenté, sur la Figure 4.7, le mouvement particulaire correspondant à ce mouvement en phase, et il apparaît clairement que la distribution spatiale de l'orientation, du sens de rotation, et de l'amplitude des ellipses décrites par les points 2, 4, 7, 8, 10 et 12 rappelle de façon frappante le mode fondamental de cisaillement plan mis en évidence en 3.2. Nous ne montrons ce résultat que pour un séisme, mais nous l'avons observé sur tous les enregistrements dont nous disposons.

Nous n'avons pas réussi à mettre en évidence des modes harmoniques, à part peut-être le premier mode antisymétrique (Figure 3.12).

On peut remarquer en conclusion que, bien que la vallée de Chusal s'écarte assez notablement des conditions idéales des modèles étudiés chapitre 3 (géométrie différente, très fort gradient de vitesse et hétérogénéités importantes dans les alluvions), on retrouve exactement les mêmes types de résonance, à la fois plan et anti-plan. Ces derniers ont donc une réalité physique indéniable, et doivent être pris en considération lors d'études fines de risque sismique.

4.2.2. Comparaison quantitative

C'est l'objet principal de l'annexe F, qui permet, en résumé, de distinguer deux grands domaines :
- le domaine "basse fréquence" (longueur d'onde dans les alluvions, $\lambda a, \geqslant 3h/2$), où l'accord est très bon -tant que les variations de vitesse à l'intérieur des alluvions, notamment en profondeur, sont inférieures en valeur relative au contraste alluvions-substratum- ; on retrouve bien les

valeurs de la fréquence de résonance et de l'amplification correspondante, et ce pour chacun des sites de la vallée.

- le domaine "haute fréquence" ($\lambda a \lesssim h$, soit ici $f \gtrsim 10$ Hz), où les amplifications observées sont nettement plus fortes que les amplifications prédites. Ce désaccord, discuté en détail dans F, peut provenir de deux points :

. le premier est l'existence d'un très fort gradient de vitesse dans les sédiments de Chusal (β = 250 m/s en surface à 1 km/s à 60 m de profondeur). Ce gradient n'affecte les ondes sismiques que lorsque leur longueur d'onde devient comparable à l'échelle verticale de ces variations, soit ici à h.

. le second est une augmentation du facteur de qualité des alluvions avec la fréquence : celui-ci passerait de 8 à 2-3 Hz à 35-40 vers 20 Hz. Une telle hypothèse n'a rien d'invraisemblable, comme indiqué en F.

Il est probable en fait que la réalité corresponde à une combinaison de ces deux types d'effets, gradient de vitesse et atténuation dépendant de la fréquence.

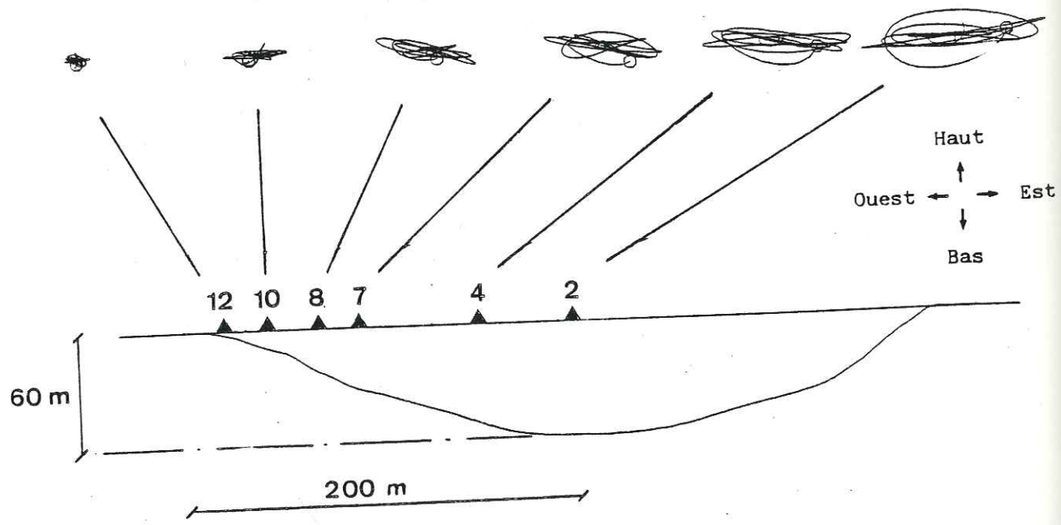


Figure 4.7 *Mouvement particulaire (Z, EW) à la résonance fondamentale. Cette figure a été obtenue d'une manière analogue à la figure 4.2, mais en filtrant cette fois-ci les enregistrements d'un autre séisme entre 2.5 et 3.5 Hz, et en considérant des instants assez tardifs (entre 5.5 et 7.5 s) après l'arrivée de l'onde S, pour pouvoir isoler la résonance (cf Figure F.7).*

5. ETUDE PARAMETRIQUE

Un des principaux intérêts des modélisations théoriques est de permettre l'appréciation des effets propres de chacune des différentes composantes du phénomène étudié, et notamment de dégager les plus importants. Pourvu que ces modèles aient été au départ vérifiés et "calés" sur des résultats expérimentaux, on peut alors les appliquer à des cas de figure extrêmement divers, dont la rencontre dans la nature ne nécessitera donc plus d'études expérimentales détaillées, toujours très lourdes et coûteuses.

C'est une telle étude paramétrique que nous avons voulu ébaucher ici, toujours pour les reliefs topographiques et les "vallées alluviales". Dans le premier cas cependant, étant donnée la valeur seulement qualitative de nos résultats (cf chapitre précédent), nous nous sommes limités à une description qualitative de l'influence des diverses composantes du problème. Nous avons donc consacré l'essentiel de nos calculs à l'étude de la réponse des vallées alluviales, pour lesquelles l'accord quantitatif s'est avéré très bon pour les fréquences $f \leq 4$ fh.

5.1. Cas d'un relief topographique

5.1.1. Bilan des principales composantes du problème

Les configurations très simples que nous avons étudiées sont déterminées par trois types de paramètres : "sismiques" (nature des ondes incidentes, angle d'incidence, fréquence), rhéologiques (vitesses des ondes élastiques, et donc coefficient de Poisson, facteur de qualité) et géométriques (forme du relief, élancement h/l).

Par ailleurs, les phénomènes associés à la diffraction, s'ils sont observés en surface, peuvent être caractérisés de deux manières différentes : soit par l'amplitude des ondes diffractées, soit par l'amplitude des mouvements de surface.

L'essentiel des résultats obtenus dans le cadre de cette étude paramétrique qualitative est rapporté dans l'annexe A, et nous nous contentons ici d'indiquer, sans justification ni discussion, quelles sont les principales tendances observées.

Rappelons enfin que tous les calculs mentionnés ici se limitent strictement au domaine de validité de la méthode AL tel qu'il a été défini au chapitre 2 : $h/l \leq 0.5$; $\lambda \leq h$.

5.1.2. Influence du champ d'ondes incident

a) Fréquence

On peut dire, de façon très grossière, que c'est lorsque la longueur d'onde des ondes diffractées est comparable à la largeur du relief que les amplifications au sommet et déamplifications à la base sont les plus importants.

On peut noter au passage que les résultats aussi bien théoriques (Sills , 1978) qu'expérimentaux (Davis et West, 1973) obtenus sur une gamme beaucoup plus étendue de fréquences ($\lambda << h$), aboutissent exactement aux mêmes conclusions.

b) Nature des ondes incidentes

Les phénomènes de diffraction, et donc d'amplification-déamplificatio sont beaucoup plus prononcés pour des ondes S que pour des ondes P incidentes ; dans le cas présent de reliefs bidimensionnels, on peut même opérer une distinction notable entre les deux types d'ondes S : les ondes SV engendrent les effets les plus importants, et c'est aussi pour elles que la diffraction est la plus complexe.

c) Angle d'incidence

Les ondes obliquement incidentes tendent à privilégier la diffraction d'ondes se propageant dans le même sens, et aussi à la décaler vers des fréquences plus élevées. A l'inverse, la "rétro-diffraction" est confinée aux basses fréquences ($\lambda > 1$).

On peut noter en particulier que c'est autour de l'angle critique que la diffraction SV est la plus importante.

5.1.3. Influence de la rhéologie

La vitesse des ondes sismiques influe sur la fréquence, ou plutôt la bande de fréquence (effets à large bande), où l'amplification sommitale est maximale : $f = \beta/2l$ (SH, P), et $f = \alpha/2l$ (SV).

Le coefficient de Poisson intervient de manière assez complexe, surtout dans le cas SV (encore...). Il semble cependant que d'une manière générale les phénomènes de diffraction soient moins importants lorsque le coefficient de Poisson est élevé.

- Nous n'avons pas étudié l'influence de l'atténuation, mais nous pensons qu'elle ne joue que très peu sur les mouvements à la surface du relief lui-même, mais par contre limite l'étendue spatiale de l'effet topographique (par suite de la décroissance de l'amplitude des ondes diffractées).

5.1.4. Influence de la géométrie

- Rappelons d'abord l'importance prédominante de la largeur du relief, déjà évoquée.
- La forme d'un relief isolé (sinusoïde, triangle, gaussienne,...) n'a que très peu d'influence sur le spectre basse fréquence ($\lambda \geq 1/2$) des mouvement de surface (voir Figure E.10).
- La "multiplicité" du relief joue par contre un rôle important, par suite d'interférences latérales entre les ondes diffractées. Elle se caractérise sur les spectres par des effets à bande beaucoup plus étroite, et sur les sismogrammes par une amplification (sommet) ou une réduction (base) supérieures, et aussi une durée plus importante lorsque le signal incident est court.
- L'élancement du relief, h/l, n'agit que peu sur la bande de fréquence où ont lieu les effets maximaux, mais par contre beaucoup sur l'amplitude de ces effets : en général, plus un relief est prononcé (dans la limite $h/l \leq 0.5$), plus les ondes diffractées sont énergétiques, plus l'amplification (la réduction) est importante au sommet (à la base) et plus importants aussi les mouvements différentiels sur les pentes.

5.2. Cas des vallées alluviales

5.2.1. Bilans des paramètres et des caractéristiques de la réponse des vallées alluviales

Comme dans la section précédente, les paramètres se regroupent en trois catégories : "sismiques" (fréquence, type d'ondes, angle d'incidence), rhéologiques (contraste de vitesses, de densités ; atténuation), et géométriques (forme de l'interface, facteur de forme). (Figure 5.1).

Compte tenu des phénomènes mis en évidence en 3.2, les grandeurs à étudier sont des caractéristiques du premier pic spectral (fréquence, amplification, eventuellement largeur de la bande), et celles des harmoniques ; et ce pour chacun des points de la vallée (Fig. 5.2).

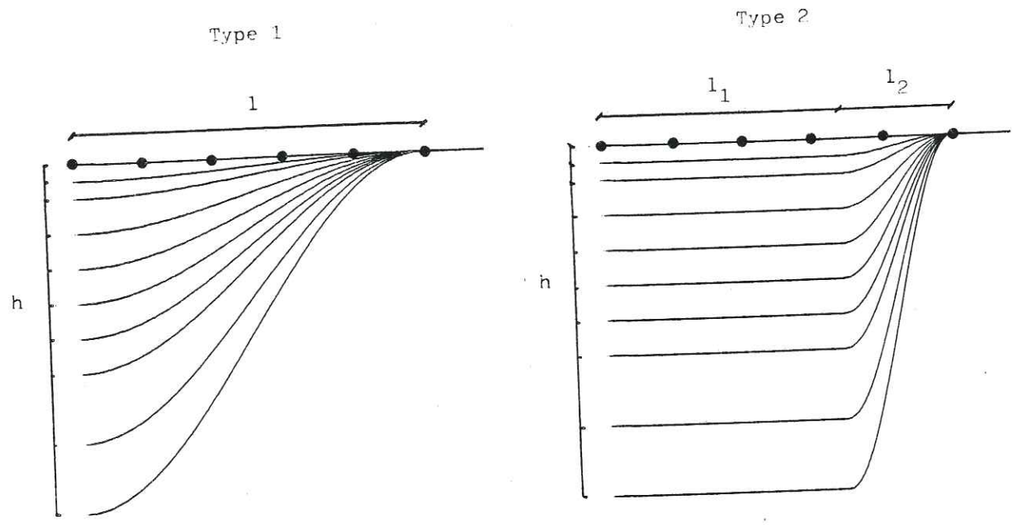


Figure 5.1 *Forme des vallées envisagées dans cette étude, et localisation des sites considérés.*

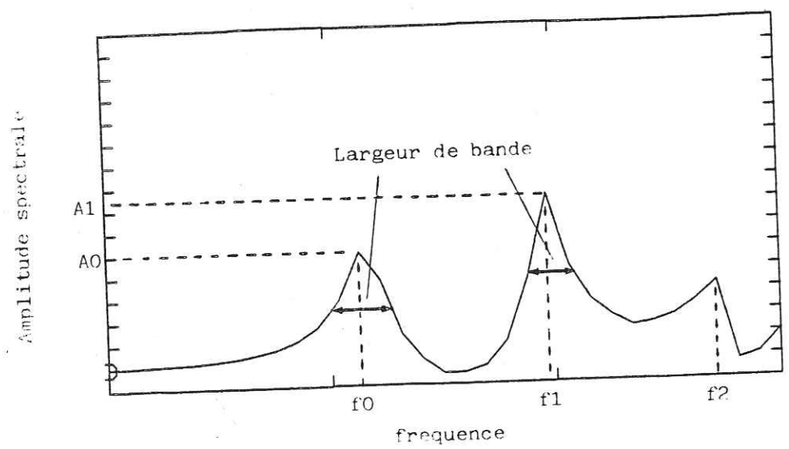


Figure 5.2 *Grandeurs caractéristiques d'un spectre de réponse*

5.2.2. Buts et limites de la présente étude paramétrique

L'annexe D montre, de façon essentiellement qualitative, que la fréquence du premier pic spectral, de même que l'existence ou non d'une résonance "globale" bidimensionnelle, dépend essentiellement du facteur de forme, et ce pour chacun des différents modes de vibration (cisaillement plan ou anti-plan, compression- extension).

Par ailleurs l'amplitude de ces résonances est étroitement reliée au facteur de forme, au contraste d'impédance, et à l'atténuation dans les sédiments.

Nous nous sommes attachés à préciser de façon quantitative, l'influence de ces trois derniers facteurs sur la réponse des deux types de vallée précisés sur la figure 5.1, à des ondes SH verticalement incidentes.

Nous n'indiquons que de façon sommaire l'influence du type d'ondes et de l'angle d'incidence.

Par ailleurs, du fait de l'atténuation, ce sont seulement les premiers modes qui importent dans la réalité, même si Q augmente avec la fréquence : la limitation de notre étude à la gamme de fréquence (0, 3 $\beta_1/4h$) n'est pas vraiment gênante.

Enfin, au point de vue spatial, nous avons considéré la réponse en 6 points de surface régulièrement espacés du centre de la vallée (x/l = 0) vers le bord (x/l = 1).

Toutes ces informations sont résumées sur la figure 5.1 et le tableau I ; la correspondance entre les contrastes de densité et de vitesse a été estimée à partir des résultats de Nafe et Drake (1963).

Nous finirons cette partie introductive en présisant que les grandeurs étudiées dans cette étude paramétrique ont été relevées directement sur les spectres en fréquence complexe, ces derniers n'étant en fait qu'un lissage des spectres réels (cf chapitre 2), lissage dont l'effet perturbateur se réduit à un amoindrissement des amplifications à la résonance. Nous aurions pu reconstituer les spectres "vrais" (en fréquence réelle), mais le calcul de ces derniers eût introduit des erreurs supplémentaires par suite du repliement des sismogrammes : lorsque le contraste d'impédance ou le facteur de qualité sont élevés, les mouvements à l'intérieur de la vallée durent très longtemps même pour un signal incident en forme de Dirac ; l'étude de la réponse tardive de la vallée, et donc la reconstitution des spectres de réponse "vrais", nécessite alors de prendre un pas en fréquence très faible, ce qui demande des calculs très longs, pour une information supplémentaire finalement assez réduite.

Tableau 5.I Configurations étudiées dans cette étude paramétrique

a) Effets du contraste d'impédance et du facteur de forme, pour des alluvions parfaitement élastiques ($Q_1 = \infty$)

Epaisseur des sédiments	25 m	50 m	100	150	200	250	300	400	500
Forme géométrique	Type 1 $l_1 = 0$, $l_2 = 500$ m					Type 2 $l_1 = 340$ m, $l_2 = 160$ m			
Contraste d'impédance ($C_v = \beta_2/\beta_1$ et $C_d = \rho_2/\rho_1$)	$C_d = 1.2$ $C_v = 2.0$		$C_d = 1.3$ $C_v = 3.0$		$C_d = 1.4$ $C_v = 4.0$		$C_d = 1.5$ $C_v = 5.0$		$C_d = 1.6$ $C_v = 6.0$

(Soit 9 x 2 x 5 = 90 configurations)

b) Effets de l'atténuation dans les sédiments : un seul contraste a été considéré : $C_v = 4$; $C_d = 1.4$

Forme géométrique	Type 1 $l_1 = 0$ $l_2 = 500$					Type 2 $l_1 = 340$ $l_2 = 160$				
Facteur de qualité dans les alluvions, Q_1	8	40	20	10	5					
Epaisseur des sédiments h	50 m		150 m			300 m				

5.2.3. Caractéristiques du premier pic spectral

5.2.3.1. Conditions d'existence de la résonance bidimensionnelle

Nous montrons dans l'annexe D, pour une forme particulière de vallée (sinusoïde) et une valeur particulière du contraste d'impédance ($\beta_2/\beta_1 = 5.0$ et $\rho_2/\rho_1 = 1.65$), qu'il existe un facteur de forme "critique" en-deçà duquel on n'observe pas de résonance globale. Nous avons voulu ici, voir dans quelle mesure ce facteur de forme critique dépend du contraste d'impédance et de la forme de la vallée.

Comme en D, nous comparerons les résultats obtenus sur les deux types de vallées en prenant un facteur de forme égal à h/w, où 2w est la largeur de la vallée sur laquelle l'épaisseur locale de la couverture est supérieure à la moitié de son épaisseur maximale.

Lorsqu'il y a résonance globale, on doit constater simultanément l'invariance de la fréquence du premier pic spectral, et la constance de la phase du mouvement, sur toute la demi-largeur w de la vallée. Nous avons donc étudié l'évolution spatiale de chacune de ces deux quantités, qui sont illustrées, respectivement, sur les figures 5.3 et 5.4, pour les deux types de vallées, et deux valeurs du contraste d'impédance. Ces deux figures sont concordantes et montrent que le facteur de forme "critique" se situe vers h/w = 1.0 pour un contraste de vitesses de 3 et vers 0.6 pour un contraste de vitesses de 6, et ce pour les deux types de vallées.

Lorsque l'on répète cette étude pour les 5 valeurs de contraste envisagées ici, on obtient une estimation de l'influence du contraste de vitesse sur le facteur de forme critique : comme représenté sur la figure 5.5, les vallées à fort contraste sont beaucoup plus sujettes à la résonance bidimensionnelle SH que les vallées à faible contraste : cela est probablement dû à la plus forte réfraction des ondes dans la couverture lorsque le contraste est important.

Par ailleurs, comme indiqué en D, le facteur de forme critique dépend de la nature de la sollicitation, et donc du type de résonance (cisaillement anti-plan, plan, en compression-dilatation). C'est ainsi que, pour un contraste de vitesses de 5.0, le facteur de forme critique le plus faible correspond au cisaillement plan, $(h/w)_{SV} \simeq 0.4$, et le plus fort à la compression : $(h/w)_P = 1.0$ à 1.2 alors que $(h/w)_{SH} \simeq 0.7$.

Comme tout champ d'ondes sismiques comprend des ondes P, SV et SH, on peut en conclure que, pour peu que le contrase soit assez important (≥ 4), même des vallées relativement peu profondes (h/w ≃ 0.6) seront affectées par cette résonance bidimensionnelle, essentiellement en cisaillement plan.

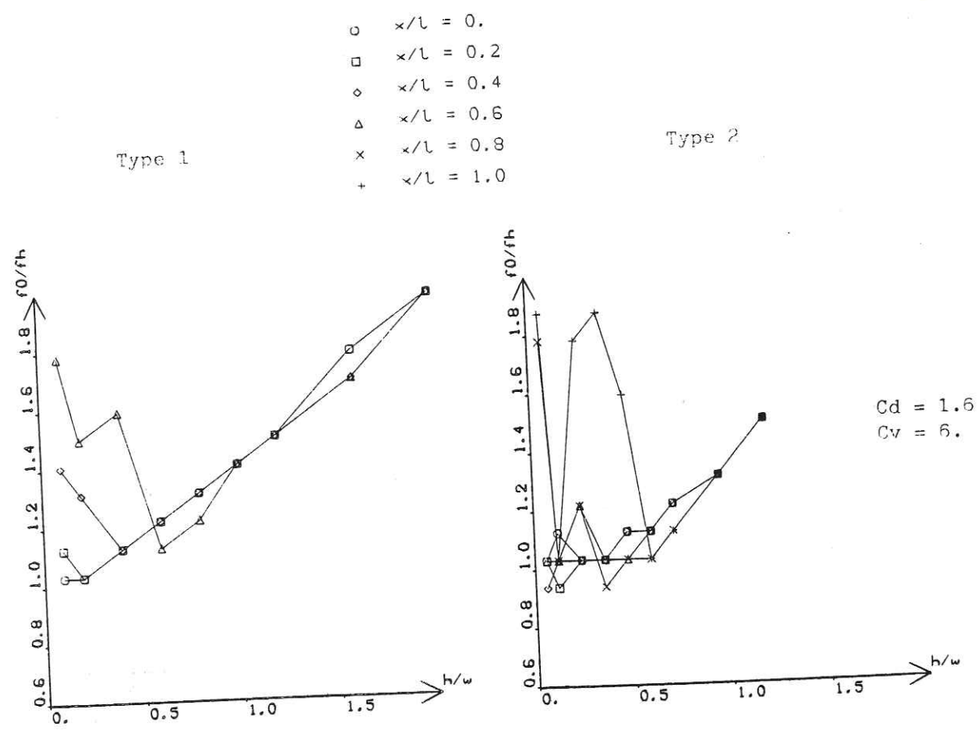


Figure 5.3 *Variations de la fréquence du premier pic spectral aux différents sites de la vallée, en fonction du facteur de forme h/w.*
Les résultats présentés ici correspondent aux deux types de vallées (type 1 à gauche, type 2 à droite) et deux contrastes de vitesse (C_v = 3 en bas et C_v = 6 en haut).
Les symboles utilisés pour chaque site sont indiqués en haut de la figure ; pour les vallées de type 1, on n'a considéré que les 4 points centraux ($x/\ell \leq 0.6$) car la résonance fondamentale ne va jamais plus loin (voir figure 5.1).

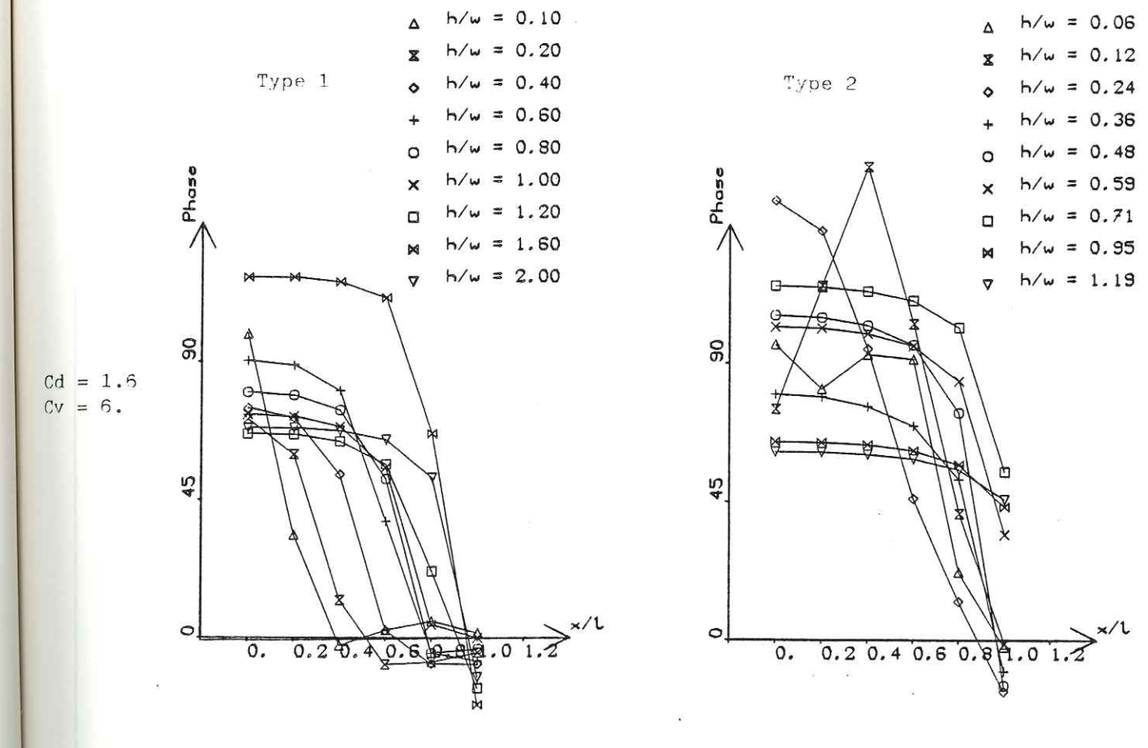


Figure 5.4 *Evolution de la phase des mouvements SH sur l'ensemble de la vallée (axe x/l) en fonction du facteur de forme h/w.*
Les configurations envisagées dans cette figure sont les mêmes que sur la figure 3.3 (vallées de type 1 à gauche, contraste de vitesse égal à 3 en bas). Les symboles sont ici associés aux différentes valeurs du facteur de forme h/w. La phase est calculée, en chaque site, à la fréquence du premier pic spectral au centre de la vallée.

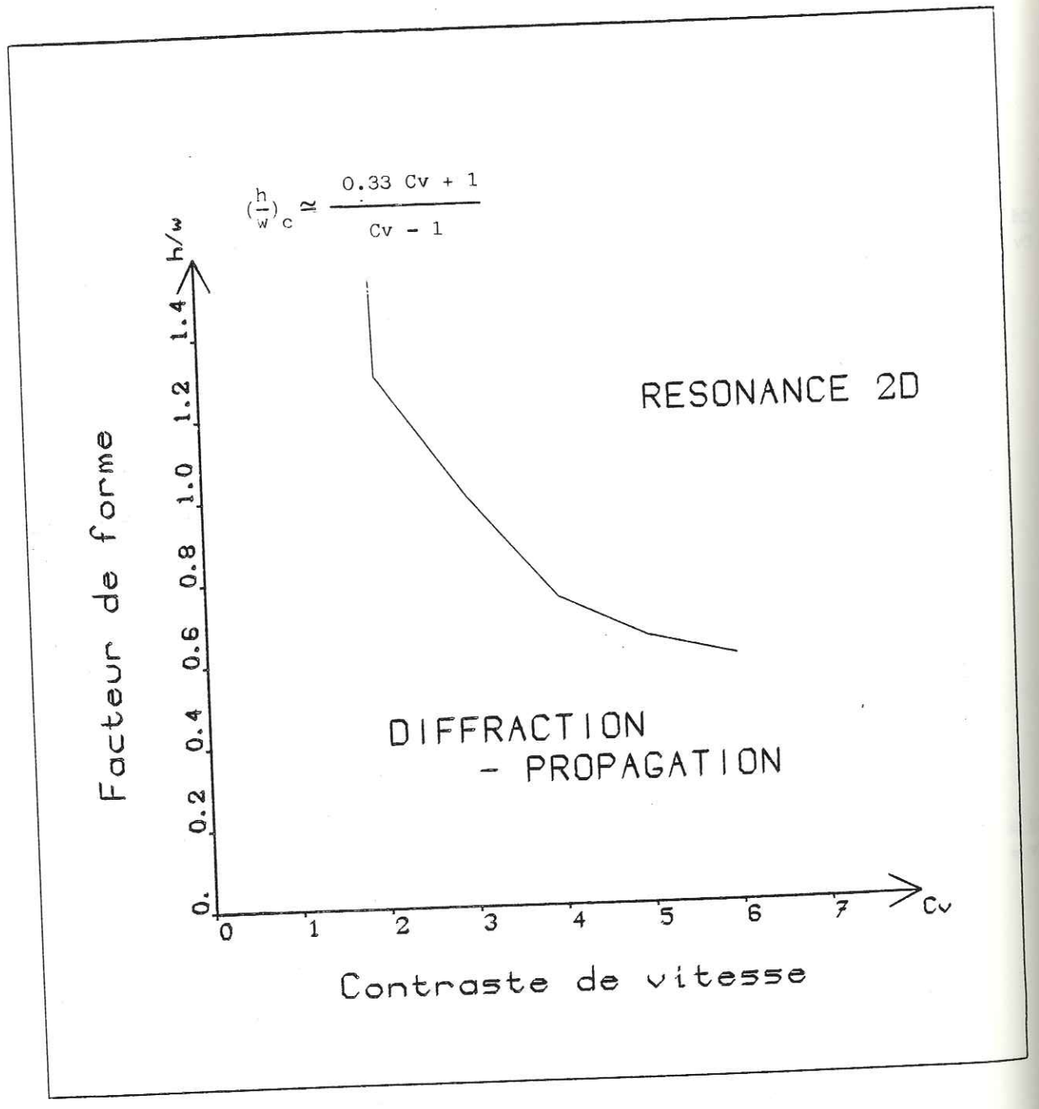


Figure 5.5 *Conditions d'existence de la résonance bidimensionnelle SH. La transition entre les deux types de comportement n'est certes pas aussi franche que ne pourrait le laisser croire cette limite trop nette ; les phénomènes de diffraction-propagation existent dans tous les cas (cf figure D.3).*

5.2.3.2. Influence du facteur de forme sur la fréquence de résonance

L'allure de cette dépendance apparaît déjà sur la figure5.3. La figure 5.6 résume l'ensemble de nos résultats (en cisaillement anti-plan), et montre très clairement l'absence totale de lien entre le contraste de vitesse et la fréquence du premier pic spectral au centre de la vallée (cf annexe D).

De plus, on voit sur la figure 5.6c que le paramètre de "largeur équivalente", w (défini plus haut), représente bien une réalité physique, et que le seul facteur de forme h/w suffit à déterminer la fréquence de résonance.

La loi suggèree par l'interprétation de l'annexe D, $f_o = \beta_1/4h \sqrt{1 + h^2/w^2}$ apparaît bonne pour $h/w \leqslant 1.5$ l'écart observé pour les vallées très profondes provient certainement du fait que la résonance concerne une plus large zone au centre de la vallée (cf chapitre 3) et que donc la demi-largeur équivalente w est supérieure à $l_1 + l_2 /2$ (cf Figure 5.1).

Signalons enfin, à titre indicatif, que la largeur de bande du premier pic spectral a tendance à décroître lorsque h/w, ou le contraste, augmentent, mais elle est généralement comprise entre 0.15 et 0.3 fh (cf Figure 5.2)

5.2.3.3. Influence du type de sollicitations sur la fréquence de résonance

Cette fréquence étant indépendante du contraste de vitesses et de la géométrie de l'interface, nous n'avons étudié l'influence du type d'onde incident que dans un cas particulier de contraste de vitesses, $C_v = 5$. Il est probable cependant que la fréquence de résonance des modes "plans" (P-SV) dépend du coefficient de Poisson à l'intérieur de la vallée (il peut être très élevé pour des sols) ; mais nous ne l'avons pas étudié ici.

Les résultats sont indiqués par la figure 5.7, où l'on voit que c'est, encore une fois, dans le cas SV que l'influence du facteur de forme est la plus importante (les écarts par rapport à l'approximation unidimensionnelle dépassent 50 % pour $h/w \geqslant 0.4$), et que c'est dans le cas P que la variation est la moins marquée.

5.2.3.4. Résultats concernant l'amplitude à la résonance

a) Evolution spatiale

La figure 5.8 illustre la distribution de l'amplification à la surface, à la fréquence du premier pic spectral au centre de la vallée, dans les 4 mêmes configurations que sur la figure 5.4. Deux constatations s'imposent :

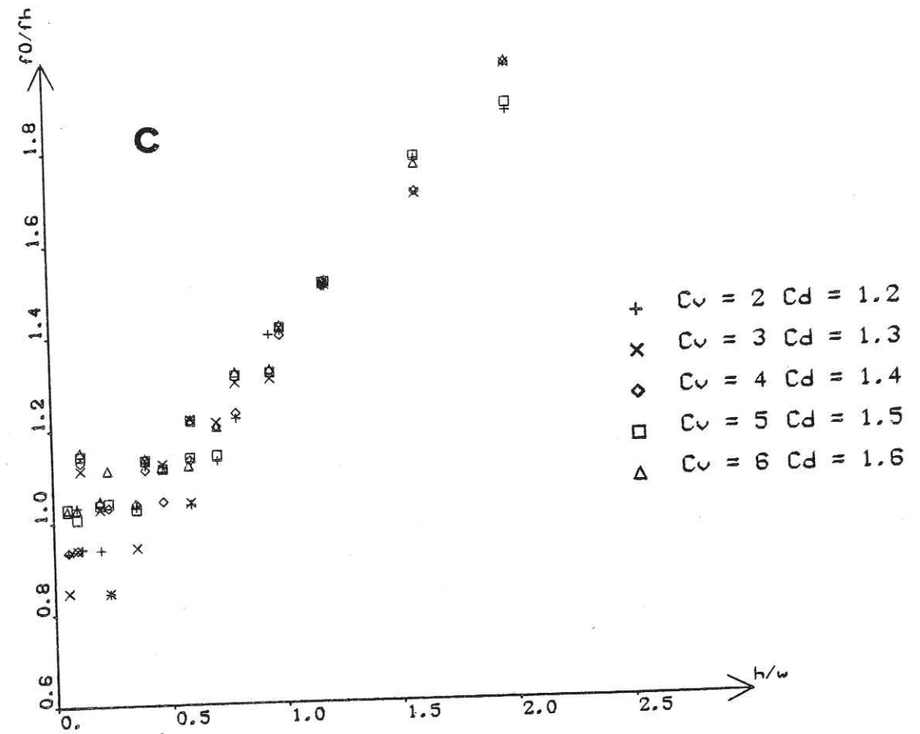


Figure 5.6 *Influence du facteur de forme h/w sur la fréquence du premier pic spectral au centre de la vallée. Les résultats présentés ici correspondent aux 5 contrastes d'impédance envisagés (Tableau 5.I), a) vallées de type 1, b) vallées de type 2, c) Ensemble des vallées (types 1 et 2). Comme sur la figure 5.3, les fréquences sont exprimées en valeurs adimensionnelles f_0/f_h.*

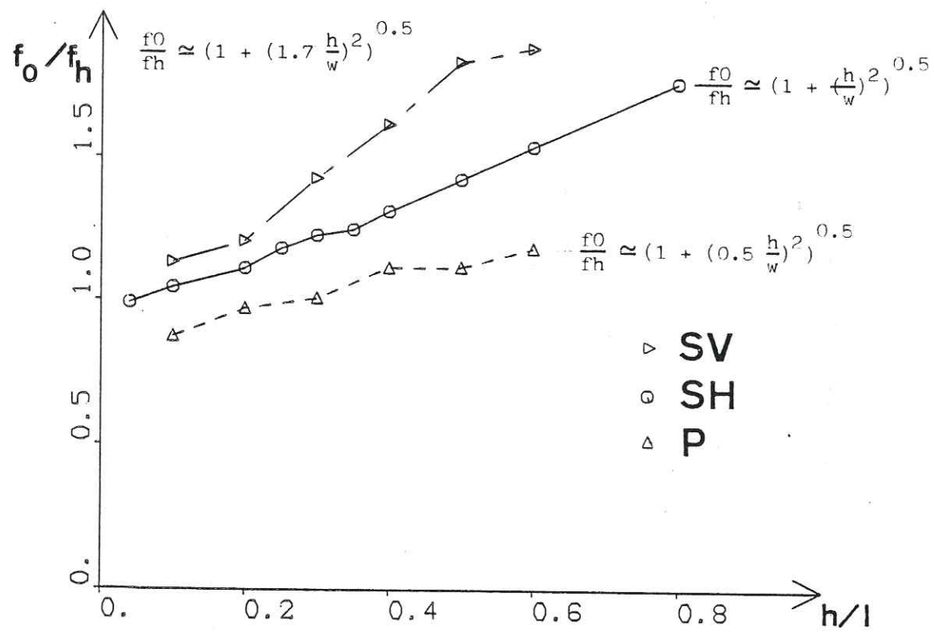


Figure 5.7 *Influence du type de sollicitation et du facteur de forme sur la fréquence du premier pic spectral au centre de la vallée. Les résultats présentés ici correspondent à un seul type de vallée (type 1) et à une seule valeur de contraste (C_β = 5, C_α = 4.33, C_d = 1.65, cf figure D.10).*

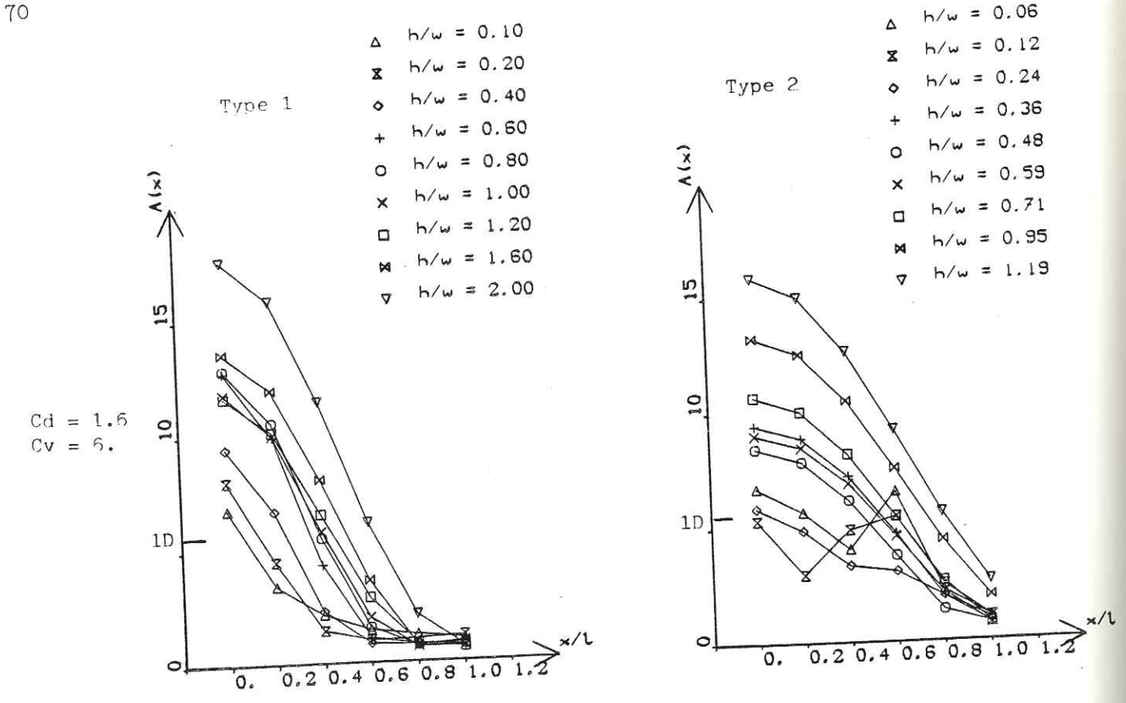


Figure 5.8 *Influence du facteur de forme sur l'amplification à la résonance, à la surface de la vallée.*
Chacune des courbes représente l'amplitude spectrale A(x) à la fréquence f_0 du premier pic spectral au centre de la vallée. Chaque dessin correspond à 9 valeurs différentes du facteur de forme h/w. Les configurations envisagées ici sont les mêmes que sur les figures 5.3 et 5.4 (vallées de type 1 à gauche, C_v = 3 en bas). Le trait sur l'axe des amplitudes indique la valeur d'amplification prédite en fonction du contraste pour les modèles unidimensionnels (avec une fréquence complexe, voir partie introductive).

- l'influence du facteur de forme h/w sur l'amplitude est extrêmement importante, puique l'on constate des variations relatives de 200 %, à rhéologie identique.

- la distribution spatiale des amplitudes ne dépend de la géométrie réelle de l'interface que pour de faibles facteurs de forme (l'amplification est à peu près constante sur toute la partie plane des vallées de type 2, alors que pour les vallées de type 1, cette amplification est limitée à la partie centrale). Lorsqu'il y a résonance globale au contraire, l'amplification est systématiquement maximale au centre, et sa dépendance spatiale est tout à fait conforme à l'interprétation donnée en D (la courbe spatiale théorique est une demi-sinusoïde, Fig. D.5).

On voit aussi très bien sur ces figures que la partie "résonante" bien que s'élargissant lorsque h/w augmente, correspond à peu près à la "largeur équivalente" w.

b) Influence du facteur de forme sur l'amplification au centre de la vallée

Nous ne nous intéressons ici qu'à la partie centrale de la vallée, car c'est là que l'amplification basse fréquence est maximale.

La figure 5.9 illustre la dépendance quantitative de cette amplification avec le facteur de forme, le contraste d'impédance, et la géométrie de la vallée. Il est impossible, au vu de cette figure, de formuler une loi quantitative simple du type $A(x = 0) = A(h/w, C_v)$, et une étude paramétrique appliquée au risque sismique nécessiterait donc le tracé d' abaques. On peut constater néanmoins que les effets combinés de la rhéologie et de la géométrie peuvent conduire à des amplifications extrêmement prononcées : les valeurs extrêmes de 15 à 20 correspondent, sur les spectres en fréquence réelle, à des valeurs nettement supérieures à 30 ...

Bien sûr, ces valeurs extrêmement élevées ont été obtenues avec un facteur de qualité infini. Néanmoins, des amplifications notables sont observées même avec une très forte atténuation. Les résultats, partiels, illustrés sur la figure 5.10, semblent montrer que l'amplification est à peu près réduite d'un tiers lorsque Q = 10 (amortissement = 5 %) et de moitié lorsque Q = 5 (amortissement = 10 %) et suggèrent la formule moyenne $A(Q) = A(Q \simeq \infty) \exp(-8/2\,Q)$.

c) Autres résultats concernant l'amplitude

Mentionnons simplement que l'amplification est maximale lorsque les ondes arrivent verticalement : la figure D.12 (spectres "réels") met en évidence une réduction de 50 % environ de l'amplification pour des angles d'incidence compris entre 30 et 60° (fortes incidences).

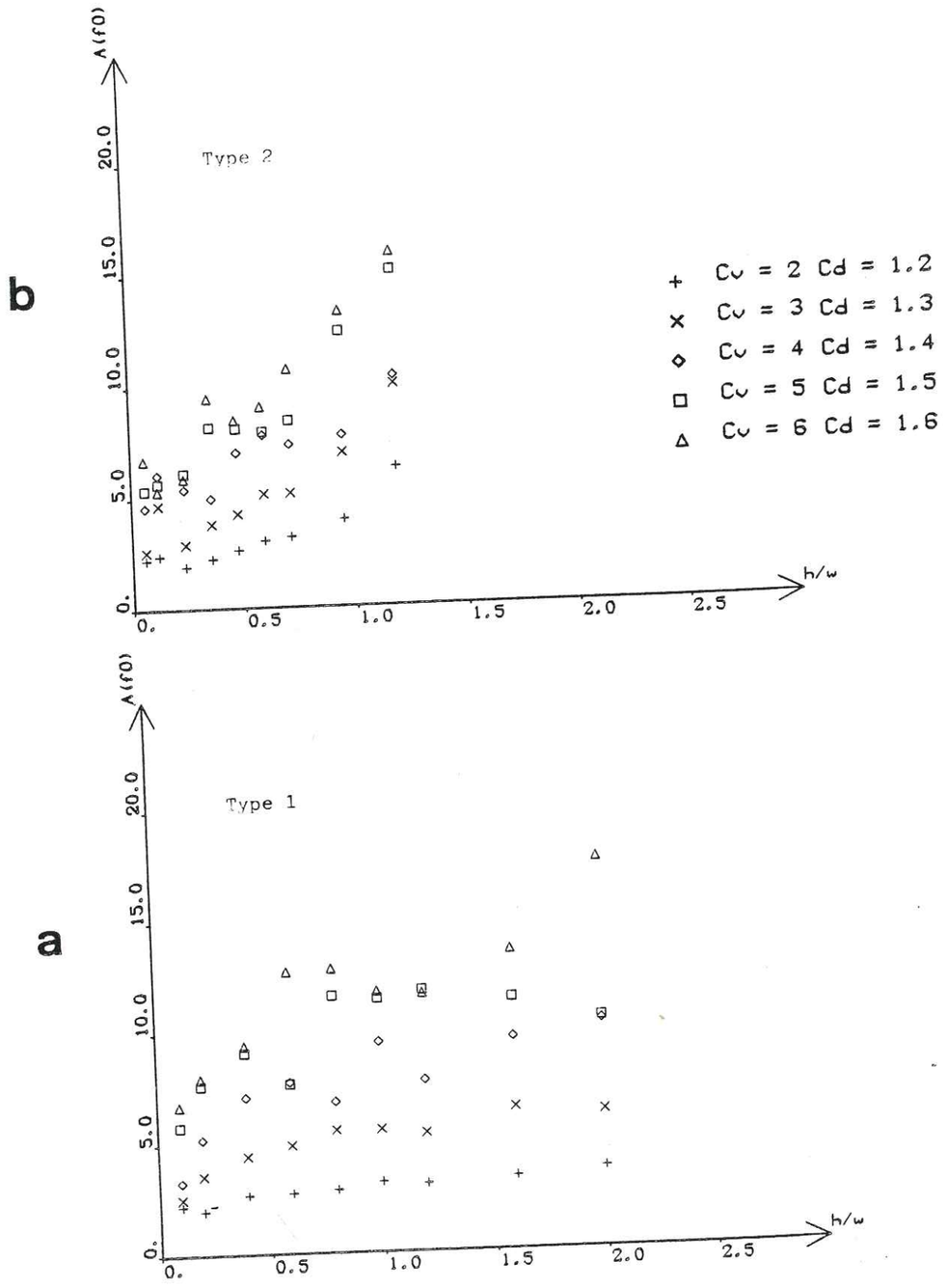


Figure 5.9 *Influence du facteur de forme et du contraste d'impédance sur l'amplitude du premier pic spectral ($f = f_0$) au centre de la vallée.*
a) vallées de type 1
b) vallées de type 2

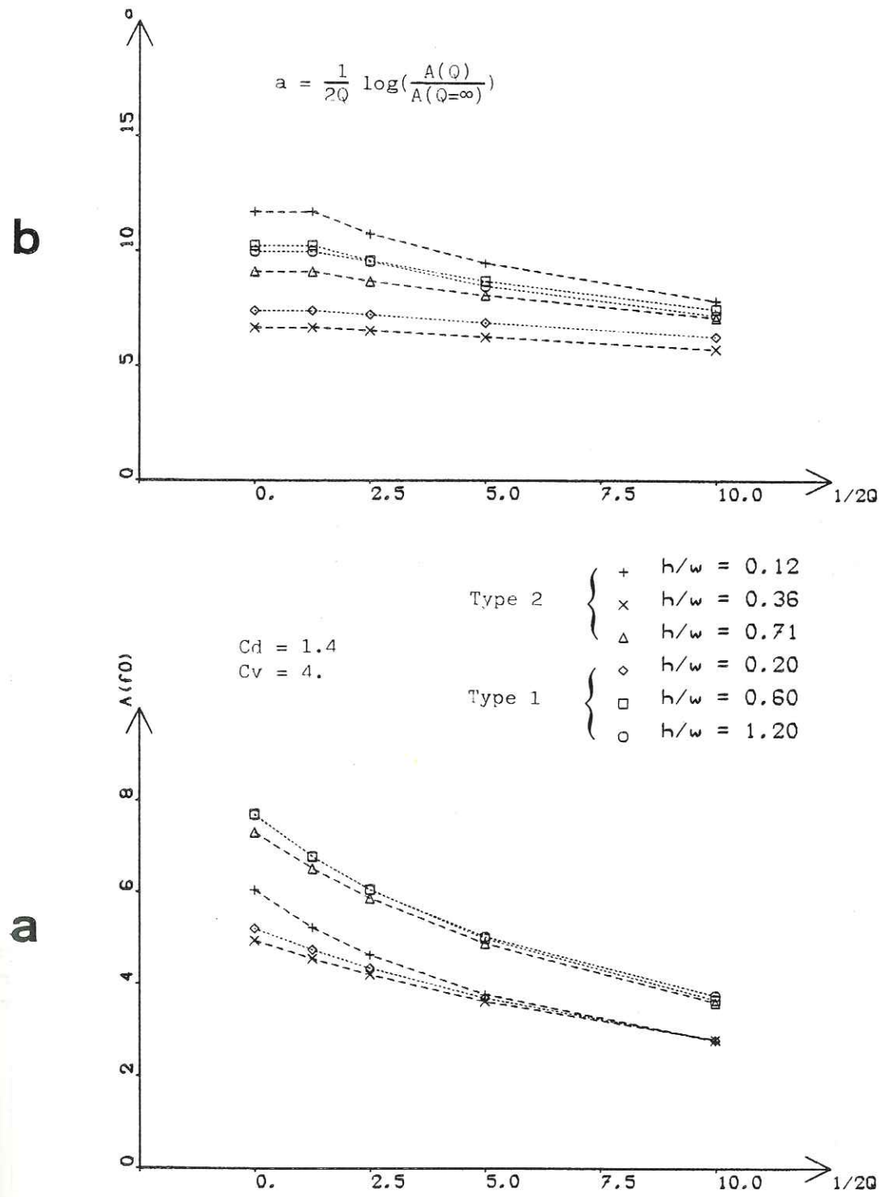


Figure 5.10 *Influence de l'atténuation sur l'amplitude du premier pic spectral au centre de la vallée.*
Les présents résultats correspondent à 6 vallées (3 de type 1, 3 de type 2, avec des épaisseurs respectivement égales), et un contraste d'impédance $C_v = 4$; $C_d = 1.4$ (cf Tableau 5.1).
a) Amplification A (Q) en fonction de l'amortissement 1/2 Q.
b) valeurs correspondantes obtenues pour la quantité $a = -2Q \ln A/A_0$. (correspondant à la formule $A = A_0 \exp(-a/2Q)$ avec $A_0 = A(Q = \infty)$

De plus, il semble à première vue (figures D.14 et D.15) que les amplifications correspondant aux autres modes de résonance (cisaillement plan et compression-dilatation) soient du même ordre de grandeur. Ce point serait à vérifier, mais est conforme aux observations expérimentales de King et Tucker (1983), qui ont observé les mêmes valeurs d'amplification (5-7) sur les trois composantes : verticale , horizontales parallèle et perpendiculaire à l'axe de la vallée.

5.2.4. Résultats sur les modes harmoniques

Les observations expérimentales de Tucker et King (1983) ne font pas apparaître ces modes "harmoniques" de manière très nette ; cela est probablement dû à l'importance grandissante des hétérogénéités à l'échelle de la dizaine de mètres, et de l'atténuation, lorsque la fréquence augmente. De plus, une part de ces harmoniques peut être associée aux modes supérieurs des ondes de surface, dont on sait qu'ils correspondent à une amplitude de surface nettement moindre que le fondamental (voir par exemple Drake, 1980).

Tout cela nous a conduit à ne pas mener une étude très fine de ces modes harmoniques, à propos duquel nous indiquons seulement quelques résultats très généraux, et un autre très particulier mais intéressant.

a) Localisation spectrale des harmoniques

L'examen des figures D 7, D 9, D 10, D 11, D 13 et D 14 montre clairement que ces harmoniques sont de mieux en mieux séparés lorsque le facteur de forme augmente. Cela correspond exactement à l'interprétation donnée en D.

En particulier, pour les vallées de type 2, proches de l'inclusion rectangulaire de la figure D.5, on constate (Figure 5.11) que les deux premiers harmoniques symétriques, correspondent exactement aux fréquences prédites par la formule :

$$f_{o,n} = \frac{\beta_1}{4h} \sqrt{1 + (2n+1)^2 \left(\frac{h}{w}\right)^2}$$

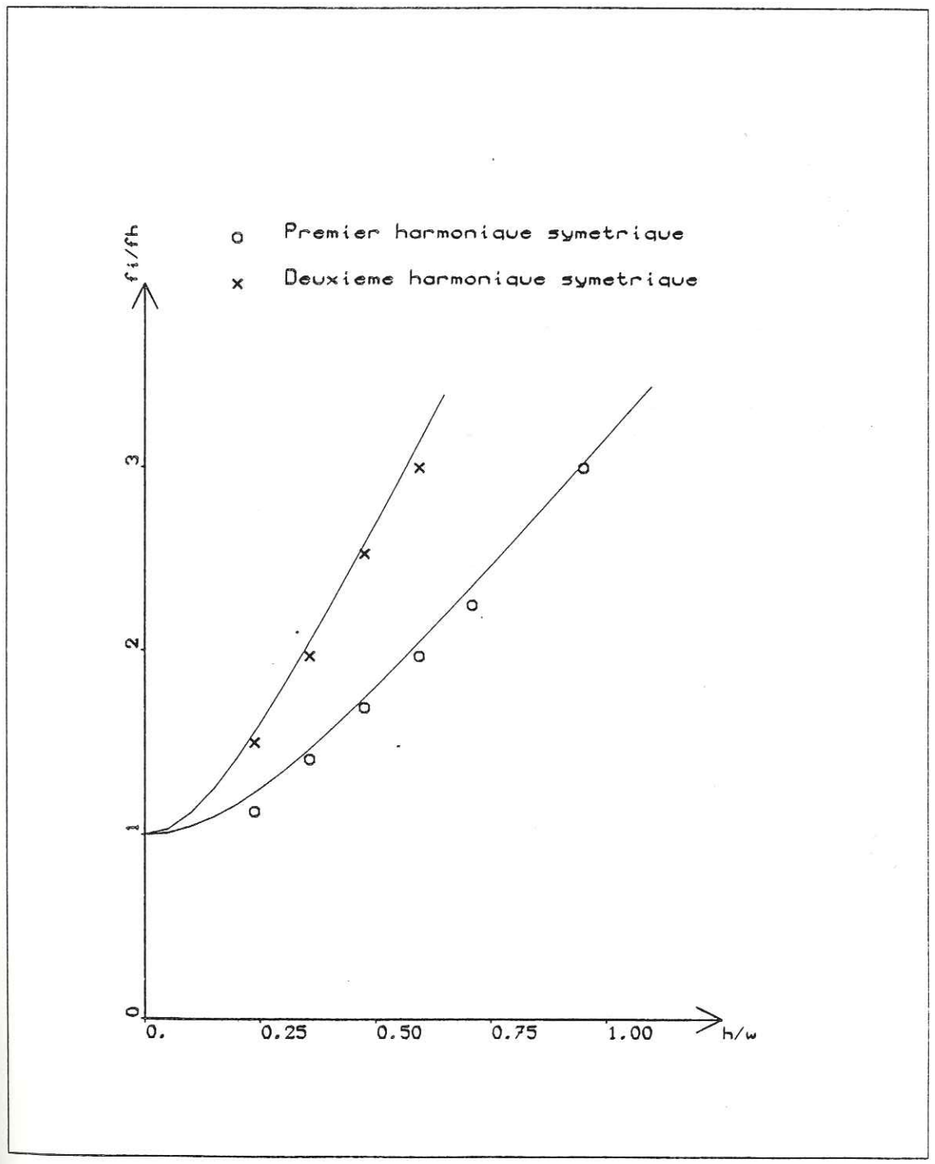


Figure 5.11 *Influence du facteur de forme sur la fréquence (adimensionnelle) des premier et deuxième harmoniques de résonance bidimensionnelle dans une vallée de type 2.*
On a aussi indiqué (trait plein) les valeurs des fréquences f_{02} et f_{04} prédites pour une inclusion rectangulaire (voir annexe D).

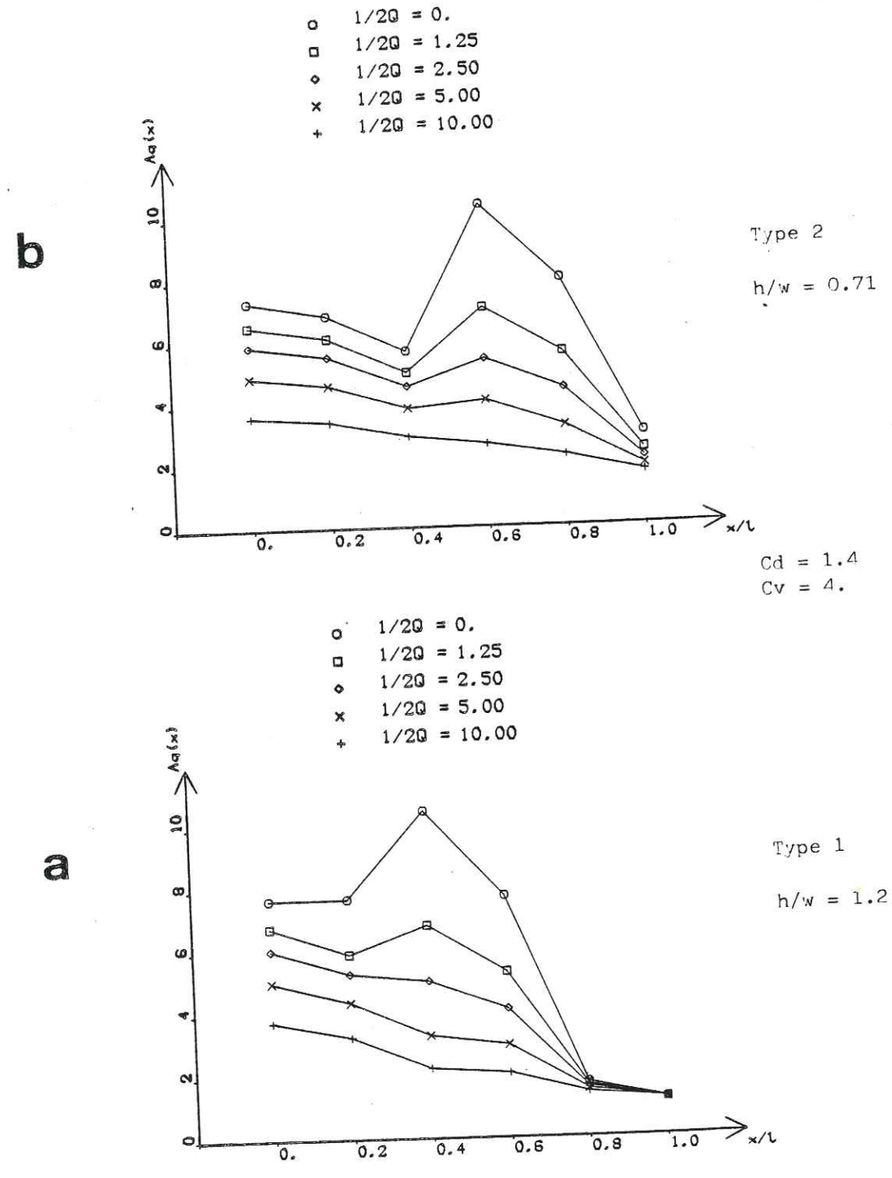


Figure 5.12 *Distribution spatiale des amplitudes maximales, calculées sur la bande de fréquences (0, 3 fh), pour deux vallées de type 1 (bas) et 2 (haut). On a considéré plusieurs valeurs d'atténuation dans la vallée (précisées sur la figure), mais un seul contraste (voir tableau 5.I) et un seul facteur de forme pour chaque type de vallée (respectivement h/w = 1.2 et h/w = 0.71).*

b) Amplitude

Nous avons considéré ici non pas l'amplification associée à chaque mode harmonique pris individuellement, mais seulement l'amplification maximale sur la gamme (0, 3 fh), qui les intègre tous ainsi que le fondamental.

La figure 5.12 illustre les résultats obtenus pour un contraste particulier (contraste de vitesse égal à 4) et pour les deux formes de vallée, et sont représentatifs de tous les cas étudiés : nous ferons deux commentaires.

- Lorsque le facteur de forme est faible, et le facteur de qualité élevé, c'est sur le bord de la vallée qu'on observe les plus fortes amplifications (jusqu'à deux fois celle du centre de la vallée dans certains cas).
- Cependant, si l'on prend en compte une atténuation réaliste ($Q < 40$), dans la formation superficielle, cette "supériorité" de l'amplitude maximale sur les bords disparaît, en raison de la diminution de l'importance des harmoniques.

c) Mise en évidence de l'importance possible des modes harmoniques dans un cas très particulier

L'interprétation proposée en D montre l'existence de deux types d'harmoniques : les harmoniques "verticaux" (paramètre m) et les harmoniques "horizontaux" (paramètre n), dont la fréquence est donnée par :

$$f_{n,m} = \frac{\beta_1}{4h} \sqrt{(2m+1)^2 + (n+1)^2 \left(\frac{h}{w}\right)^2}$$

Il peut arriver que différentes valeurs du couple (n, m) conduisent à une même valeur $f_{n,m}$: cette superposition à une même fréquence de plusieurs modes harmoniques est alors susceptible de produire, en certains sites de surface des amplifications extrêmement prononcées.

C'est une telle coïncidence qui est illustrée sur la figure 5.13, dans le cas symétrique le plus simple possible : $h/w \simeq 1$; on a alors $f_{02} = f_{10}$, et l'on voit que, lorsque le contraste de vitesses est important (5 ou 6), les amplifications atteignent des proportions extrêmement importantes, même lorsque l'atténuation est assez forte.

Il est certain que ces énormes amplifications proviennent du faible ordre (m, n) des harmoniques mis en jeu, car des harmoniques supérieurs seraient bien plus sensibles à l'atténuation. Nous pensons cependant qu'il est bon d'avoir conscience de cette possiblilité de superposition, pour certaines structures très particulières.

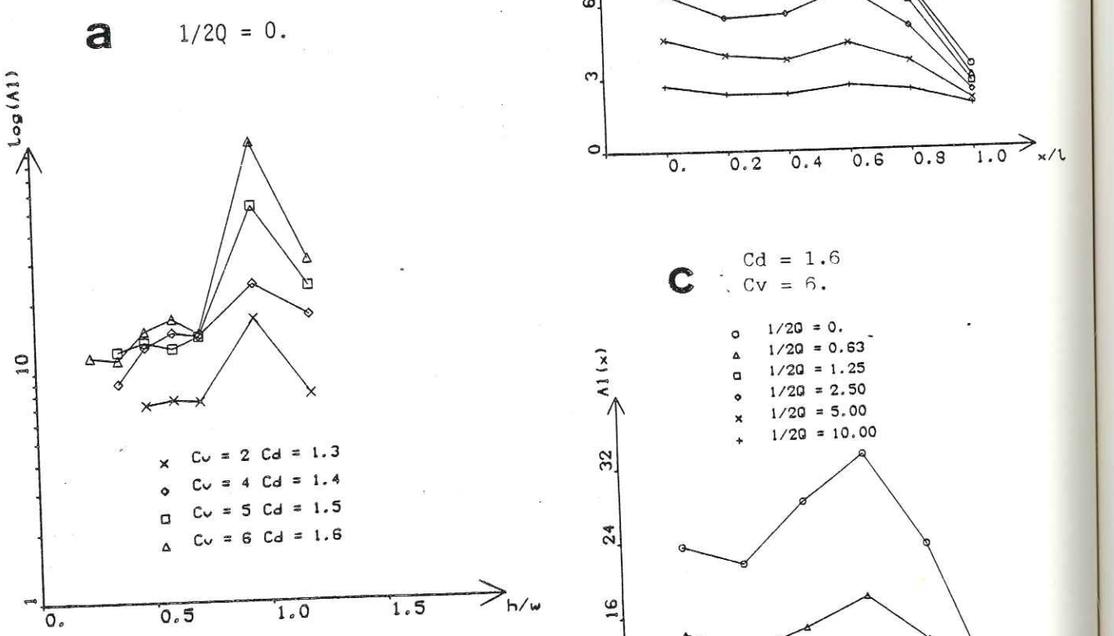


Figure 5.13 Superposition de plusieurs harmoniques.
a) Influence du facteur de forme h/w sur l'amplitude des mouvements au centre d'une vallée de type 2 pour le premier harmonique symétrique.
b) Distribution spatiale de l'amplification pour $f = f_1$ pour une vallée de type 2 ayant un contraste $C_v = 4$, $C_d = 1.4$ et un facteur de forme $h/w = 0.95$.
c) Même chose que b) pour un contraste $C_v = 6$, $C_d = 1.6$.

6. APPLICATION AU RISQUE SISMIQUE

Comme il a été déjà indiqué dans l'introduction, les observations macrosismiques ont depuis longtemps révélé la réalité et l'importance des effets de site d'origine "structurale". Il est donc tout naturel d'envisager l'application des résultats présentés dans ce travail à une évaluation plus précise et surtout géographiquement plus fine de l'aléa sismique. Etant donné le désaccord quantitatif entre l'essentiel de nos résultats sur la topographie et les observations expérimentales, nous nous sommes ici presque exclusivement intéressés aux "remplissages sédimentaires", c'est-à-dire à toute formation superficielle d'épaisseur variable reposant sur un substratum plus rigide, ce qui constitue encore un domaine assez vaste...

Nous avons souligné lors des chapitres précédents les différences qualitatives et quantitatives entre nos résultats, dont nous avons prouvé qu'ils reflétaient bien des phénomènes réels, et ceux issus des modélisations classiques unidimensionnelles, qui sont pratiquement les seules actuellement utilisées en ingénierie sismique, même pour des structures très sensibles (complexes chimiques, barrages, centrales nucléaires, etc...). Il importe donc de voir dans quelle mesure les effets d'origine "structurale" peuvent rendre fausses, voire caduques, les évaluations courantes de l'aléa sismique à des fins de dimensionnement parasismique, et aussi comment nos résultats et notre méthode pourraient, pratiquement, être intégrés au schéma général de dimensionnement parasismique.

Mais avant d'illustrer cela sur un exemple (une étude de microzonage du site de Nice), il est primordial de s'assurer de la validité pratique de nos calculs pour des sites réels, toujours géologiquement beaucoup plus complexes que nos modèles, et aussi de leur extrapolation au cas des mouvements forts.

6.1. Discussion préalable de l'applicabilité de nos résultats

Malgré leur aspect bidimensionnel et la complexité des phénomènes mis en évidence, les modèles utilisés ici peuvent apparaître extrêmement simplistes en regard de la réalité, d'un point de vue tant géométrique que rhéologique ou sismologique, comme il a déjà été indiqué dans l'introduction. Ce sont ces trois catégories de simplifications que nous discutons ici.

6.1.1. Discussion rhéologique

6.1.1.1. Hypothèse de linéarité

Une des principales hypothèques qui pèsent sur nos résultats provient de l'hypothèse de linéarité. Il est évident que la plupart des sols ont en fait un comportement fortement non linéaire, qui se traduit en général par une diminution de la rigidité et une augmentation de l'atténuation lorsque la distorsion augmente (Hardin et Drnevich , 1972a,b). Il semble donc qu'une modélisation réaliste des formations superficielles nécessite, au moins, des modèles "équivalent linéaires" (adaptation des caractéristiques élastiques au niveau de distorsion), comme c'est le cas par exemple pour le programme "SHAKE".

Malgré cela, nous pensons que nos résultats linéaires reflètent assez bien la réalité, et ce pour plusieurs raisons :

- l'intérêt principal de l'approche bidimensionnelle est la prise en compte de structures géomorphologiques assez étendues (extension latérale d'au moins une centaine de mètres, souvent d'un à plusieurs kilomètres) : on ne travaille donc pas du tout à la même échelle que les "dynamiciens des sols", qui considèrent en général des épaisseurs inférieures à quelques dizaines de mètres, et il est donc logique de penser que la non-linéarité joue un rôle beaucoup moindre

- par ailleurs, certains résultats expérimentaux récents (obtenus par des sismologues il est vrai) semblent montrer que des sols même très peu consolidés (vitesses des ondes S en surface : 100 à 200 m/s) ont un comportement linéaire au moins jusqu'à des niveaux d'accélération de 0.2 à 0.25 g ; on pourra consulter par exemple : Ohta et al. (1978) ; Rogers et al. (1979) ; Joyner et al. (1981) ; Kagami et al. (1982) ; Tucker et King (1983). Murphy et al. (1971) rapportent même l'absence de comportement non linéaire de sols très meubles (β = 180 m/s) jusqu'à des accélérations de 0.75 g...

Cette différence d'appréciation de l'importance du comportement non-linéaire entre les sismologues et les dynamiciens des sols est assez surprenante, et provient peut être de la difficulté pour ces derniers de réaliser des mesures directes des paramètres dynamiques des sols, sans altération de l'échantillon. Il y a là tout un champ d'études à entreprendre.

6.1.1.2. Hypothèse d'homogénéité

Elle est, elle aussi, manifestement fausse à l'échelle des sols, dont les propriétés varient beaucoup avec la profondeur (consolidation), et qui présentent souvent d'importantes variations latérales de faciès.

Cependant, en raison encore de la taille des structures géomorphologiques que nous prenons en considération, les longueurs d'onde envisagées sont généralement trop grandes pour voir le détail de ces hétérogénéités, et les résultats de nos calculs ne sont donc probablement pas trop éloignés de la réalité.

Cela apparaît d'ailleurs très clairement dans l'étude comparative rapportée dans l'annexe F, où l'existence d'un très fort gradient de vitesse vertical dans la vallée Chusal (> 10 m/s/m) n'empêche pas notre modélisation homogène de fournir de bons résultats jusque vers 7-8 Hz (soit une longueur d'onde "moyenne" de l'ordre de 80 m).

On peut dire d'une façon générale que nos résultats "homogènes" sont représentatifs de la réalité tant que les longueurs d'onde sont grandes devant les dimensions moyennes des hétérogénéités, et aussi que l'aspect "structure géomorphologique" domine sur l'aspect "hétérogénéités de surface" : par exemple, notre méthode ne donne pas de bons résultats pour la vallée Runo (annexe F), où le contraste de vitesses au niveau de l'interface sédiments-substratum est inférieur aux variations de vitesses à l'intérieur des sédiments eux-mêmes (Figures F 17 et F 18).

6.1.1.3. Hypothèse d'isotropie

Elle non plus n'est pas vérifiée dans la plupart des sols et formations superficielles, où existe cependant en général l'"isotropie transverse" (aucune dépendance azimuthale des paramètres élastiques). Il semble néanmoins, d'après les résultats de Harmsen et Harding (1981), que cette anisotropie n'influe que peu sur l'amplitude et la nature des ondes diffractées sur l'interface substratum-sédiments, et donc sur la réponse sismique globale des formations superficielles.

6.1.1.4. Rôle de l'eau

L'eau joue un rôle prépondérant dans la plupart des problèmes de mécanique des sols. Même en dehors de phénomènes spécifiques tels que la liquéfaction, qu'il est naturellement hors de question de traiter ici, la présence d'eau peut avoir une influence non négligeable sur la nature et la propagation des ondes dans les sols (Avallet, 1981 ; Auriault, 1982).

Cependant, mis à part la forte augmentation de la vitesse des ondes P dans les sols sous la nappe, ce rôle a été rarement mis en évidence de façon expérimentale sur les accélérogrammes. C'est encore là un nouveau domaine où sismologues et dynamiciens des sols devraient essayer de se réconcilier.

Pour conclure cette discussion rhéologique, nous dirons que, aussi bien les observations expérimentales, que des considérations tenant à l'échelle des phénomènes étudiés, nous conduisent à penser qu'en dépit de la simplicité extrême du comportement élastique linéaire homogène isotrope adopté dans nos modèles, nos résultats n'en ont pas moins une signification réelle, et pas seulement qualitative. On peut d'ailleurs toujours remarquer que l'hypothèse élastique permet au moins de délimiter les zones où les effets d'un séisme seront les plus importants, et où donc en particulier les effets "anélastiques" (plasticité, rupture, liquéfaction, tassement,etc...) sont à étudier avec un soin spécial.

6.1.2. Discussion géométrique

Cet aspect "géométrique" est en principe le point fort de notre méthode et de nos résultats... Et pourtant, les modèles bidimensionnels bicouches envisagés ici soutiennent difficilement la comparaison avec la réalité, pour essentiellement trois raisons :

- les sols, et, en particulier les dépôts alluvionnaires récents sont le plus souvent composés de fines couches superposées, ou même de lentilles, de matériaux très différents (sables, limons, argiles, etc...) qu'on peut donc difficilement assimiler à un seul matériau homogène.
- Les contacts entre le substratum et les dépôts superficiels, et surtout la topographie de surface ont souvent une géométrie autrement plus complexe que celles étudiées ici.
- Enfin, si les dépôts alluvionnaires d'origine fluviale correspondent grossièrement à une géométrie essentiellement bidimensionnelle, il n'en va pas de même pour les remplissages sédimentaires, les régimes lenticulaires, et surtout la topographie de surface, qui peuvent présenter d'importantes variations latérales dans les deux directions horizontales.

On peut répondre à ces objections de la manière suivante :

- d'une part l'argument de l'échelle des problèmes étudiés, et des longueurs d'ondes envisagées, déjà utilisé plus haut, est valable aussi ici, et permet de s'affranchir de la prise en compte du détail aussi bien de la géométrie que de la composition des couches.
- d'autre part la confrontation avec les résultats expérimentaux faite en E et F s'avère bonne en dépit de ces objections : les phénomènes qualitatifs mis en évidence sur un modèle grossier de structure existent effectivement dans la réalité, même s'ils sont parfois modulés par la structure géomorphologique fine du site considéré.
- de la même façon, les phénomènes d'origine "géométrique" mis en évidence sur ces modèles bidimensionnels, doivent exister a fortiori lorsque les structures sont fortement tridimensionnelles : par exemple, on peut penser que les remplissages sédimentaires à la fois profonds et axisymétriques sont sujets à des modes de résonance "globale" encore plus importants que ceux étudiés dans l'annexe D.

- enfin et surtout, cette topographie aussi bien souterraine que de surface n'est pratiquement jamais prise en compte dans les études de génie sismique, et il faut bien un début à tout...

6.1.3. Discussion sismique

Le but du microzonage sismique est a priori de prédire la répartition spatiale des mouvements sismiques dans la zone épicentrale, c'est-à-dire à proximité de la source. Il est alors évident que l'approximation d'ondes planes est fausse, puisque les plus importants dommages, sauf cas exceptionnel (séisme de BUCAREST VRANCEA de 1977) ont lieu à proximité de la faille.

On peut penser cependant que si l'on arrive, avec le type de méthodes présentées dans ce travail, à mettre en évidence des effets stables, c'est-à-dire indépendants de la provenance des ondes sismiques (ici de l'angle d'incidence), comme par exemple les phénomènes présentés plus haut pour les vallées alluviales à fort contraste, ces effets doivent aussi exister pour un champ d'ondes incident quelconque.

D'autre part, si tel n'était pas le cas, on n'aurait pas à étudier des effets de site, mais bien plutôt des effets liés à la source et à l'orientation du récepteur par rapport à la source. De telles études ne sont à la rigueur possibles que lorsque les failles susceptibles de jouer sont très bien connues et répertoriées, ce qui n'est le "privilège" que d'un nombre très limité de régions (Californie, Japon...). On n'en est pas encore là en France, et l'on ne peut étudier les effets de source qu'après coup...

Pour clore cette discussion du modèle, disons simplement que nous sommes très conscients des énormes simplifications qu'il présente par rapport à la réalité ; cependant, compte tenu de l'échelle des structures géomorphologiques que l'on veut étudier, et aussi vu les résultats expérimentaux les plus récents, nous sommes fortement enclins à penser, pour ne pas dire convaincus, que les effets mis en évidence ici représentent bien des phénomènes réels, susceptibles de se produire dans la zone épicentrale des séismes destructeurs.

Cette catégorie particulière d'effets de site n'a pratiquement jamais été prise en compte en génie sismique : il est donc important, avant toute étude quantitative, de voir comment ils vont se traduire au niveau de la réponse des constructions humaines, et en particulier comment il se représentent dans les principales grandeurs traditionnellement utilisées pour le dimensionnement parasismique.

6.2. Traduction des effets d'origine "structurale" sur les paramètres utilisés en génie sismique

Les ingénieurs-projeteurs chargés de dimensionner les structures en parasismique ont l'habitude d'utiliser des grandeurs simples résumant, plus ou moins bien, les caractéristiques des mouvements du sol (amplitude maximale, forme générale du spectre, durée), ces mesures pouvant être faites sur le déplacement, la vitesse ou l'accélération du sol. Nous allons donc passer en revue, brièvement, ces différentes "mesures" et indiquer comment s'y représentent les phénomènes d'origine géométrique étudiés ici. Cela nous amènera aussi à mettre l'accent sur l'importance d'une notion peu considérée jusqu'à il y a quelques années, celle de la cohérence spatiale des mouvements sismiques ("mouvements différentiels").

Avant d'entamer cet inventaire, il convient de rappeler que nous ne nous intéressons ici qu'à la modulation locale des mouvements sismiques et que donc toute détermination "absolue" de l'aléa sismique nécessite une étude préalable d'une autre nature pour évaluer l'aléa sismique régional. Toutefois, nos résultats sont intéressants aussi en "relatif", puisqu'ils donnent des indications sur les variations locales de cet aléa, c'est ce qui en fait l'intérêt pour le microzonage sismique qui sera abordé dans la section suivante.

6.2.1. Nature du mouvement: accélération, vitesse, déplacement

La plupart de nos résultats sont présentés en termes de spectres de réponse, traduisant la modification du spectre incident par l'effet propre du site. Ces spectres de réponse sont les mêmes quelle que soit la quantité à laquelle on s'intéresse : que l'on se donne un mouvement incident en termes de déplacement, vitesse ou accélération, il suffit de le convoluer avec ce spectre de réponse pour obtenir, respectivement, le déplacement, la vitesse ou l'accélération du sol au site considéré.

Cependant, on a vu que l'effet perturbateur des petites hétérogénéités du sol (d'origine rhéologique ou géométrique) augmente avec la fréquence (section 6.1), et que dans le même temps la précision numérique de notre méthode diminue (2.4). Il s'ensuit donc que, d'une façon générale, nos résultats s'appliqueront beaucoup plus aisément à l'étude des vitesses et surtout des déplacements qu'à celle des accélérations.

Mais, par ailleurs, toutes les études statistiques sur les mouvements forts (Duke et al., 1970 ; Seed et al., 1976 ; Boore et al., 1980) montrent que les quantités importantes pour les sols sont surtout les déplacement et les vitesses : c'est exclusivement sur elles que se manifestent les effets d'amplification du mouvement (cela est dû à un amortissement interne très élevé dans les sols). La limitation plutôt "basse fréquence" de nos résultats n'est donc vraiment gênante, une fois de plus, que dans le cas de la topographie de surface, associée dans la plupart des cas à des affleurements du substratum rocheux.

6.2.2. Pics d'amplitude

La méthode la plus immédiate de caractériser un mouvement sismique est de pointer sa valeur temporelle maximale. Le bien-fondé et la signification physique réelle d'une telle mesure ne sont pas très évidents, mais il est de fait qu'elle est énormément utilisée par les ingénieurs-projeteurs : il serait donc utile, sinon intéressant, de voir comment se traduisent les phénomènes étudiés ici sur ce type de mesure.

En fait, les valeurs maximales obtenues ainsi sont étroitement liées à la position relative du spectre incident par rapport au spectre de réponse du site envisagé. Ce type d'étude ne peut fournir de résultats significatifs que si l'on connaît bien les caractéristiques dynamiques des mouvements sismiques les plus probables -c'est rarement le cas surtout en France- ou si l'on dispose d'une très vaste gamme d'accélérogrammes (sismothèque) ce qui donne alors à ces valeurs maximales une valeur essentiellement statistique.

Cela confère donc à ce type d'études une lourdeur certaine, sans pour autant que l'on y gagne un éclairage physique nouveau : nous n'avons donc pas entrepris une telle étude ici. Cela serait cependant très souhaitable pour certains projets très particuliers du type installations nucléaires, complexes chimiques, ..., pour lesquels on utilise en général des modèles de dynamique des structures extrêmement sophistiqués, alors que l'on connaît très mal les caractéristiques des signaux incidents potentiels.

Indiquons cependant les ordres de grandeur des résultats probables d'une telle étude : on peut s'attendre à trouver, sur certaines formations, soit très meubles, soit très encaissées, des amplitudes maximales atteignant facilement trois à quatre fois celles du mouvement de surface sur les sols durs.

6.2.3. Contenu spectral

6.2.3.1. Apport de nos résultats par rapport aux modélisations unidimensionnelles

C'est là un type de caractérisation des mouvements sismiques de plus en plus utilisé en génie sismique, car correspondant très bien à la physique de la réponse des bâtiments et structures, dont le calcul parasismique est le plus souvent effectué en analyse modale (modes propres de vibration).

Nos résultats sont donc intéressants à plusieurs titres :

- l'amplitude associée aux modes de résonance des remplissages sédimentaires peut être extrêmement importante : jusqu'à quatre fois supérieure à celle prévue par les modélisations unidimensionnelles traditionnellement utilisées en ingénierie sismique (voir Figures 5.8 à 5.13),

- la fréquence de ces modes de résonance peut être extrêmement différente (jusqu'à 100% pour les vallées très encaissées) des fréquences 1D,

- enfin, nos résultats montrent aussi que même des structures très étendues (formations sédimentaires de plusieurs kilomètres d'épaisseur et ayant quelques dizaines de kilomètres d'extension latérale, du type de celles de San Francisco ou Niigata, cf Kagami et al., 1982) doivent être prises en compte pour les bâtiments de grande taille : en dépit du faible contraste d'impédance, leur géométrie peut parfois conduire à des amplifications importantes dans le domaine basse fréquence (f <1 Hz) (cf Figure 5.9 et les résultats de Kagami et al., 1982).

6.2.3.2. Utilisation pratique

Les spectres utilisés en ingénierie sismique ne sont pas des spectres de Fourier comme les nôtres, mais des "pseudo-spectres" de déplacement , vitesse, ou accélération relatifs correspondant à l'amplitude maximale du mouvement d'un oscillateur harmonique à faible amortissement (0 à 10 %), de fréquence propre variable, soumis à la sollicitation sismique considérée.

Nos résultats ne sont donc, ici encore, pas directement applicables pour le dimensionnement parasismique : il faut faire subir à nos spectres de réponse une séquence assez fastidieuse de déconvolutions et de convolutions pour aboutir à des "pseudo-spectres" finaux intégrant l'effet propre du site.

Pour les mêmes raisons que celles invoquées au paragraphe précédent, nous n'avons pas effectué ici ces calculs relativement lourds. On peut toutefois avoir une idée des "pseudo-spectres" associés aux effets des remplissages sédimentaires si l'on considère que ce sont en fait des lissages des spectres d'amplitude de Fourier, lissages dont la largeur de bande est proportionnelle au pourcentage d'amortissement critique des oscillateurs harmoniques considérés (cf Murphy et al., 1971) : ces pseudo-spectres correspondront donc à un écrêtement et à un élargissement des résonances mises en évidence dans ce travail, qui compte tenu de leur amplitude (cf chapitre 5) n'en demeureront pas moins très marquées.

6.2.4. Durée des mouvements

La notion de durée des mouvements forts est extrêmement importante pour certains problèmes rencontrés en génie sismique : elle est l'un des éléments essentiels des phénomènes très généraux de fatigue des matériaux, fatigue qui peut aboutir à la ruine au bout d'un nombre de cycles critique (variant en sens inverse de l'amplitude).

A côté de la fatigue du béton ou des autres éléments composants les bâtiments, il existe aussi des comportements des sols très sensibles à la durée du mouvement : on peut citer par exemple la liquéfaction des sables et limons (souvent présents dans les vallées alluviales), ou encore la stabilité des versants naturels ou artificiels (remblais, barrages).

Ainsi qu'on a pu l'entrevoir au chapitre 4, cette notion de durée est assez délicate à quantifier de manière significative ; elle dépend énormément de la fréquence à laquelle elle est évaluée, et c'est pourquoi nombre d'ingénieurs préfèrent souvent raisonner en termes de "nombre de cycles".

Quoi qu'il en soit, on voit très bien, qualitativement parlant, que les phénomènes de résonance, dûs au piégeage des ondes sismiques dans les formations superficielles, augmentent considérablement cette durée, beaucoup plus, encore une fois, que ne le prévoient les approches unidimensionnelles (voir par exemple la figure 6 de l'annexe H).

Notons aussi que cette prolongation du mouvement peut être significative aussi dans les zones à relief très tourmenté, donnant naissance à de très nombreuses ondes diffractées, et où donc un pourcentage élevé de l'énergie sismique incidente est transformé en ondes de surface.

Cet aspect peut en particulier, jouer un rôle important dans le déclenchement des glissements de terrain.

6.2.5. Cohérence spatiale : mouvements différentiels

Les effets d'origine "structurale" étudiés dans ce travail (propagation horizontale des ondes diffractées, modes de résonance harmoniques), ainsi d'ailleurs que des observations expérimentales de plus en plus nombreuses (Hudson, 1972 ; Tucker et al., 1983 ; King et Tucker, 1983) font apparaître l'importance des disparités locales des mouvements sismiques : ceux-ci peuvent être complètement différents en des sites distants d'à peine une centaine, voire quelques dizaines de mètres et ce même à des fréquences inférieures à 5 Hz.

Ce sont ces mouvements différentiels qui conditionnent presque totalement la réponse de structures allongées telles que ponts, canalisations, oléoducs, mais ils peuvent avoir des conséquences notables sur la réponse

sismique des constructions humaines, même relativement petites, par suite des effets de torsion, de bascule ou de compression-extension qu'il induisent dans leur fondations. Par ailleurs, ces mêmes mouvements différentiels peuvent être à l'origine de ruptures dans certains sols à faible résistance au cisaillement, par suite d'effortsde tension, et l'on peut penser aussi qu'ils ont un rôle non négligeable dans l'initiation dynamique des glissements de terrain.

Compte tenu de leurs conséquences potentielles, l'évaluation quantitative de ces mouvements différentiels est, à notre avis, très importante ; elle n'a cependant donné lieu, jusqu'à présent, à aucune mesure expérimentale directe (à notre connaissance tout au moins). La présente approche, théorique, permet toutefois d'accéder à l'ordre de grandeur de ces mouvements, comme cela est détaillé dans l'annexe G : leur amplitude est reliée bien sûr à l'amplitude du signal incident, mais aussi à la vitesse des ondes sismiques dans la couche la plus superficielle, via la relation

$$\frac{dv}{dx} \simeq \frac{1}{\beta} \frac{dv}{dt}$$

Ce résultat est différent de celui obtenu par Campillo (1982) pour le rayonnement en champ proche et en stratification plane d'une source quelconque : dans ce cas les mouvements différentiels sont gouvernés par la vitesse des ondes S à la profondeur hypocentrale. Cette différence est justement dûe à la courbure de l'interface formation superficielle-substratum, qui convertit une grande part de l'énergie incidente en ondes de surface caractéristiques de cette formation superficielle.

L'étude quantitative de l'effet de ces mouvements différentiels sur les bâtiments n'a été abordée que très récemment (Stratta et Griswold, (1976) ; Luco et Wong (1982)), car il s'agit là d'un problème très complexe englobant plusieurs disciplines : dynamique des structures, interaction sol-structure, sismologie. Ces premières tentatives sont encore très rudimentaires quant à l'origine de ces mouvements différentiels, puisque les deux publications citées les attribuent seulement au passage d'ondes de volume à incidence oblique, ou d'ondes de surfaces (ce qui se traduit simplement par un déphasage des sollicitations sismiques aux différents points d'appui du bâtiment, déphasage fonction de la vitesse de phase et de l'orientation relative de la structure). En fait, comme mis en évidence dans l'annexe G, ou encore dans les résultats expérimentaux de King et Tucker (1983), les mouvements en deux sites même proches peuvent être soit complètement incohérents, soit carrément en opposition de phase (modes harmoniques de résonance bidimensionnelle) et ce, pendant une durée assez longue (figure D.2).

Comme Luco et Wong (1982) trouvent déjà, pour leur modèlisation très simple, des différences très significatives dans le comportement du bâtiment, notamment en torsion, par rapport aux approches traditionnellement utilisées en ingénierie sismique (ondes SH verticalement incidentes, soit une sollicitation strictement identique sur tous les points d'appui), nous pensons qu'un effort important doit être fait pour mieux prendre en compte ces mouvements différentiels au niveau de la conception parasismique.

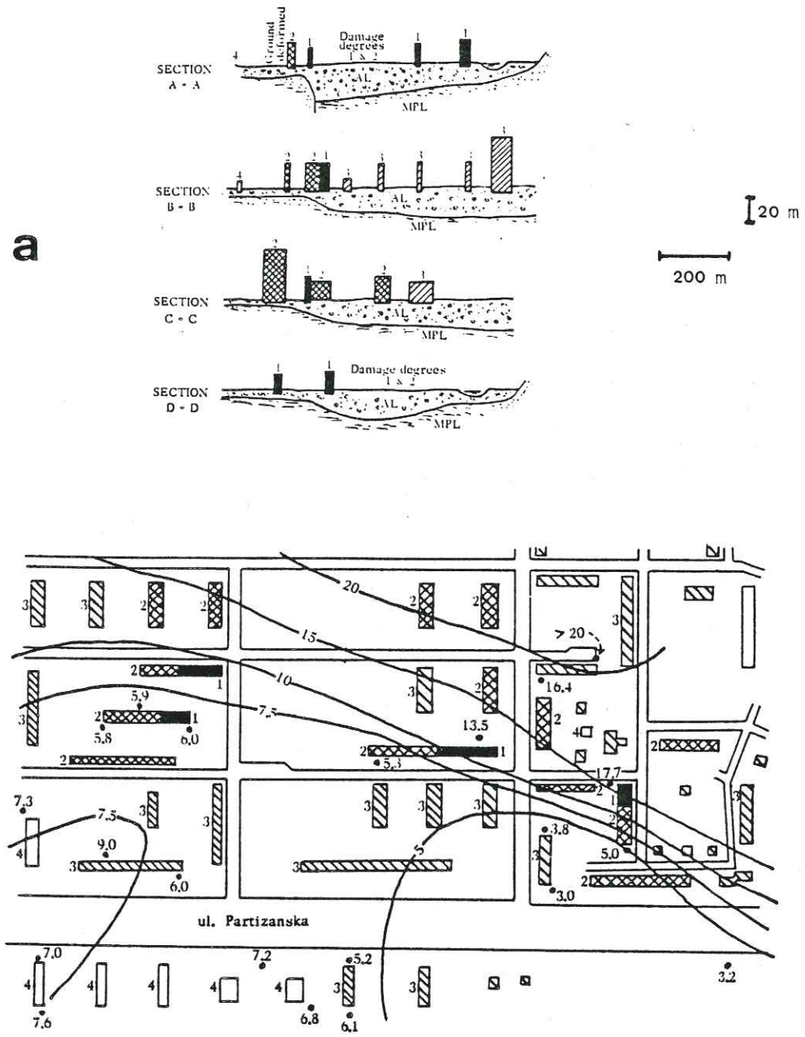


Figure 6.1 *Importance (possible) des mouvements différentiels en génie sismique. Distribution, en fonction de la géométrie du sous-sol, des dommages constatés lors du séisme de Skopje (1963).*
a) Coupe à travers les endroits les plus touchés (Al désigne les alluvions MPL le Mio-Pliocène).
b) Vue de dessus : distribution des dommages aux immeubles en surface: les lignes sont les courbes d'égale profondeur de l'interface alluvions-substratum
Degré des dégâts : 1. Immeubles détruits (Ruine)
2. Dommages très importants
3. Dommages notables
4. Dommages insignifiants.

Cela apparaît encore plus nécessaire lorsque l'on fait le rapprochement entre les résultats que nous avons obtenus pour les vallées alluviales (annexe G), et les dommages observés lors de séismes destructeurs : la figure G.10 montre que les mouvements différentiels sont maximaux sur les bords des remplissages sédimentaires, et d'autre part l'on a constaté (San Francisco (1906), Skopje (1963)) que les destructions les plus importantes, observées en général sur les zones d'alluvions ou de sédiments peu consolidés, étaient souvent maximales aux endroits où leur épaisseur varie brutalement : cela apparaît notamment sur la figure 6.1, extraite de Poceski (1969), où l'on constate de plus que, à l'intérieur d'un même groupe d'immeubles, les dommages augmentent avec l'épaisseur des alluvions. Bien que la courbure de l'interface sédiments-substratum puisse donner lieu dans ces zones à des phénomènes de focalisation d'énergie, notre opinion est que les mouvements différentiels sont pour une large part à l'origine de ces dommages.

Nous conclurons ce paragraphe en indiquant que, malgré le peu de confiance accordée à nos résultats quantitatifs sur la topographie, nous pensons que ces mouvements différentiels peuvent être très importants aussi sur les versants des reliefs topographiques et que les dégâts souvent observés sur ces reliefs lors des grands séismes ne correspondent pas forcément à une amplification du mouvement, mais peut-être à des efforts induits de torsion, bascule et compression-extension. Cela nous incite aussi à remarquer que les méthodes numériques utilisées pour étudier la réponse sismique des barrages, quoique très sophistiquées quant au barrage lui-même, fournissent des résultats dont la fiabilité est lourdement grevée par l'hypothèse d'une sollicitation strictement identique sur les points de contact entre le barrage et le rocher. Cette dernière remarque s'applique d'ailleurs à toutes les constructions dont la plus grande dimension horizontale dépasse quelques dizaines de mètres.

6.3. Un exemple d'étude de microzonage intégrant les effets d'origine structurale

6.3.1. Présentation

Une fois prouvée la validité de notre modèle, et démontrée aussi la nécessité de la prise en compte de ces effets géomorphologiques en génie sismique, il restait à appliquer nos résultats sur un cas concret.

La meilleure, ou du moins la plus immédiate des possibles applications, eût été l'intégration de cette approche bidimensionnelle dans le (long) processus d'évaluation de l'aléa sismique en un site prévu pour l'implantation d'une structure sensible (centrale nucléaire par exemple) ; cela n'a pas été possible, il est encore un peu trop tôt. Attendons quelques années, ces méthodes seront devenues courantes aux Etats-Unis et les bureaux d'études français pourront alors leur acheter leurs programmes de calcul...

Nous avons cependant pu ébaucher une application de nos résultats grâce à une action DGRST menée en collaboration avec le LCPC, le LRPC de Nice (CETE d'Aix-en-Provence) et le centre ARMINES commun à l'ENSMP et l'ENPC, et portant sur le microzonage sismique de quelques sites des Alpes Maritimes, et en particulier la ville de Nice. Les conditions de cette étude étaient loin d'être idéales, puisque nous devions cartographier l'aléa sismique sur une superficie assez importante (une vingtaine de km^2), sans posséder les renseignements géotechniques nécessaires à une connaissance quantitative précise des structures géologiques superficielles (géométrie, épaisseur, vitesses sismiques, densité, atténuation...).

Nous nous sommes donc débrouillés avec les données dont disposait le LRPC de Nice, et avons conduit cette application suivant la méthodologie précisée dans l'annexe H sur l'exemple d'un profil particulier du site de Nice. L'étude de sensibilité réalisée dans l'annexe F montre par ailleurs que, si les valeurs rhéologiques et géométriques adoptées, ou plutôt devinées (voir annexe H.) pour le site de Nice, ne sont pas trop éloignées des valeurs réelles (± 30 %), les résultats de notre modélisation sont suffisamment robustes pour mettre en évidence des effets réels, et en donner au moins l'ordre de grandeur quantitatif.

Quoi qu'il en soit, la répétition de ce type de calculs sur une série de trois profils traversant d'Est en Ouest la ville de Nice (dont on trouvera une description géologique sommaire dans l'annexe H), nous a conduit à proposer le microzonage sismique schématisé sur la Figure 6.2. Avant de le présenter un peu plus en détail, précisons cependant que ce microzonage est très partiel, parce qu'il ne représente qu'une partie des possibles effets de site, à savoir ceux qui modifient les caractéristiques dynamiques du signal sismique (précisées dans la section précédente) : il ne prend en compte ni les phénomènes de liquéfaction (objets d'une étude séparée), ni ceux de tassement, ni enfin les mouvements de terrain. Ce microzonage est partiel aussi au point de vue géographique, puisque nous n'avons considéré ici que la partie centrale de la ville de Nice (alluvions du Paillon et colline de Cimiez) Ce microzonage est partiel enfin parce qu'il n'est que relatif : nous ne l'avons pas relié aux estimations de l'aléa sismique régional (estimations d'ailleurs diverses, selon l'organisme qui les a faites : CEA, BRGM, ou EDF dans l'ordre d'optimisme croissant, voir Goula (1981)), ni aux futures règles PS 83 (84 ?) qui pourtant se préoccuperont beaucoup plus des effets de site que les précédentes (PS 69), mais qui en sont encore au stade de l'élaboration.

6.3.2. Résultats

Cette ébauche de microzonage esquisse essentiellement trois zones différentes.

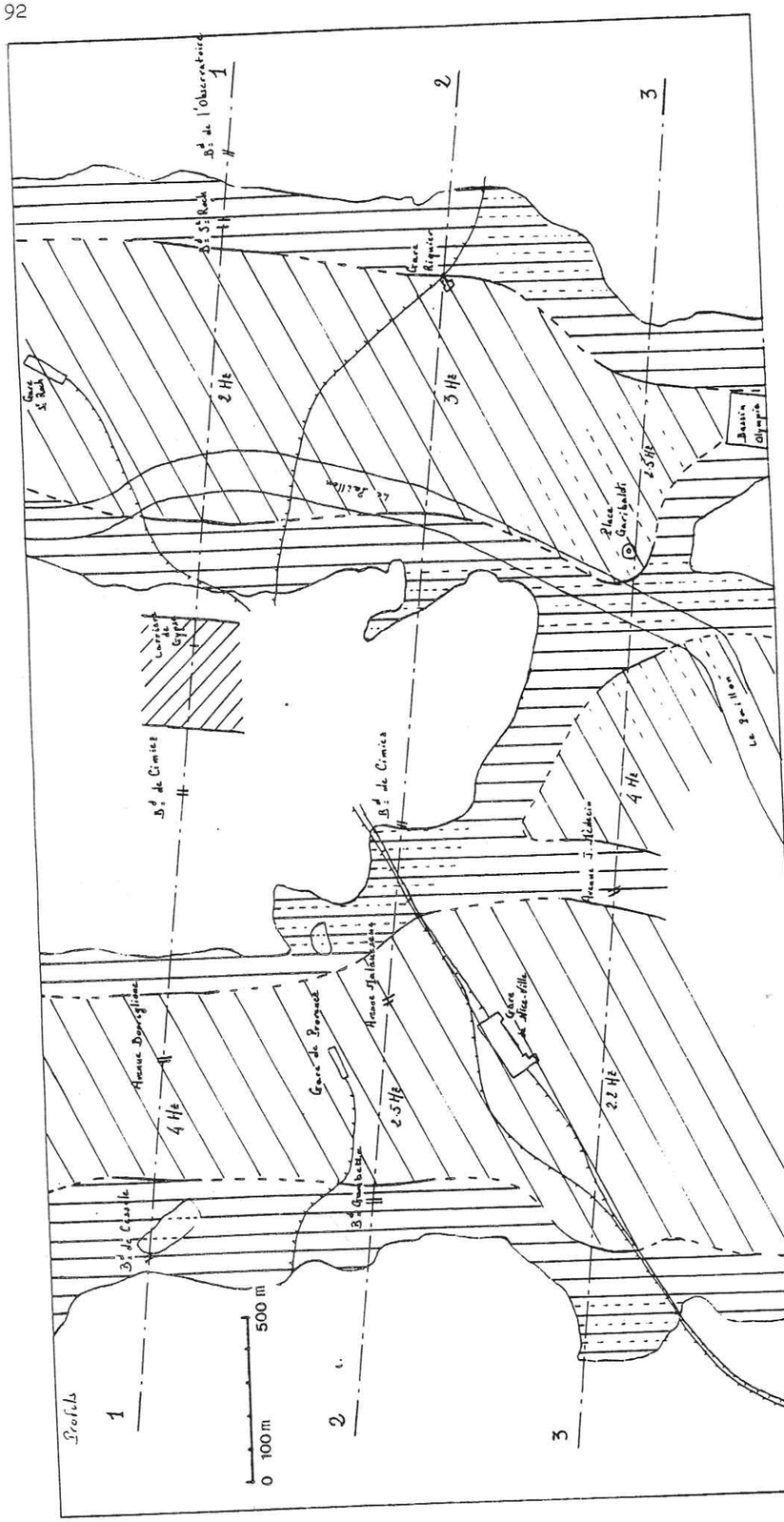


Figure 6.2 Proposition de microzonage pour la ville de Nice (effets reliés à la propagation des ondes). Voir le texte (§ 6.3.2) pour de plus amples commentaires.

La première zone (zone 1) est la zone la moins exposée (aux effets étudiés ici) : aucun phénomène particulier d'amplification, de prolongation, de mouvements différentiels n'y a été mis en évidence par nos calculs. Il se peut cependant que des études plus poussées en révèlent, mais nous pensons qu'ils seront de moindre importance que ceux des zones 2 et 3.

La zone 2 correspond aux parties où l'épaisseur des alluvions est à peu près constante (partie centrale des bassins Est et Ouest). Le phénomène le plus important y est la résonance, et les spectres de réponse sont de la forme de ceux des points A et B de la figure H.5. La fréquence de résonance est inversement proportionnelle à l'épaisseur des alluvions (les valeurs indiquées sur la figure 6.2 correspondent seulement aux valeurs de vitesses et d'épaisseur des alluvions adoptées dans la modélisation, et demanderaient à être vérifiées); quant à l'amplitude de cette résonance, elle peut être jusqu'à 1.5 à 2 fois supérieure à celle prévue par les modèles unidimensionnels, dont les résultats, en cas d'études poussées de dimensionnement parasismique pour un projet particulier de construction, devraient donc être majorés d'au moins 50 %. Signalons cependant que, comme le facteur de forme du remplissage est assez faible (< 0.3), ces modèles 1D donnent une bonne estimation de la fréquence de résonance. Enfin, on doit aussi, dans cette zone, garder présents à l'esprit les mouvements différentiels associés aux ondes de surface, qui doivent probablement rendre les mouvement sismiques complètement incohérents pour des distances Est-Ouest supérieures à environ 100 m.

La zone 3 correspond aux zones de variations prononcées de la structure superficielle, c'est-à-dire en gros aux bordures des bassins alluviaux. Les mouvements sismiques y ont certainement une amplitude moindre que dans la zone 2 (au moins en ce qui concerne la vitesse et le déplacement), mais leur fréquence dominante y est plus élevée (site C de la figure H.5), et surtout les mouvements différentiels plus importants. Ces phénomènes sont probablement encore plus marqués dans les zones à caractère fortement tridimensionnel, comme indiqué sur la figure 6.2. On peut aussi intégrer dans cette zone 3 la partie sommitale de la colline de Cimiez, où les effets d'origine topographique sont assez similaires. Enfin, signalons l'inadéquation totale, dans cette zone, de tous les modèles 1D.
Ce microzonage purement sismique devrait, s'il était complet, s'assortir d'une série de recommandations précisant les précautions particulières à prendre dans chaque zone ; on pourra en trouver certaines, d'ordre purement qualitatif, dans l'annexe H, mais l'élaboration d'une notice commentant cette cartographie nécessiterait l'intervention de spécialistes de dynamique des structures, notamment en ce qui concerne les mouvements différentiels.

Une description détaillée de la méthodologie utilisée dans cette étude, ainsi que des résultats obtenus de façon similaire sur le site de Roquebillière (Alpes-Maritimes) bien connu pour le glissement de terrain catastrophique de 1926, pourront être trouvés dans le rapport de J.P. Meneroud, du LRPC de Nice.

Il ne reste plus maintenant qu'à attendre l'épreuve du séisme, ou des crédits supplémentaires. Les seconds viendront-ils sans le premier ? ...

6.4. Conclusions

Les enseignements de cet essai d'application sont multiples, et concernent d'abord, pour le futur, la prise en compte des effets d'origine structurale en génie sismique, mais aussi, pour le passé, les corrections nécessaires à apporter aux observations macrosismiques.

Nous espérons avoir assez souligné l'importance "ingénierique" de ces effets géomorphologiques, et la nécessité de leur prise en considération dans toute étude un tant soit peu poussée de dimensionnement parasismique. Cela ne signifie pas pour autant qu'il faille abandonner les méthodes classiques (1D) d'évaluation des effets de site : les programmes Shake, Flush, etc..., sont très bien adaptés aux études de dynamique des sols ; simplement, il faut être conscient de l'existence possible de phénomènes "géométriques", agissant à une échelle un peu plus grande, et dont les effets peuvent être non seulement d'amplitude supérieure, mais aussi de nature différente. A quoi sert-il d'utiliser des modèles très sophistiquées de dynamique des structures, ou de comportement rhéologique des sols, et de discuter sur des écarts de résultats de ± 10 %, si l'on n'essaie pas, un peu en amont, de mieux préciser la nature et l'amplitude des sollicitations incidentes, dont nous avons montré qu'elles pouvaient varier dans des proportions supérieures à 100 % du seul fait des effets purement géométriques...

D'un point de vue pratique, l'intégration de cette approche bidimensionnelle dans les études de dimensionnement parasismique, ou de microzonage sismique, requiert cependant une bonne connaissance préalable de la structure géomorphologique au voisinage du site considéré, ce qui nécessite le plus souvent des reconnaissances géotechniques ou géophysiques assez profondes et donc assez lourdes et chères, comme cela a été déjà souligné par Kagami et al.(1982) et Zahradnik et al(1982). Ce type d'investigations poussées ne peut donc se justifier, économiquement, pour l'instant, que pour des constructions à la fois importantes et sismiquement sensibles, ou bien pour des études de microzonage d'agglomérations de taille déjà conséquente (50000 à 100000 ha)

Cependant, une fois la structure géomorphologique bien définie, la prise en compte de ces effets géomorphologiques -dans le cadre de l'élaboration des futurs P.E.R. (Plan d'Exposition aux Risques) par exemple- serait grandement facilitée par l'établissement préalable de séries d'"abaques", dont l'ébauche a été donnée au chapitre 5, ce qui de surcroît réduirait le coût individuel de telles études. Maintenant que les paramètres fondamentaux gouvernant ces phénomènes ont été bien identifiés, il suffirait probablement de quelques heures de calcul (5 à 10) sur le CRAY pour établir des courbes relativement fiables.

D'autre part, nous pensons que le travail présenté ici pourrait être utilisé "à l'envers", pour corriger les données macrosismiques historiques (cartes isoséistes) de ces effets d'origine structurale, qui ne sont pas une invention des temps modernes. Comme indiqué dans l'introduction, les modulations locales peuvent conduire à des écarts de 2 à 3 degrés d'intensité, ce qui est énorme.

L'intérêt de telles corrections est double : d'une part cela permettrait d'homogénéiser un peu l'ensemble des données macrosismiques historiques, et de le rendre mieux apte aux études statistiques sophistiquées qu'on lui fait souvent subir, sans peut-être prendre les précautions nécessaires (cf l'avis de V. Cohen dans le Rapport du CODER à l'Académie des Sciences, 1982, p.81).

En particulier, cela pourrait permettre d'éclaircir le "mystère" du séisme de 1564 en Haute-Vésubie , région au relief très tourmenté, et où les instabilités de pente sont manifestes.

Et d'autre part, la démarche consistant à fonder l'évaluation de l'aléa sismique régional sur les observations macrosismiques historiques "brutes" et ensuite à moduler ce dernier en fonction des conditions locales, prend en compte, en fait, deux fois ces effets de site, et est donc, non seulement pessimiste, mais fausse. Mais ces corrections représentent aussi un énorme travail.

La méthode d'Aki et Larner a mis 13 ans pour passer du Journal of Geophysical Research au Bulletin de Liaison des Laboratoires des Ponts et Chaussées : puisse cela lui porter bonheur et lui permettre, à elle et à toutes les approches bidimensionnelles, de trouver bientôt un usage courant dans la pratique.

7. CONCLUSION

Nous avons résumé l'essentiel de nos résultats dans le tableau 7.I, en indiquant les trois aspects principaux étudiés ici :

- l'aspect phénoménologique, précisant le phénomène physique à la base des effets observés,
- l'aspect spectral, indiquant la bande de fréquence intéressée par ces phénomènes,
- et enfin, l'aspect appliqué, précisant la nature et l'amplitude des effets associés, vus dans l'optique risque sismique.

Conformément aux résultats obtenus dans les chapitres 3 et 5, nous avons séparé les vallées alluviales en deux catégories, les "peu profondes" et les "profondes" : comme précisé au chapitre 5, cette distinction dépend en fait du contraste de vitesse et du type de sollicitation, et les valeurs de facteurs de forme "critique" indiquées dans ce tableau correspondent à des contrastes assez forts ($\geqslant 3.5$). A titre de comparaison, nous avons aussi rappelé les résultats du modèle en couche plane de Haskell.

En simplifiant à l'extrême, on peut dire que les effets d'origine structurale étudiés dans ce travail sont reliés à la base à des phénomènes de diffraction induisant des ondes à propagation horizontale : l'énergie "verticale" de l'onde incidente est ainsi convertie, pour partie au moins, en une énergie "de surface", dont la décroissance temporelle est plus faible (l'expansion géométrique des ondes de surface est toujours nettement inférieure à celle des ondes de volume). Lorsqu'à ces phénomènes purement géométriques se rajoutent des phénomènes d'ordre rhéologique (ici le contraste d'impédance dans les vallées alluviales), les ondes ainsi diffractées sont simultanément amplifiées et piégées dans les formations superficielles : cela peut donner naissance, sous certaines conditions géométriques (dimension latérale comparable à la dimension verticale), à des résonances d'un genre nouveau, typiquement multidimensionnel.

De tels phénomènes modifient évidemment les caractéristiques des signaux sismiques ; l'ampleur de ces modifications est maximale lorsque la longueur d'onde est comparable aux dimensions caractéristiques de la structure considérée : ainsi, pour les reliefs topographiques (au moins tant qu'ils sont assez doux), le phénomène principal, en surface, est la diffraction d'ondes à propagation horizontale, et la dimension caractéristique est donc la largeur du relief. Pour les vallées alluviales peu profondes (de largeur très supérieure à l'épaisseur), il y a présence simultanée de la résonance verticale 1D et des ondes de surface piégées dans la vallée : l'épaisseur contrôle la fréquence du premier pic spectral, tandis que la largeur contrôle l'espacement des pics "secondaires" (dont l'amplitude est comparable à celle du premier) dûs à des phénomènes d'"écho" (réverbération des ondes de surface). Enfin, pour les vallées alluviales profondes, ces effets sont à nouveau spectralement très localisés, (résonance 2D) mais leur amplitude est extrêmement importante du fait de la concomittence des interférences "latérales" et "verticales".

- - - - - - - - - - - - -

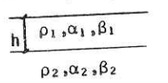
onde incidente / Structure	P	SV	SH	
Relief topographique	Diffraction d'ondes de surface : Ondes de Rayleigh	Ondes P et de Rayleigh	Onde SH (Love)	Phénomène principal (en surface)
	Effets : Fréq.centrale f = β/l	large bande : f = α/l	f = β/l	Bande de fréquence
	Amplification au sommet (⩽100 %), déamplification à la base, mouvements différentiels sur l'ensemble du relief.			Effets intéressants en génie sismique
Couche plane 	Résonance verticale (Haskell)			Phénomène principal
	Effets à bande étroite : résonance avec fondamental et harmoniques $f_n = (2n+1)\alpha_1/4h$ (θ=0°) ⟷ $f = (2n+1)\beta_1/4h$ (θ=0°) : $f_n = (2n+1)\,\beta_1/4h$ (couplage si θ ≠ 0°)			Bande de fréquences Fréquence
	$\rho_2\alpha_2/\rho_1\alpha_1$ Amplification à la résonance (θ≠0°)	$\rho_2\beta_2/\rho_1\beta_1$	$\rho_2\beta_2/\rho_1\beta_1$	Effets intéressants en génie sismique Amplification si $Q_1 = \infty$
Vallée alluviale "peu profonde"	Résonance verticale (Rayleigh) + Diffraction d'ondes de surface (Rayleigh)		(Love)	Phénomènes principaux
	Pics étroits mais nombreux et rapprochés (effet d'"écho") Fondamental ≈ $\alpha_1/4h$	≈ $\beta_1/4h$		Fréquences
	Amplifications très fortes (amplification 1Dx2) à la résonance; prolongation du mouvemt ; Mouvemt différentiels, surtout à l'aplomb des variat° d'épaiss.			Génie sismique
Vallée alluviale "profonde"	Résonance globale			Phénomènes principaux
	h/w>1.0 : compress°extens°	h/w>0.5 cisaillt plan	h/w>0.7 cisaillt anti-plan	
	Effets à bande étroite : résonance avec fondamental et harmoniques $f_o = \frac{\alpha_1}{4h}\sqrt{1+(0.5\frac{h}{w})^2}$	$f_o = \frac{\beta_1}{4h}\sqrt{1+(1.7\frac{h}{w})^2}$	$f_o \approx \frac{\beta_1}{4h}\sqrt{1+(\frac{h}{w})^2}$	Fréquences
	Très fortes amplifications (jusqu'à 4 fois l'amplification 1D) et très forte prolongation. Mouvements différentiels sur les bords, et dans la partie centrale pour les harmoniques.			Génie sismique

Tableau 7.I : Synthèse des principaux effets associés aux reliefs topographiques et aux vallées alluviales.

Que dire de plus qui n'ait déjà été dit soit dans ces chapitres introductifs soit dans les annexes ? Je renverrai donc les lecteurs pressés -ceux qui ne lisent que les remerciements et les conclusions- aux diverses conclusions partielles, et en particulier celle du chapitre 6 concernant l'application des présents résultats au risque sismique.

Encore un mot cependant : il est de bon ton dans une conclusion "d'élargir son champ de vision" et d'"ouvrir des perspectives nouvelles". Pour ma part, maintenant que les phénomènes de base sont bien appréhendés, je vois essentiellement trois directions de recherche à entreprendre : la première, vers l'amont, concerne l'intégration du mécanisme à la source pour mieux représenter le champ d'ondes incident ; la seconde, vers l'aval, concerne la liaison des présents résultats avec ceux de la dynamique des sols et des structures pour une meilleure appréciation du risque sismique. Enfin, la troisième, (vers l'avant ?), serait une sophistication -toujours prudente et raisonnable, par "petits pas"- de l'approche utilisée ici de façon à prendre en compte des milieux rhéologiquement, et géométriquement, plus complexes.

Je n'aurai donc pas la prétention d'avoir épuisé le thème de l'effet des variations latérales de structure ; en revanche, le lecteur, lui, doit être épuisé de toutes ces variations sur un même thème.

Alors, comme je ne suis pas Beethoven, j'arrête.

050 035706 7

" Maintenant sommes-nous encore gros de quelque chose, cher ami,
et sentons-nous des douleurs d'enfantement au sujet de la science,
ou sommes-nous entièrement délivrés ? "

PLATON, Théétète.

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
MAISON DES GEOSCIENCES
DOCUMENTATION
B.P. 53
F. 38041 GRENOBLE CEDEX
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

A N N E X E A

ONDES DIFFRACTEES ET DISTRIBUTION DES MOUVEMENTS

SUR LES RELIEFS TOPOGRAPHIQUES BIDIMENSIONNELS

Pierre-Yves BARD

(Geophysical Journal of the Royal astronomical Society, 71, p. 731-760)

Geophys. J. R. astr. Soc. (1982) 71, 731–760

Diffracted waves and displacement field over two-dimensional elevated topographies

Pierre-Yves Bard *Laboratoire de Géophysique Interne (associé au CNRS: ERA 603) IRIGM, Université Scientifique et Médicale de Grenoble BP 53X, 38041 Grenoble Cedex, France*

Received 1982 April 14; in original form 1981 April 16

Summary. The Aki-Larner technique is used to perform, in both the time and frequency domains, an analysis of the effects of two-dimensional elevated topography on ground motion. Incident plane *SH*-, *SV*- and *P*-waves are considered and the respective influences of surface geometry, elastic parameters and the incident wave characteristics, as long as they remain within the limits of applicability of the A-L technique, are investigated in some detail.

Besides the well-known amplification/deamplification effect related to the surface curvature, wave scattering phenomena on the convex parts of the surface are shown to contribute significantly to the disturbances in the displacement field around the topographic structure. These scattered waves are *SH* in the case of incident *SH*-waves, and mainly Rayleigh waves in the *P* case, while both Rayleigh and horizontal *P*-waves, sometimes of large amplitude, develop in the *SV* case. The frequency dependence of this scattering, though complex, seems to be mainly controlled by the horizontal scale of the topographic structure. The parameter study points out the regular and intuitive behaviour of this wave scattering in both *SH* and *P* cases, while it exhibits a puzzling complexity for incident *SV*-waves, which is interpreted as resulting from the importance of the *S*–*P* reflections on mountain slopes in that case.

As to the ground motion, some general features may be pointed out. The amplification on mountain tops, which is systematically greater for incident *S*-waves than for *P*-waves, generally decreases as the average slope decreases or as the angle of incidence increases. Mountain slopes undergo either amplification or deamplification depending on site location, frequency and incidence angle, but they always undergo strong differential motion due to the lateral propagation of the scattered waves and their interference with the primary wave. Finally, all these effects may be greatly enhanced in the case of complex topographies, which moreover give rise to a significant prolongation of ground motion because of the large number of scattered waves.

1 Introduction

For many years, a great number of authors have pointed out the importance of site effects in many seismological problems, ranging from source parameter computation to seismic risk assessment. These site effects were at first related to the local sediment cover (resonance of surface layers, sand liquefaction, attenuation of high frequencies, etc.). More recently, however, observations have been made (e.g. Key 1967; Nason 1971; Trifunac & Hudson 1971) showing the influence of topography on surface ground motion.

Besides field studies (Davis & West 1973; Griffiths & Bollinger 1979), or model studies (Rogers, Katz & Bennett 1974; Ilan, Bond & Spivack 1979), the theoretical investigations have focused more on numerical solution rather than on a detailed study of the effects of topography on surface motion. A lot of numerical methods have been developed to investigate the scattered far-field (small perturbations: Gilbert & Knopoff 1960; Hudson & Knopoff 1967; Hudson 1967; MacIvor 1969; small perturbations and finite difference: Aboudi 1971; Alterman & Aboudi 1971), or the displacement field over the topography itself (analytical models: Trifunac 1973; Wong & Trifunac 1974; Singh & Sabina 1977; finite differences: Boore 1972; Alterman & Nathaniel 1975; Ilan 1977; Ilan *et al.* 1979; finite elements: Smith 1975; discrete wavenumber representation: Larner 1970; Bouchon 1973; matched asymptotic expansion: Sabina & Willis 1975, 1977; integral equations: Wong & Jennings 1975; Sills 1978; Sanchez-Sesma & Rosenblueth 1979; and boundary methods: England, Sabina & Herrera 1980). All these theoretical models, involving a two-dimensional homogeneous elastic half-space with a simple topographic section (except Singh & Sabina 1977, who consider a three-dimensional hemispheric valley), provide results which quantitatively agree with one another, and qualitatively confirm the experimental observations: amplification usually occurs on convex parts of the ground surface (mountain tops or valley edges), and deamplification on concave parts and shadow zones. Our purpose here is therefore not to present yet another numerical method, but to try to gain a better understanding of these topographic effects, through their dependence on parameters such as incident wave type, frequency, incidence angle and anomaly height.

In other respects, all available theoretical results seem to underestimate the observed effects of topography on surface motion, as reported by Davis & West (1973), and Griffiths & Bollinger (1979). Since the model study values corroborate those obtained by numerical methods (Rogers *et al.* 1974; Ilan *et al.* 1979), it is believed that quantitative disagreement between theory and observation is due, at least partly, to the complexity of both incident signal and topography. It is therefore another aim of the present paper to show how a somewhat complicated topography can produce greater effects than isolated ridges or valleys, and that the surface motion at a particular site depends a lot on the topographic features of a wide area around.

We believe that the Aki-Larner method is the best suited to this kind of study, since it is a very tractable and computationally cheap method, and because the discrete wavenumber representation provides useful information on the nature of the scattered elastic field. This

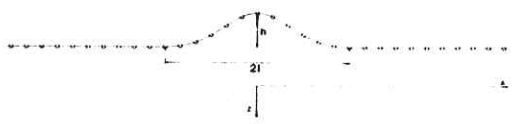


Figure 1. Geometrical shape of the mountain model introduced by Sills (1978), and corresponding to the cases investigated in Figs 2–17. The open circles indicate the sites where the synthetic seismograms of Figs 2, 3 and 14 are computed.

A1

technique has already been presented with many details by Lamer (1970), Aki & Larner (1970) and Bouchon (1973), and its reliability carefully discussed. The limitation of our investigations to topographic features having slopes lower than 40°, and to incident body waves only, with rather small incidence angles so as to avoid shadow zones, together with the experimental observations of Rogers *et al.* (1974) and Ilan *et al.* (1979) showing that the radiation lobes of the diffracted waves are directed essentially downwards, allow us to think that the Rayleigh ansatz error does not alter the accuracy of our results too much.

2 Effects of simple topography on incident plane waves – a parameter study

2.1 GENERALITIES

Our purpose is to evaluate the surface displacement and the scattered elastic field produced by a plane body wave impinging upon a two-dimensional topographic feature lying over an otherwise isotropic homogeneous elastic half-space, for various topography, half-space and incident wave characteristics.

Our computations rely on the same theoretical formulation as those presented by Bouchon (1973), except that we do not correct the displacement field for the residual stresses, since we remain well within the validity limits of the A-L technique. Furthermore, in order to investigate the ground motion in the time domain, we follow the approach described by Bard & Bouchon (1980a), making the computation at equally spaced frequencies having an imaginary part equal to half the frequency step. The disturbances induced by the structure periodicity L (required by the A-L method) are avoided by a suitable choice of both the frequency range and the time window.

Topographic effects then depend on three kinds of parameters:

2.1.1 Topographic shape

This is the most difficult to quantify. For a better understanding of the diffraction and amplification/deamplification mechanisms, only simple topographic profiles are considered at first. The 'pseudo-realistic' mountain model of Sills (1978) is chosen, defined through the equation:

$$\zeta(x) = h(1-a)\cdot\exp(-3a) \qquad \text{with} \qquad a = (x/l)^2$$

this topography is completely defined by its half-width l and its height h. Its shape is illustrated in Fig. 1.

2.1.2 Half-space elastic parameters

These reduce to the shear and compressional velocities, respectively denoted as β and α, since the material density has no influence.

2.1.3 Incident wavefield characteristics

These are wave type, incidence angle, azimuth and frequency spectrum. Only incident plane waves are considered here, for simplicity and because nearfield studies introduce a lot of new parameters related to the source mechanism. Moreover, only incident body waves are taken into account. The effect of incident wave azimuth is not considered: only in plane and out of plane motions are investigated.

The remaining independent dimensionless parameters considered in this paper are therefore: the topography shape ratio h/l, the Poisson ratio ν, the dimensionless frequency

$\eta = 2l/\lambda$ (which is scaled to the S wavelength $\lambda = \beta/f$), and the incidence angle θ, measured from the vertical axis.

For time domain studies, we generally choose an input signal in form of a Ricker wavelet, having a time dependence:

$$f(t) = (a-0.5)\exp(-a) \qquad \text{with} \qquad a = |\pi(t-t_s)/t_p|^2$$

where t_s is the time of maximum amplitude, and t_p the characteristic period. We also sometimes use a combination of several Ricker wavelets.

2.2 GENERAL CHARACTERISTICS OF TOPOGRAPHIC EFFECTS IN THE VERTICAL INCIDENCE CASE

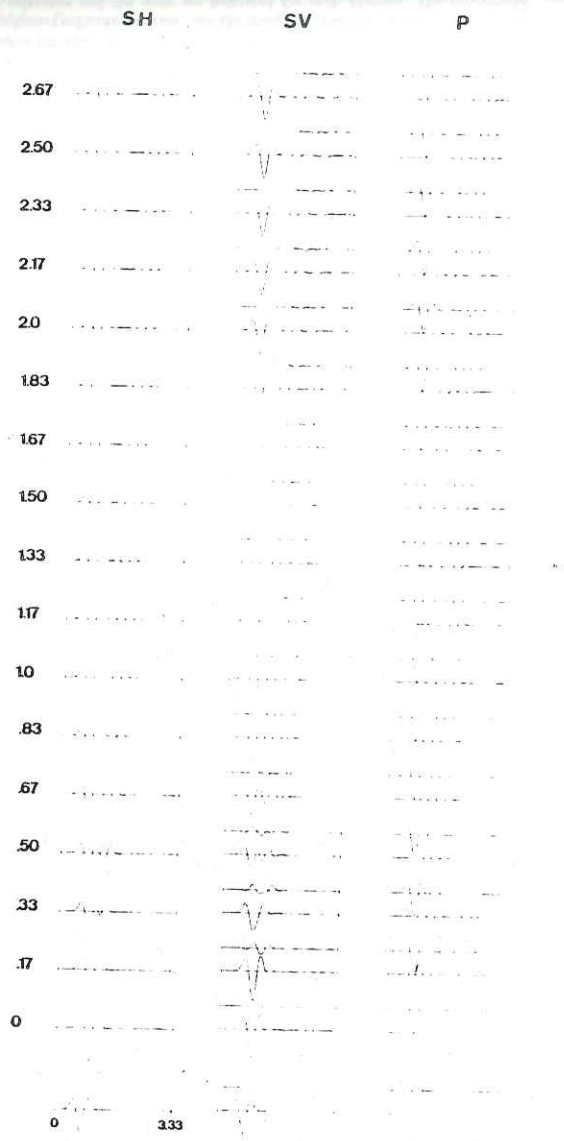
In this section the case of P, SV and SH plane waves vertically incident on two topographic features is investigated, a mountain having a shape ratio h/l equal to 0.375, and a symmetric depression. Materials with Poisson's ratio $\nu = 0.25$ are considered until Section 2.5.

2.2.1 Time domain study

Fig. 2 illustrates the time history of ground motion at several sites located over the topographic elevation and some distance apart, for an incident Ricker signal having a characteristic dimensionless frequency of $\eta_p = 1.83$, in each of the three SH, SV and P incident cases. The well-known amplification pattern on mountain tops appears on each of the three components, but it is more important in the case of incident S-waves (43 per cent for SH and 30 per cent for SV) than in the case of incident P-waves (only 10 per cent). Moreover the computed motions do not exhibit much change in signal waveform or duration. On the contrary, on mountain slopes, significant alterations appear; while the ground displacement amplitude is reduced, its duration is increased. The amplitude reduction is more important for horizontal components (the maximum attenuation is about 25 per cent for SH, 40 per cent for SV and only 10 per cent for incident P-waves). In the SH case, seismograms away from the topography show an outward propagating signal having roughly the same shape as the incident signal and an amplitude of about 20 per cent at a distance $2l$ from the mountain top. The phase velocity of this diffracted wave, together with the space dependence of its amplitude, which fits an $x^{-1/2}$ decay, are consistent with a horizontal SH-wave generated near the mountain top. In the P and SV cases, seismograms exhibit a somewhat greater complication, because of the outward propagation of two such diffracted waves. Their phase velocities, vertical/horizontal component ratio, and spatial decay ($x^{-1/2}$ for the fastest wave, and nearly constant for the slowest), allow their identification as a horizontal P-wave and Rayleigh wave, respectively. The relative importance of these two waves undergoes great changes with the incident wave type. In the SV case, the horizontal P-wave is the main disturbance and is associated with a horizontal displacement around 20 per cent of the direct one (measured at the same reference site $x = 2l$), whereas in the P case,

Figure 2. Response of the mountain illustrated in Fig. 1 ($h/l = 0.375$) to vertically incident, respectively, SH, SV and P Ricker wavelets of characteristic dimensionless frequency $\eta_p = 1.83$. The traces represent the time history of the displacement at surface receivers, spaced from 0 to $2.5l$ from the mountain top (numbers on the left represent the site location in dimensionless values x/l). In the SH case, only the transverse horizontal component, v, is represented, while in the P and SV cases, both horizontal motion along the x-axis (u, lower trace) and vertical motion (w, upper trace), are depicted. The bottom traces represent the ground motion for a plane free surface. The dimensionless length of the time window is 3.33. Here $\nu = 0.25$.

A 2



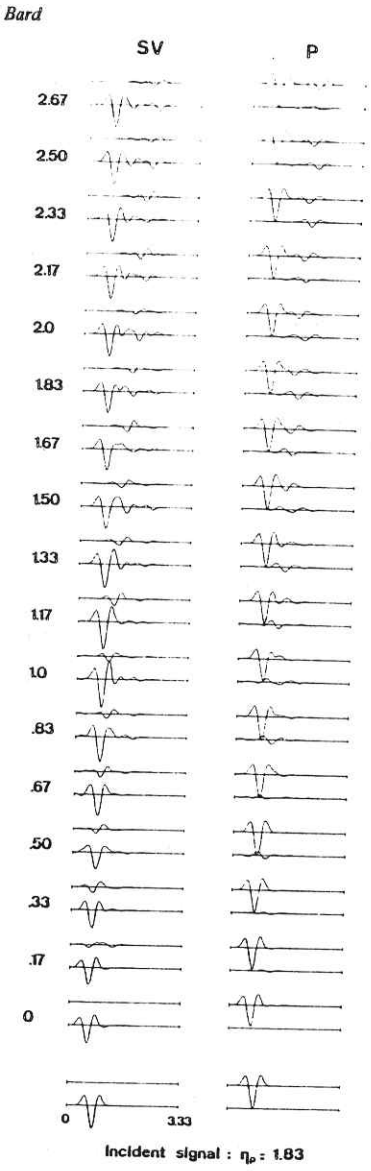


Figure 3. The same as Fig. 2, but for a depression of same shape ratio. Only the SV and P cases are illustrated.

A3

the most important disturbance is the Rayleigh wave, which produces a vertical displacement around 25 per cent of the direct one. The deamplification pattern at the mountain base, reported by some authors, does not show up here, probably because the incident signal has a relatively short duration, so that direct signal and diffracted waves are well separated and do not interfere. On the contrary, the crest/flank amplification ratio reaches rather large values for incident *S*-waves (2 in the *SH* case, 2.2 in the *SV* one).

The case of *P*- and *SV*-waves vertically incident on a depression is illustrated in Fig. 3. The bottom of the canyon undergoes deamplification in both cases, the amount of which is greater on the horizontal (20 per cent) than on the vertical motion (10 per cent). The synthetic seismograms on canyon flanks exhibit only a slight deamplification in the *SV* case, and no changes as to signal duration and waveform. On the contrary, the ground motion at sites distant from the valley borders reveals an outward propagation of diffracted waves generated at the valley edges, which themselves undergo a clear amplification (around 20 per cent for incident *SV*-waves).

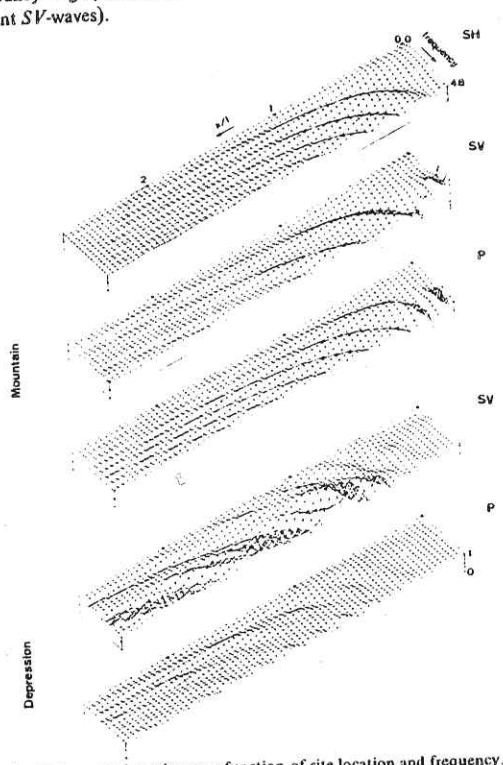


Figure 4. Amplitude of the ground motion as a function of site location and frequency. The three upper diagrams depict the mountain case (Fig. 2) and the two lower the depression case (Fig. 3). The top diagram represents the horizontal transverse component v for the *SH* case, the second and fourth one the horizontal component u in the *SV* case, and the third and fifth the vertical component in the *P* case. The nul amplitude reference and the scale are indicated for each diagram. The topographic outline is not shown so as to see the displacement amplitude variations better.

2.2.2 Frequency domain study

It is important to get an idea of the frequency at which topographic effects (amplification or deamplification, diffraction of scattered waves) become significant. Theoretical calculations of Gilbert & Knopoff (1960), Hudson (1967) and Hudson & Boore (1980) relate the amplitude of the diffracted wave with the spatial Fourier transform of the topographic cross-section, so that this 'starting frequency' depends, for a given topographic shape, essentially on its width (in comparison to the wave velocity), while the shape ratio acts as an amplitude factor. Furthermore, experimental observations (Rogers *et al.* 1974) and theoretical computations (Boore 1972; Bouchon 1973) show surprisingly low values for these starting frequencies. On mountain tops, there appear spectral amplifications greater than 10 per cent for wavelengths about four times the total width of the topographic feature. Though our purpose here was not to investigate in detail the very low frequency domain, we may note that, for incident *P*- and *SV*-waves as well as for *SH*-waves, our computations happen to confirm these very low values of the 'starting frequency', and its main control by the topographic width (see Fig. 8b).

However, our interest here is in the 'medium frequency' domain, i.e. wavelengths between 2 or 3 times the mountain width, and its height. Fig. 4 represents the 'raw' displacement spectra in the *SH*, *SV* and *P* cases corresponding to Figs 2 and 3 (these are not the true displacement spectra because they must be corrected for the complex frequency, which attenuates the amplitude on elevated sites and lessens the importance of late arrivals). The low-frequency behaviour is consistent with the time domain observations reported

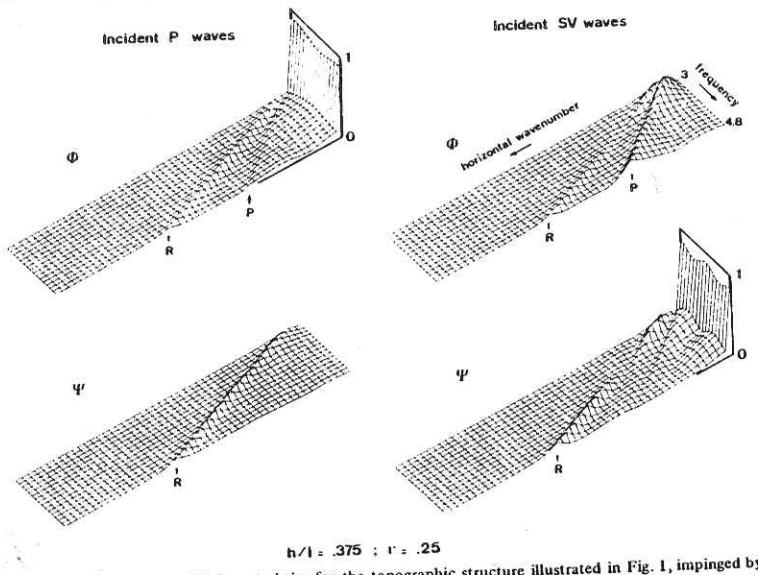


Figure 5. Elastic potential characteristics for the topographic structure illustrated in Fig. 1, impinged by vertical *P*-waves (left) and *SV*-waves (right). The compressional (ϕ) and rotational (ψ) potentials of the scattered waves, computed at a $z = 0$ altitude, are shown as a function of frequency (dimensionless step: 0.3). L is the structure periodicity involved by the use of the A-L technique. The scale on the right of the upper left and bottom right diagrams represents the amplitude of the incident *P*- or *SV*-waves, respectively.

A 4

above, but higher frequencies give rise to significant changes, essentially on mountain slopes and valley edges; these changes follow an oscillatory pattern, due to the interaction between the direct and diffracted waves, as noted by Rogers *et al.* (1974). At a given site, the frequency spacing of lobes of constructive and destructive interference is inversely proportional to the time delay between the direct wave and the main diffracted wave. For instance, the frequency spacing at the same site is larger on the horizontal displacement for incident *SV*-waves than on the vertical one for incident *P*-waves, since the former is controlled mainly by the horizontally diffracted *P*-wave, and the latter by the Rayleigh wave. It is thus very difficult to predict whether amplification or deamplification will occur systematically at a given site; nevertheless, a constant feature is that mountain slopes always undergo strong differential strains, the amount of which increases with the frequency (at least within the frequency range investigated here).

On another hand, these oscillations converge towards the onset site of the corresponding diffracted waves. Fig. 4 thus indicates that the scattered *SH*-, *P*- and Rayleigh-waves originate at mountain tops and valley edges, that is, on convex parts of the topography. Also noticeable on this figure are the great high-frequency disturbances appearing in the horizontal

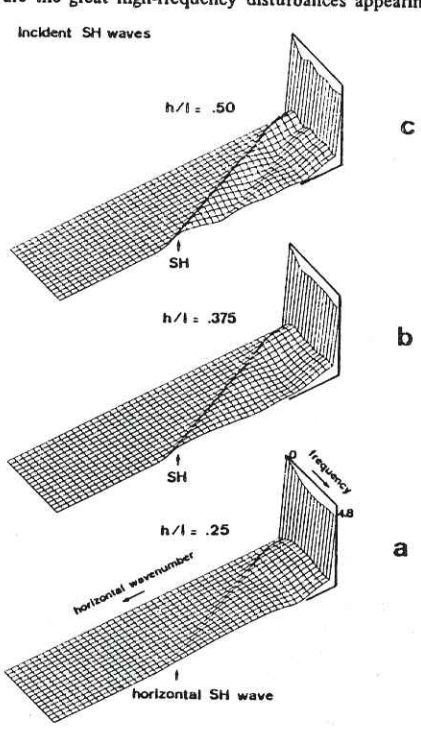


Figure 6. Variations of the scattered wavefield characteristics with the shape ratio in the *SH* case. The diagrams represent the amplitude of the scattered waves, computed at a $z = 0$ altitude, as a function of the horizontal wavenumber and of the frequency. These amplitudes are normalized to that of the incident wave.

displacement field for the canyon case. They are due to the Rayleigh ansatz error, which should be greatly reduced in more realistic models, where the presence of other interfaces would allow the presence of an upgoing diffracted field. However, in this paper, we have focused our interest on elevated topographic features, for which the Rayleigh ansatz error is rather small and localized.

The diagrams in Figs 5 and 6(b) illustrate the dependence of the scattered elastic field (represented by the elastic potentials ϕ and ψ in the *P* and *SV* cases, and the displacement in the *SH* case, each being computed at a $z = 0$ altitude) on both horizontal wavenumber and frequency. This scattered field is clearly separated into a main vertically reflected wave, homogeneous waves corresponding to the rays obliquely reflected on mountain slopes, and the horizontally diffracted *SH*-, *P*- and Rayleigh-waves. Although it is very difficult to distinguish between a horizontal *SV*-wave and a Rayeligh wave because of their small velocity difference, our opinion is that only a very small amount of energy is diffracted as a pure horizontal *SV*-wave, since the ψ/ϕ amplitude ratio, which is about 1.5 for the slowest branch, fits very well the theoretical Rayleigh curve (1.47 for $\nu = 0.25$). The amplitudes of both the vertically reflected wave and the oblique ones exhibit a quite strong dependence on frequency, but, in each case, minima of the vertical waves correspond to maxima of the homogeneous waves. Such a pattern suggests that the amount of energy propagating downwards remains roughly constant whatever the frequency. As to the waves diffracted along the surface, their amplitude does not depend strongly on the frequency, except for the Rayleigh wave in the *SV* incident case, which vanishes for dimensionless frequencies between 1.5 and 2.4. The reasons for this disappearance are not yet clear, but it explains the weakness of the Rayleigh wave on Fig. 2 in the *SV* incident case. Nevertheless, for other frequencies, the diffracted Rayleigh wave is larger for incident *SV*-waves than for incident *P*-waves, especially in the low-frequency domain. On another hand, the horizontal *P*-wave is almost non-existent in the *P* incident case.

As a partial conclusion, the topographic effects may be summarized as follows: the energy of the incident plane waves is first focused on convex parts of the surface topography where the displacement amplitude undergoes significant amplification over a rather broad frequency range. Although a large amount of this energy is reflected downwards as vertical and oblique homogeneous waves, the differential motion and strain induced by this local amplification make these convex parts radiate energy outwards in the form of surface waves (Rayleigh waves or surface *SH*- and *P*-waves). The fact that the mountain or valley slopes of the topographic feature investigated in this section, remain lower than 30°, and thus cannot reflect *SH* and *P* incident rays into horizontal waves, which we nevertheless observe, supports this idea. Furthermore, the large amplitude of the horizontal *P*-wave in the *SV* incident case may result from the superposition of a classical geometric reflection of incident *SV*-waves on mountain slopes, and of this radiation from mountain tops. Therefore, except on mountain tops and valley bottoms where no diffracted waves arrive in the case of a single topographic feature, and where the displacement amplitude is thus mainly controlled by focusing or defocusing, the amplitude spectra are strongly governed by the interference between the direct and diffracted waves.

2.3 EFFECT OF MOUNTAIN HEIGHT

We consider in this section the case of plane *SH*-waves vertically incident upon two mountains having respective shape ratios 0.25 and 0.5, and the case of *P*- and *SV*-waves incident upon this last mountain, and we compare them with the results obtained in the previous section ($h/l = 0.375$). The corresponding horizontal wavenumber frequency diagrams are shown in Fig. 6 for the *SH* case, and Fig. 7 for the *P* and *SV* cases (see Fig. 5 for comparison).

A 5

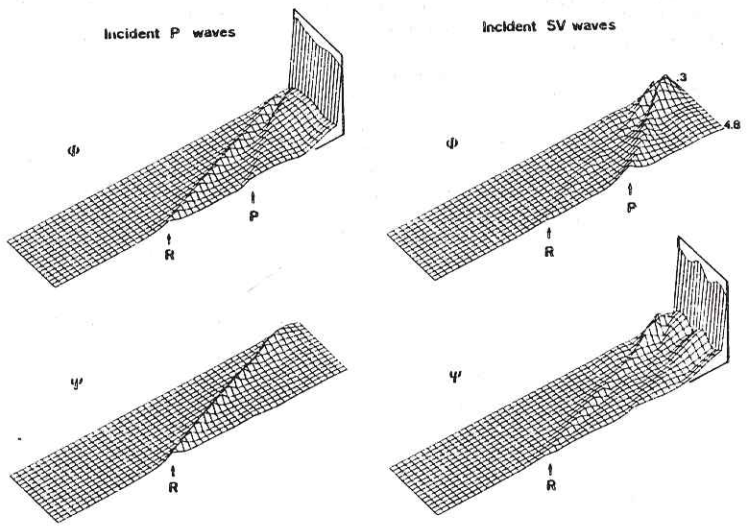


Figure 7. The same as Fig. 5, but for a higher elevation (h/l = 0.50).

2.3.1 *Diffracted wavefield*

The coupled frequency dependence of vertically and obliquely reflected waves mentioned above appears to be controlled by the mountain height: the frequency spacing of adjacent lobes gets narrower as the height increases. This phenomenon is interpreted as an interference scheme between vertical or subvertical waves reflected on the mountain top, and those reflected on each flat side of the topography. Such a hypothesis is supported by the measurement of the frequency spacing, which corresponds to a travel-time difference around 2 h/c, where c is the adequate wave velocity (β for incident S-waves, α for incident P-waves). This interference pattern has only little influence on the surface displacement, and has most effect on the deep underground motion below the topographic feature.

The horizontal diffracted SH-wave clearly strengthens as mountain height increases. Its amplitude is about 20–30 per cent larger for the highest elevation than for the medium-size one. This is only slightly lower than would result from a linear increase. Moreover, this ratio shows a trend to increase with frequency.

The horizontal P-wave scattered by incident P-waves also builds up as the shape ratio increases, but the Rayleigh wave still remains the most important feature. On the contrary, this regular strengthening is not observed in the SV incident case. The highest mountain scatters a greater amount of horizontal P-waves (up to 30 per cent more) only in the low-frequency domain, and the phenomenon is reversed for higher frequencies ($\eta > 3$).

The diffracted Rayleigh wave exhibits a behaviour very similar to that of the horizontal P-wave. In the incident P case, the Rayleigh wave shows a significant magnification (between 15 and 45 per cent) for the highest mountain and this magnification slightly increases with the frequency. On the other hand, for incident SV waves, the magnification (around 30 per

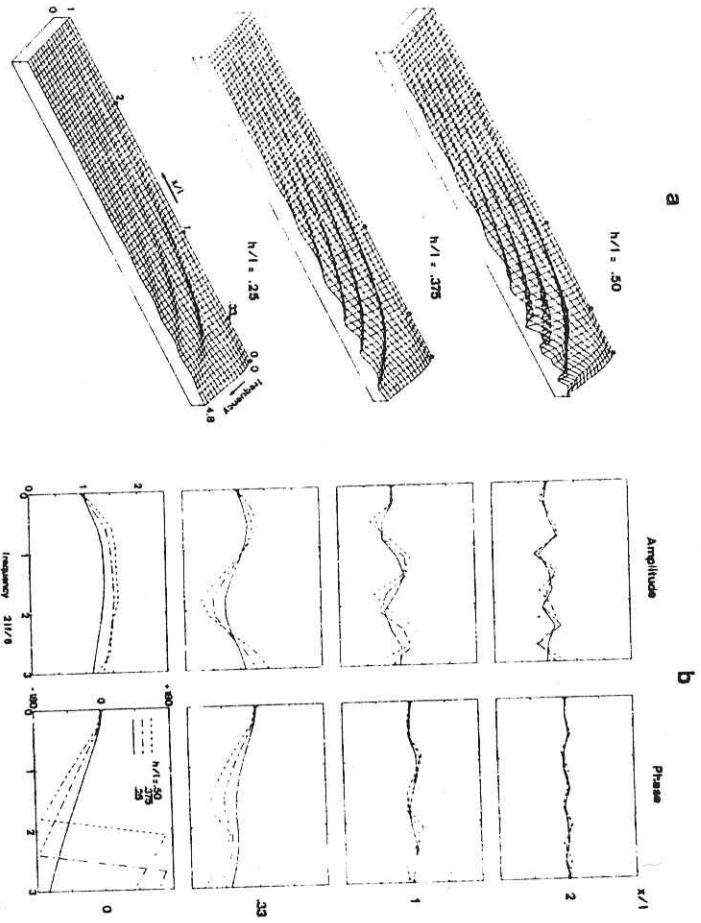


Figure 8. Variations of the displacement field with the shape ratio in the SH case. (a) Ground motion amplitude as a function of site location and frequency. (b) Detailed amplitude and phase spectra at four representative sites, the location of which is indicated by small dots on left diagrams.

cent) appears only at low frequencies ($\eta > 1.5$), and the trend is reversed for $\eta > 2.5$: higher elevations scatter less Rayleigh waves. The vanishing of the Rayleigh wave for dimensionless frequencies around 2 may be observed for both shape ratio values. This phenomenon therefore does not appear to be connected with the mountain height.

The regular strengthening, especially at high frequencies, of the wave scattering in both SH and P cases thus contrasts with its high-frequency weakening for incident SV-waves. Since this weakening does not occur at low frequencies, the reversal may be due, in our opinion, to the building up of horizontal interference phenomena within the mountain as both frequency and mountain height increase. It thereby must appear earlier in the SV case because of the S–P reflections on mountain slopes.

2.3.2 *Displacement field*

The frequency dependence of the displacement field in the SH incident case is shown in Fig. 8(a) for the three mountain heights. These diagrams bear obvious ressemblance to one another, except for the oscillatory pattern, the amplitude of which is related to the amplitude of the diffracted SH-wave. The amplitude spectra at four particular sites located on mountain crest, slope, base and some distance apart, are detailed on Fig. 8(b). As noticed above, the general shape of these spectra depends only slightly on mountain height, the main effect of which is to enhance the amplification or deamplification patterns. For instance, the maximum amplification on the mountain top is 36 per cent for the lowest, 53 per cent for the medium height and 65 per cent for the highest, in each case for a dimensionless frequency around 1.6; on another hand, the maximum deamplification on the mountain base is, respectively, 20, 30 and 42 per cent for dimensionless frequencies about 0.6.

It is interesting as well to look at the displacement phase versus frequency curves (Fig. 8b). For instance, the phase difference between mountain top ($x/l = 0$) and slope ($x/l = 0.33$) increases significantly for dimensionless frequencies around 1.8, and this increase enlarges with increasing mountain height. Such a phenomenon appears in a particularly strong way in the time domain, as shown in Fig. 9: the largest differential motions are concentrated around the site located at $x/l = 0.33$, and, for the highest mountain, the displacements on each side of this point are almost completely out of phase. Assuming for instance a 1 km wide, 250 m high hill, and a shear velocity of 3 km s^{-1}, these differential motions will act over a length of about 120 m for frequencies of about 6 Hz, that is within the frequency band of interest in earthquake engineering. Such differential motions may therefore be very important from an engineering point of view, as they may induce large torsional strain on big man-made structures.

2.4 SOME ASPECTS OF THE DEPENDENCE ON THE INCIDENCE ANGLE

Many authors have already investigated in some detail the displacement field over topographic features impinged upon by oblique and grazing SH plane waves (Trifunac 1973; Wong & Trifunac 1974; Wong & Jennings 1975; Sills 1978; Sanchez-Sesma & Rosenblueth 1979; England *et al.* 1980). Furthermore, a similar thorough investigation in the P and SV cases would need to be very fine, because of the great sensitivity of P–SV coupling on the incidence angle, especially in the SV case. Our aim here is therefore not to perform an exhaustive study of such a dependence, but only to give some indications about the qualitative and quantitative changes which may occur in the diffracted wavefield and ground displacement with varying incidence angle. We have thus investigated the elastic field scattered by a medium-size mountain ($h/l = 0.375$) illuminated by plane SH-waves with 30° and 60° incidence angles, and by P- and SV-waves at the critical angle $\theta = 35.68°$. This

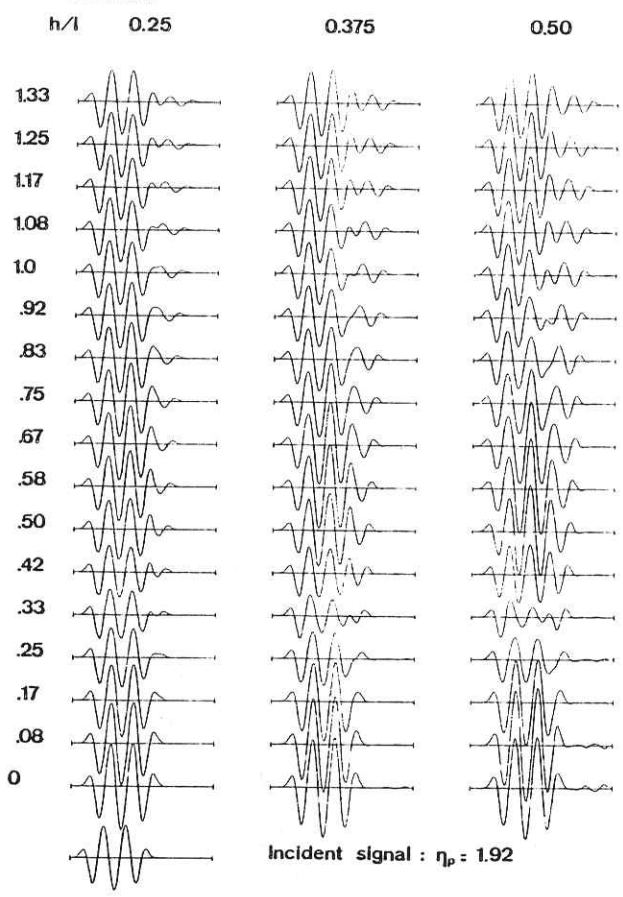


Figure 9. Dependence of ground motion on the shape ratio in the time domain. The incident signal is a combination of Ricker wavelets and is depicted by the bottom left trace. Numbers on the left are the dimensionless values of the horizontal distance between the recording site and mountain top.

particular value is chosen on the basis of our preliminary results (not reported here) which give evidence of a great enhancement of the forward scattered Rayleigh wave around this angle in the SV case, thus corroborating theoretical results obtained by Hudson & Knopoff (1967).

The most striking feature of the diffracted field is the directivity effect. In the SH case (Fig. 10), the forward scattered horizontal SH-wave exhibits an increase with respect to the vertical incidence case, which is about 100 per cent for $\theta = 30°$ and reaches 350 per cent for $\theta = 60°$. The P and SV cases (Figs 11 and 12) show the same qualitative behaviour for the

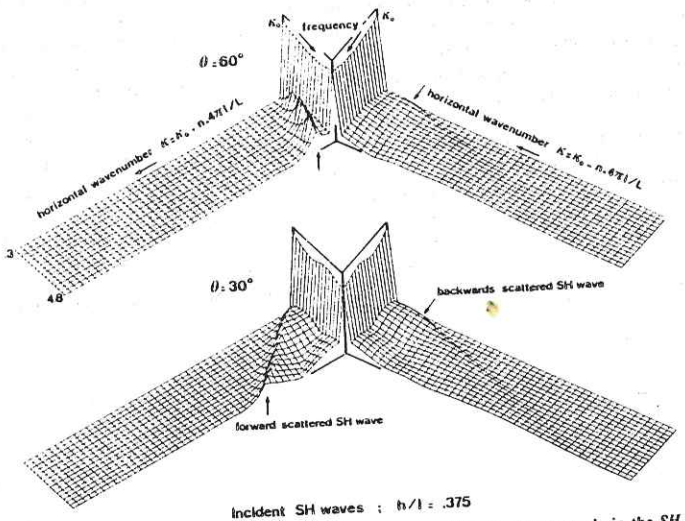


Figure 10. Variations of the scattered wavefield characteristics with the incidence angle in the *SH* case. These diagrams represent the amplitude of the scattered waves, computed at a $z = 0$ altitude, as a function of the horizontal wavenumber and of the frequency. The left part of the diagrams correspond to forward scattered waves, and the right one to the back scattered waves. K_0 is the horizontal wavenumber of the incident plane wave.

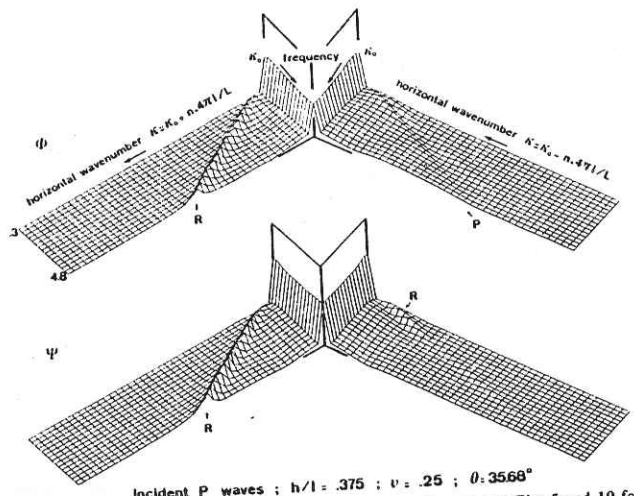


Figure 11. Elastic potential characteristics for obliquely incident *P*-waves. See Figs 5 and 10 for further explanations.

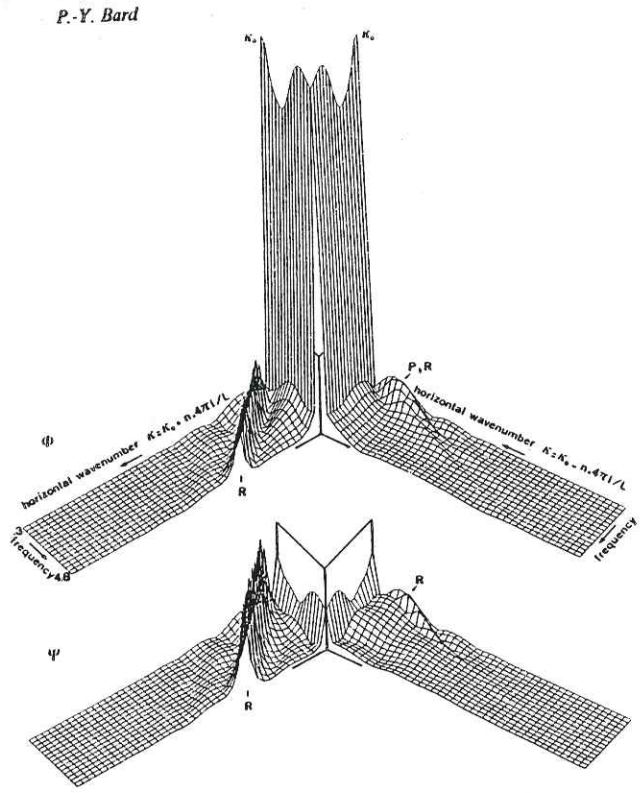


Figure 12. The same as Fig. 11, but for *SV*-waves incident at the critical angle. The scale is the same as in Fig. 11.

forward scattered Rayleigh wave; at that particular incidence angle, this enhancement is greatly emphasized in the *SV* case (Fig. 12), since it reaches one order of magnitude, while it ranges between 50 and 150 per cent in the *P* incident case. However, the ratio of the disturbance induced by the forward scattered Rayleigh wave to the surface displacement in the absence of the topographic feature is roughly the same in the two cases. Moreover, in each of the *SH*, *SV* and *P* cases, high frequencies seem to favour this enhancement of the forward scattered waves, and we may perhaps infer from the two *SH* diagrams (Fig. 10) that the frequency at which this reinforcement starts is greater for large incidence angles. Finally, for the particular *SV* case, the forward scattered Rayleigh wave no longer exhibits any vanishing or significant decrease for any frequency window. We do not observe any forward scattered *P*-wave in the *P* incident case.

For the back scattered field, we still observe a similar behaviour in each of the three cases, but quantitative values strongly differ from one another. The back scattered horizontal

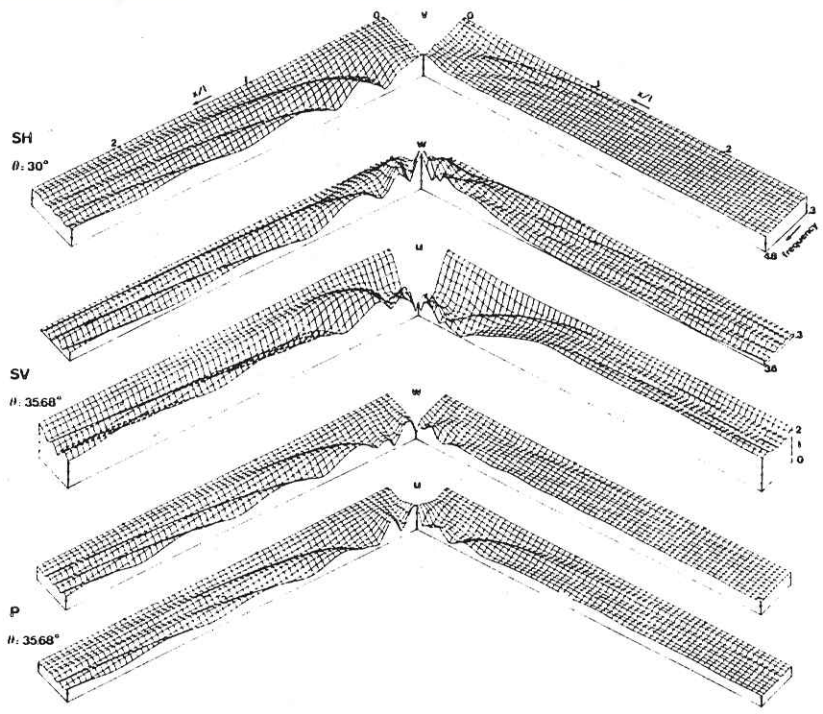


Figure 13. Ground motion amplitude as a function of frequency and site location, in, respectively, oblique *SH* (top diagram, transverse component v), *SV* (second, vertical component w and third digram, horizontal component u) and P cases (fourth, w, and fifth, u). The incident waves propagate in the positive x-direction, that is from right to left.

SH-, horizontal *P*- and Rayleigh-waves are essentially confined to the low-frequency domain, and this cut-off frequency seems to lessen as the incidence angle increases ($\eta \simeq 3.0$ for $\theta = 30°$, and $\eta = 1.2$ for $\theta = 60°$). But, whereas in the *SH* and *P* cases the amplitude of the corresponding back scattered waves is reduced a lot, except in the very low-frequency domain ($\eta < 0.6$) where it is only slightly lower than in the vertical incidence case, the amplitude of the back scattered waves in the *SV* case, for $\eta < 0.6$, is 300 per cent greater than in the vertical incidence case; the decrease with frequency is then very sharp, since the waves almost disappear for $\eta > 1.5$.

We may notice that these results are in good agreement with those of the small perturbation method: we have used the analytical formulation of Hudson (1967) to compute the amplitude of the Rayleigh wave scattered by the present mountain impinged by *P*- or *SV*-waves, and these calculations do predict both the strengthening of the forward scattered Rayleigh waves together with the high-frequency broadening of this scattering mechanism, and, concerning the back scattered Rayleigh wave, its confinement to lower frequencies together with its reduction in the *P* case and its amplification for *SV*-waves at critical angle.

The strengthening of the forward scattered Rayleigh wave in the *P* case is also consistent with experimental results of Rogers *et al.* (1974).

As for the surface displacement field (Fig. 13), we still observe that the most complicated case is the *SV* one. In both *P* and *SH* cases, the point of maximum amplification is slightly shifted away from the mountain top towards the 'far' side. The near side exhibits a main deamplification pattern, and the oscillation pattern on the far side is enhanced owing to the strengthening of the forward scattered waves. These features are conspicuously

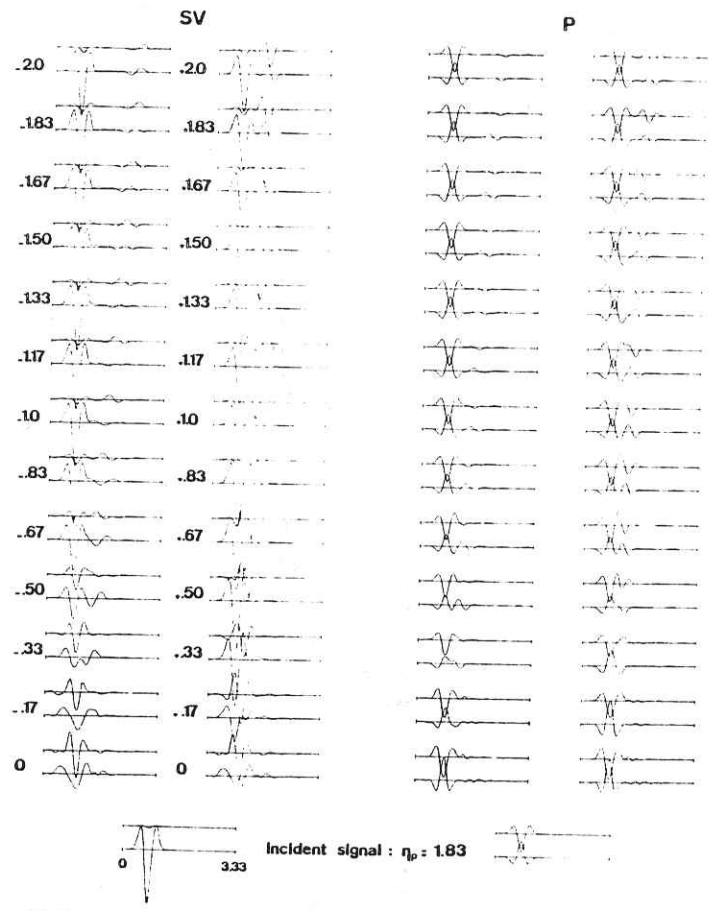


Figure 14. Time response of a medium-size mountain ($h/l = 0.375$) to obliquely incident ($\theta = 35.68°$) *SV* and *P* Ricker wavelets of characteristic frequency 1.83. The bottom traces depict the ground motion for a plane free surface. Numbers on the left are the dimensionless values of the horizontal distance between the recording site and mountain top.

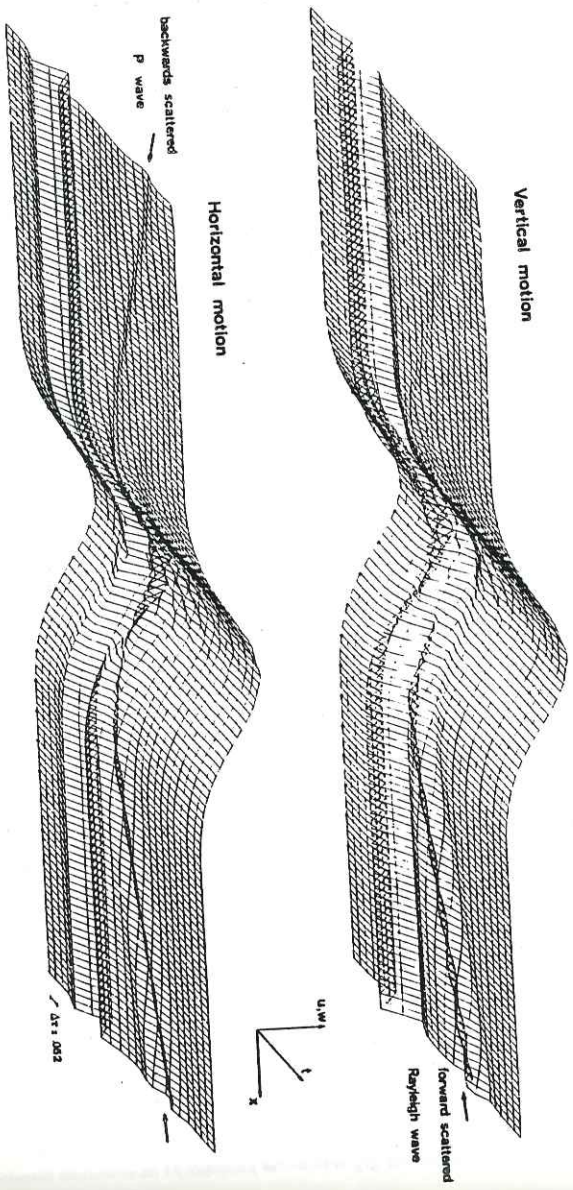


Figure 15. Spatial (x) and temporal (t) evolution of surface displacement components around a topographic structure impinged by oblique P-waves. The dots indicate the location of the sites where seismograms of Fig. 14 are computed.

emphasized in the SV case. The deamplification pattern on the near side is combined with the great sensitivity of the surface horizontal displacement on the incidence angle (that is with the local surface slope), and, at low frequencies, with the interference between the back scattered Rayleigh and P-waves and the primary wave. The mountain top here exhibits a low frequency strong deamplification pattern, and the point of maximum amplification is located very near the middle of the slope. The vertical displacement is maximum near mountain top, and slightly greater on the far side than on the near one.

Synthetic seismograms in Fig. 14 provide a good illustration of all these features. The directivity effect appears very clearly for both P and SV cases. For instance, the forward scattered Rayleigh wave is five times larger than the back scattered one in the SV case. For incident P-waves, this ratio is greater since the back scattered Rayleigh is very weak. On the contrary, Fig. 15 shows a very clear back scattered P-wave, in this case, while there is no forward scattered such wave. The maximum displacement values undergo important changes over the topography, for both vertical and horizontal components in the SV case, and mainly for the horizontal component in the P case. As an example, the deamplification on the near side reaches 80 per cent in the SV case for the horizontal motion. An interesting feature is the motion at the mountain top in the SV case where horizontal or vertical components appear to be completely decoupled: the horizontal motion is of rather low frequency while the vertical motion attains much higher frequencies, and the apparent arrival time of the SV-wave is different on the two components (about 0.4 dimensionless time later on the vertical one).

2.5 ASPECTS OF THE INFLUENCE OF THE POISSON RATIO

The vast majority of Earth components have a Poisson ratio very near 0.25. Nevertheless, this value may be significantly greater for some surface materials, such as poorly consoli-

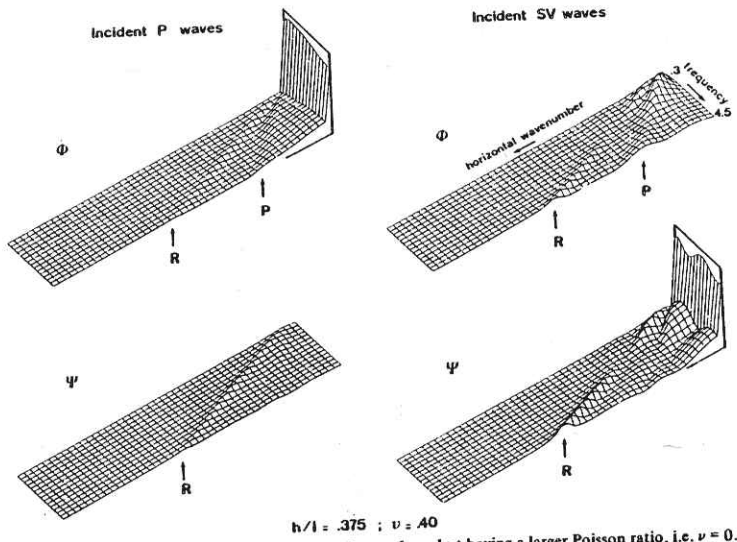


Figure 16. The same as Fig. 5, for a mountain of same shape but having a larger Poisson ratio, i.e. $\nu = 0.40$.

dated sediments or artificial fills. In order to get an idea of the upper limit of the changes in the diffraction and amplification/deamplification phenomena due to the Poisson ratio, we have investgated the case of a medium size mountain ($h/l = 0.375$) having a Poisson ratio of 0.40 (that is a shear to compressional velocity ratio of 0.41) impinged by vertical P- and SV-waves, for a dimensionless frequency up to 4.5.

As shown in Figs 16 and 17, these variations of the Poisson ratio induce significant variations on the scattered Rayleigh wave. For incident P-waves, its amplitude is much smaller for $\nu = 0.40$, especially at high frequencies: around one-half for $\eta < 2.5$, and one-third for $\eta > 3$. In the SV incident case, we observe a slight reduction too in the low frequency domain ($\eta < 1.5$), then the Rayleigh wave disappears, as in the $\nu = 0.25$ case, for dimensionless frequencies between 1.5 and 2.4, and, for higher frequencies, its amplitude is similar in both cases, and even a little greater for $\nu = 0.40$.

The horizontally diffracted P-wave is still very weak for incident P-waves, though slightly greater in the high Poisson ratio case. For incident SV-waves, its amplitude is comparable in both cases at dimensionless frequencies below 2.5, and it is then significantly lower (around one-half) in the high Poisson ratio case.

Also noticeable are a slight decrease in the amplitude of the homogeneous waves for low-frequency incident P-waves, and their opposite small increase for low-frequency incident SV-waves.

These variations in the diffracted field are obviously reverberating on the surface motion. At some distance from the topographic feature, the weakening of the main scattered waves (the P-wave for incident SV-waves, and the Rayleigh one in the P incident case), together with the slight increase in the amplitude of the other diffracted wave (respectively Rayleigh and P), somewhat lessen and disturb the oscillating pattern of the horizontal and vertical displacement spectra (Fig. 17).

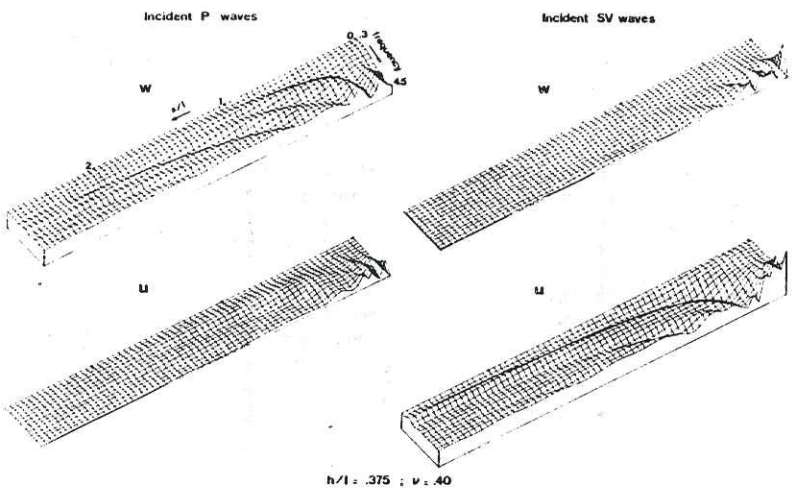


Figure 17. Displacement amplitude as a function of site location and frequency for the large Poisson ratio case ($\nu = 0.40$), and for incident P-waves (left) and SV-waves (right). The top diagrams represent the vertical component, and the bottom diagrams the horizontal component.

The displacement field over the anomaly itself also exhibits significant variations. On the mountain top, the overall shape of the spectrum remains roughly the same in both cases for both P and SV incident waves, but the high-frequency deamplification in the P incident case is much more important for $\nu = 0.40$ (up to 70 per cent for $\eta = 4.0$), and for incident SV-waves, the amplification is always greater when $\nu = 0.40$. These features may be explained by the changes in energy focusing, which is smaller in the former case and greater in the latter, because of the variations in the propagation direction of the reflected SV- and P-waves, respectively.

On mountain flanks, the spectrum shape of the main component of displacement (i.e. the vertical for incident P-waves, and vice versa), remains roughly similar, but differential motions are greater, for incident P-waves, for $\nu = 0.25$ and, in the SV incident case, for $\nu = 0.40$ (that is, the amplification is greater on the mountain top, and deamplification greater near the base). Nevertheless, these differential strains are in some sense balanced by the other component of motion, which is higher for $\nu = 0.40$ in the P incident cases and vice versa for incident SV-waves.

3 Topographies having a more complex geometric shape

The above reported results only deal with isolated topographic features, having a rather simple and smooth geometric shape. Unfortunately, such cases are met in nature only very occasionally, and topographic features most often either present a pronounced three-dimensional character, the investigation of which is beyond our present purpose, or, when roughly two-dimensional, consist of a complex alternation of mountains and valleys of quite different heights, slopes and widths. Of course, a theoretical study such as the present one cannot include every particular case that may occur in reality; notwithstanding, it is

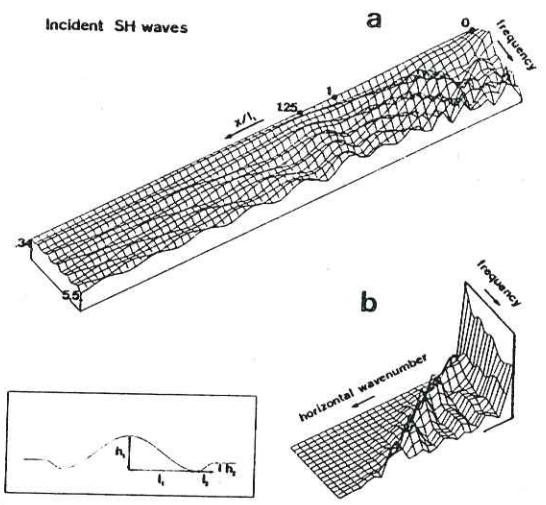


Figure 18. Displacement field and wavefield characteristics for the topographic structure illustrated in the bottom left box, and specified in the text. (a). Displacement amplitude as a function of site location and frequency. (b) Scattered waves amplitude as a function of horizontal wavenumber and frequency.

interesting to have some rough ideas about the modifications undergone by the scattered wavefield and the surface motion when the topographic structure has a somewhat higher degree of complexity than the above investigated mountain model.

Fig. 18(b) illustrates the *SH* scattered field of a cosine-shaped mountain of shape ratio $h_1/l_1 = 0.5$, flanked on each side by a small cosine-shaped depression of same shape ratio h_2/l_2. The mountain width is four times the depression width: $l_1/l_2 = 4$. Although this diagram is much more complicated than those shown on Fig. 6, its main characteristic remains the existence of a horizontally diffracted *SH*-wave. The great difference is, however, that its amplitude shows a near dependence on frequency, combined with a strong intensification with respect to the isolated mountain case (up to 3.5 times larger). Moreover, the frequencies at which these high amplitudes occur correspond to integer values of the mountain width over wavelength ratio $2l_1/\lambda$, thus indicating some kind of lateral resonance effect. This great amplitude horizontal *SH*-wave has obviously a strong influence on the displacement field (Fig. 18a), and induces strong differential strains on mountain slopes at much lower frequencies than in the isolated mountain case (Fig. 8a). Furthermore, the low-frequency amplification on the mountain top is greatly enhanced (up to 80 per cent spectral

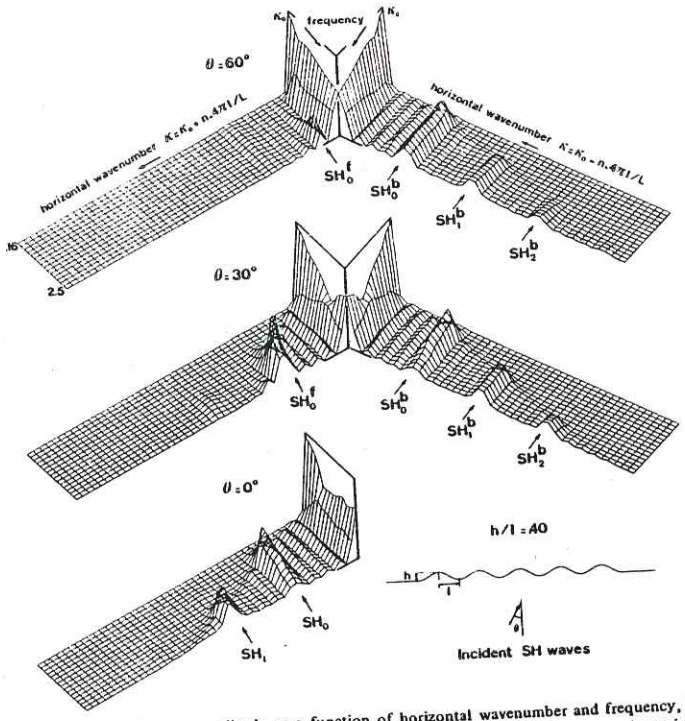


Figure 19. Scattered waves amplitude as a function of horizontal wavenumber and frequency, for the topographic structure illustrated on bottom right corner when impinged by *SH*-waves under various incidence angles. See Fig. 10 and text for further explanations and comments.

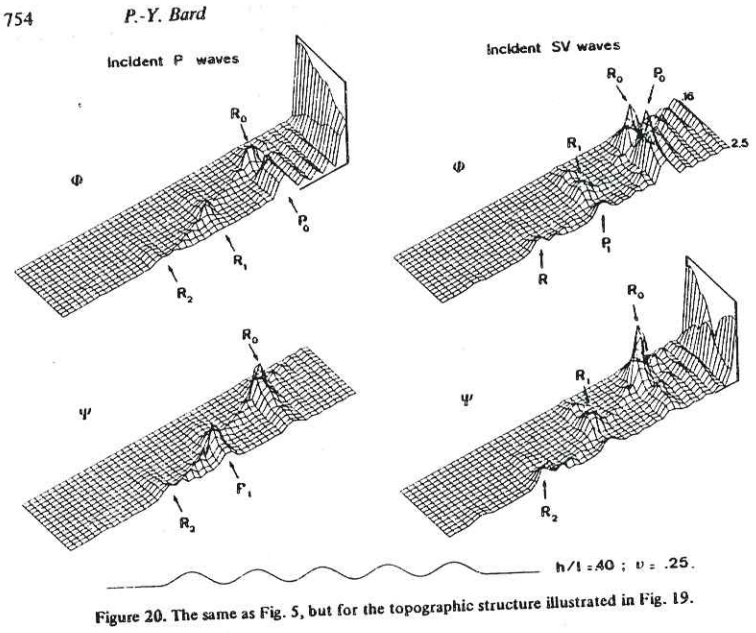


Figure 20. The same as Fig. 5, but for the topographic structure illustrated in Fig. 19.

amplification for $\eta \simeq 2l_1/\lambda \simeq 2$), probably because of a greater energy trapping in the mountain, due to the lateral small depressions.

The frequency-dependent strengthening of the diffracted wave has led us to investigate another topographic feature, involving some kind of periodicity in its geometric shape. Such a case is not unrealistic, since some mountain ranges, such as for instance the Appalachian mountains, exhibit a very clear sequence of two-dimensional ridges and valleys having similar widths and heights. We have chosen a series of five cosine-shaped mountains of the same shape ratio, $h/l = 0.4$.

Figs 19 and 20 present the elastic field scattered by such a topography for vertical and oblique *SH*-waves, and for vertically incident *P*- and *SV*-waves, respectively. The resonance effect mentioned above is now very clear in each case, and affects the three diffracted waves (*SH*, *P* and Rayleigh). The corresponding frequencies are $f_n = (n+1)\cdot c/2l$ (where c is respectively β, α and $c_R = 0.92\beta$) in the vertical incidence case. They are shifted for the *SH* oblique incidence cases, according to the relation:

$$f_n = (n+1)\frac{\beta}{2l}\frac{1}{1+\epsilon\sin\theta} \qquad \text{with} \qquad n = 0, 1, 2, \ldots$$

$\epsilon = -1$ for the forward scattered wave $SH_n^f(f_n^f)$,

$\epsilon = +1$ for the backward scattered wave $SH_n^b(f_n^b)$.

This equation may be derived in a straightforward way from a constructive interference pattern between waves diffracted at the different ridges. In the oblique incidence case, the backward scattered wave appears therefore at much lower frequencies than the forward

scattered wave:

$$\frac{f_n^f}{f_n^b} = \frac{1+\sin\theta}{1-\sin\theta}.$$

Moreover, the diffracted wave strengthening at resonance frequencies is particularly strong, since their amplitude is up to 5 times greater than in the case illustrated in Figs 3 and 4.

The detailed examination of these diagrams displays some complementary features. First, in each case, the amplitude of the scattered field shows a peak around

$$k = 2\pi\cdot\frac{n+1}{2l}\cdot\frac{1}{1+\epsilon\sin\theta},$$

for frequencies higher than the corresponding resonance frequency f_n: the resonance thus also affects the obliquely scattered waves. However, the weakening of this peak with increasing frequency indicates that this effect is maximum on the horizontally diffracted waves.

Furthermore, the 'fundamental' resonance gives rise in each case to larger amplitude for the corresponding diffracted wave than the 'higher' modes. This feature is particularly enhanced for the Rayleigh wave in the *SV* case, where the second resonance is very weak.

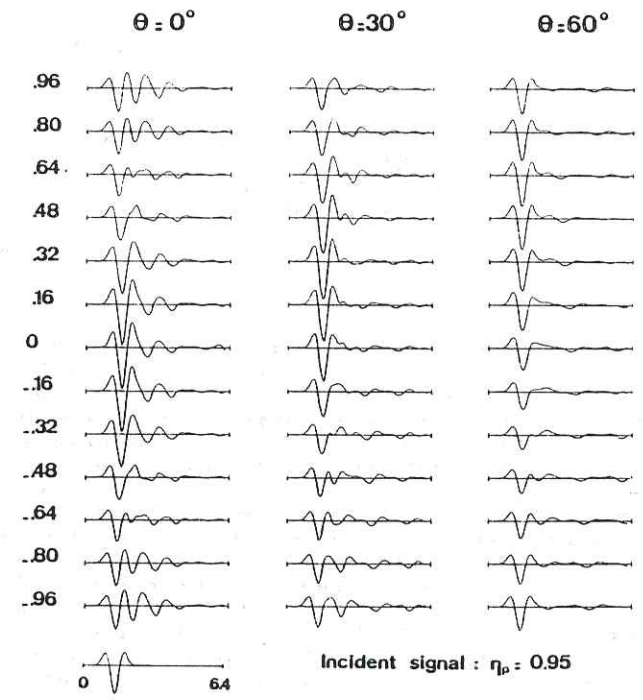


Figure 21. Response of the topographic structure illustrated in Fig. 19 to an *SH* Ricker wavelet of characteristic frequency 0.95, incident under various angles. The ground motion is shown only for the central hill because of the structure periodicity.

This may perhaps be related with the above mentioned vanishing of the diffracted Rayleigh wave for dimensionless frequencies between 1.5 and 2.5.

Finally, as to the dependence of the diffracted waves both on wave type and incidence angle, these diagrams confirm what might be inferred from previous sections. The *SV*-waves still possess the larger scattering power (at least for the fundamental mode), especially for the diffracted *P*-wave: its amplitude in the *SV* case is more than twice that in the *P* case,

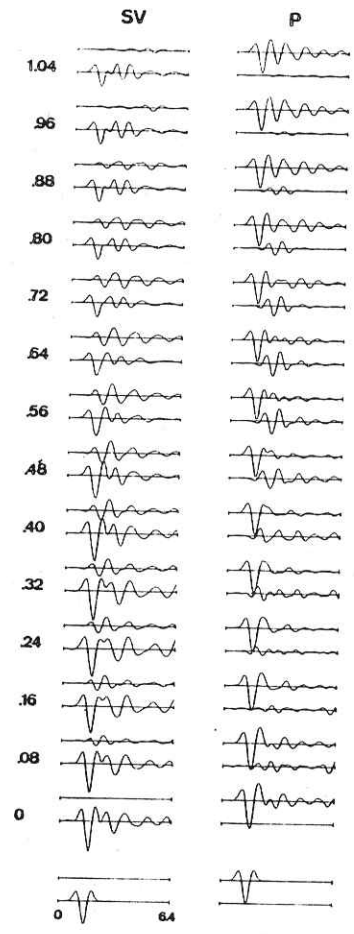


Figure 22. Response of the topographic structure illustrated in Fig. 19 to vertically incident *SV* and *P* Ricker wavelets of characteristic frequency 0.95. As in Fig. 21, the ground motion is computed only over the central hill.

A 12
A13

while the fundamental Rayleigh wave is 50 per cent larger for incident *SV*-waves too. From another point of view, the amplitude of the backward scattered *SH*-wave diminishes as the incidence angle increases, and the contrary for the forward scattered wave. One may reasonably think that the diffracted waves follow a similar behaviour for obliquely incident *P*-waves.

The time response of such a topography is illustrated in Fig. 21 for the *SH* cases, and in Fig. 22 for the *P* and *SV* cases. The synthetic seismograms are shown only over the central hill because the topography periodicity induces a strong periodicity in the displacement field (the only difference is that motion lasts somewhat longer on the lateral hills than on the central one).

A common striking feature is the strong prolongation of the displacement duration. This property results from the arrival of the waves scattered at each hill. As seen in Fig. 21, this prolongation lessens as the incidence angle increases. Nevertheless, as the resonance frequencies are considerably shifted for obliquely incident waves, we may think that the duration may be longer for oblique waves in the case of high-frequency incident signals. However, for the particular incident signal investigated here, the main scattered waves in the oblique *SH* cases appear very clearly to be the back scattered ones.

The displacement amplitude variations over the topography are still much greater in the *S* cases than in the *P* case. In the vertical incidence case, the amplification always occurs on the mountain top (+43 per cent in the *SH* case, +33 per cent in the *SV* case, and +20 per cent in the *P* case), but the location of maximum deamplification differs according to the incident wave type: in the *SV* and *P* cases, these are valleys (−37 per cent and −8 per cent, respectively), whereas they are hill slopes in the *SH* cases (−25 per cent at mid-slope). In each case, the differential motion is the most important on mountain slopes, because of the rapid frequency and amplitude changes in the displacement field. This appears very clearly in the *SH* case.

In the case of oblique incident waves, the results follow what has been found for simple topographies. The near side undergoes increasing deamplification when the incidence angle increases, and so does the maximum amplification, shifted on the far side, with increasing incidence angle.

In conclusion, we think that the complexity of the topography has little effect on the primary wave amplitude, but it significantly prolongates and complicates the end of the signal because of the number and amplitude of scattered waves. This may be important for complex and long incident signals, for which scattered and direct waves may strongly interfere.

Such interferences may explain the considerable scatter in experimental data, such as those of Griffiths & Bollinger (1979), for which the surrounding topography (Appalachian Mountains) actually exhibits some kind of two-dimensional periodicity, as assumed here. Anyhow, our results fail to explain the large amplification values they generally observed for the crest/base or crest/slope amplitude ratios in the time domain.

4 Conclusion

The Aki-Larner technique has been used to perform, in both the time and frequency domains, a circumstantial analysis of the effects of two-dimensional topographies on ground motion. Incident plane *SH*-, *SV*- and *P*-waves, having wavelengths comparable with the horizontal and vertical sizes of the topographic feature and longer have been considered. The respective influences of the surface geometry, of the elastic parameters of the half-space and of the incident wave characteristics, have been investigated in some detail, to get a clear view of the physics of the topographic effects.

Essentially two such effects, both appearing at very long wavelengths (about four times the topographic width), show up for the topographic structures investigated in this paper: the first concerns the now classical amplification/deamplification pattern, related to the local surface curvature, and the second consists of a wave diffraction scheme on the convex parts of the topography.

The well-known amplification on mountain top is observed in each of the three *SH*, *SV* and *P* cases; its amount is more important for incident *S*-waves than for *P*-waves, which is consistent with the experimental observations of Davis & West (1973), and Griffiths & Bollinger (1979). Yet this amplification does not occur systematically, and it is shown to depend significantly on the characteristics of both the incident waves and the topographic structure. Although this dependence may vary from one case to another (and especially for incident *SV*-waves), the following features are generally observed: the amplitude spectrum exhibits a rather flat maximum for wavelengths comparable with, or slightly shorter than the mountain width; this amplification generally decreases with increasing incidence angle (and *SV*-waves incident at the critical angle give rise to a significant deamplification on mountain tops), it increases with mountain height, at least for the rather smooth topographies investigated here, and it also shows a significant but complex dependence on the Poisson ratio. This amplification scheme is obviously replaced by a deamplification one for concave topographies, but we did not investigate this latter case in detail.

The other effect of topographic irregularities is the diffraction of body and surface waves, which are generated on the convex parts of the topography and then propagate outwards along the ground surface. The type and the amplitude of these waves depend on the incident wave type. In the *SH* case, we observe a horizontally diffracted *SH*-wave; in the *P* case, we have mainly a Rayleigh wave, with a weak horizontal *P*-wave; in the *SV* case, both *P*- and Rayleigh-waves are present and their amplitude may be very large for some values of the frequency and/or the incidence angle. Incident *SV*-waves clearly possess the greatest scattering power, and seem to be associated with the most complicated diffraction scheme. Whereas intuitive reasoning concerning the behaviour of the diffracted waves (strengthening as mountain height increases, rather smooth frequency dependence, strengthening of the forward scattered waves and weakening of the back scattered as incidence angles increases) agree quite well with the computed results in both *SH* and *P* cases, they completely fail for incident *P-SV*-waves. This particular behaviour, together with the large amplitude of the scattered *P*-wave in the *SV* case, should, in our opinion, be related with the importance and the sensitivity of the *S*–*P* reflections, as previously underlined by Bouchon (1978) and Bard & Bouchon (1980b). These scattered waves control the displacement field over a wide area around the topographic irregularity, and may be of great importance in earthquake engineering studies. For instance, their lateral propagation along mountain slopes, as well as their interference with the primary wave, may result in strong differential strain, over distances and for frequencies in the range of man-made structures. For complex topographies (which is the general case), the large number of scattered waves may result in a significant prolongation of the ground motion.

In conclusion, it must be underlined that, in spite of the extreme simplicity of the geometrical models investigated here, the topographic effects exhibit a great complexity due to their dependence on the incident wave characteristics. From the results presented in this paper, it is thus very difficult to infer general rules concerning the displacement field over topographic irregularities. Moreover, real topographies may be affected by other phenomena than those treated in the present study: for instance, steeper topographies may give rise to a lateral resonance pattern making the topographic structure oscillate as a whole. In other respects, the two-dimensional assumption, which is only seldom met with in reality, may lead to an underestimation of the actual topographic effects, especially those affecting the

primary wave amplitude. Finally, another important factor may be the presence of layering under the topographic structure, which, in our opinion, may enhance the amplitude of the scattered body *SH*- or *P*-waves by converting them into Love or Rayleigh waves. Such effects could perhaps explain the quantitative discrepancy which still exists between the numerous theoretical results and the experimental observations.

Acknowledgments

I am particularly grateful to Michel Bouchon for discussions and encouragement throughout the whole course of this work; he also provided the basic computer programs and critically read the manuscript.

This work was supported by the French Ministry of Industry and by the Institut National d'Astronomie et de Géophysque.

References

Aboudi, J., 1971. The motion excited by an impulsive source in an elastic half-space with a surface obstacle, *Bull. seism. Soc. Am.*, 61, 747–763.

Aki, K. & Larner, K. L., 1970. Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane *SH* waves, *J. geophys. Res.*, 75, 933–954.

Alterman, Z. A. & Aboudi, J., 1971. Propagation of elastic waves caused by an impulsive source in a half-space with a corrugated surface, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 24, 59–76.

Alterman, Z. A. & Nathaniel, R., 1975. Seismic waves in a wedge, *Bull. seism. Soc. Am.*, 65, 1697–1719.

Bard, P.-Y. & Bouchon, M., 1980a. The seismic response of sediment-filled valleys. Part 1. The case of incident *SH* waves, *Bull. seism. Soc. Am.*, 70, 1263–1286.

Bard, P.-Y. & Bouchon, M., 1980b. The seismic response of sediment-filled valleys. Part 2. The case of incident *P* and *SV* waves, *Bull. seism. Soc. Am.*, 70, 1921–1941.

Boore, D. M., 1972. A note on the effect of simple topography on seismic *SH* waves, *Bull. seism. Soc. Am.*, 62, 275–284.

Bouchon, M., 1973. Effect of topography on surface motion, *Bull. seism. Soc. Am.*, 63, 615–632.

Bouchon, M., 1978. The importance of the surface or interface *P*-wave in near earthquake studies, *Bull. seism. Soc. Am.*, 68, 1293–1311.

Davis, L. L. & West, L. R., 1973. Observed effects of topography on ground motion, *Bull. seism. Soc. Am.*, 63, 283–298.

England, R., Sabina, F. J. & Herrera, I., 1980. Scattering of *SH* waves by surface cavities of arbitrary shape using boundary methods, *Phys. Earth planet. Int.*, 21, 148–157.

Gilbert, F. & Knopoff, L., 1960. Seismic scattering from topographic irregularities, *J. geophys. Res.*, 65, 3437–3444.

Griffiths, D. W. & Bollinger, G. A., 1979. The effect of Appalachian mountain topography on seismic waves, *Bull. seism. Soc. Am.*, 69, 1081–1105.

Hudson, J. A., 1967. Scattered surface waves from a surface obstacle, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 13, 441–458.

Hudson, J. A. & Boore, D. M., 1980. Comments on 'Scattered surface waves from a surface obstacle', *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 60, 123–127.

Hudson, J. A. & Knopoff, L., 1967. Statistical properties of Rayleigh waves due to scattering by topography, *Bull. seism. Soc. Am.*, 57, 83–90.

Ilan, A., 1977. Finite difference modelling for *P*-pulse propagation in elastic media with arbitrary polygonal surface, *J. Geophys.*, 43, 41–58.

Ilan, A., Bond, J. L. & Spivack, M., 1979. Interaction of a compressional impulse with a slot normal to the surface of an elastic half-space, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 57, 463–477.

Key, F. A., 1967. Signal generated noise recorded at the Eskdalemuir seismometer array station, *Bull. seism. Soc. Am.*, 57, 27–37.

Larner, K. L., 1970. Near receiver scattering of teleseismic body waves in layered crust–mantle models having irregular interfaces, *PhD thesis*, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge.

McIvor, I. K., 1969. Two-dimensional scattering of a plane compressional wave by surface imperfection, *Bull. seism. Soc. Am.*, 59, 1349–1364.

Nason, R. D., 1971. Shattered earth at Wallaby Street, Sylmar, *Prof. Pap. US geol. Surv.*, 733, 97–98.

Rogers, A. M., Katz, L. J. & Bennett, T. J., 1974. Topographic effects of ground motion for incident *P* waves – a model study, *Bull. seism. Soc. Am.*, 64, 437–456.

Sabina, F. J. & Willis, J. R., 1975. Scattering of *SH* waves by a rough half-space of arbitrary slope, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 42, 685–703.

Sabina, F. J. & Willis, J. R., 1977. Scattering of Rayleigh waves by a ridge, *J. Geophys.*, 43, 401–419.

Sanchez-Sesma, F. J. & Rosenblueth, E., 1979. Ground motion at canyons of arbitrary shape under incident *SH* waves, *Int. J. Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, 7, 441–450.

Sills, L. B., 1978. Scattering of horizontally polarized shear waves by surface irregularities, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 54, 319–348.

Singh, S. K. & Sabina, F. J., 1977. Ground motion amplification by topographic depressions for incident *P* waves under acoustic approximation, *Bull. seism. Soc. Am.*, 67, 345–352.

Smith, W. D., 1975. The application of finite element analysis to body wave propagation problems, *Geophys. J.*, 42, 747–768.

Trifunac, M. D., 1973. Scattering of plane *SH* waves by a semi-cylindrical canyon, *Int. J. Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, 1, 267–281.

Trifunac, M. D. & Hudson, D. E., 1971. Analysis of the Pacoima Dam accelerogram. San Fernando, California, earthquake of 1971, *Bull. seism. Soc. Am.*, 61, 1393–1411.

Wong, H. L. & Jennings, P. C., 1975. Effect of canyon topography on strong ground motion, *Bull. seism. Soc. Am.*, 65, 1239–1257.

Wong, H. L. & Trifunac, M. D., 1974. Scattering of plane *SH* waves by a semi-elliptical canyon, *Int. J. Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, 3, 157–169.

A N N E X E B

LA REPONSE SISMIQUE DES VALLEES ALLUVIALES (PEU PROFONDES)

PREMIERE PARTIE : ONDES SH INCIDENTES

Pierre-Yves BARD et Michel BOUCHON

(Bulletin of the seismological Society of America, 70, p. 1263-1286)

Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 70, No. 4, pp. 1263–1286, August 1980

THE SEISMIC RESPONSE OF SEDIMENT-FILLED VALLEYS. PART 1. THE CASE OF INCIDENT *SH* WAVES

By Pierre-Yves Bard and Michel Bouchon

ABSTRACT

In this study is presented the extension to time domain calculations of the Aki-Larner method (Aki and Larner, 1970), developed to investigate the scattering of plane waves at irregular interface. Seismograms computed at the surface of a soft basin for *SH* waves vertically incident are compared with results obtained by finite difference, finite element, and asymptotic ray theory methods. The method is then applied to a study of the seismic response of sediment-filled valleys to incident *SH* waves. Various geometries and rheological parameters are considered. The study shows the important role played by the nonplanar interface, which, when the incident wavelengths are comparable to the depth of the valley, results in the generation of Love waves which may have much larger amplitude than the disturbance associated with the direct incident signal. In the presence of a high-velocity contrast between the sediments and the underlying bedrock, these local surface waves can be reflected several times at the edges of the valley, resulting in a long duration of the ground shaking in the basin. In the case of a lower impedance contrast, these waves may produce disturbances on the outer sides of the valley.

Introduction

When looking at intensity maps of either great or middle-size earthquakes, the stretching of greater intensity contours along alluvial valleys or sedimentary basins is often a striking feature, and because of the greater concentration of population in these areas, it has brought earlier seismologists and engineers to study this particular effect [for a complete review, see Gutenberg (1957)]. For a long time, such studies have been essentially qualitative, resulting from field observations of great earthquake damage, or from comparison between records of the same events on various geological sites. From these various works, it is well established that alluvial valleys and sedimentary basins are generally exposed to surface motion amplification, and that signal records are longer and more complex on such sites than on crystalline rocks. These studies, however, also lead to the conclusion that the scattering and repeated reflections of seismic rays at geological interfaces induce a very complicated pattern, so that the influence of irregular geological structure or topography may overshadow the effect of local site conditions. This was pointed out by Hudson (1972) for the San Fernando earthquake strong motion records obtained in the Pasadena area which exhibit quite different characteristics at very near sites and similar maximum displacements on crystalline rock and on several hundred meters of alluvium.

Thus, for studying such effects, one must keep in mind four different phenomena. The first is the displacement amplification which occurs when a seismic ray travels through an interface from a high rigidity medium to a lower one. The second is the mechanical resonance of plane layers at critical frequencies. As pointed out by Haskell (1960), for a *SH* wave vertically incident on a plane layer having a shear velocity β_1 and a thickness h, these frequencies are

$$f_n = (2n + 1)\frac{\beta_1}{4h},$$

the resulting surface displacement amplification being proportional to the impedance contrast (i.e., density × velocity ratio) between the two media. The third comes from the nonlinearity of the ground response, the importance of which increases when the soil rigidity decreases, and its main effect is the attenuation of high frequencies. Finally, the fourth phenomenon is the influence of geological lateral heterogeneities and topography, which may lead, among other effects, to the focusing of seismic rays or to surface wave generation. It is because of the scarcity of appropriate data which are only starting to become available [e.g., Tucker and King (1979)] that attempts have been made in the last decade to compute theoretically such effects. One such first study of the effect of a soft two-dimensional basin on a plane-incident signal is due to Aki and Larner (1970), who developed a new semi-analytical, semi-numerical technique for their calculation. Trifunac (1971) and Wong and Trifunac (1974) brought in analytical methods to evaluate surface motion of perfectly elastic semi-elliptical valleys for incident plane *SH* waves. Boore *et al.* (1971), Smith (1975), and Hong and Kosloff (in preparation) used finite difference and finite element techniques to investigate irregular underground interface effects. These methods generally remain valid as long as the incident wavelength remains of the order of the sediment thickness and become inappropriate for high frequencies. On the contrary, Hong and Helmberger (1978) proposed a high-frequency method, referred to as Glorified Optics, based on the first motion approximation, which they applied to incident *SH* waves.

The purpose of the present study is first to test the applicability of the method developed by Aki and Larner (Aki and Larner, 1970; Larner, 1970) to time domain calculations by comparing it with other methods, and secondly, to investigate systematically, by means of this powerful technique, the elastic response of two-dimensional alluvial valleys to plane-incident *SH* waves.

Short Presentation and Accuracy of the Aki-Larner Method

The problem and the method. The target is to evaluate the elastic response of a two-dimensional basin of arbitrary shape to a plane-incident *SH* signal of arbitrary form. In this aim, the Aki-Larner method is first used to compute the surface displacement produced by a plane stationary incident *SH* wave at a number of sites inside and outside the valley, and then the FFT is used to obtain the displacement in the time domain.

The Aki-Larner method relies in part on Rayleigh's representation of the scattered wave field produced by a plane wave incident on a corrugated periodic surface. The scattered elastic field is described as a linear combination of plane waves having discrete horizontal wavenumbers. The application of the stress and displacement continuity conditions at the interface leads to a system of linear equations which are solved after being Fourier transformed in space and truncated. The method requires a periodicity L in the interface shape, L being set much greater than the horizontal size of the interface anomaly. In order to save on computational time and to gain in stability, the method also makes use of complex frequency, the effect of which is later removed from the time domain solution. Most calculations presented here are made for 32 frequencies, equally spaced between 0 and f_{max}, f_{max} being taken equal to β_1/h, where h denotes the maximum depth of the basin. The imaginary part of the frequency is chosen as $\omega_I = \pi f_{max}/32$, so that the frequency spectrum is continuous and quite smoothly varying without ripples over the whole interval $[0, f_{max}]$. The time domain results, however, are quite insensitive to the particular choice of ω_I, as long as $e^{-\omega_I T}$, where T denotes the length of the time window

B1

considered, is small enough to attenuate the disturbances whose arrival time is outside T (Bouchon, 1979).

As incident signal, a Ricker wavelet is taken and defined as

$$f(t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}(a - 0.5)e^{-a} \qquad \text{with} \quad a = \left|\frac{\pi(t - t_s)}{t_p}\right|^2.$$

The shape of this signal is shown for instance at the bottom of Figure 1. Its Fourier

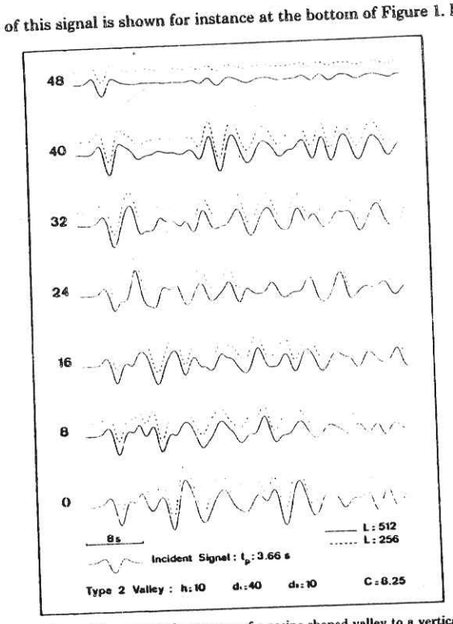


FIG. 1. Comparison of the computed responses of a cosine-shaped valley to a vertically incident *SH* Ricker wavelet for two periodicity lengths: $L = 256$ and $L = 512$. The traces are the surface displacement at seven sites located at a horizontal distance of 0 to 4.8 km from the center of the valley (all the lengths are expressed in units of 100 m). The configuration used is shown in Figure 4.

transform $F(\omega)$ varies as $\omega^2 \exp\left(-\frac{\omega^2 t_p^2}{4\pi^2}\right)$ which corresponds to a peak frequency ω_o equal to $2\pi/t_p$. The sharp decrease of $F(\omega)$ for $\omega > \omega_o$ causes no high-frequency oscillations due to the cutoff frequency. This latter point is particularly important because of the use of complex frequency which, at long time, greatly emphasizes these cutoff frequency oscillations. This is why a Ricker wavelet was chosen as incident signal rather than a single pulse. The former signal contains comparatively more high-frequency information for the same cutoff frequency.

Internal consistency of the Aki-Larner method. The Aki-Larner technique contains three sources of error. The first and most important one comes from the incomplete description of the scattered wave field. From Huygens' principle, a complete description of the wave field in the region within the range of variation of the interface depth should include up-and-down-going plane waves of nonconstant amplitude. The representation used here, however, only provides an approximate description of the wave field in this region. The resulting error, named Rayleigh ansatz error, becomes important when the mean interface slope is large or when the incident wavelength becomes comparable to the depth of the basin. This Rayleigh ansatz error is the main cause of limitation of the method in the high-frequency domain.

The two other sources of error result from approximations made during the calculation and can be kept at an arbitrary low level by choosing adequate computational parameters. The assumed interface periodicity, which allows the discretization in the horizontal wavenumber space, may introduce parasitic effects due to disturbances coming from adjacent basins. Such effects were proved negligible by varying the periodicity length L and comparing the results, as is shown in Figure 1 for one of the configurations studied.

The scattered wave field is represented as a linear combination of plane waves with discrete horizontal wavenumbers $k_n = 2\pi n/L$ (see Aki and Larner, 1970). To perform numerical calculations, this representation must be limited to values of k_n such that $k_n < k_N = 2\pi N/L$. In all of our computations, the truncation number N was chosen so that the amplitudes of the corresponding scattered waves inside the valley converge toward 0 when k_n tends toward k_N. This requires k_N to be chosen, for each frequency, fairly larger than the corresponding fundamental Love mode wavenumber. This fact appears clearly in Figures 8a and 9a.

Although these error sources may be controlled the best test of reliability of the method is to estimate the error. This can be achieved by comparing stresses and displacements on each side of the interface either in the frequency domain or in the time domain as is done in Figure 2. This figure shows the good matching of the boundary conditions for one of the configurations studied.

Comparison of the present method with other techniques. As previously mentioned, several other techniques have been developed to compute the elastic response of two-dimensional geological structures. Recently, Hong and Helmberger (1978) compared their results with the results obtained by Boore *et al.* (1971) and Hong and Kosloff (in preparation), for a model consisting of a 50-km-wide, 6-km-deep valley surrounded by a 1-km-thick layer overlying a half-space. The rheological parameters used were ρ, denoting the density and β, the shear velocity,

for the layer : $\rho_1 = 2.0$ gm cm^{-3}; $\beta_1 = 0.7$ km sec^{-1}

for the half-space: $\rho_2 = 3.3$ gm cm^{-3}; $\beta_2 = 3.5$ km sec^{-1}

with a Ricker wavelet as incident signal, having a characteristic time t_p of 18.3 sec.

In order to test the Aki-Larner method, it was applied to the same configuration using a cutoff frequency of 0.1375 Hz and the results compared with the finite difference, finite element, and Glorified Optics results. This comparison is depicted in Figure 3 and shows the good agreement of our method with other techniques, especially the finite element method. Moreover, the Aki-Larner method allows very easily a study over longer time intervals which is quite important, as the signal duration proves to be greatly increased by the presence of local heterogeneities.

B2

B3

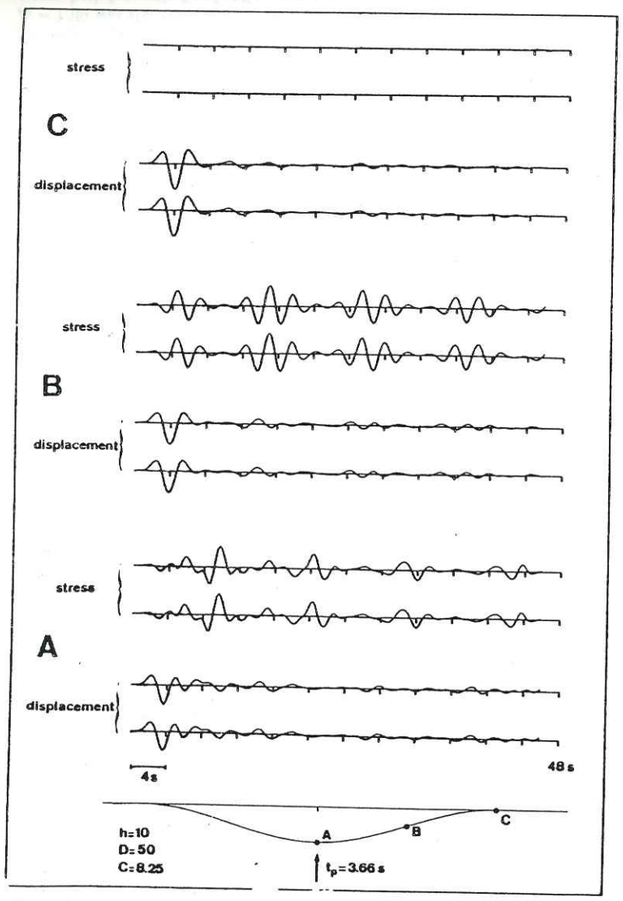


FIG. 2. Comparison of stresses and displacements obtained at three couples of points on each side of the interface. The *lower* trace is inside the valley, and the *upper* one is in the half-space. The characteristics of the valley and of the incident signal are specified on the figure.

From these various tests, it is concluded that the Aki-Larner method is remarkably well suited to investigate the elastic response of laterally heterogeneous geological structures.

General Features of the *SH* Seismic Response of Sediment-Filled Basins

Samples considered. A valley is defined through two classes of parameters: geometrical and rheological ones, and the problem is completely set when the incident signal characteristics are specified.

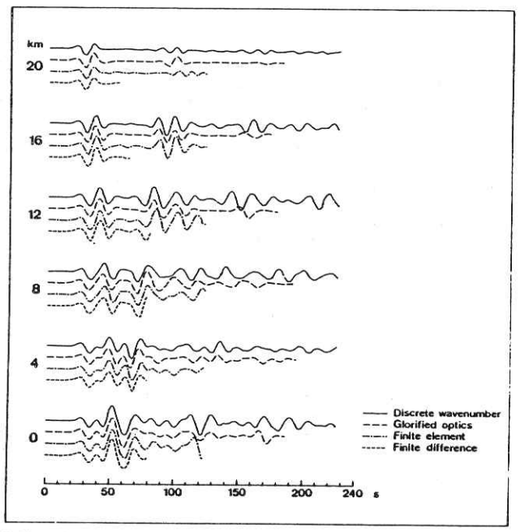


FIG. 3. Comparison between the results of finite difference (Boore *et al.*, 1971), finite element (Hong and Kosloff, in preparation), Glorified Optics (Hong and Helmberger, 1978), and present discrete wavenumber method. The traces are the surface displacement at six sites located at a horizontal distance of 0 to 20 km from the valley center. The valley structure and the incident signal characteristics are given in the text.

Two main types of geometrical structures referred to as type 1 and type 2 valleys (Figure 4) are considered. These two geometries serve different purposes. To investigate the focusing of seismic rays, a one cycle cosine-shaped interface of width $2D$ and maximum depth h, is defined by

$$\zeta(x) = \frac{h}{2}\left(1 + \cos\frac{\pi x}{D}\right) \qquad \text{for} \quad |x| < D$$

$$\zeta(x) = 0 \qquad \text{for} \quad |x| > D.$$

On the other hand, in order to study the surface wave generation on geometrical lateral variations, the case of a plane layer closed on each side by a half-cycle cosine-shaped interface is considered

$$\zeta(x) = h \qquad \text{for} \quad |x| < d_1$$

$$\zeta(x) = \frac{h}{2}\left[1 + \cos\frac{\pi(x - d_1)}{d_2}\right] \qquad \text{for} \quad d_1 < |x| < d_1 + d_2$$

$$\zeta(x) = 0 \qquad \text{for} \quad |x| > d_1 + d_2 = D.$$

These two types of basins happen to be symmetrical, but the method remains valid, without any change, for arbitrarily shaped interfaces. In all the samples studied, the width of the valley, $2D$, was equal to 10 km, and d_2/d_1 was equal to 0.25. For the vertical incidence case, three shape ratios were studied h/D: 0.04, 0.10, and 0.20 (i.e.,

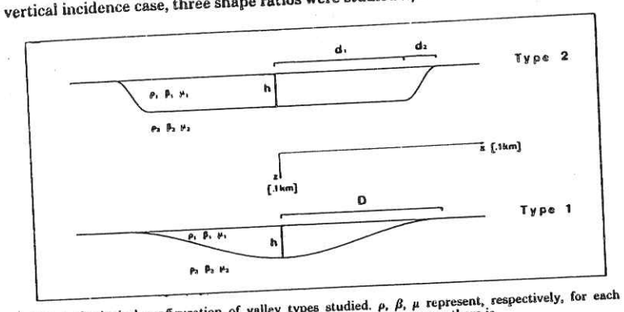


FIG. 4. Geological configuration of valley types studied. ρ, β, μ represent, respectively, for each medium, its density, shear velocity, and rigidity. In the high contrast case, there is

$\rho_1 = 2.0$ gm cm^{-3}; $\beta_1 = 0.7$ km sec^{-1}
$\rho_2 = 3.3$ gm cm^{-3}; $\beta_2 = 3.5$ km sec^{-1}

and in the low contrast case

$\rho_1 = 2.3$ gm cm^{-3}; $\beta_1 = 2.0$ km sec^{-1}
$\rho_2 = 2.8$ gm cm^{-3}; $\beta_2 = 3.6$ km sec^{-1}.

$h = 200$ m, 500 m, and 1 km), and for oblique incidence, one ratio was studied: $h/D = 0.20$ for type 1 and $h/D = 0.10$ for type 2 basins.

Generally, rheological parameters were chosen to represent a strong mechanical impedance contrast. Following Boore *et al.* (1971), Hong and Kosloff (in preparation), and Hong and Helmberger (1978), in most cases, $\rho_2/\rho_1 = 1.65$ and $\beta_2/\beta_1 = 5$ (which gives a plane layer amplification C of 8.25 at resonance frequencies). Although somewhat unusual in nature, since it corresponds to poorly consolidated sediments lying directly on crystalline rock, such a contrast allowed us to clearly point out the main characteristic features of a valley response. However, for one particular geometry (type 2 valley with $h/D = 0.10$), a much lower contrast ($\rho_2/\rho_1 = 1.22$, $\beta_2/\beta_1 = 1.75$) was also considered to see whether similar effects were to occur in such a case, both for vertical and oblique incidence.

The incident signal is a Ricker wavelet whose main parameter t_p is chosen so that its peak frequency roughly corresponds to a third of the maximum frequency f_{max}

considered for the given problem. This maximum frequency is generally about four times the equivalent plane layer fundamental resonance frequency. In two cases specified in the figure captions, however, f_{max} was taken equal to 1.5 β_1/h in order to study higher frequency Ricker wavelets.

First, the vertical incidence results are presented, both for high- and low-velocity contrast, and then the changes brought about by an oblique incidence are shown. Our results are scaled for a valley half-width of 5 km (which corresponds in all the figures to $D = 50$ because the length unit is 100 m), but they can obviously be extended to other geometrical or rheological values, provided that dimensionless ratios h/D, $t\beta_1/h$, and β_2/β_1 remain unchanged.

Vertical Incidence

Type 1 valleys; high-impedance contrast case. The lowest shape ratio that is considered, $h/D = 0.04$, corresponds to a maximum slope of less than 4°. For such a smooth valley, one might expect the focusing and lateral effects to be negligible and the seismic response to be quite similar to the one of a flat layer of similar thickness. The actual displacement response, as was computed, is shown in Figure 5a. The flat layer approximation is valid only in the valley center during the first 4 sec of the disturbance. The reasons for the inadequacy of the FLA in this case can be clearly seen in Figure 5b. This illustration shows the generation of a wave disturbance at the edge of the valley and its subsequent lateral propagation toward the other edge. This propagation is characterized by a very distinct dispersion, where higher velocities are clearly associated with lower interface depths and lower frequencies. Phase velocity values vary from 0.87 to 2.6 km sec^{-1} and agree quite well with fundamental Love wave phase velocities for a flat layer having a thickness equal to the maximum depth of our valley (it will be referred to as the "equivalent plane layer"). Moreover, the meeting of waves generated at each edge produces in the center of the basin a very strong amplification equal to more than 5.5 times the surface displacement which would occur without the valley.

Similar features can be observed in Figures 6 and 7 for valleys which are, respectively, 2.5 and 5 times deeper. Furthermore, owing to the lower maximum frequency considered, β_1/h, the signals were computed for a longer duration and thereby, the behavior of these scattered lateral waves was observed when they arrived at the opposite edge of the basin. These waves are reflected, at least partially, on the raising interface. A comparison between the seismograms obtained at the valley center in both cases (Figures 6a and 7a) shows that the amplitude ratio for two successive lateral wave arrivals is much higher in the case of a deeper basin, therefore, indicating that the amount of energy reflected on the interface increases with the interface mean slope.

The dependence of signal duration on valley depth, which can be represented as the ratio of the total signal duration to the time length of the incident signal is difficult to establish. A comparison of Figures 5a, 6a, and 7a indicates that two opposite phenomena interfere. For shallow valleys, the incident signal will be shorter (otherwise there would be no lateral waves generated), but the surface wave amplitude will decrease rapidly with each reflection. For deeper valleys, the incident signal is longer, but the surface wave amplitude decreases much more slowly. This may help us to understand the great dispersion in data connecting signal duration and local sediment thickness (e.g., Gutenberg, 1957; Hudson, 1972).

From a comparison between Figures 5b, 6b, and 7b, we can also infer that the dispersion pattern depends on the shape ratio. For shallow valleys, several lobes

B4

B5

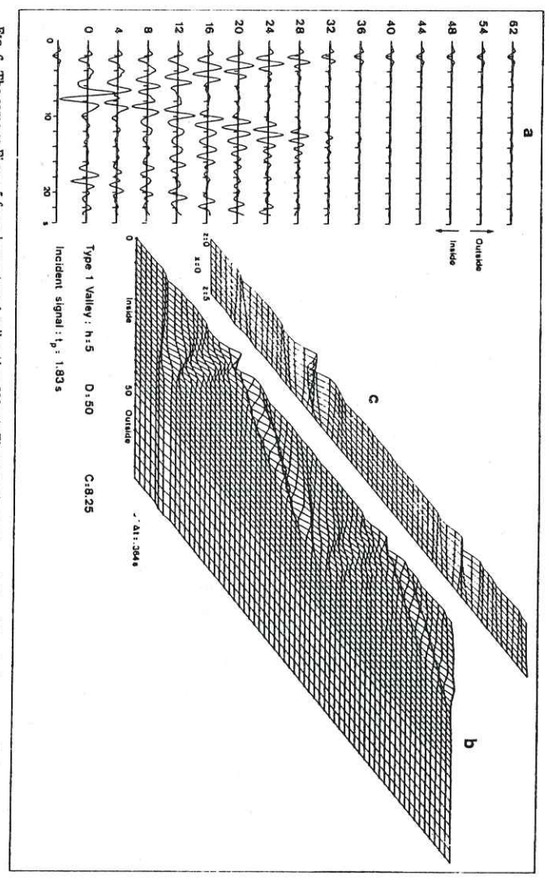


FIG. 6. The same as Figure 5 for a deeper type 1 valley ($h = 500$ m). Figure 6c shows the evolution of the displacement with depth at the valley center, the last oblique trace ($z = 5$) corresponding to the interface displacement.

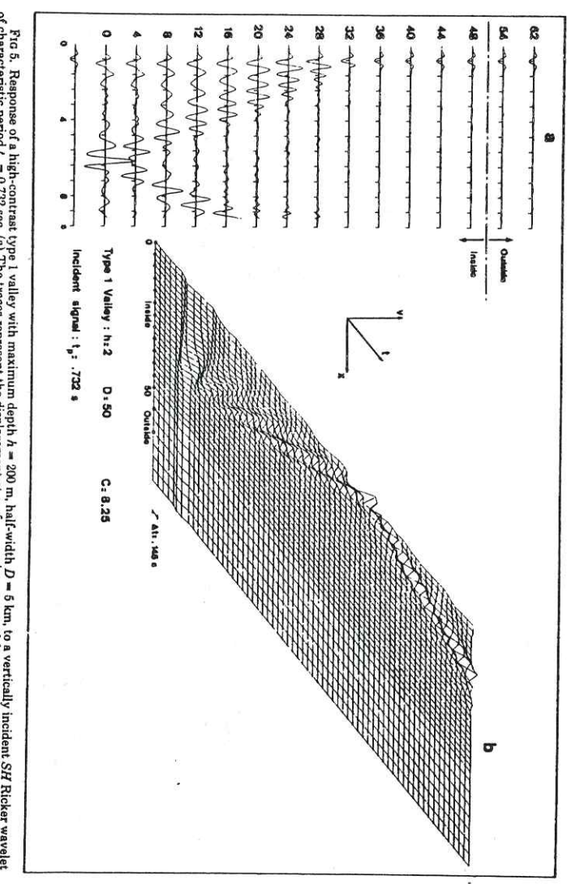


FIG. 5. Response of a high-contrast type 1 valley with maximum depth $h = 200$ m, half-width $D = 5$ km, to a vertically incident *SH* Ricker wavelet of characteristic period $t_p = 0.732$ sec. (a) The traces represent the displacement at surface receivers, spaced at 0.2 km, from 0 to 6.2 km from the valley center. The *bottom* trace would be the surface displacement signal without the valley. (b) Diagram showing the spatial (*x*) and temporal (*t*) evolution of the surface displacement in the valley and in its immediate proximity. The dots indicate the location of the sites where the seismograms of Figure 5a are computed. In both figures, the length unit is 100 m and the time unit is 1 sec. Only one side of the valley is represented because of the symmetry of the problem.

were observed propagating over a short distance with a distinct but constant phase velocity (Figure 5b), while for deeper valleys only one pulse was observed propagating over a longer distance with a varying phase velocity (Figure 7b).

The seismograms obtained for shallow valleys are characterized by the presence of very strong, but very localized (in space and time) pulses, which will induce strong torsional stresses. For deeper valleys, the peak amplitude is much lower, and the affected area is wider. Also in this latter case, the mean amplitude is somewhat greater and stays almost constant over the whole zone within which the lateral waves propagate.

To further investigate the nature of these waves requires a look at the evolution of displacement with depth at the center of the basin. The amplitude versus depth curve, shown in Figure 6c, clearly exhibits the well-known cosine dependence of fundamental Love modes. Another confirmation that the elastic wave field induced in the basin is mostly comprised of Love waves is obtained by looking at the amplitude of the up-and-down-going waves inside the valley in the frequency-horizontal wavenumber domain. For the three shape ratios h/D considered, a pattern was obtained similar to the one shown in Figure 8a. Although not easily interpretable, this pattern exhibits two characteristic features. For each frequency, the highest scatter-order excited waves correspond to the fundamental Love mode of the equivalent plane layer. Furthermore, they are excited as soon as the frequency exceeds the fundamental Haskell resonance frequency, $f_0 = \beta_1/4h$. Otherwise, the complexity of such a pattern comes from the continuous depth variation in the valley, and also at higher frequencies from the excitation of higher mode Love waves. An attempt was done to point out the presence of such higher modes by computing the valley response for higher frequency signals, but the dominant feature always remains the fundamental mode. Nevertheless, this higher frequency study allowed us to point out two features. First, the peak displacement amplitude at each point decreases when the peak frequency departs from the fundamental equivalent plane layer resonance frequency. Second, the zone within which Love waves propagate widens when the frequency increases. This observation is particularly clear in Figure 8b where a given site becomes excited as soon as the incident wave reaches the fundamental resonance frequency corresponding to the sediment thickness at this site. This latter property may not be valid for deeper valleys, however, because of the larger deflection of the rays due to the greater slope. Finally, in the sediment thickness range studied, the focusing effect that we expected to find with cosine-shaped valleys does not affect the direct arrival of the incident signal, but acts essentially on the Love waves generated at each edge by trapping and entertaining them inside the central part of the valley.

Type 2 Valleys

(a) High-impedance contrast case. The sediment thickness is now uniform over four-fifths of the valley. In this geometry, quite pure Love waves may be expected to develop at the edges and to propagate over the whole width of the basin. This is very well confirmed in the frequency domain by Figure 9a, where are clearly pointing out the first three resonance frequencies of the equivalent plane layer and simultaneously, the excitation of the first three Love modes. These modes develop, respectively, as soon as the frequency exceeds the corresponding plane layer resonance frequency.

This is also quite clear in the time domain, as is shown in Figures 10 and 11: Love waves are generated at each edge of the valley because of the deflection of incident

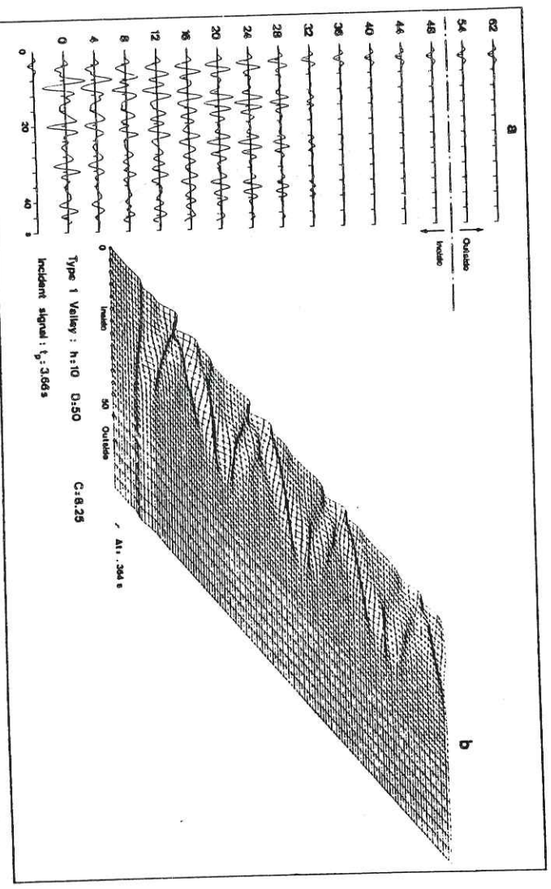


FIG. 7. The same as Figure 5 for an even deeper type 1 valley (h = 1000 m). The study was performed for a proportionally higher cutoff frequency so as to obtain a greater time resolution. This allows an acknowledgment of the variation of lateral propagation phase velocity.

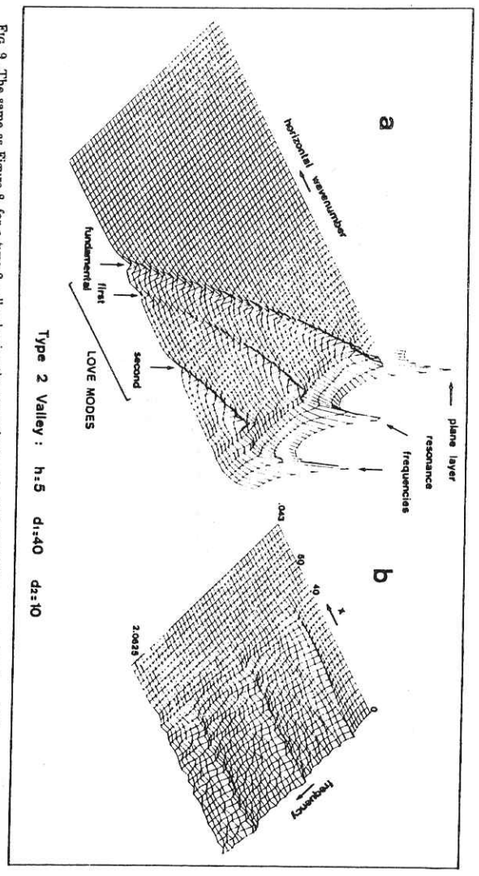


FIG. 9. The same as Figure 8, for a type 2 valley having the same shape ratio. The cutoff frequency is 1.5 times higher, i.e., 2.0625 Hz. Peak amplitudes in Figure 9b are about 11 (on the valley center for the fundamental resonance frequency). The reference level remains obviously the same.

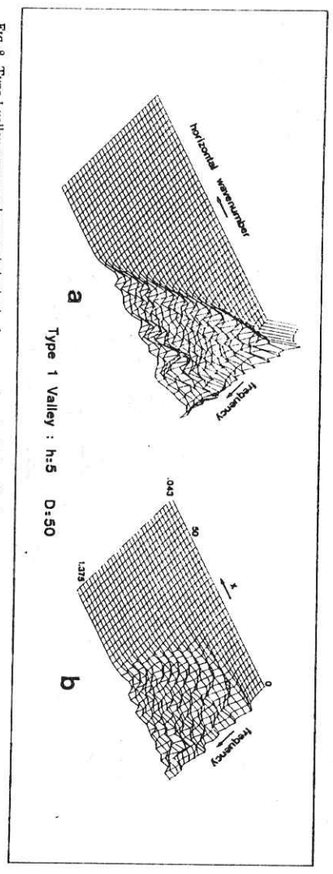


FIG. 8. Type 1 valley response characteristics in the frequency domain. (a) Amplitude of scattered waves for each discrete horizontal wavenumber $\left(\text{unit} = \frac{2\pi}{L}\right)$, at each frequency, from 0.043 to 1.375 Hz. (b) Surface displacement amplitude at a number of sites inside and outside the valley, when excited by a nearly stationary plane wave, from 0.043 to 1.375 Hz. The reference level corresponds to an amplitude of 2.0, and peak amplitudes are about 15.

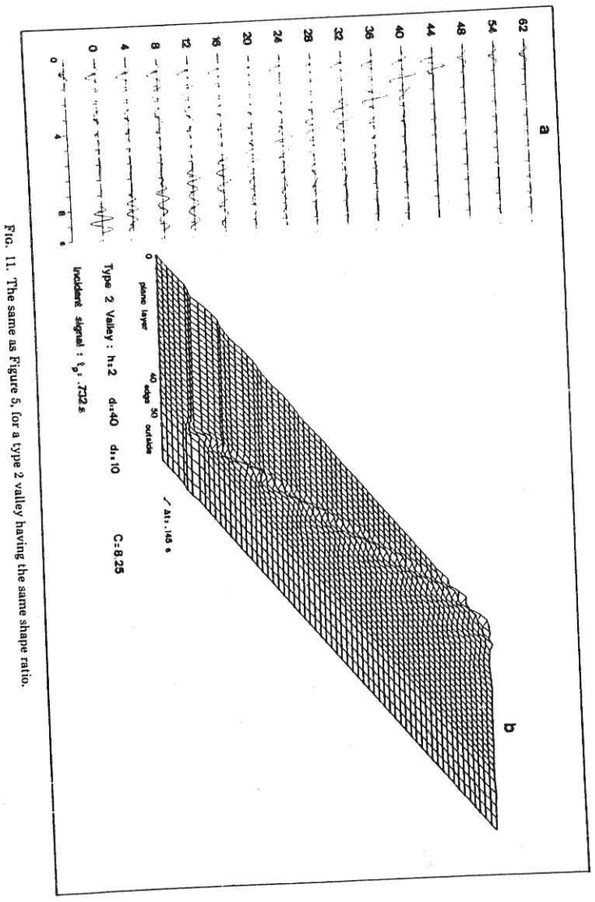


FIG. 11. The same as Figure 5, for a type 2 valley having the same shape ratio.

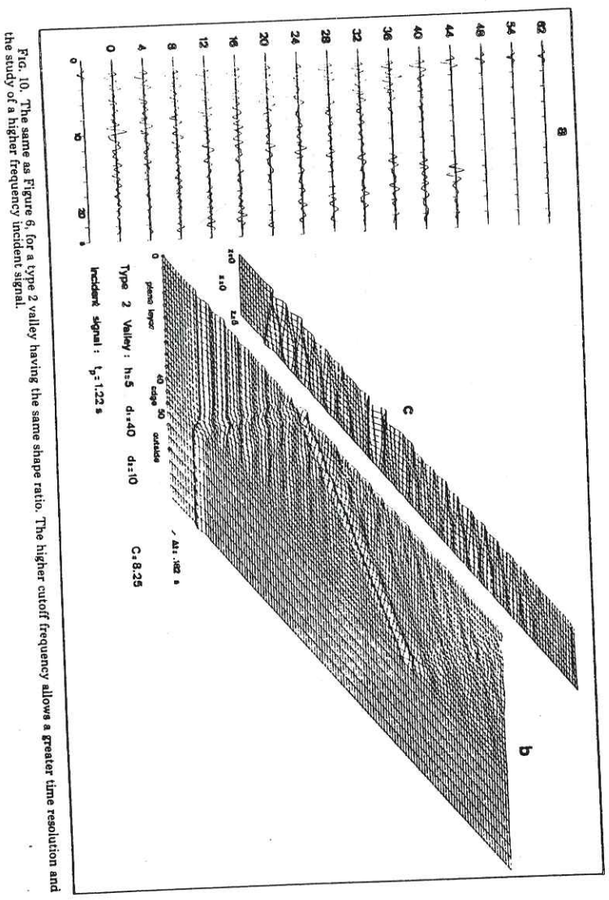


FIG. 10. The same as Figure 6, for a type 2 valley having the same shape ratio. The higher cutoff frequency allows a greater time resolution and the study of a higher frequency incident signal.

vertical rays toward the horizontal direction by the oblique interface. They then propagate back and forth within the valley, reflecting on the edges.

Like the results for type 1 valleys, more dispersion lobes are observed when the layer is shallower. However, owing to the constancy of the sediment thickness, which causes the amplitude frequency response to remain quite similar all over the valley (Figure 9b), the phase velocity is practically the same for all the lobes. The measurement of phase and group velocities and the observation of Figure 10c indicate that, even for the higher frequency signal that was chosen in Figure 10, propagating surface waves are mainly fundamental Love modes. Nevertheless, at long time, Figure 10 reveals some high-frequency oscillations whose variation with depth and greater phase velocity lead us to interpret as the first higher Love wave modes. Their presence is predicted in Figure 9a, the extrapolation of which indicates that all the Love modes may be excited provided that the incident frequency is high enough.

A comparison between Figures 10a and 11a shows that, like for type 1 valleys, seismograms become more and more complex as the valley depth increases. This is due to the increased interference between the up-and-down reflections (which are quite clear in Figure 10) and the lateral Love waves. This interference pattern causes the mean and peak amplitudes to be greater in the central part of the valley for deep basins, whereas edges are exposed to slightly higher peak amplitudes for shallow valleys. The influence of the incident signal peak frequency was also investigated, and it was found, as for type 1 valleys, that the peak amplitude significantly decreases when peak frequency departs from a resonance frequency, the most "dangerous" of which appears to be the fundamental one. Another effect of increasing the frequency is to shorten the lateral dimension of surface displacement pulses, at a given time, and thereby enhance torsional stresses.

A comparison between the responses of the two valley geometries considered shows that, for the same shape ratio h/D, the Love wave amplitude is much greater in type 1 than in type 2 valleys, over all the zone within which they propagate. This feature is particularly enhanced in the valley center where symmetrical Love wave trains meet each other. In the former type, continuously increasing depth reinforces Love waves all over their travel toward the center. On the opposite side, the longer lateral travel path of Love waves and their better trapping due to the higher slope of the edges, must cause signal duration to be greater in the type 2 valley.

(b) Low-impedance contrast case. These high-contrast cases have drawn attention to the importance of Love wave generation and reflection on nonplanar interfaces. Figure 12, where the rheological parameters used are $\rho_1 = 2.3$ gm cm^{-3}, $\rho_2 = 2.8$ gm cm^{-3}, $\beta_1 = 2.0$ km sec^{-1}, and $\beta_2 = 3.6$ km sec^{-1}, shows that these phenomena, though quantitatively much less emphasized, remain qualitatively the same when the impedance contrast is reduced to a low value. Although the peak amplitude at each point is now always recorded at the direct arrival of the incident signal, the Love wave generation and propagation are quite clear. However, because of the lower contrast, Love waves are not efficiently reflected at the edges. Later propagations observed in higher contrast studies are now hardly perceptible. As a corollary, the Love wave energy now travels through the raising interface and slightly affects the ground displacement outside of the valley. Therefore, one must keep in mind, when analyzing seismograms in order to identify the various arrivals, the whole geological structure of quite a wide area around the recording site.

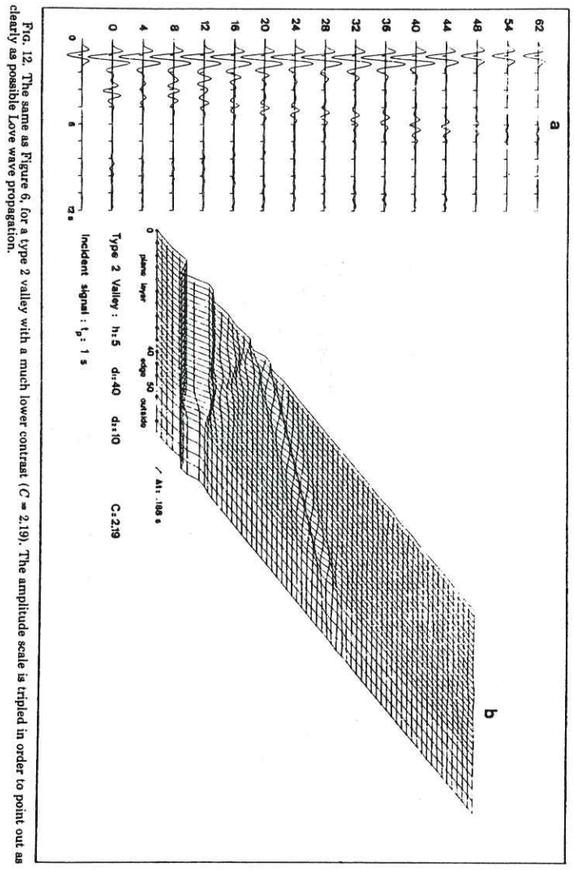


FIG. 12. The same as Figure 6, for a type 2 valley with a much lower contrast ($C = 2.19$). The amplitude scale is tripled in order to point out as clearly as possible Love wave propagation.

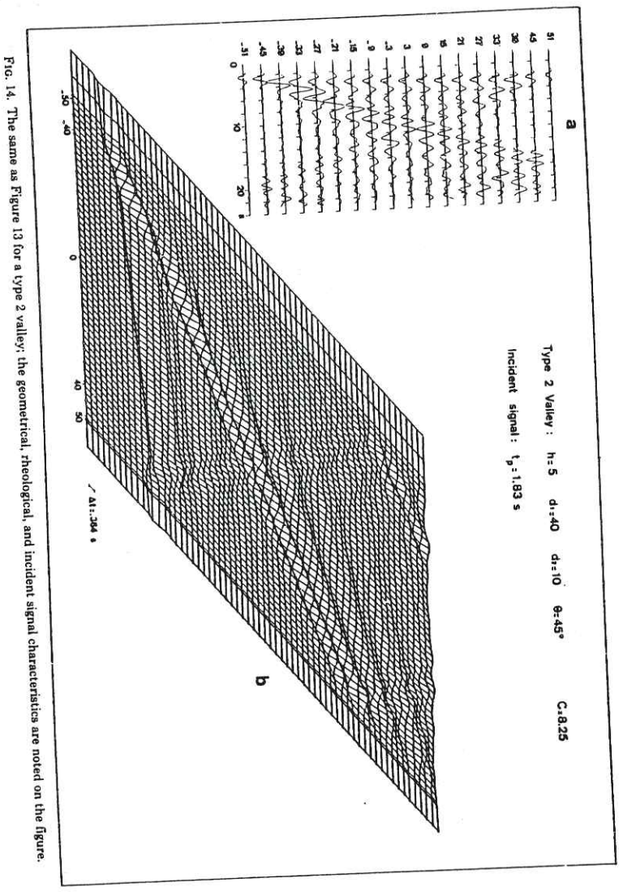


FIG. 14. The same as Figure 13 for a type 2 valley: the geometrical, rheological, and incident signal characteristics are noted on the figure.

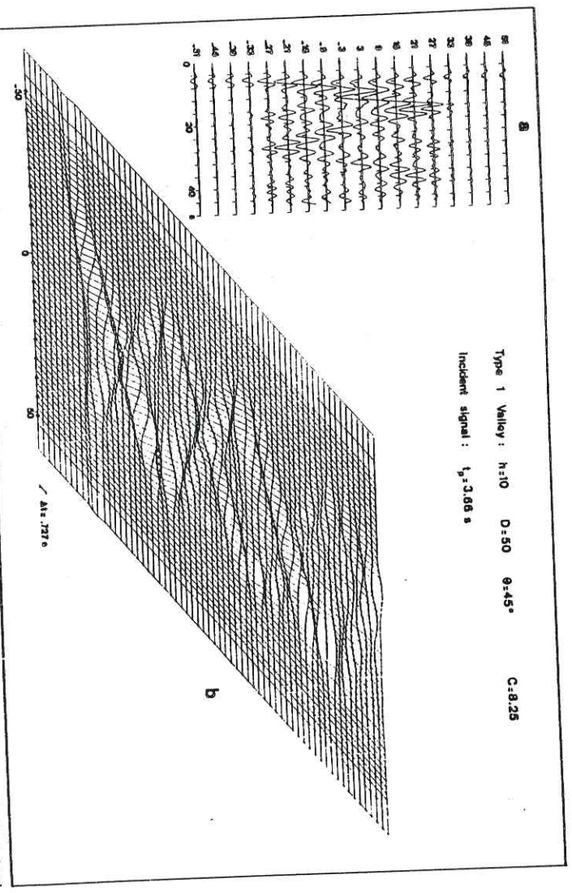


FIG. 13. Response of a type 1 valley to *SH* obliquely incident Ricker wavelet, with $\theta = 45°$. The geometrical, rheological, and incident signal characteristics are specified on the figure. (a) Surface displacement at equally spaced symmetrical points inside the valley. (b) Spatial and temporal evolution of the surface displacement. The whole valley is now illustrated since the problem is no longer symmetrical.

Oblique Incidence

When studying, at a given frequency, the influence of the incidence angle on the valley response, it was noticed, for frequencies around the equivalent plane layer fundamental resonance frequency, the existence of a preferential angle at which the surface displacement amplitude suddenly grows significantly (around 30 per cent in some cases). This phenomenon is caused by the direct transformation of the obliquely incident *SH* wave into a Love wave, owing to the deflection induced by the interface slope. This effect also appears in Trifunac (1971) and in Wong and Trifunac (1974) studies. This preferential incidence angle, however, is generally located around or above 60°, an angle at which the assumed teleseismic domain hypothesis of plane waves is no longer valid. For this reason, and in spite of their interest, no computation was made for large incidence angles. On the other hand, small incidence angles would only introduce very slight changes compared to a vertical incidence. Subsequently, the case of an incidence angle of 45° was studied.

The computed displacement fields of three different valleys are shown in Figures 13 to 15. They reveal that these valleys respond to obliquely incident signals in a basically analog way as they do to vertically incident ones. Since there is no other means to test it, this similarity constitutes, however, a good proof of the adequacy of the Aki-Larner technique for oblique incidence studies. The main difference between these two problems results from the asymmetry of the oblique incidence case. The nonzero horizontal wavenumber of the incoming signal favors the Love wave generated at the edge of the basin first reached by the disturbance, which will be called the direct Love wave to the detriment of the Love wave generated at the other edge. This disproportion is marked better in the case of a type 2 valley (Figure 14) than in the case of a type 1 valley (Figure 13). An interpretation for this difference may be the shorter deflection zone of the incoming wave for the type 2 valley. The disproportion between the two Love wave trains becomes very striking for a type 2 valley with low-impedance contrast (Figure 15). In this latter case, the direct Love wave is as important as the incident signal, whereas in the vertical incidence case, the Love wave amplitude was only about 20 to 25 per cent of the incident signal for each symmetrical wave train. This produces, on the first-reached edge of the valley, a peak amplitude about 30 per cent greater than in the vertical incidence case. As another consequence of this direct Love wave emphasis, the incident signal will appear in Figure 12 as being duplicated on the outer right-hand side of the valley because of the inability of a low-contrast interface to efficiently reflect Love waves.

Another outcome of oblique incidence studies, which may be important for microzonation purposes, is the shifting of the zone where maximum surface displacement occurs. As the peak amplitude lies at the meeting zone of the two Love wave trains, and as the shifting is proportional to the length of the Love wave propagation zone, this shifting will be greater in type 2 than in type 1 valleys.

Conclusions

These various results lead to several conclusions. First, the Aki-Larner technique proves to be a powerful and reliable tool to study near-receiver scattering effects in the time domain, at least when the incident wavelengths remain comparable to the vertical characteristic dimensions of the structural anomaly.

Second, by applying this method to the study of the *SH* seismic response of sediment-filled valleys, it was shown that the main effect induced by boundary

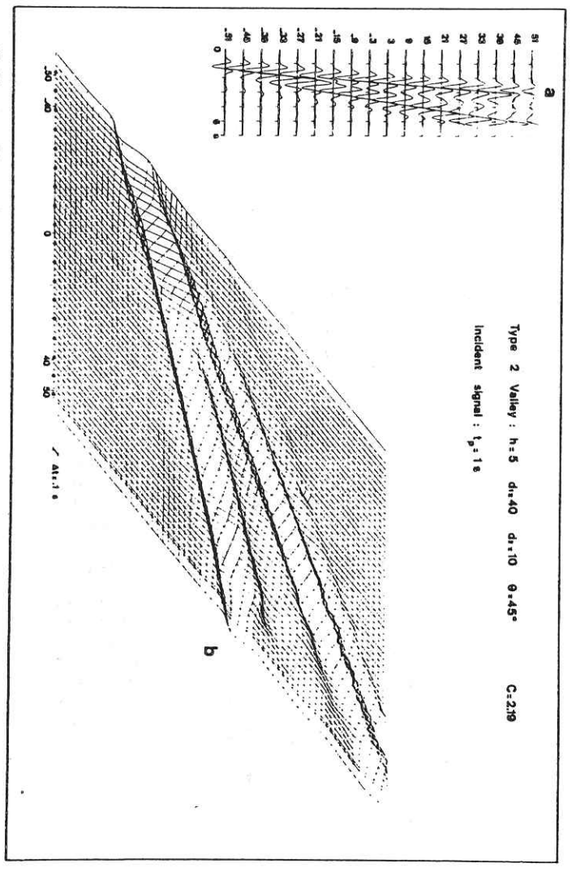


FIG. 15. The same as Figure 14, for a much lower contrast ($C = 2.19$). The geometrical, rheological, and incident signal characteristics are specified on the figure. The displacement amplitude scale is the same as in Figure 12.

curvature is, more than the focusing of seismic rays, the generating of Love waves on the dipping interfaces and their subsequent trapping inside the valley. For frequencies around the equivalent plane layer fundamental resonance frequency, these Love waves are mainly fundamental ones, but frequency domain diagrams show that higher modes must develop as well for higher frequencies. In the presence of a high-velocity contrast between the sediments and the underlying bedrock, these local surface waves can be reflected several times at the edges of the basin, resulting in a long duration of the ground shaking inside the basin. The number of reflections is related to the impedance contrast and to the mean slope of the valley boundaries. In the case of a lower contrast, these Love waves produce parasitic signals on the outer sides of the valley. The amplitude of the Love wave surface displacement may be much more important than the one of the direct disturbance. The resulting amplification, which is sometimes up to one order of magnitude, strongly depends on the site location inside the valley. The lateral dimensions of the zone where these high amplitudes occur is related to the period of the Love waves. When due to fundamental Love modes, this zone extends over a length of the order of the sediment thickness and is, thus, very narrow for shallow valleys.

Although the assumed planarity of the incident wave field restricts our results to the teleseismic domain, one may quite reasonably expect similar phenomena to take place in the near-field. The outcomes of the present work can then shed useful light in earthquake engineering and microzonation studies. For instance, the flat layer theory appears strongly inadequate to compute reliable ground motions. Thus, the same can be said of all engineering computational methods which consider the bedrock as infinitely rigid because the interface displacement has been shown (Figure 2) to last long after the passage of the incident signal. Also shown (Figure 9) was the possible development of higher Love modes which may be very important for foundation designing. Finally, from a more purely seismological point of view, the results show the importance of local surface waves which seem to develop as soon as an incident signal encounters a curved boundary between two media having significantly different rigidities (e.g., at least 50 per cent differences).

Acknowledgments

We thank Guy Perrier for discussions and comments.

This work was supported by the French Ministry of Industry and by the Institut National d'Astronomie et de Géophysique.

References

Aki, K. and K. L. Larner (1970). Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves, *J. Geophys. Res.* **75**, 933–954.

Boore, D. M., K. L. Larner, and K. Aki (1971). Comparison of two independent methods for the solution of wave scattering problems: response of a sedimentary basin to incident SH waves, *J. Geophys. Res.* **76**, 558–569.

Bouchon, M. (1979). Discrete wave number representation of elastic wave fields in three-space dimensions, *J. Geophys. Res.* **84**, 3609–3614.

Gutenberg, B. (1957). Effects of ground on earthquake motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* **47**, 221–250.

Haskell, N. (1960). Crustal reflection of plane SH waves, *J. Geophys. Res.* **65**, 4147–4450.

Hong, T. L. and D. V. Helmberger (1978). Glorified Optics and wave propagation in nonplanar structure, *Bull. Seism. Soc. Am.* **68**, 1313–1330.

Hudson, D. E. (1972). Local distribution of strong earthquake ground motions, *Bull. Seism. Soc. Am.* **62**, 1765–1786.

Larner, K. (1970). Near receiver scattering of teleseismic body waves in layered Crust-Mantle models having irregular interfaces, *Ph.D. Thesis*, M.I.T., Cambridge, MA.

Smith, W. D. (1975). The application of finite element analysis to body wave propagation problems, *Geophys. J.* **42**, 747–768.

Trifunac, M. D. (1971). Surface motion of a semi-cylindrical alluvial valley for incident plane *SH* waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **61**, 1755–1770.

Tucker, B. and J. King (1979). Some experimental observations of the response of sediment-filled valleys to weak and strong earthquake motion (abstract), *Earthquake Notes* **49**, 73.

Wong, T. L. and M. D. Trifunac (1974). Surface motion of a semi-elliptical alluvial valley for incident plane *SH* waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **64**, 1389–1408.

Laboratoire de Géophysique Interne, Associé au C.N.R.S. (ERA 603)
I.R.I.G.M.
Université Scientifique et Médicale de Grenoble
BP 53X, 38041 Grenoble, France

Manuscript received December 27, 1979

A N N E X E C

LA REPONSE SISMIQUE DES VALLEES ALLUVIALES (PEU PROFONDES)

DEUXIEME PARTIE : ONDES P ET SV INCIDENTES

Pierre-Yves BARD et Michel BOUCHON

(Bulletin of the seismological Society of America, 70, p. 1921-1941)

Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 70, No. 5, pp. 1921–1941, October 1980

THE SEISMIC RESPONSE OF SEDIMENT-FILLED VALLEYS. PART 2. THE CASE OF INCIDENT *P* AND *SV* WAVES

By Pierre-Yves Bard and Michel Bouchon

ABSTRACT

We present the extension to incident *P* and *SV* waves of our previous study (Bard and Bouchon, 1980) concerning the seismic response of sediment-filled bidimensional valleys to incident *SH* transient signals. The reliability of the Aki-Larner method is briefly discussed and the domain is estimated within which it provides accurate results. Then we investigate the response of three different valleys, having various geometrical and elastic parameters, to vertically incident *P* and *SV* waves, in both the frequency and time domains. The behavior of the valleys is shown to be qualitatively similar to their behavior for *SH* waves: the nonplanar interface causes surface waves (here Rayleigh waves) to be generated on valley edges, and to propagate laterally inside the basin. The amplitude of these Rayleigh waves depends greatly on the velocity contrast, the valley shape, and the incident wave type (*P* or *SV*), but it may be significantly higher than the disturbance associated with the direct incident signal. The frequency and direction of incident motion determine partly whether the fundamental or first higher mode will be predominantly excited, depending on the main component (vertical or horizontal) of the Rayleigh mode motion. Although the reflections of these Rayleigh waves on valley edges do not appear as clearly as in the *SH* case, a very long duration of the ground shaking inside the valley is still observed. In deep valleys, these laterally propagating Rayleigh waves may degenerate into a lateral resonance pattern, involving high-amplitude surface motion. These latter resonance modes, however, begin to appear in shallower valleys for incident *SV* waves than for incident *P* ones.

Introduction

In recent years, the analysis of experimental data concerning local site amplification (e.g., Hudson, 1972; Tucker and King, 1979; Griffiths and Bollinger, 1979) and the corroborating observations of very localized and strong variations in great earthquake damage, have led a number of authors to think that geometrical lateral disturbances such as surface topography or nonuniform subsurface configurations may induce a very strong local disparity in seismic motions, which overshadows the influence of local site conditions, as understood through the classical flat layer theory. The scarcity and very wide dispersion of experimental data have much promoted analytical and numerical studies about wave propagation in irregularly layered media. However, if a careful survey of the appropriate literature reveals a substantial increase of such studies for *SH* waves, it also gives evidence of a considerable lack in *P-SV* studies, because of the greater complexity of this latter problem.

Investigations of the response of laterally heterogeneous media to *P* and *SV* waves have been carried out by Larner (1970), Bouchon (1973), and Smith (1975). These works, however, are limited to the study of a few configurations and do not provide a complete picture of the response of a given geological structure of *P* or *SV* waves.

The aim of the present study is to further our understanding of the ground motion which takes place in alluvial valleys and sedimentary basins. As in our *SH* study (Bard and Bouchon, 1980), we shall rely on the Aki-Larner method that will again be extended to time domain calculations.

The Technique: General Outlines About Theory and Reliability

Theory. The bidimensional alluvial valley is modeled by a sedimentary layer ($i = 1$) overlying a half-space ($i = 2$) through an interface described by $z = \zeta(x)$. Each medium is assumed to be perfectly elastic, and thus, is characterized by its density and compressional and shear velocities, respectively denoted by ρ_i, α_i, and β_i. The free surface horizontal and vertical displacements are computed for a *P* or *SV* incident stationary wave of angular frequency ω by using the Aki-Larner technique. The method makes use of Rayleigh's representation of the scattered field for a plane wave incident on a corrugated surface. It assumes a periodicity in the interface shape, the periodicity length, L, being much greater than the valley lateral width. This periodicity allows a discretization of the integrals representing the scattered elastic wave field: only scattered waves having a horizontal wavenumber which differs from the incident one k_0 by a multiple of $2\pi/L$ may have a nonzero amplitude. The elastic fields are thus developed in terms of such scattered waves, the coefficients of which are computed through a Gaussian resolution of the linear system describing the boundary conditions in the wavenumber domain. Further details will not be discussed, since they have already been carefully exposed by Aki and Larner (1970), and Larner (1970).

The originality of our present work with respect to theirs is that we did not limit our computations to some isolated input frequencies, but calculated the valley response for a number of regularly spaced frequencies in order to synthetize the results in the time domain for any given input signal $f(t)$. As proposed by Aki and Larner, the reliability of our results was increased by making use of complex frequency. This led us to slightly modify the usual way to go from the frequency domain to the time domain: taking $\omega = \omega_R - i\omega_I$, with ω_I constant and positive, it was necessary to premultiply the input signal $f(t)$ by $e^{-\omega_I t}$, then take its Fourier transform, and multiply it by the computed displacement spectra at a number of points on the valley surface; then return to the time domain by Fourier transforming, and finally obtain the true time response by multiplying by $e^{\omega_I t}$.

Reliability. The Aki-Larner technique basically contains three sources of error. Two of them are derived from computational facilities.

First, the assumed periodicity may introduce parasitic effects due to rays coming from "adjacent" valleys. However, an example in our previous *SH* study shows that, at least when sediments and half-space present a high-velocity contrast, varying this periodicity length induces only very little changes on the results. Concerning the low-velocity contrast case, the conclusion was reached that it also has little influence as long as the time domain study does not extend beyond the arrival of the surface waves generated at the far side of the adjacent valleys (Bard and Bouchon, 1980).

Second, although the scattered wave field should be theoretically represented as an infinite series of plane waves with discrete horizontal wavenumbers, $k_n = 2n\pi/L$, numerical calculation compels us to consider only waves with scatter order index n lower than a maximum N. If the amplitude of these higher order scattered waves does not decrease sufficiently rapidly or regularly, some oscillations corresponding to the cutoff wavenumber appear in the displacement and stress fields. Furthermore, the stress-free requirement at the free surface which is satisfied identically because of its planeness, implies that for the rather shallow valleys studied here, the stresses must nearly vanish throughout the sediment cover and are then somewhat predetermined: the truncation error is thus reflected back, inside the layer, mostly on the displacement field which is to be computed as accurately as possible. It is then quite important to keep this truncation error at a low level, i.e., to choose a sufficiently large N, which obviously increases the computational time since we have a ($8N$ +

C1

4, $8N + 4$) linear system to solve [reduced to ($4N + 4$, $4N + 4$) in the symmetric case].

The third error source is the most restrictive, because it is inherent to the Aki-Larner technique: in the underlying half-space, only downgoing waves are taken into account, and thus, all the upward reflected or refracted waves generated at the irregular interface are ignored. So, when the interface maximum slope exceeds a certain value (around unity), or when the incident wavelength becomes of the order of the sediment thickness, this so-called Rayleigh ansatz error rapidly grows, revealing itself by causing a strong instability in the amplitude of the scattered waves in the underlying half-space. This obviously perturbs the whole elastic field outside and inside the alluvial valley. The only way to avoid this Rayleigh ansatz error is to remain within the so-induced theoretical limits of the Aki-Larner technique, i.e., to consider only both rather low frequencies and rather smooth geometrical structures, which nevertheless constitutes a broad and still widely unexplored domain.

It is thus necessary to control the reliability of our results. Because neither exact nor other numerical solutions are available, we must be content with checking the accuracy by using internal estimates of error based upon the computed solutions. Aki and Larner (1970) calculated a rms error from interface stress and displacement residuals, but their approach will not be followed for several reasons. First, computation of the two components of both stress and displacement, even at points some distance apart on the interface, requires much computational time, and second, as noted by Larner (1970), such residuals probably do not provide a reliable estimate of the computed surface-displacement confidence level: Aki and Larner (1970), when analyzing the error, showed that, for shallow interface depths, which is the present case, errors in free-surface displacement are more strongly governed by displacement residuals than by stress residuals. Moreover, when varying significantly computational parameters, N and L, Larner (1970) noticed the great stability of free-surface displacement values, whereas interface residuals were much more sensitive, the rms error varying by as much as one order of magnitude. So, it is hoped that quite reliable free-surface solutions are obtained, even with sizable residuals at the interface. That is why we thought it not worth computing systematically all stress and displacement residuals and preferred using the saved computational time to take more care of the truncation error. In this aim, remembering the *SH* case where higher order excited scattered waves corresponded to fundamental Love waves, N was chosen for each frequency, so that $2N\Pi/L$ would be considerably greater than the horizontal wavenumber of the fundamental Rayleigh mode. In doing so, a remarkably good convergence was obtained toward zero of the amplitude of the scattered waves inside the layer. This is, in our opinion, a solid warrant of our solution reliability.

In addition, our use of complex frequency allowed us to remove the singularities from the real ω axis, and thus to gain in stability. It also increases the accuracy of our synthetization, since the choice of $\omega_I = \Delta\omega_R/2$, where $\Delta\omega_R$ is our angular frequency step made the frequency spectrum of our input signal no longer a discrete line, but a continuous and very smooth curve.

The Results: General Features of Ground Motion in Alluvial Valleys

Choice of the geometrical and elastic parameters

In order to have a basis for comparison, the same two main geometrical types of valley as in our *SH* study was investigated and defined through the following

interface equations

Type 1

$$\zeta(x) = \frac{h}{2}\left(1 + \cos\frac{\pi x}{D}\right) \quad \text{for} \quad |x| < D$$

$$\zeta(x) = 0 \quad |x| > D$$

Type 2

$$\zeta(x) = h \quad \text{for} \quad |x| < d_1$$

$$\zeta(x) = \frac{h}{2}\left(1 + \cos\frac{\pi(x - d_1)}{d_2}\right) \quad d_1 < |x| < d_1 + d_2$$

$$\zeta(x) = 0 \quad |x| > D = d_1 + d_2$$

with $\dfrac{d_2}{d_1} = 1/4$.

Whereas in the *SH* case, for each valley type, three different values of the h/D ratio were studied, a limit on our *P-SV* investigations was made to only one example per valley type, because each geometrical case gives rise now to two different computations (i.e., *P*-incident case and *SV*-incident case), and because performing a study as exhaustive as in the *SH* case would cost much computational time. The choice of the h/D value was a compromise: a larger h produces steeper lateral slopes, especially in the type 2 case, and thus, a greater susceptibility to Rayleigh ansatz error. On the other hand, shallow vallèys affect higher frequencies, which makes expected Rayleigh waves have a higher horizontal wavenumber, so that a choice must be made between either a larger truncation order, N, or a smaller periodicity length, L, to avoid large truncation errors. The following parameters are chosen

Type 1: $h = 1$ km; $D = 5$ km; $L = 25.6$ km

Type 2: $h = 500$ m; $d_1 = 4$ km; $d_2 = 1$ km; $L = 12.8$ km.

The same parameters were taken as in the *SH* case, fitting *P* velocities relatively to *S* ones by assuming a greater Poisson coefficient ν in sediments

$\rho_1 = 2.0$ gm cm^{-3}; $\beta_1 = 0.7$ km sec^{-1}; $\alpha_1 = 1.4$ km sec^{-1} ($\nu_1 = 0.33$)

$\rho_2 = 3.3$ gm cm^{-3}; $\beta_2 = 3.5$ km sec^{-1}; $\alpha_2 = 6.06$ km sec^{-1} ($\nu_2 = 0.25$).

Also considered, in the case of a type 2 valley, was the effect of a much lower velocity contrast.

For each configuration, the valley response was computed for both *P* and *SV* incident waves, for 32 equally spaced frequencies. Maximum frequency equal to four times the fundamental *S* resonance frequency was chosen, i.e., $f_{max} = \beta_1/h$, which gives, for the angular frequency, an imaginary part $\omega_I = \pi\beta_1/32h$. Incident signal in the form of a Ricker wavelet was taken, i.e.,

$$f(t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}(a - 0.5)e^{-a}, \quad \text{with} \quad a = \left(\frac{\pi(t - t_s)}{t_p}\right)^2$$

and its peak frequency $1/t_p$, generally fitted to one-half the maximum frequency; t_s is the time of peak amplitude.

All of our numerical results are scaled for a valley half-width of 5 km, but they can obviously be extended to other geometrical values, as long as the dimensionless ratios h/D and $t\beta_1/h$ remain constant.

As type 2 valleys are easily comparable with the flat layer case, the results are easier to interpret, and we shall start with them.

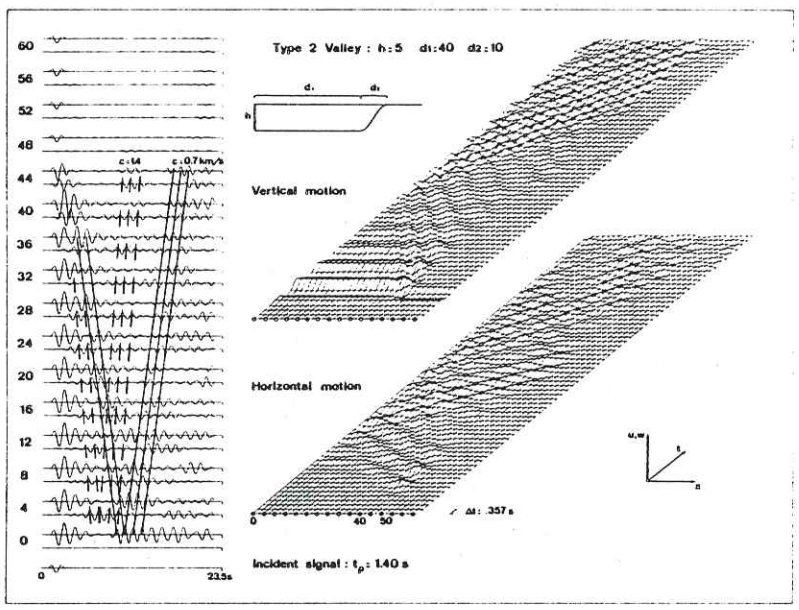


FIG. 1. Response of a high-contrast type 2 valley with maximum depth $h = 500$ m, half-width $D = 5$ km, to a vertically incident *P* Ricker wavelet of characteristic period $t_p = 1.40$ sec. *Left:* The traces represent the horizontal (*bottom*, *u*) and vertical (*upper*, *w*) displacements at surface receivers, spaced from 0 to 6.0 km from the valley center. The *bottom trace* would be the surface (vertical) displacement signal without the valley. *Right:* Diagrams showing the spatial (x) and temporal (t) evolution of the surface displacement components in the valley and in its immediate proximity. The dots indicate the location of the sites where the seismograms (*left part*) are computed. In both figures, the length unit is 100 m, the time unit is 1 sec, and we represent only one side of the valley because of the symmetry of the problem. The vertical scale is the same for the two components.

Type 2 valleys

High velocity contrast case. Figure 1 shows the computed valley response for a *P* incident Ricker wavelet having a characteristic period of 1.4 sec, that is near the *P* fundamental resonance period of the layer, $4h/\alpha_1 = 1.428$ sec. Besides the reflections at the surface and at the interface, which are quite clear over the whole plane part of the valley, one can see some laterally propagating disturbances, which are generated at the edges of the basin, and subsequently travel across the valley. The vertical displacement is characterized by the presence of only one such disturbance,

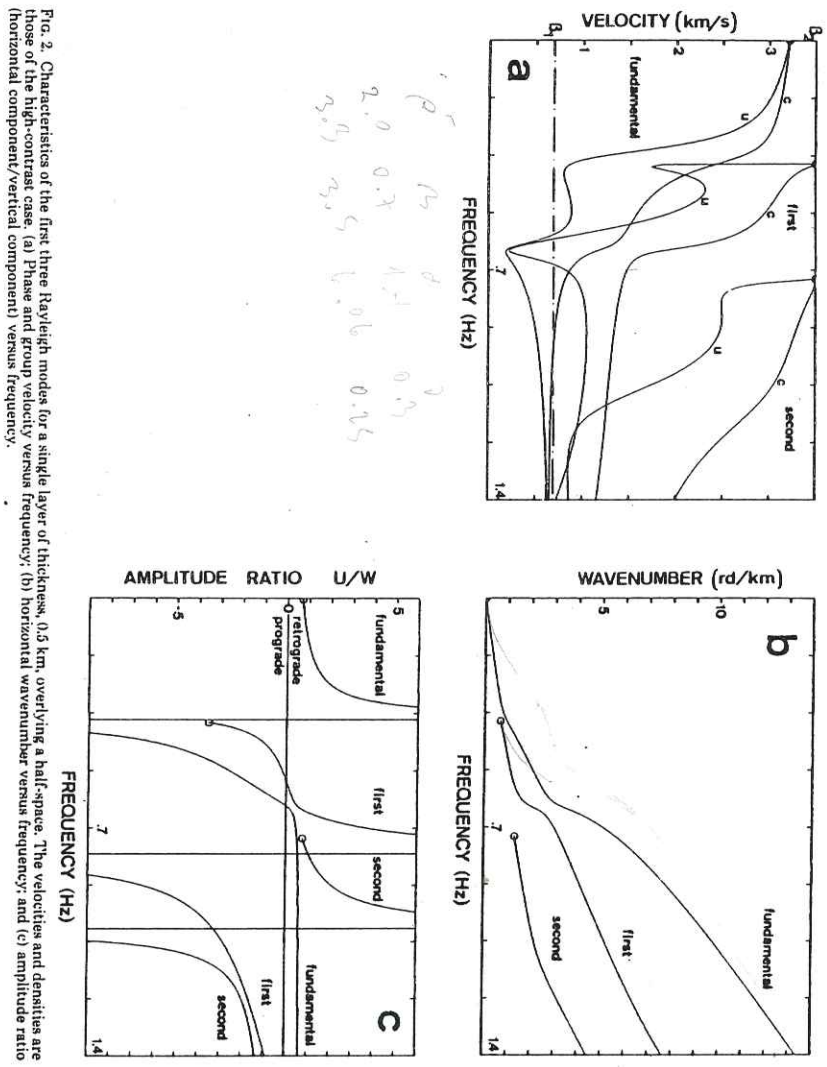


FIG. 2. Characteristics of the first three Rayleigh modes for a single layer of thickness, 0.5 km, overlying a half-space. The velocities and densities are those of the high-contrast case. (a) Phase and group velocity versus frequency; (b) horizontal wavenumber versus frequency; and (c) amplitude ratio (horizontal component/vertical component) versus frequency.

but the horizontal displacement diagram reveals the existence of two distinct phases, which are almost simultaneously generated and then separated because of different phase velocities. Individual synthetic seismograms (Figure 1) show that these disturbances consist of wave packets having a quasi-stationary frequency of about 0.8 Hz and propagating with phase velocities of about 0.7 and 1.4 km sec. The analogy with the *SH* results (Bard and Bouchon, 1980), and the excellent agreement of these phase velocity values with the theoretical ones (Figure 2a), strongly suggest that these laterally propagating waves are Rayleigh waves.

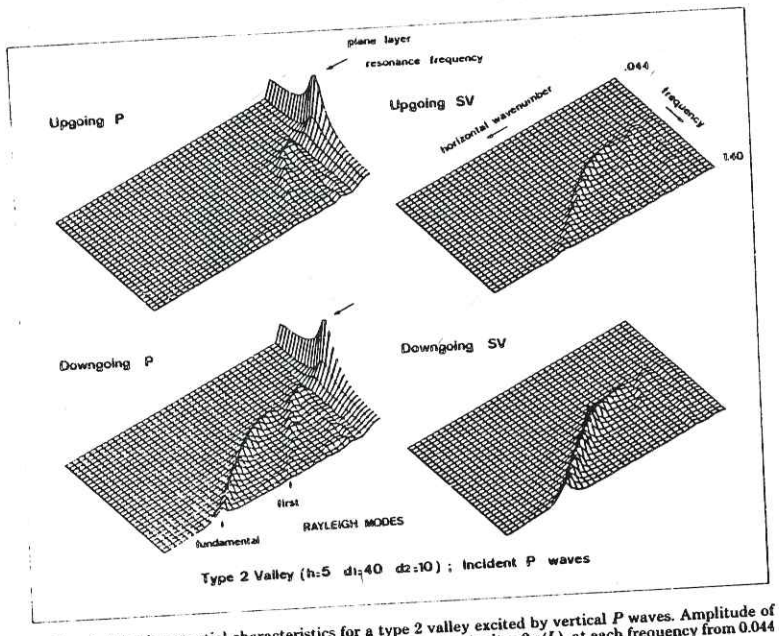


FIG. 3. Elastic potential characteristics for a type 2 valley excited by vertical P waves. Amplitude of scattered potentials for each discrete horizontal wavenumber (unit = $2\pi/L$), at each frequency from 0.044 to 1.40 Hz.

One way to test this interpretation is to look at the scattered wave amplitude in the horizontal wavenumber-frequency domain. Figure 3 shows the upgoing and downgoing P and SV elastic potential amplitudes inside the layer. Besides the fundamental resonance frequency, two main branches can be distinguished on these diagrams which correspond exactly to the dispersion laws $k(f)$ of the fundamental and first higher Rayleigh modes in a flat layer of same thickness, shown in Figure 2b. Moreover, the amplitude ratios between upgoing and downgoing P and SV potentials, for each branch, match qualitatively very well with those of the two Rayleigh modes. For the fundamental mode, the predominant components are the P and SV downgoing potentials, while the upgoing P potential has a nearly zero amplitude. On the other hand, for frequencies lower than 1.4 Hz, the first higher

mode is composed mainly of P waves (reduced to downgoing P waves above 1 Hz). Figure 3 exhibits identical characteristics.

Another way to test our interpretation is to look at the particle motion in the x-z plane, and at its evolution with depth. It was computed at a location where the two Rayleigh modes are well separated, on the edge of the valley. The corresponding

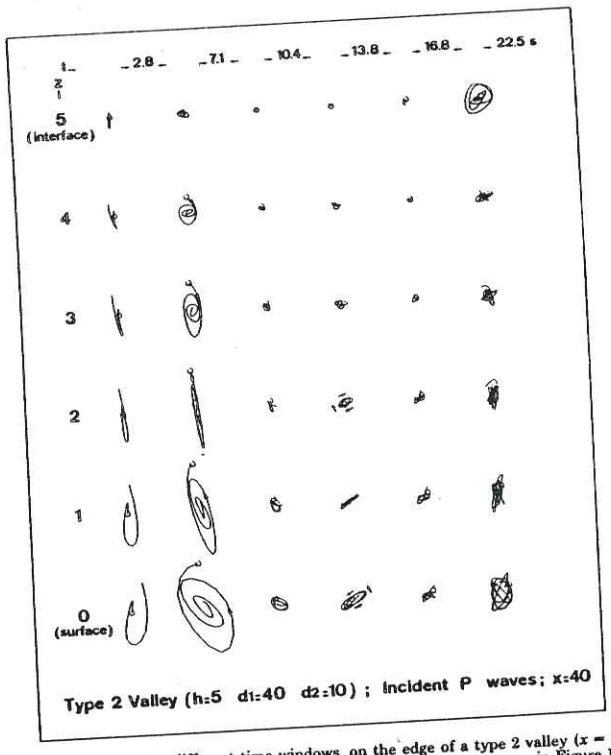


FIG. 4. Particle motion, for different time windows, on the edge of a type 2 valley ($x = 40$), and its evolution with depth. The valley and input signal characteristics are the same as in Figure 1. The open circles indicate the particle location at the beginning of the time window, and the arrows indicate the rotation sense. The great amplitude at the interface and at long times (*top right*) is due to the Rayleigh ansatz error. See text for further comments.

diagrams are shown on Figure 4. Essentially three phases can be distinguished on the free-surface particle motion. First, from $t = 2.8$ sec to $t = 7.1$ sec, a counterclockwise elliptic movement of large amplitude corresponds to Rayleigh wave generation on the edge, immediately following the direct P arrival. Then follows, a few seconds later, from $t = 10.4$ sec to $t = 13.8$ sec, another counterclockwise quasi-elliptic movement with dominant horizontal motion, which represents the first lateral wave arrival from the other edge. And finally comes, after $t = 16.8$ sec, a clockwise nearly circular movement, which corresponds to the second lateral wave arrival. The

rotation sense and the horizontal versus vertical component ratio provide a further argument to support the Rayleigh wave interpretation. Theoretical free-surface Rayleigh wave amplitude ratio (Figure 2c) shows that around the same frequency (i.e., about 0.8 Hz), the fundamental mode is characterized by an elliptic retrograde motion (when propagating in the positive x direction), having a vertical component about twice the horizontal one, while the first higher mode displays a prograde rotation with strongly predominant horizontal motion. Furthermore, the inversion depths (i.e., depth where rotation changes from prograde to retrograde or vice-

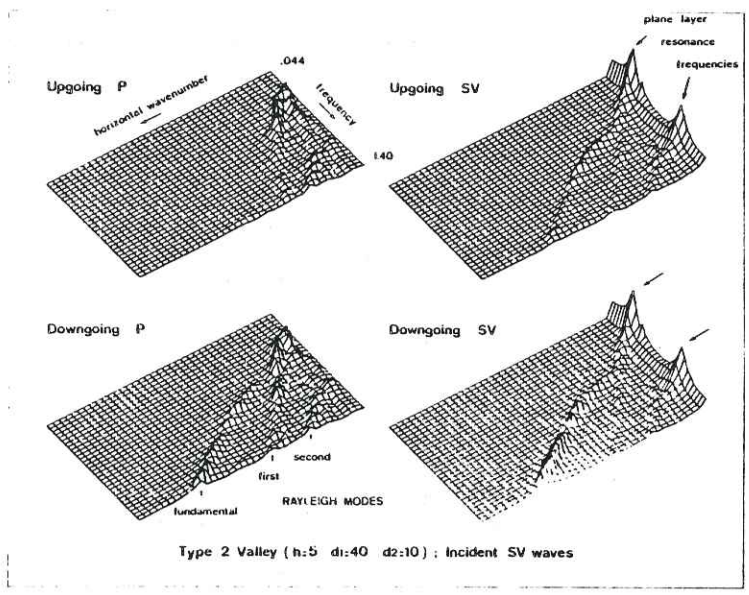


FIG. 5. The same as Figure 3, but for incident SV waves.

versa), which can be clearly defined for the first two above-mentioned phases (Figure 4), match very well the theoretical ones, i.e., between $z = 100$ m and $z = 200$ m for the fundamental mode, and around $z = 100$ m for the first higher one.

From all these observations, it is concluded that the laterally propagating disturbances are Rayleigh waves, and that incident P waves give rise to the same phenomenon of surface-wave generation on the valley edges as SH waves do.

It is interesting to compare the valley response to incident P waves and its response to incident SV waves. As seen on Figure 5, the horizontal wavenumber-frequency diagrams, computed in the same frequency range, display grossly the same general pattern, but also reveal significant differences.

First, as one might have expected because of the lower velocity of S waves, these SV diagrams clearly point out two resonance frequencies. A most interesting feature, however, is that the first two Rayleigh modes are excited as soon as the S-wave resonance frequency ($\beta_1/4h$) is exceeded. The same observation is valid for P-wave

diagrams (Figure 3), when the P-wave fundamental resonance frequency $\alpha_1/4h$ is exceeded. As a result, Rayleigh waves are to be observed for quite lower frequencies in the SV incident case, at least for vertical incidence. In relation with this, SV diagrams clearly show the existence of a third branch starting from the second resonance frequency, which corresponds to the second higher Rayleigh mode: such a branch was not obtained in the P incident case, probably because the studied frequency range remains below the P-wave second resonance frequency.

Second, the relative importance of the first two Rayleigh modes undergoes rather important modifications. Incident P waves induce mainly fundamental mode waves,

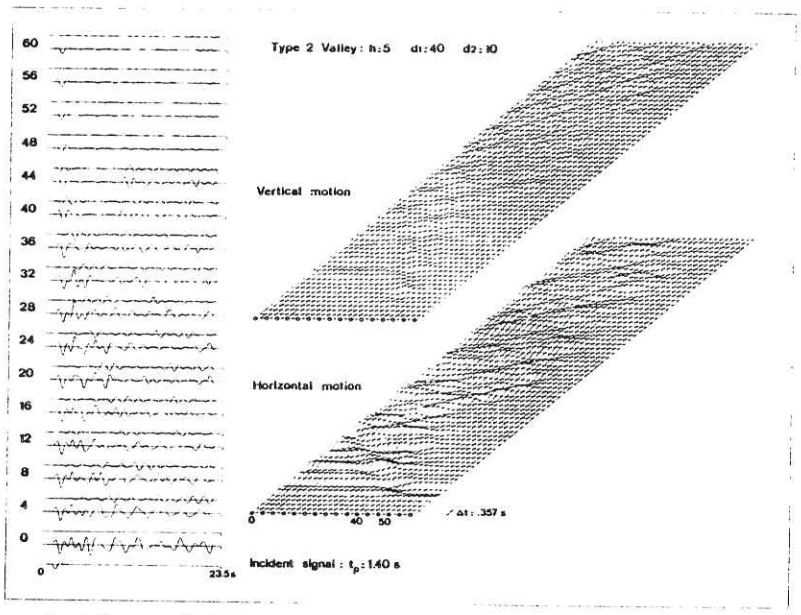


FIG. 6. Response of a high-contrast type 2 valley to a vertically incident SV Ricker wavelet of characteristic period $t_p = 1.40$ sec. See Figure 1 for further explanations.

while the first two modes have comparable amplitudes in the SV incident case, with a sharp peak for frequencies slightly greater than the S fundamental resonance frequency. These observations may be related with the Figure 2c: the Rayleigh modes which produce a mainly horizontal displacement are the fundamental one around 0.35 Hz, and the first higher one between 0.35 and 0.45 Hz and between 0.65 and 1.3 Hz, and vice-versa for the vertical displacement. Thus, it seems that the frequency and direction of incident motion determine partly whether the fundamental or first higher Rayleigh mode will be predominantly excited.

These features also appear on the time history of the free-surface displacement (Figure 6). Although the greater excitation of the first higher Rayleigh mode somewhat complicates the seismogram pattern in the SV case, the larger low-frequency content of SV synthetic seismograms clearly reveals the greater low-

frequency susceptibility of such alluvial valleys to SV waves. This fact appears in a particularly strong way on Figure 7, which illustrates the horizontal motion in the SV incident case and the vertical motion in the P incident case, both for the same low-frequency input signal (neither the vertical displacement in the SV case, nor the horizontal one in the P case are represented, because both are everywhere much smaller than the horizontal and vertical ones at such low frequencies).

Moreover, these free-surface displacement diagrams display useful information

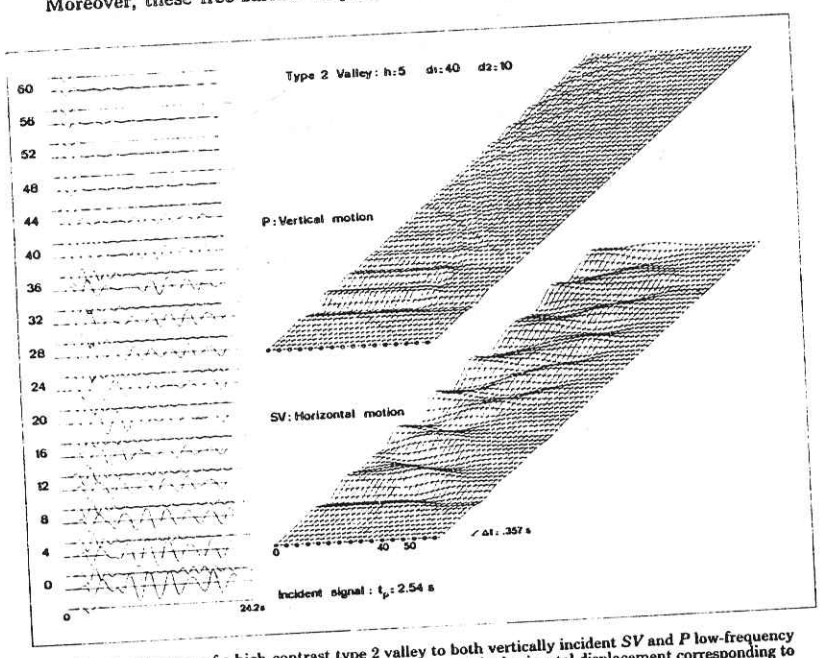


FIG. 7. Response of a high-contrast type 2 valley to both vertically incident SV and P low-frequency Ricker wavelets. *Left*: For each point, the traces represent the horizontal displacement corresponding to a SV incident signal (*bottom*), and the vertical displacement corresponding to a P incident signal (*upper*). *Right*: (*Bottom*) spatial and temporal evolution of surface horizontal displacement, in case of a SV incident signal. (*Top*) Spatial and temporal evolution of surface vertical displacement, in case of a P incident signal.

concerning local site amplification; whereas in the P case, maximum amplitudes almost systematically occur at the arrival of the direct signal, or after the first interface reflection, in the SV case, they are always due to the Rayleigh waves, independently of the incident signal peak frequency. Consequently, in this latter case, they happen significantly later than the direct arrival. Correlatively, these maximum amplitudes are quite constant all over the valley for incident P waves, whereas SV maximum amplitudes present a wider dispersion and are much more localized both in space and time.

These observed general features are made very striking by our quite strong velocity contrast. We shall now investigate the case of a lower velocity contrast, to see whether or not the same phenomena take place.

Low-velocity contrast case. The new elastic parameters considered are

$$\rho_1 = 2.2 \text{ gm cm}^{-3};\ \beta_1 = 1.1 \text{ km sec}^{-1};\ \alpha_1 = 2 \text{ km sec}^{-1}$$
$$\rho_2 = 2.8 \text{ gm cm}^{-3};\ \beta_2 = 2.8 \text{ km sec}^{-1};\ \alpha_2 = 5 \text{ km sec}^{-1}.$$

Such a velocity contrast (≈2.5) may still be considered as relatively high, but other computations revealed to us that, below this value, results become both much

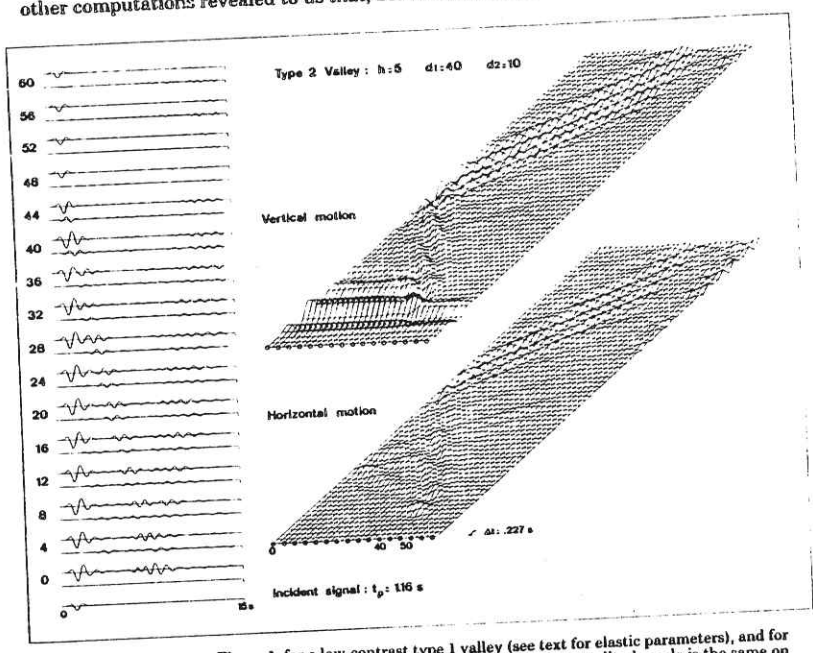


FIG. 8. The same as Figure 1, for a low-contrast type 1 valley (see text for elastic parameters), and for an incident P Ricker wavelet with characteristic period $t_p = 1.16$ sec. The amplitude scale is the same on individual seismograms (*left*), but is 2.5 times higher on right diagrams, in order to point out as clearly as possible Rayleigh waves propagation.

less interesting, because surface waves then get a very small amplitude, and less reliable, for essentially two reasons. First, a lesser velocity contrast increases the transmission factors from alluvial valley into underlying bedrock, so that a greater amount of surface-wave energy travels through the rising interface when meeting the opposite edge. Part of this energy must be carried by upgoing waves. As our elastic field representation is incomplete in the underlying half-space, this produces instabilities and errors on the valley edges, which may affect the whole displacement field solution, both in space and in time. Furthermore, as we scale the frequency range on the valley parameters, the half-space wavelength gets lower and lower with decreasing velocity contrast, and the incident waves become then much more sensitive to lateral geometrical anomalies, which again enhances the Rayleigh ansatz error, and makes the computed solution questionable at long times. Thus, taking

too small a velocity contrast is avoided, and the following results are believed quite reliable, since instabilities at the valley edges at long times remain very small.

The ground displacement diagrams, as shown on Figures 8 and 9, reveal a pattern qualitatively similar to the one obtained in the case of a higher contrast: Rayleigh waves of the first two modes are generated at the edges of the basin as soon as the frequency exceeds the resonance frequency of the corresponding flat layer, and these waves subsequently propagate across the valley. Furthermore, the fundamental mode still prevails in the P-wave incident case, while the two modes have

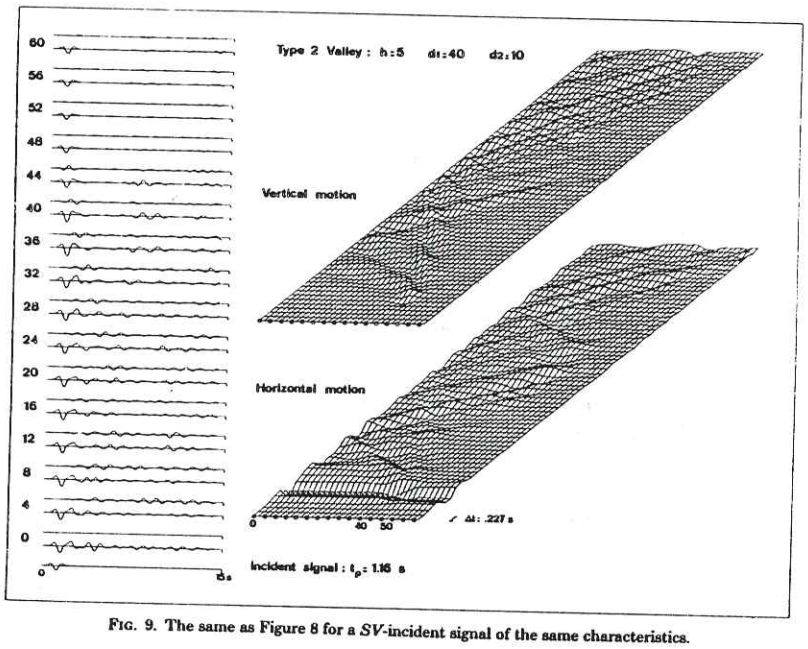


FIG. 9. The same as Figure 8 for a SV-incident signal of the same characteristics.

comparable amplitudes in the SV case. The only difference, as long as we do not consider surface-wave behavior on lateral edges, comes from the sharp decrease in surface-wave amplitude. The peak amplitude is now recorded, for each site, at the direct arrival of the incident signal, even in the SV case, and the average amplification level corresponds to the flat layer amplification. However, Rayleigh waves still produce significant ground displacement (up to 4/5 of direct arrival amplitude at the valley center) and, from an engineering point of view, are at least as important as the direct arrival: at a given time, the area affected by these local surface waves is very narrow, both in horizontal and vertical dimensions, so that, in such alluvial valleys, and even in the case of a low-velocity contrast, building foundations can undergo quite strong compressional, extensional, or tilting strains with associated bending, rocking, and shearing effects.

Type 1 valleys; high contrast

In our previous study (Bard and Bouchon, 1980), several points concerning type 1 valley behavior were observed. First, although the horizontal wavenumber-frequency diagram is significantly more complicated than in type 2 valleys, the dominant feature in the time domain remains the excitation of Love waves characteristic of a flat layer of thickness equal to the valley local depth. Second, still compared with a type 2 valley of same thickness h, the Love wave amplitudes are systematically greater, and thus provide higher amplifications. Third, at least for

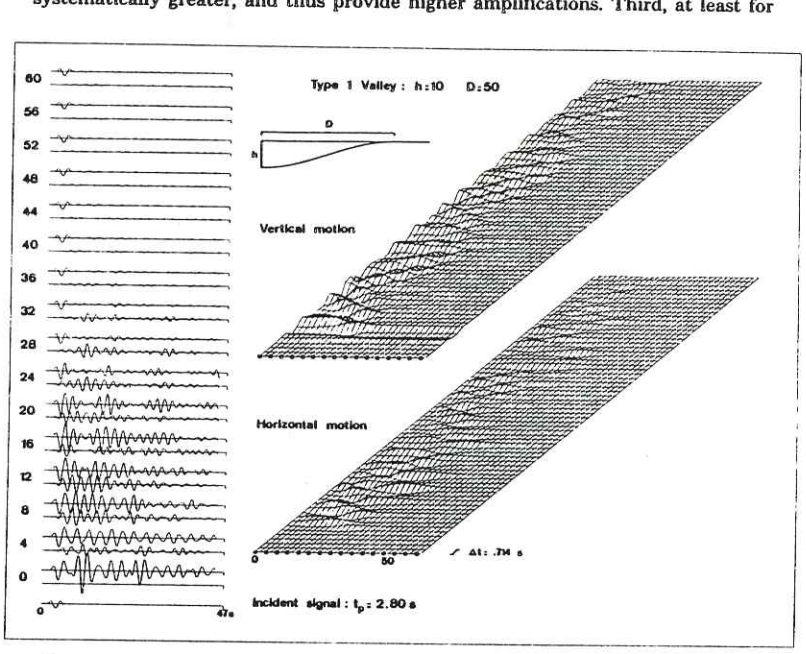


FIG. 10. The same as Figure 1, for a high-contrast type 1 valley of maximum depth 1 km, and half-width 5 km, and an incident P Ricker wavelet with characteristic period $t_p = 2.80$ sec. The amplitude scale is the same as in Figures 1, 6, and 7.

$h = 10$, the Love wave energy is almost completely trapped in the central part of the valley, which results in a long duration of the ground motion.

For incident P and SV waves, our results, shown in Figures 10 to 13 corroborate what might be inferred from these SH observations, and from the P and SV results we have given for a type 2 valley. However, some interesting features are noticed.

The curved boundaries, by deflecting incoming rays toward the valley center, induce the formation of Rayleigh waves belonging essentially to the first two modes, at least within the frequency range investigated. As for type 2 valleys, the dominant mode is the fundamental one in the P incident case, and the first higher mode in the SV case, and these Rayleigh waves appear as soon as the frequency exceeds the corresponding fundamental resonance frequency. It is noticed, however, that in the

SV case, the first higher mode is comparatively less excited at low frequencies than for type 2 valleys. It is thought that this is due to the fact that, apart from a very narrow area around the center of the valley, the nonhorizontal interface allows a S_2P_1 refraction (the subscript indicates the medium where the S or P wave is propagating), which lessens the importance of the S fundamental resonance frequency, and thereby limits the surface-wave development. A confirmation of such a supposition is obtained by observing that the computed maximum amplitudes at resonance frequencies are higher for the P incident case than for the SV case, whereas the contrary is expected because the shear velocity contrast is greater than the compressional velocity contrast ($v_1 > v_2$).

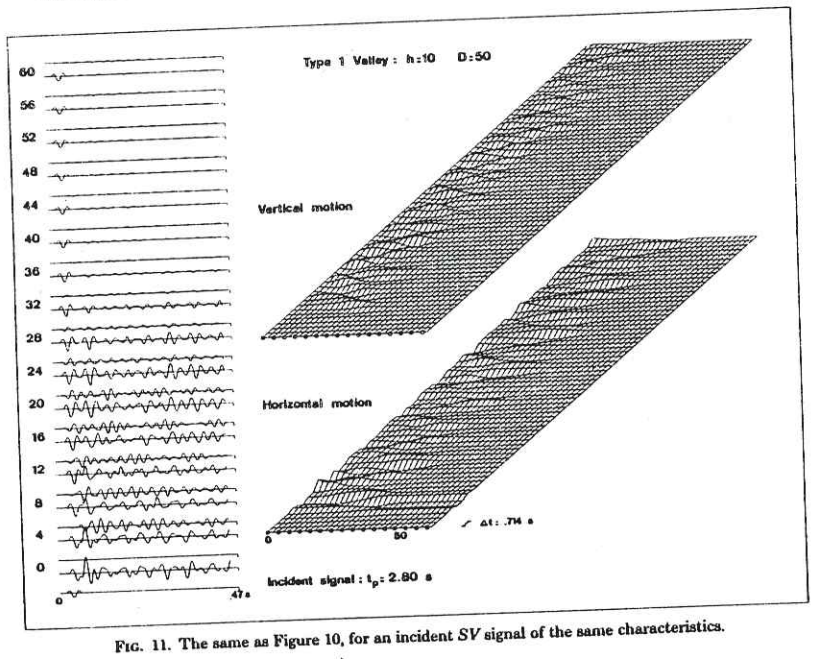


FIG. 11. The same as Figure 10, for an incident SV signal of the same characteristics.

From another point of view, except for this rather low-frequency domain (between $\beta_1/4h$ and $\alpha_1/4h$), the same phenomena are observed as in the SH study: the Rayleigh wave amplitude is greater for type 1 than for type 2 valleys, in direct relation with the larger extent of the curved interface. As a consequence, maximum amplitudes in the time domain will be recorded at the arrival of these surface waves, even in the P incident case. The computed maximum amplifications are 3.6 for a SV incident Ricker wavelet of characteristic period $t_p = 2.8$ sec, and 5.2 for an identical P input signal, whereas the corresponding values are respectively of 2.4 and 2.8 for type 2 valley. The displacement maxima occur at the valley center, where the two Rayleigh wave trains generated at each edge meet one another. The strong amplification obtained for an incident P wave is higher than the one observed for the

similar SH case. By analogy with the results obtained for an incident SH disturbance, which showed that the peak amplitude was getting higher and higher and shaking a narrower and narrower area as maximum sediment thickness was decreasing (Bard and Bouchon, 1980) it is inferred that in shallow alluvial valleys, buildings may be exposed to strong swinging effects.

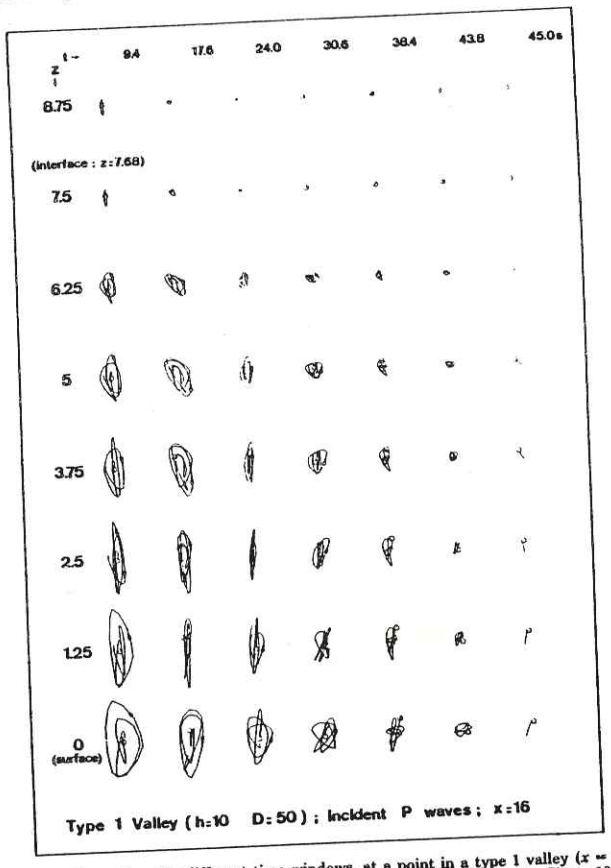


FIG. 12. Particle motion, for different time windows, at a point in a type 1 valley ($x = 16$), and its evolution with depth. The valley and input signal characteristics are the same as in Figure 10. See Figure 4 and text for further explanations and comments.

The duration of the ground motion is much longer than in the case of a plane layer, which is an important feature for the fatigue of man-made structures. The reasons for this strong prolongation appear much less clearly than in the SH case. It is not easy to see in Figure 11 any evidence of surface-wave reflection at the valley edges. Indeed, the displacement field seems to become randomly disordered after the first lateral propagation. In Figure 12, for instance, one can distinguish four

different phases in the early part of the records, but the motion becomes very confused later on, and this apparently random motion appears much earlier in the SV incident case. In possible connection with this, it is noticed that, at long times, the SV incident motion has larger amplitudes than in the P incident case: P_1S_2 refractions offer a greater opportunity for energy to escape into the underlying half-space than S_1S_2 refractions, owing to the lower velocity contrast. Such differential

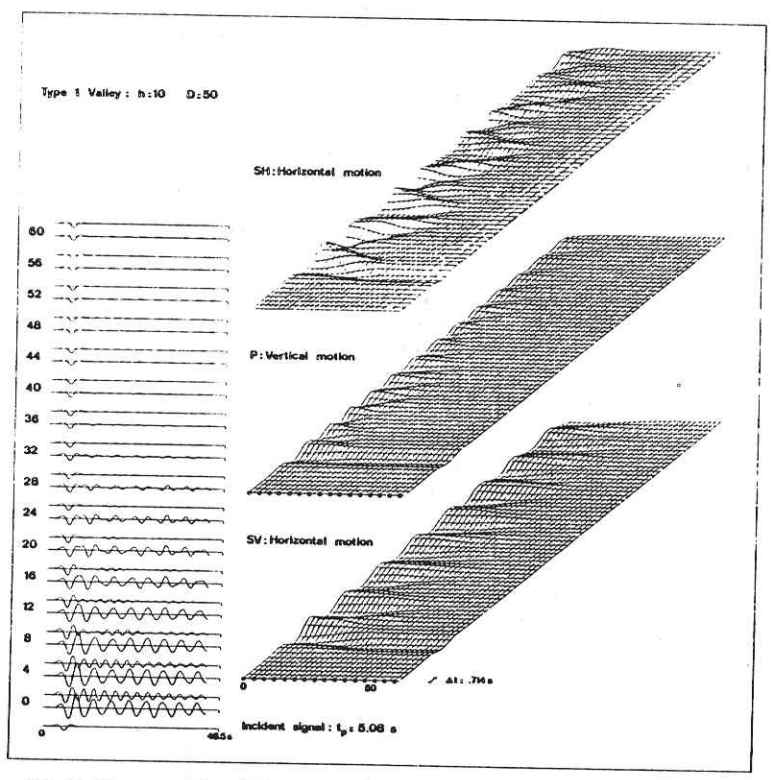


FIG. 13. The same as Figure 7, for a type 1 valley and an incident signal with characteristic period t_p = 5.08 sec. We also show, on *top right*, the SH response of such a valley to an identical signal.

refractions can significantly alter the amplitude ratio between elastic potentials, so that later Rayleigh waves may be much less pure and clear. This may be especially true for the first higher mode, for which the largest potential amplitude corresponds to the downgoing P component. Although it was not put clearly in evidence, it is believed that this phenomenon of differential transmission or refraction of P and SV waves on the curved interfaces might explain some mode conversions, e.g., those experimentally observed by Murphy and Bennett (1979).

However, the low-frequency response of type 1 valleys to an incident SV signal exhibits a most interesting pattern, which may partly explain both the strong prolongation and the complexity of the ground motion within the valley. Figure 13 shows the response of the same type 1 valley to SV, P, and SH signals having the same low-frequency time dependence. The SV diagram, shown at the *bottom right* of the figure, strongly differs from the other ones. After a few oscillations corresponding to the up and down reflections in the basin and to the propagation of the first higher Rayleigh mode generated on the edges, the whole central part of the valley is shown to move in phase, with a stationary frequency and an amplitude about four

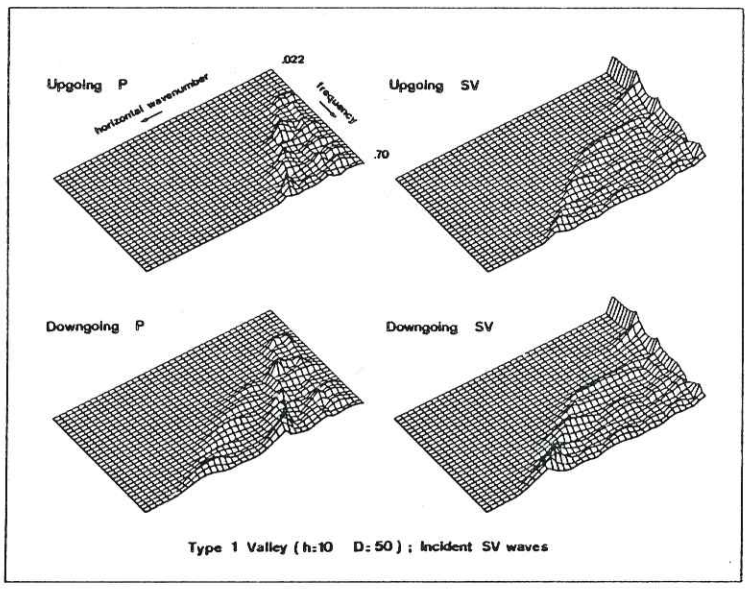


FIG. 14. The same as Figure 5, for our type 1 valley and incident SV waves.

times that of the incident signal. Such a resonance pattern, which lasts far too long to be explicable by the vertical resonance of the flat layer theory, is not present on the P and SH diagrams, where the main feature remains surface-wave generation and propagation.

Although the horizontal wavenumber-frequency diagrams showing the amplitude of upgoing and downgoing P and SV potentials (Figure 14) are not easy to interpret because of the sediment thickness variations, they provide useful information about this interesting resonance pattern. A comparison with similar diagrams obtained for a type 2 valley (Figure 5) reveals that the branch corresponding to the fundamental Rayleigh mode, though broadened and very slightly shifted toward the higher frequencies, owing to the depth variations, fits the same dispersion law. This is not as clear for the first Rayleigh mode: there is no longer a continuous branch, but some isolated peaks (exactly four). These peaks are quite sharp, in contrast to the

broadening observed for the fundamental mode. They are present both on upgoing and downgoing P diagrams, whereas the downgoing P component should be predominant at high frequencies for the first higher mode. Furthermore, the location of these peaks does not fit very well the theoretical dispersion curve. They line up on a straight line passing through the origin, thus corresponding to a constant phase velocity, which should not occur if we were dealing with a Rayleigh mode. Measuring this phase velocity gives a value of 1.4 km sec^{-1}, that is exactly the P velocity inside the layer.

For these reasons, it is thought that this new resonance pattern is a "lateral" resonance due to the trapping of horizontally propagating P waves inside the layer, which makes the valley behave grossly as a one-dimensional resonator. This implies a complicated reflection and refraction pattern on the valley edges with P-SV conversions. As a result, the frequencies giving rise to this lateral resonance, do not fit a simple law, since they depend on the valley shape and on the velocity contrast. In the present case, these frequencies are 0.22, 0.35, 0.50, and 0.66 Hz, and they correspond to a greater number of displacement nodes as frequency increases. Looking back now at Figure 11, the complexity of the displacement field at long times is understood as due to the excitation of some higher resonance modes of this type.

This phenomenon may be looked upon as a logical consequence of the surface-wave lateral propagation, when the travel time of such a wave through the valley gets comparable with its period. As a consequence, such a lateral resonance pattern is expected to become more and more important as the valley shape ratio, h/D, increases (the absence of such a resonance in the previously studied type 2 valley supports this idea). This "degeneration" of the first Rayleigh mode into a lateral resonance corresponding to horizontally propagating P waves, may be related to the above-mentioned fact that differential refraction and transmission factors at the curved interface can significantly alter the Rayleigh waves at their reflection on the valley edges. It is also thought possible to observe lateral resonance modes in deeper valleys when excited by P waves; this lateral resonance then corresponding to horizontally propagating SV waves, which would be in some way a degeneration of the fundamental Rayleigh mode (where the predominant potential is the SV one).

The engineering importance of such lateral resonance modes seems different from the one of surface waves, since the whole valley is moving in phase. Nevertheless, the strong amplification and long duration of the motion due to the fundamental resonance mode may induce a significant fatigue in building structures. It is more difficult to assess the role of the higher modes: their importance probably increases in deeper valleys, and they may then produce nonnegligible differential strains in the vicinity of the displacement nodes.

Conclusions

This P-SV study enables us to draw several inferences.

The first one concerns the Aki-Larner technique. In spite of the fears as to the Rayleigh ansatz error, we think that our results provide strong evidence of its reliability, as long as the computational parameters are carefully chosen. The excellent convergence towards zero of the amplitudes of the elastic potentials for high-scatter orders at any given frequency, the great consistency of the results from one frequency to another, and finally, the qualitative analogy between P, SV, and SH results are good arguments in its favor. Notwithstanding its limitation to rather low frequencies and rather smooth structures, its ability to investigate P and SV waves as well as SH ones, for arbitrarily shaped valleys, and its possible extension to any incident wave field (Bouchon and Aki, 1977) and to tri-dimensional structures, make it an extremely powerful tool.

The second inference deals with the ground displacement general pattern in bidimensional alluvial valleys. Although only vertically incident P and SV plane waves were investigated, and although the coupling between P and SV waves may induce quite significant changes in amplification values and surface-wave amplitudes in case of oblique incidence, the analogy between the cases of SH oblique and vertical incidence allows us to think that our present results can render a good account of the main features of ground motion within alluvial valleys. The main outcome of both our SH and P-SV studies is to lay emphasis on the importance of local surface waves due to ray deflection on curved boundaries. They provide a good explanation of the observed strong localization of earthquake damage and long duration of earthquake shaking. They might also explain the failure of several attempts to relate in a simple way sediment thickness to damage intensity or amplification level data (see, e.g., Gutenberg, 1957). On the contrary, as shallower valleys affect more higher frequencies, for which the attenuation is greater, particularly in low-rigidity media, our results promise some success to attempts at relating shaking duration in sediment-filled valleys to both sediment thickness and valley width, especially as deeper basins are exposed to lateral resonance modes. Furthermore, although we could not investigate the high-frequency domain, we think that, even if higher modes may probably be excited as well by incident signals with a high-frequency content, the dominant feature of ground motion in alluvial valleys always remains related with the first Rayleigh or Love modes, since higher ones produce only relatively small surface displacements (Drake, 1979).

These results also provide some new and important insights for engineering studies. Although the assumed planarity of incident waves theoretically limits our results to the teleseismic field only, similar phenomena are likely to occur in the near-field. This study first reveals the inadequacy of classical engineering approaches based on flat layer theory, which may greatly underestimate the maximum amplitudes. Moreover, besides this amplification level, our study clearly points out the possible existence of strong shearing, compressional or rocking forces on building foundations, due to the local surface waves. On the other hand, the prolongation of strong ground shaking may fatigue the structures and cause their failure, even if they are able to withstand isolated acceleration peaks.

Acknowledgments

This work was supported by the French Ministry of Industry and the Institut National d'Astronomie et de Géophysique.

References

Aki, K. and K. L. Larner (1970). Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves, *J. Geophys. Res.* **75**, 933–954.

Bard, P.-Y. and M. Bouchon (1980). The seismic response of sediment-filled valleys. Part 1. The case of incident *SH* waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 1263–1286.

Bouchon, M. (1973). Effect of topography on surface-motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* **62**, 615–632.

Bouchon, M. and K. Aki (1977). Discrete wavenumber representation of seismic-source wave fields, *Bull. Seism. Soc. Am.* **67**, 259–277.

Drake, L. A. (1979). Love and Rayleigh waves in an irregular soil layer (abstract), *Earthquake Notes* **49**, 71.

Griffiths, D. W. and G. A. Bollinger (1979). The effect of Appalachian Mountain topography on seismic waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **69**, 1081–1105.

Gutenberg, B. (1957). Effects of ground on earthquake motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* **47**, 221–250.

Hudson, D. E. (1972). Local distribution of strong earthquake ground motions, *Bull. Seism. Soc. Am.* **62**, 1765–1786.

Larner, L. (1970). Near receiver scattering of teleseismic body waves in layered crust-mantle models having irregular interfaces, *Ph.D. Thesis*, M.I.T., Cambridge, Massachusetts.

Murphy, J. R. and T. J. Bennett (1979). Multipathing of short-period surface wave energy in a valley structure (abstract), *Earthquake Notes* **49**, 72.

Smith, W. D. (1975). The application of finite element analysis to body wave propagation problems, *Geophys. J.* **42**, 747–768.

Tucker, B. and J. King (1979). Some experimental observations of the response of sediment-filled valleys to weak and strong earthquake motion (abstract), *Earthquake Notes* **49**, 73.

Laboratoire de Géophysique Interne, Associé au C.N.R.S. (ERA 603)
I.R.I.G.M.
Université Scientifique et Médicale de Grenoble
B.P. 53 X
38041 Grenoble Cedex France

Manuscript received December 27, 1979

C 10
C11

A N N E X E D

LES MODES DE RESONANCE

DES VALLEES ALLUVIALES PROFONDES

Pierre-Yves BARD

Mai 1983

I. INTRODUCTION

Il est reconnu depuis longtemps que les couvertures sédimentaires ou alluviales modifient beaucoup les signaux sismiques incidents, agissant, typiquement, à la fois comme résonateur et comme filtre passe-bas. Si l'on se place dans une optique risque sismique, ces deux effets interviennent en sens contraire, le premier comme amplificateur, surtout à plutôt basse fréquence, le second comme déamplificateur, surtout à plutôt haute fréquence. Cependant, les résultats de l'analyse statistique des mouvements forts (Boore et al., 1980) montrent que sur les sols relativement meubles, ce sont surtout le déplacement et la vitesse qui contrôlent l'ampleur des effets observés, et c'est donc l'aspect de résonateur qui domine : il est donc très important de savoir sur un site donné apprécier aussi exactement que possible les caractéristiques de ces résonances (fréquence, amplification).

Il est généralement admis que ces caractéristiques peuvent être valablement évaluées avec des théories unidimensionnelles : un bon agrément entre ces predictions simples et les observations expérimentales existe effectivement dans la plupart des cas (Seed et Idriss, 1970 ; Joyner et al., 1976). Cependant, pour certains séismes (SKOPJE, 1963 ; CARACAS, 1967) il existe de fortes présomptions (Poceski, 1969 ; Algermissen et Espinosa, 1973) pour que les irrégularités souterraines aient joué un rôle important dans la répartition spatiale des dommages, en influant au moins sur la valeur de l'amplification à la résonance. Plus récemment, King et Tucker (1983) ont même constaté, sur des données expérimentales extrêmement fiables et nombreuses, l'inadéquation totale des interprétations unidimensionnelles pour des vallées alluviales assez encaissées. Enfin, certains résultats théoriques, partiels certes, obtenus pour des vallées profondes (Trifunac, 1971 ; Wong et Trifunac, 1974 ; Sanchez-Sesma et Esquivel, 1979) font état d'amplifications beaucoup plus importantes que celles prévues par les approches 1D, et à des fréquences très inattendues. Toutes ces "observations" suggèrent l'existence dans les remplissages sédimentaires relativement encaissés, de types de résonance spécifiques, reliés non seulement au contraste d'impédance entre la couverture et le substratum, mais aussi à la géométrie de ce contact.

Le but de ce papier est justement de mieux comprendre, dans le cas bidimensionnel seulement, les phénomènes qui régissent la réponse des vallées alluviales profondes excitées par des sollicitations planes (P, SV) ou antiplanes (SH) et de les relier aux résultats déjà obtenus (Bard et Bouchon, 1980a,b) pour des vallées peu profondes. Les qualificatifs de "profond" et "peu profond" seront d'ailleurs précisés au cours de cette étude.

Pour cela, nous avons encore utilisé la méthode d'Aki et Larner déjà employée dans Bard et Bouchon (1980 a, b) : nous montrons qu'elle est encore tout à fait valable, même pour des vallées très profondes.

Ensuite nous décrivons les caractéristiques principales des modes de résonance typiquement bidimensionnels mis en évidence pour une configuration particulière ; nous tentons alors, au cours d'une courte étude paramétrique de généraliser ces résultats particuliers, en examinant notamment les conditions d'existence de ce nouveau type de résonance. Nous pouvons alors conclure sur une discussion de l'existence effective de ces phénomènes dans la nature et sur les implications de nos résultats en génie sismique.

II. FIABILITE DE LA METHODE D'AKI ET LARNER POUR LES VALLEES TRES PROFONDES

La méthode utilisée ici a été décrite et discutée en détail par Larner (1970) et Aki et Larner (1970). Dans le cas présent de son application à la réponse des vallées alluviales, et à la reconstitution de sismogrammes synthétiques, Bard et Bouchon (1980a, b) ont déjà précisé les limites théoriques de sa validité, et illustré son excellent agrément avec les autres méthodes bidimensionnelles à l'intérieur de ce domaine théorique.

La principale limitation provient de la "Rayleigh ansatz error", qui grève sérieusement la précision de la méthode lorsque les pentes des interfaces deviennent trop importantes (40 à 45°), et aussi lorsque la longueur d'onde dans le bedrock devient inférieure à l'amplitude verticale de l'irrégularité géométrique, soit ici à l'épaisseur des sédiments.

En fait, dans le cas présent d'une vallée alluviale, cela n'est vraiment un handicap que si l'on veut étudier dans le détail ce qui se passe au voisinage immédiat de l'interface, dans le bedrock : c'est en effet dans ce dernier que la description du champ diffracté est la plus incomplète (cf Larner, 1970). Par contre, si l'on s'interesse uniquement à la distribution des mouvements à l'intérieur des alluvions, les résultats obtenus par la méthode d'Aki-Larner sont beaucoup moins altérés par la Rayleigh ansatz error, et donc beaucoup plus fiables.

Ceci est illustré sur la figure 1, où nous avons comparé, dans le cas SH et pour des vallées de forme sinusoïdale très profondes (rapport épaisseur maximale h/demi-largeur l supérieur à 1, soit des pentes supérieures à 60°), la méthode d'Aki Larner avec une méthode de collocation, dont l'excellente précision a été prouvée par ailleurs (Sanchez-Sesma et Esquivel, 1979). Les différences entre leurs résultats respectifs ne dépassent pas 15 %, ce qui est certainement nettement moins que les erreurs induites par l'idéalisation élastique linéaire homogène isotrope commune aux deux modélisations, par rapport au comportement réel des dépôts alluvionnaires, le plus souvent anisotropes, hétérogènes et présentant de fortes variations de leurs caractéristiques avec la profondeur (compaction, altération de surface...).

Dans la suite de cette étude, nous avons considéré des vallées moins profondes ($h/l \leq 0.8$) et des contrastes d'impédance plus importants (de l'ordre de 5 à 8 contre 3 ici), facteurs qui tous deux contribuent à augmenter la précision de la méthode Aki-Larner (Bard, 1983).

Signalons par ailleurs que la méthode Aki-Larner a été étendue ici au cas de matériaux viscoélastiques linéaires, par l'intermédiaire de paramètres élastiques, et donc de vitesses complexes correspondant à une absorption causale (Aki et Richards, 1980 p.182) et nous avons pu ainsi incorporer les effets, très importants, de l'atténuation dans les sédiments.

III. MISE EN EVIDENCE DE LA RESONANCE BIDIMENSIONNELLE

III. 1. Revue bibliographique rapide

Les observations expérimentales concernant les vallées alluviales assez encaissées, ou plus généralement toute formation relativement lente, enclavée dans un substratum plus rapide, sont très peu nombreuses. Les plus récentes (Tucker et King, 1983), ont trait à trois vallées grossièrement bidimensionnelles de taille relativement restreinte (400 à 1300 m de large), et dont le rapport h/l (épaisseur/demi-largeur) est compris entre 0.2 et 0.3. Ces résultats, détaillés dans King et Tucker (1983) et Tucker et King (1983), mettent en évidence une invariance de la fréquence de résonance fondamentale sur toute la largeur de la vallée, quelle que soit l'épaisseur locale des sédiments (10 à 60 m) ; par contre, l'amplification observée à cette fréquence décroît régulièrement du centre de la vallée vers les bords, où elle s'annule. Enfin, comme indiqué dans Bard et Tucker (1983), cette résonance fondamentale est aussi caractérisée par une vibration en phase de toute la vallée.

A une toute autre échelle, les mesures de bruit de fond longue période (T = 1 à 5 s) sur des dépôts sédimentaires très profonds (dont l'épaisseur passe de 6 - 8 km à 0 en quelques dizaines de km) réalisées sur les sites des séismes de Niigata et San Fernando par Kagami et al. (1982) donnent des résultats analogues : les amplifications spectrales maximales observées croissent régulièrement avec l'épaisseur des sédiments, alors que la fréquence de ces pics spectraux reste à peu près constante.

Cette invariance spatiale de la fréquence de résonance fondamentale se retrouve dans les (rares) résultats théoriques impliquant des vallées relativement profondes (toutes bidimensionnelles). Cela est particulièrement évident pour les vallées semi-circulaires de Trifunac (1971) pour lesquelles cependant, comme l'ont montré King et Tucker (1983), l'amplification ne s'annule pas sur les bords mais est, au contraire, relativement constante sur toute la largeur de la vallée.

D'un autre côté, les résultats de Wong et Trifunac (1974) pour des vallées semi-elliptiques, et de Sanchez-Sesma et Esquivel (1979) pour des vallées sinusoïdales profondes (cf figure 1), font apparaître des amplifications très fortes (deux à trois fois le contraste d'impédance), à des fréquences différant de 40 % à 50 % des fréquences de résonance unidimensionnelles. Mais ces résultats sont spectralement trop ponctuels pour que l'on puisse en tirer des conclusions d'ordre général.

Enfin, Bard et Bouchon (1980 b) ont remarqué, pour une vallée sinusoïdale de rapport h/l égal à 0.2 excitée par des ondes SV (cisaillement plan), une vibration en phase de toute la vallée, se prolongeant très longtemps après le signal incident, et dont l'amplitude décroissait régulièrement du centre vers le bord : cette résonance avait alors été interprétée comme résultant de l'interférence latérale des ondes diffractées dans la couverture (Rayleigh, P). Cette résonance n'apparaît cependant pas pour d'autres types d'excitations (P, SH) ou des vallées moins profondes (Bard et Bouchon, 1980 a) , pour lesquelles la longueur d'onde des ondes diffractées dans la couverture est petite devant la largeur de la vallée.

Il semble donc que ces modes de résonance particulière ne puissent se produire que dans les vallées relativement encaissées, et c'est pourquoi, dans la section qui suit, nous avons considéré une vallée présentant un rapport h/l de 0.4 et étudié, dans un premier temps, sa réponse à des ondes planes SH (cisaillement anti-plan) verticalement incidentes.

III. 2. Mise en évidence des modes de résonance. SH pour une géométrie particulière

La configuration particulière envisagée ici est précisée au bas de la figure 2, ou β_i et ρ_i désignent respectivement, la vitesse des ondes S et la densité dans le milieu i. Nous avons pris ici un contraste d'impédance important (mais relativement réaliste), et une atténuation nulle ($Q = \infty$) simplement pour mieux voir le comportement propre de la vallée.

L'étude spectrale (comme on pourra le vérifier plus loin (figure 7)) révèle deux pics de résonance très marqués, le premier à $f_0 = 1.31\ \beta_1/4h$ et le second à $f_1 = 2.33\ \beta_1/4h$ (dans la suite $\beta_1/4h$, la fréquence de résonance d'une couche plane d'épaisseur h sera prise comme unité de fréquence et dénotée fh). La figure 2 représente, en divers points de la surface, la réponse temporelle à deux signaux incidents transitoires mais relativement monochromatiques, centrés respectivement sur chacune des fréquences f_0 et f_1. Il apparaît clairement qu'on est là en présence de modes de résonance d'un type nouveau, impliquant la vallée dans son ensemble, et dont les caractéristiques sont décrites ci-dessous.

Le mode fondamental ($f = f_0$, partie gauche de la figure 2) intéresse surtout la partie centrale de la vallée, où l'amplification est la plus forte, mais il se fait cependant sentir jusque vers x/l = 0.6. La vibration, en phase sur toute la largeur de la vallée, atteint des amplitudes très importantes (le mouvement est ici 8 fois plus important au centre que sur les bords), et dure extrêmement longtemps : la fenêtre de temps étudiée sur la figure 2 est de 10.67/fh, et l'amplitude finale au centre est encore cinq fois supérieure à l'amplitude maximale -au début du signal- sur les bords de la vallée. Enfin, la fréquence de ce mode de résonance est sensiblement supérieure à la fréquence de résonance 1D au centre de la vallée : f_0/fh = 1.31.

Quant au deuxième mode ($f = f_1$, partie droite de la figure 2) il se distingue du précédent essentiellement par la présence d'un noeud de déplacements aux points x/l = ±0.16, et donc de trois ventres de déplacement : l'un au centre (obligatoire à cause de la symétrie du problème), et les deux autres, symétriques et un peu plus prononcés, en x/l = ±0.40. Le mouvement au centre est en opposition de phase par rapport au reste de la vallée et au substratum. Les remarques faites à propos du mode fondamental concernant la durée et l'amplification sont valables ici aussi, avec cependant une baisse sensible de l'amplification maximale : "seulement" 3.7 au centre, et 5.0 en x/l = 0.4. Enfin, ce mode intéresse une partie nettement plus large de la vallée (jusqu'à x/l = 0.7 environ), et survient à une fréquence (f_1 = 2.33 fh) qui n'a rien à voir avec le premier harmonique de la résonance verticale 1D (f_1(1D) = 3 fh).

III.3. Lien entre la résonance et les phénomènes de diffraction dans la couverture

Les résultats présentés dans la section précédente fournissent une interprétation particulièrement satisfaisante des observations de King et Tucker (1983), qui à l'inverse confirment l'existence réelle dans la nature de cette résonance globale, d'origine non seulement rhéologique mais aussi géométrique, au moins pour ce qui concerne son mode fondamental. Par contre, nous n'avons pas réussi à trouver, ni dans la littérature ni dans les observations de Tucker et King, de preuve expérimentale directe de la réalité de l'existence des modes harmoniques prévus par la théorie ($f = f_1$).

D'un autre côté, les très fortes amplifications observées sur la figure 2, qui dépassent de loin, celles prédites par l'approximation 1D, sont en excellent accord avec les courbes d'amplification données, pour certaines fréquences et certaines autres formes de vallées, toujours profondes, par Trifunac (1971), Wong et Trifunac (1974) entre autres...

Cependant, le lien entre cette résonance et les résultats théoriques de Hong et Helmberger (1978), Bard et Bouchon (1980, a,b), Harmsen et Harding (1981) qui prévoient, soit pour des vallées peu profondes, soit pour de plus hautes fréquences (f/fh = 3 à 4) des ondes diffractées sur l'interface et se propageant latéralement à la surface de la vallée, et se différenciant très nettement des ondes directes, n'est pas immédiat. La figure 3, illustrant la réponse spatio-temporelle de la même vallée à trois signaux transitoires de fréquences différentes, permet cependant de voir la transition entre ces deux types de comportement, et de lever cette apparente contradiction. Lorsque la fréquence du signal incident correspond à un mode de résonance (figure 3a et 3c), celui-ci est immédiatement excité, et l'on observe dès l'arrivée du signal un régime quasi stationnaire du type résonant. Par contre, lorsque ce n'est pas le cas (figure 3b), on voit très clairement une onde diffractée sur un bord de la vallée se propager vers l'autre bord, puis s'y réfléchir et être ainsi piégée dans la couverture alluvionnaire, conformément aux résultats mentionnés plus haut.

Comme l'épaisseur sédimentaire varie extrêmement rapidement, il est difficile ici d'interpréter ces ondes "latérales" en termes d'ondes de Love (Bard et Bouchon 1980, a,b), mais ce sont cependant des phénomènes analogues. On peut enfin remarquer qu'un examen attentif de la figure 3c révèle l'existence d'une telle onde latérale juste après l'arrivée du signal, onde dont les propagation et réflexion sont ensuite noyées dans la résonance.

Ceci pouvait conduire à penser que ces modes de résonance "globaux" sont dûs, pour une part au moins, à une interférence latérale entre les ondes diffractées sur l'interface et se propageant à l'intérieur de la couverture alluvionnaire : cette interprétation, supportée par l'existence, dans le premier harmonique ($f = f_1$) de noeuds de déplacement latéraux ($x/l = \pm 0.16$) sera discutée et complétée un peu plus loin. Mais auparavant, il est intéressant pour mieux comprendre cette résonance typiquement bidimensionnelle, d'examiner la réponse globale de la vallée, c'est-à-dire de regarder aussi ce qui se passe en profondeur.

III.4. Répartition en profondeur des mouvements à l'intérieur de la vallée

Le comportement "en profondeur" de la vallée est illustré sur la figure 4, pour chacun des deux modes décrits auparavant: ces dessins ont été obtenus en excitant la vallée par des signaux transitoires relativement monochromatiques identiques à ceux des figures 2 et 3b, 3c, puis en "photographiant" à divers instants, juste après la fin du signal incident, les mouvements d'une coupe verticale de la vallée, et ce sur une durée correspondant à une demi-période du mode considéré (soit respectivement, $1/2f_o$ et $1/2f_1$).

Pour chacun de ces modes, il est clair que les vibrations sont complètement circonscrites à la couverture alluviale, et que très peu d'énergie est diffractée dans le bedrock : ceci explique à la fois les très fortes amplifications et les prolongations tout aussi importantes observées en surface (figures 2 et 3).

Pour le mode fondamental, la variation de l'amplitude avec la profondeur est analogue à celle du mode fondamental de résonance verticale, soit un quart de sinusoïde avec noeud sur l'interface. De plus, ce mode apparaît surtout comme résultant de la focalisation de l'énergie dans la partie centrale de la vallée.

Le second mode, par contre, n'a rien à voir avec les modes harmoniques de résonance verticale : ces derniers font intervenir des noeuds de mouvement intermédiaires entre la surface et l'interface, alors qu'ici on n'observe que des noeuds "latéraux", dont la localisation suivant l'axe x est d'ailleurs indépendante de la profondeur. Ce dernier point souligne une fois de plus l'importance des interférences latérales à l'intérieur de la vallée, et suggère l'interprétation simple que nous allons maintenant proposer et discuter.

IV . INTERPRETATION SIMPLE DE LA RESONANCE BIDIMENSIONNELLE, DANS LE CAS ANTIPLAN (SH).

IV.1. Vibrations propres d'une inclusion rectangulaire

Considérons le modèle illustré sur la figure 5, et représentant une inclusion rectangulaire d'un matériau élastique linéaire homogène isotrope (ρ_1, β_1) à l'intérieur d'un demi-espace complètement rigide ($\mu_2 = \infty$) :

Comme le contraste d'impédance est infini, une telle structure possède des modes propres de vibrations, caractérisés nécessairement par des noeuds de déplacement sur chacune des trois faces de l'inclusion en contact avec le substratum rigide, la quatrième face (surface libre) étant au contraire associée à des ventres de déplacements. Le champ de déplacement $v(x,z,t)$ des vibrations propres SH (antiplanes), d'une telle inclusion (pulsation $\omega = 2\pi f$) doit donc satisfaire les conditions suivantes :

$$v(x,z,t) = e^{i\omega t} \cdot \cos \gamma z \cdot \sin k\,(x + w)$$

$$k^2 + \gamma^2 = \frac{\omega^2}{\beta_1^2} = 4\pi^2 f^2/\beta_1^2$$

avec $\begin{cases} k = \dfrac{\pi(n+1)}{2w} & \text{(noeuds en } x = -w \text{ et } x = +w\text{)} \\ \gamma = \dfrac{(2m+1)\pi}{2h} & \text{(noeud en } z = h\text{)} \end{cases}$

Ces trois conditions ne sont compatibles que si l'on a :

$$f = f^{nm} = \frac{\beta_1}{4h} \sqrt{(2m+1)^2 + \frac{h^2}{w^2}(n+1)^2} \qquad (1)$$

En particulier, le mode fondamental est associé à la fréquence

$$f^{oo} = \frac{\beta_1}{4h} \sqrt{1 + \frac{h^2}{w^2}} \qquad (2)$$

Les harmoniques sont associés à une combinaison de résonances "verticales" analogues à celles rencontrés dans les modélisations unidimensionnelles (paramètre m) et de résonances "latérales"(paramètre n), que l'on peut séparer en deux catégories : les modes "symétriques", correspondant à un ventre de déplacement au centre de la vallée (n pair), et les modes "antisymétriques", (n impair) pour lesquels le centre est au contraire un noeud.

IV. 2. Comparaison avec la résonance d'une vallée de forme sinusoïdale

La comparaison entre ces vibrations propres d'une inclusion rectangulaire et la résonance "observée" sur les figures 2, 3 et 4, peut se faire soit de façon "macroscopique", en comparant les fréquences de résonance de ces deux structures, soit de façon plus détaillée par l'examen du champ d'ondes diffractées à l'intérieur de la vallée. C'est par cette dernière que nous commençons.

La méthode d'Aki et Larner permet d'accéder à la constitution des champs d'ondes diffractées, en donnant, pour chaque fréquence f, la distribution A(k,f) de leur amplitude en fonction du nombre d'onde horizontal k. C'est cette distribution qui est illustrée sur la figure 6, pour trois vallées sinusoïdales de différentes profondeurs.

Si l'on se référait à l'interprétation simple en terme d'inclusion rectangulaire, les quantités A(k,f) devraient exhiber des pics très prononcés pour les couples (f,k) définis par

$$f = f^{2n,m} \quad \text{et} \quad k = (2n + 1)\ \frac{\pi}{2w} = (2n + 1)\frac{\pi}{l} \quad \text{si on prend } w = l/2$$

En fait, les diagrammes de radiation de la figure 6 montrent bien des maxima d'amplitude, dont la localisation correspond à peu près aux valeurs prédites (voir plus bas pour la valeur des fréquences de résonance), mais ces maxima sont très larges et mal définis quant à leur nombre d'onde : la forme sinusoïdale donne naissance dans la vallée, à des ondes obliques contaminant fortement la pureté des interférences "verticales" et "horizontales" évoquées à propos de l'inclusion rectangulaire.

On voit très bien sur la figure 6b que la résonance fondamentale correspond en fait à la présence d'ondes diffractées un peu dans toutes les directions, ce qui est tout à fait conforme au phénomène de focalisation des ondes apparent sur la figure 4a. Au contraire, pour le premier harmonique symétrique, ce sont surtout les ondes ayant un fort nombre horizontal, donc à incidence presque rasante, qui sont excitées : cela correspond bien, qualitativement, à l'interprétation proposée, et souligne l'importance des interférences latérales, même si elles sont beaucoup moins pures que pour une inclusion rectangulaire.

Cette comparaison fine du mécanisme des résonances ne s'avère donc positive que d'un point de vue qualitatif.

Si maintenant on s'intéresse aux seules valeurs des fréquences de résonance, on est conduit à choisir, pour la vallée sinusoïdale, une "demi-largeur équivalente" w, qu'il semble raisonnable de prendre égale à $w = l/2$. Dans ces conditions, on obtient pour $h/l = 0.4$:

pour le fondamental $\quad f^{oo} = fh\sqrt{1 + (0.8)^2} = 1.28\ fh$

pour le premier harmonique symétrique $\quad f^{o2} = fh\sqrt{1 + 9 \times (0.8)^2} = 2.60\ fh$

Ces valeurs sont en très bon accord avec les rapports f_o/fh et f_1/fh "observés" (respectivement 1.31 et 2.33), surtout si l'on considère que, pour le mode harmonique, la "demi-largeur-équivalente" doit en fait être prise légèrement supérieure à 1/2 ($w = 31/5$ donnerait $f^{o2} = 2.24\ fh$).

Il semble donc qu'en dépit de la très nette différence géométrique entre une inclusion rectangulaire et une vallée sinusoïdale, les vibrations propres de ces structures soient phénoménologiquement les mêmes, et que l'on puisse interpréter la résonance des vallées alluviales comme résultant d'interférences verticales et latérales, au moins en ce qui concerne les modes fondamentaux. Cette analogie permet d'évaluer simplement mais correctement les fréquences de résonance d'une vallée donnée, en connaissant sa vitesse, son épaisseur, et son "facteur de forme équivalent" h/w, dont l'importance apparaît nettement dans la formule (2).

Par contre, il est impossible, avec ce modèle très simple fondé en partie sur l'hypothèse d'un substratum complètement rigide, d'estimer a priori le niveau d'amplification à la surface de la vallée. On peut cependant penser, intuitivement, que l'amplification sera maximale lorsque les deux types d'interférences ("verticales" et "horizontales") auront sensiblement la même importance, c'est-à-dire pour des facteurs de forme h/w voisins de 1. Une autre possibilité de très forte amplification peut exister lorsque plusieurs modes harmoniques (n,m) se produisent à la même fréquence.

La validité de cette interprétation simple n'ayant été prouvée que dans un cas particulier, nous allons maintenant en tester la généralité "géométrique", dans un premier temps toujours pour des vallées symétriques excitées par des ondes SH verticales, en examinant la sensibilité de leur réponse au facteur de forme h/w et au contraste d'impédance.

IV. 3. Influence du facteur de forme

La figure 7 représente les spectres de réponse obtenus en cinq sites de surface pour cinq vallées sinusoïdales ayant des rapports épaisseur/demi-largeur h/l respectifs de 0.2, 0.3, 0.4, 0.6 et 0.8. Ces spectres présentent chacun une série de pics correspondant à une résonance soit locale, soit plus globale (impliquant la vallée toute entière). Nous nous intéresserons d'abord aux conditions d'existence de la résonance bidimensionnelle.

Cette dernière est caractérisée par une invariance simultanée de la fréquence du 1er pic spectral, et de la phase du mouvement sur toute la largeur de la vallée. Si la première condition est vérifiée pour toutes les configurations envisagées sur la figure 7, il n'en va pas de même de la seconde : la figure 8 montre en effet que la phase ne devient constante, jusque vers x/l = 0.5 à 0.6 que pour h/l $\geq$0.4. Il semble donc que la résonance bidimensionnelle ne puisse s'installer, au moins pour la forme particulière de vallée et le contraste d'impédance particulier étudiés ici, que pour h/l > 0.3. Ce point est corroboré par l'examen des valeurs d'amplification, qui montrent un maximum très net pour h/l = 0.4. On peut d'ailleurs noter au passage que le facteur de forme "équivalent" h/w est alors à peu près égal à 0.8, ce qui signifie que les interférences "latérales" et "verticales" évoquées plus haut interviennent dans une mesure à peu près équivalente.

Par ailleurs la figure 7 montre clairement que la fréquence du premier pic spectral augmente de façon notable avec le facteur de forme : on observe les valeurs

f_o/fh = 1.11, 1.16, 1.31, 1.54 et 1.76 pour respectivement :

h/l = 0.2, 0.3, 0.4, 0.6 et 0.8.

Ce résultat est conforme, qualitativement et quantitativement, à l'interprétation simple proposée plus haut, qui prévoit, respectivement, en prenant w = 1/2

f^{oo}/fh = 1.08, 1.17, 1.28, 1.65 et 1.89.

On voit donc que les fréquences de résonance des vallées très encaissées sont complètement différentes (60 à 80 %) de celles données par les approximations unidimensionnelles même au centre de la vallée.

Corrélativement, on constate aussi sur la figure 7 que les harmoniques eux-mêmes sont de plus en plus espacés quand le facteur de forme augmente, à tel point que, pour h/l $\geq$ 0.6, il n'existe plus qu'un seul mode symétrique dans la bande de fréquences [0, 3 fh] , alors qu'on en observe 4 pour h/l = 0.2. Les vallées encaissées agiront donc comme des filtres beaucoup plus monochromatiques que les vallées peu profondes.

Cette courte étude montre donc, outre la robustesse de l'interprétation simple proposée plus haut, la très grande influence de la géométrie de l'interface substratum-alluvions sur les caractéristiques de la résonance bidimensionnelle, tant son amplitude que sa localisation spectrale, et même sur son existence. Ce seul résultat suffirait à les différencier très nettement de la résonance unidimensionnelle, pour laquelle l'amplification est reliée uniquement à la rhéologie de la structure (contraste d'impédance).

Il est néanmoins intéressant d'examiner l'influence de ces paramètres rhéologiques sur cette résonance bidimensionnelle, et c'est ce que nous allons faire maintenant sur quelques exemples.

IV. 4. Influence du contraste de vitesses

L'interprétation simple proposée plus haut fait intervenir un substratum rigide ; on pourrait donc penser qu'elle n'est valable que dans le cas d'un fort contraste d'impédance $\rho_2 \beta_2/\rho_1 \beta_1$ entre le bedrock et les alluvions.

La figure 9 montre les spectres de réponse obtenus en cinq sites de surface pour quatre vallées ayant des contrastes d'impédance très différents, respectivement 2.5, 4.2, 5.6 et 8.25. Il en ressort que le comportement qualitatif de ces quatre vallées est exactement le même, caractérisé par les deux modes de résonance décrits dans la section III, et dont la fréquence est quasiment indépendante du contraste d'impédance. Le seul effet, mais très notable, de ce dernier est son action sur la valeur de l'amplification à la résonance.

Ces deux constatations (invariance qualitative des phénomènes, grande sensibilité au contraste pour l'amplitude) se comprennent aisément lorsque l'on considère que les ondes sismiques, une fois transmises à l'intérieur de la vallée, ne voient plus pour leur direction de propagation que la géométrie de l'interface, alors que leur perte d'énergie à chaque fois qu'elles se réfléchissent sur cet interface est d'autant plus grande que le contraste est faible.

Pour conclure cette section, nous dirons simplement que l'interprétation en termes d'inclusion rectangulaire élastique dans un substratum rigide, constitue, somme toute, une excellente approche de ces modes de résonance bidimensionnelle. Elle permet d'évaluer de façon à la fois très simple et très précise les fréquences de résonance fondamentales d'une vallée, et ce, quel que soit le contraste d'impédance réel entre la couverture et le bedrock ; par contre, l'évaluation quantitative de l'amplitude des mouvements à la résonance doit faire appel à des techniques de calcul beaucoup plus lourdes, du type de celle utilisée ici.

V. GENERALISATION

Bien que les énormes amplifications observées dans les sections précédentes soient intrinsèquement intéressantes et suffisent à expliquer un certain nombre d'observations expérimentales, elles résultent d'un phénomène très général d'interférences multiples : on peut donc penser que ce dernier doit se manifester aussi, sous des formes adaptées certes, pour des configurations beaucoup plus générales que celles envisagées jusqu'à maintenant, en considérant successivement d'autres types de sollicitations incidentes (P, SV), d'autres géométries (ondes obliques, vallées non symétriques) et enfin une rhéologie plus réaliste incluant l'atténuation dans les sols ; toutefois, nous nous cantonnons toujours à des vallées bidimensionnelles et à des ondes incidentes de volume, et planes (nous excluons donc en particulier le champ proche et les ondes de surface).

V. 1. Les modes de résonance "plane" : ondes P et SV incidentes

Les figures 10 et 11 sont les pendantes de la figure 7 pour, respectivement, des ondes SV et P verticalement incidentes (vallées sinusoïdales symétriques). Le mouvement sismique se fait maintenant dans le plan de la figure et suivant deux directions, horizontale (trait plein) et verticale (trait pointillé).

Une première remarque très générale s'impose d'emblée : on observe ici de très fortes amplifications, du même ordre de grandeur que celles de la figure 7, et très supérieures (jusqu'à 3 fois) à celles usuellement admises d'après les théories unidimensionnelles. De plus la nature bidimensionnelle de la couverture alluviale induit d'importants mouvements verticaux dans le cas SV, et horizontaux dans le cas P ; la symétrie du présent problème impose cependant au mouvement au centre de la vallée d'être purement horizontal dans le cas SV, et vertical dans le cas P;

Par ailleurs, les principaux commentaires déjà faits à propos de la figure 7 restent valables ici :

a) il existe toujours un facteur de forme "critique" pour lequel l'amplification est la plus prononcée : un examen attentif de la phase des mouvements (cf figure 8) montrerait qu'il correspond à l'instauration d'une résonance bidimensionnelle analogue à la résonance SH. En particulier, on voit très bien qu'une telle résonance n'existe pas dans le cas P, h/l = 0.2, la fréquence des pics fondamentaux étant très variable d'un site à l'autre (figure 11). Ce facteur de forme "critique" dépend cependant de façon notable du mode d'excitation : il est en effet de 0.3 dans le cas SV et de 0.6 dans le cas P (contre 0.4 dans le cas SH) ;

b) comme dans le cas SH, la fréquence du premier pic spectral (exprimée en unité $f_h = c_1/4h$ avec $c_1 = \beta_1$ dans le cas SV et $c_1 = \alpha_1$ dans le cas P.) augmente avec le facteur de forme : cette croissance est faible dans le cas P ($f_o = 1.18\ \alpha_1/4\ h$ pour h/l = 0.6) mais par contre très importante dans le cas SV (f_o/fh = 1.2 pour h/l = 0.2, = 1.88 pour h/l = 0.6).

Dans la mesure où l'interprétation proposée dans le cas SH est toujours valable, ces résultats sont d'ailleurs conformes aux observations faites sur les vallées moins profondes (h/l ≤ 0.2, Bard et Bouchon 1980, a,b) pour lesquelles des ondes SV incidentes excitent de manière préférentielle le premier mode supérieur des ondes de Rayleigh, alors que des ondes P incidentes excitent plutôt leur mode fondamental, plus lent, et donc à plus courte longueur d'onde ;

c) le phénomène d'élargissement de la partie résonante quand h/l croît, s'observe ici aussi ;

d) enfin, si les modes harmoniques semblent difficilement interprétables en termes simples d'interférences latérales, on constate néanmoins que, comme dans le cas SH, ils s'espacent de plus en plus lorsque h/l augmente.

Ces spectres de réponse sont très riches en information, mais il leur manque pour être complets la phase du mouvement, qui permettrait d'avoir accès au mouvement particulier de chaque point, et préciserait ainsi la répartition des mouvements dans la vallée. Plutôt que de montrer les spectres de phase, nous avons préféré nous intéresser à la réponse temporelle de ces vallées : celle-ci est illustrée sur la figure 12, dans les cas où la résonance fondamentale est la plus prononcée, soit pour h/l = 0.3 dans le cas SV (gauche) et h/l = 0.6 dans le cas P (droite). Comme sur la figure 2, les signaux incidents sont relativement monochromatiques et centrés sur la fréquence de résonance adéquate, et les sismogrammes ont été calculés aux mêmes sites que les spectres des figures 10 et 11.

Il apparaît très clairement, ici aussi, que la composante principale du mouvement (horizontale dans le cas SV, verticale dans le cas P) est en phase sur toute la largeur de la vallée ; par contre, la symétrie du problème impose à la composante secondaire d'être nulle au centre, et donc d'être en opposition de phase de part et d'autre. L'amplitude du mouvement est encore maximale au centre, où elle vaut 8 fois celle observée sur les bords. Enfin, la prolongation du mouvement est aussi nette que dans le cas SH.

Si l'on précise que, sur la figure 12, une élongation positive correspond pour la composante verticale à un mouvement vers le haut, et vers la gauche pour la composante horizontale, on se rend compte que les modes SV et P, par ailleurs illustrés sur la figure 17, sont qualitativement très différents : le mode SV est un mode de cisaillement plan, et correspond à une sorte de balancement de la vallée autour de son axe central ; le mode P par contre, est un mode de compression-extension et correspond à une sorte de "respiration" de la vallée qui tour à tour se gonfle et se rétracte.

V. 2. Problèmes non symétriques

Ayant ainsi constaté l'analogie qualitative entre les cas SH et P ou SV nous nous bornerons ici, par cette étude des cas non symétriques à prendre en considération des ondes SH.

La pente de la symétrie des cas envisagés jusqu'ici peut être associée soit à une onde incidente oblique, soit plus généralement à une interface alluvions-bedrock non symétrique. C'est dans cet ordre que nous allons illustrer, sur des exemples, ces comportements "asymétriques".

V. 2.1. Incidence oblique

La figure 13 illustre, sous forme de spectres de réponse, la réponse d'une vallée identique à celle des figures 2, 3, 4 et 5 à des ondes SH d'incidence variable. Elle appelle principalement deux commentaires :

- tous les modes de résonance présents en cas d'incidence verticale subsistent aux mêmes fréquences, quel que soit l'angle d'incidence. Toutefois, leur amplitude est réduite, et ce d'autant plus que l'onde est plus oblique.
- de plus, il existe en cas d'incidence oblique, des modes "intermédiaires" absents dans le cas symétrique, et correspondant à un noeud d'amplitude au centre de la vallée.

Ces modes sont prévus par l'interprétation exposée plus haut, et correspondent aux valeurs impaires de n. Leur absence en cas d'incidence verticale vient de la symétrie totale du problème, qui impose l'existence d'un ventre de déplacement au centre de la vallée.

V. 2.2. Vallée non symétrique

Nous avons considéré dans cette section trois vallées de forme non symétrique similaire et de facteurs de forme différents ; elles sont représentées sur la partie droite de la figure 14, et sont caractérisées par un côté beaucoup plus encaissé que l'autre. Les spectres de reponse représentés sur la figure 14 ont été calculés, dans chaque cas, en cinq points de la surface ; de plus pour pouvoir mieux comparer avec le comportement observé dans les vallées symétriques, nous avons considéré des ondes verticalement incidentes.

Comme dans les cas symétriques, la fréquence et l'amplitude du premier pic spectral dépendent beaucoup du facteur de forme, dont il existe ici aussi une valeur "critique" pour laquelle l'amplification est maximale ($h/l_1 = 0.5$). Bien que celle-ci soit un peu moins forte que dans le cas symétrique, elle n'en est pas moins très importante (≥ 20) et l'on retrouve donc le phénomène de résonance globale, avec toutes ses caractéristiques déjà décrites plus haut.

De plus, la comparaison des fréquences fondamentales observées sur la figure 14 avec celles données par l'interprétation "rectangulaire" : en prenant $2w = \frac{l_1 + l_2}{2}$, se révèle ici aussi relativement bonne : les valeurs f^{oo}/fh prévues, sont respectivement, de 1.04, 1.15, et 1.32 contre des valeurs observées f_o/fh de 1.05, 1.22, et 1.40.

Enfin, lorsque la résonance existe ($h/l_1 \geq 0.5$), le premier harmonique correspond assez bien au premier harmonique antisymétrique déjà observé dans le cas d'une incidence oblique, avec un noeud de déplacement dans la partie centrale.

V. 3. Influence de l'atténuation dans la couverture

Nous envisageons dans cette section la réponse de notre vallée alluviale "de référence" (forme sinusoïdale, $h/l = 0.4$) à des ondes SH verticalement incidentes en prenant en compte l'atténuation anélastique dans les alluvions : nous avons considéré cinq valeurs différentes du facteur de qualité : $Q = \infty$ (amortissement 0 %), $Q = 80$ (0.625 %), $Q = 40$ (1.25 %), $Q = 20$ (2.5 %) et $Q = 10$ (5 %).

La figure 15 représente les spectres de réponse obtenus en cinq sites de surface régulièrement espacés du centre vers le bord, sur la bande de fréquence $[0,3\ fh]$, pour les cinq valeurs différentes du facteur de qualité Q dans la vallée.

Il apparaît très clairement que, comme dans la plupart des phénomènes de résonance, l'atténuation agit seulement sur l'amplitude de cette résonance, et aucunement sur sa localisation spectrale. La réduction d'amplitude correspondant aux valeurs réalistes de Q envisagées ici est très notable, mais les amplitudes spectrales restent malgré tout très importantes, surtout si on les compare aux résultats de l'approche unidimensionnelle qui donnerait ici, sans atténuation, une amplification de 8.25 : l'on obtient, pour le mode fondamental et au centre de la vallée, des amplifications respectives de 32, 26, 21, 15.5, et 10 pour $Q = \infty$, 80, 40, 20 et 10 ; pour le premier harmonique, les amplifications maximales surviennent au point $x/l = 0.4$, et valent respectivement 28, 19, 14, 9 et 5. On peut donc aussi noter que, comme pour tous les résonateurs, l'atténuation réduit beaucoup plus l'amplitude des modes harmoniques que celle du fondamental : pour de très fortes atténuation ($Q \leq 10$), on peut même remarquer que les modes harmoniques ne se font sentir que sur les bords de la vallée.

Il est intéressant aussi d'examiner l'effet de l'atténuation dans le domaine temporel : ceci est illustré sur la figure 16, pour le mode de résonance fondamental. Il en ressort très clairement que le facteur de qualité agit beaucoup plus sur la durée du signal (décroissance de la coda) que sur son amplitude maximale : par exemple, au centre de la vallée, cette dernière vaut respectivement 8.0, 7.1, 6.5, et 5.6 pour $Q = \infty$, 40, 20 et 10, alors que la durée du signal, exprimée en unités 1/fh, vaut respectivement plus de 21 (elle est supérieure à la fenêtre de temps), environ 18, environ 14, et environ 10. On peut en déduire au passage, qu'il est probablement beaucoup plus fiable, et précis, d'évaluer le facteur de qualité des formations superficielles par l'étude de la coda des enregistrements, que par l'étude de l'amplitude des premières arrivées : mais tel n'est pas notre but ici.

Il résulte donc de cette étude que, même lorsque l'atténuation anélastique est très importante (la valeur $Q = 10$ envisagée ici correspond aux valeurs trouvées dans des formations très meubles par Joyner et al. (1976), ou Johnson et Silva (1981)), la résonance bidimensionnelle reste extrêmement prononcée. L'atténuation agit cependant comme un filtre passe-bas, et restreint l'importance de la résonance à ses modes les plus bas : fondamental surtout, agissant dans la partie centrale, et les un ou deux premiers harmoniques, affectant eux surtout les bords.

V. 4. Discussion

Les précédents résultats montrent donc que la résonance bidimensionnelle est un phénomène tout à fait général pour les vallées encaissées à comportement viscoélastique linéaire homogène isotrope, excitées par des ondes de volume planes. Notre modélisation restant extrêmement simple, d'un point de vue tant rhéologique que sismologique,on peut se demander si cette résonance subsiste dans le champ proche d'un gros séisme et pour des formations superficielles fortement hétérogènes, anisotropes et non linéaires, comme le sont la plupart des sols. C'est là un vaste sujet de discussion, qui dépasse de loin le cadre du présent papier et à propos duquel nous voudrions juste donner quelques indications.

Tout d'abord, pour l'aspect rhéologique, nous renvoierons aux résultats obtenus par King et Tucker (1983) et Tucker et King (1983), qui montrent d'une part que l'hypothèse de linéarité est vérifiée sur une très vaste gamme d'accélérations (de 10^{-4} à 0.25 g) et d'autre part que la résonance bidimensionnelle existe bel et bien, malgré la présence dans la couverture d'un très fort gradient de vitesse (voir aussi Bard et Tucker (1983)), et d'hétérogénéités de relativement petite dimension (quelques mètres). Par ailleurs, les résultats théoriques de Harmsen et Harding (1981) montrent que l'anisotropie des sédiments n'influe que peu sur les phénomènes de diffraction à l'interface, et donc, par extrapolation, sur la réponse globale de la vallée.

Ensuite, il faut noter que les modes de résonance mis en évidence et décrits ici ne sont valables que pour des structures bidimensionnelles (que l'on rencontre quand même assez souvent dans la réalité). Les présents résultats suggèrent néanmoins que les vallées encaissées ne présentant pas d'orientation préférentielle sont sujettes elles aussi à des modes de résonance, typiquement tridimensionnels, dont les plus simples à imaginer sont les modes de compression-extension et les modes de torsion autour d'un axe vertical.

Enfin, on peut faire deux remarques concernant le champ incident :

- lorsque les sollicitations incidentes sont "dans le plan" (P, SV) ou"hors du plan" (SH) (problème bidimensionnel au sens strict), l'insensibilité des fréquences de résonance à l'angle d'incidence suggère que ces modes de résonance pourront être excités par n'importe quel champ incident, donc en particulier si la vallée se trouve à proximité d'une source étendue, ou bien est excitée par des ondes de surface ;
- pour des sollicitations provenant d'un azimut quelconque (problème bidimensionnel au sens large), on peut se demander si les modes décrits plus haut ne sont pas mélangés et couplés l'un à l'autre, ce qui modifierait les fréquences de résonance. Les résultats expérimentaux de Tucker et King (1983) infirment une telle hypothèse, et cela se comprend intuitivement très bien pour les vallées à fort contraste.

VI. CONCLUSION

Ce travail a été consacré à la mise en évidence, sur des modèles numériques simples, de l'existence et de l'importance des résonances de nature bidimensionnelle susceptibles de se produire, quel que soit le champ d'ondes incident, dans les vallées alluviales satisfaisant à certaines conditions géométriques.

Cette résonance bidimensionnelle peut être de trois types différents, selon la direction de vibration de la sollicitation initiale : cisaillement anti-plan pour des ondes SH, cisaillement plan pour des ondes SV et compression extension pour des ondes P. Les modes fondamentaux de ces trois résonances sont illustrés sur la figure 17.

Les conditions d'existence d'une telle résonance sont reliés à la seule géométrie de la vallée, qui doit être suffisamment encaissée ; cependant le facteur de forme critique dépend de façon notable du type de résonance, et est minimal ($h/w \simeq 0.5$-0.6) pour le cisaillement plan, intermédiaire pour le cisaillement anti-plan ($h/w \simeq 0.7$ à 0.8) et maximal pour la compression extension ($h/w \simeq 1.2$).

Lorsque ces conditions d'existence sont satisfaites, on observe une identité des fréquences des pics spectraux sur toute la largeur de la vallée, et aussi, pour ces fréquences, une invariance modulo π de la phase du mouvement. Ces résonances se caractérisent alors par de très fortes amplifications dans les domaines spectral et temporel (jusqu'à quatre fois l'amplification prévue par l'approche unidimensionnelle) et aussi par de très fortes prolongations.

Les trois modes fondamentaux (P, SV, SH) qui sont les plus importants en cas de forte atténuation, sont caractérisés par une vibration en phase de la composante principale correspondante (respectivement verticale, horizontale perpendiculaire à l'axe de la vallée, horizontale parallèle à l'axe de la vallée), l'amplification étant maximale au centre et décroissant régulièrement vers le bord où elle s'annule.

Les modes harmoniques se distinguent du fondamental par l'existence de noeuds de déplacement dans la vallée : en général, pour les premiers harmoniques, ces noeuds sont des noeuds latéraux, correspondant à des interférences essentiellement horizontales des ondes diffractées. Ces noeuds de déplacement correspondent à des centres de mouvements différentiels. Quant aux centres de déplacement, leur amplitude est maximale sur les bords de la vallée.

Enfin, le modèle très simple d'une inclusion rectangulaire dans un substratum rigide conduit à une interprétation simple de ces résonances, dans le cas SH, et permet une évaluation rapide et précise des fréquences de résonance SH d'une vallée à peu près quelconque. Il est plus difficile d'évaluer

a priori les fréquences des modes de cisaillement plan et de compression-extension, mais on sait néanmoins qu'elles sont, respectivement, toujours supérieures et inférieures en valeur adimensionnelle à la fréquence du mode de cisaillement anti-plan. De même, l'appéciation quantitative du niveau d'amplification nécessite toujours des moyens de calculs assez puissants.

En guise de conclusion, nous voudrions insiter encore sur les différences, tant phénoménologiques que quantitatives, existant entre la résonance étudiée ici et la résonance unidimensionnelle verticale bien connue des ingénieurs en para-sismique.

Il est certain que dans beaucoup de cas, cette modélisation simple 1D suffit à estimer les fréquences de résonance et les niveaux d'amplification. Néanmoins, pour les structures présentant des variations latérales notables (un rapport h/l de 0.3, correspondant à la résonance SV, n'a rien de rare dans la nature), ces modèles 1D peuvent non seulement sous-estimer considérablement les niveaux d'amplification (de près de 300 % ...) mais aussi conduire à des erreurs de 50 à 100 % sur les fréquences de résonance elles-mêmes.

De plus, aux effets déjà mentionnés de très forte amplification, et de très nette prolongation du mouvement dans la vallée, il faut aussi ajouter l'existence de mouvements différentiels "stationnaires" très importants (dont on pourra trouver une description détaillée dans Bouchon et al., 1982), susceptibles d'induire, dans les bâtiments, de très importants efforts de compression-dilatation, de bascule et de torsion.

LEGENDE DES FIGURES

Figure 1 Comparaison de la méthode d'Aki et Larner (AL) et de la méthode utilisant des équations intégrales (IE) décrite par Sanchez-Sesma et Esquivel (1979). La structure considérée ici est la vallée alluviale représentée en haut de la figure, les contrastes de vitesse et densité entre le bedrock et les alluvions sont, respectivement, égaux à 2 et 1.5, les ondes incidentes sont des ondes SH verticales. La comparaison porte sur l'amplitude des déplacements calculés par chacune des deux méthodes à la surface de la vallée, représentés en fonction de leur abscisse adimensionnelle x/l. On a considéré à gauche la réponse d'une même vallée à deux fréquences différentes, et à droite la réponse de trois vallées plus ou moins profondes, pour une même valeur de la fréquence adimensionnelle f/fh (fh désigne la fréquence de résonance 1D au centre de la vallée : $fh = \beta_1/4h$).

Figure 2 Aspect temporel des deux premiers modes de résonance SH de la vallée alluviale précisée au bas.
Les sismogrammes du bas représentent, dans chaque cas (mode fondamental à gauche et premier harmonique à droite), le mouvement que l'on observerait à la surface d'un demi-espace homogène, soit le double du signal incident. Leur fréquence est précisée sur la figure, la fenêtre de temps étudiée ici est ici de 10.67/fh.
Les deux colonnes de sismogrammes représentent, pour chacun des deux modes, l'histoire des mouvements en onze sites de surface, correspondant aux cercles noirs pointés au bas de la figure. Ces sites sont repérés par leur abscisse adimensionnelle x/l, mesurée à partir du centre de la vallée. (Nous n'avons considéré qu'une moitié de vallée à cause de la symétrie du problème).
Voir le texte pour des précisions complémentaires.

Figure 3 Réponse spatio-temporelle de la vallée déjà envisagée sur la figure 2, à trois signaux incidents relativement monochromatiques de fréquence $f = f_0$ (mode fondamental, a)), $f = \frac{f_0+f_1}{2}$ (fréquence intermédiaire,b) et $f = f_1$ (premier harmonique, c)).
Chaque diagramme représente l'amplitude du mouvement (axe vertical) en fonction du temps (axe oblique) et de la position à la surface de la vallée (axe horizontal) ; le centre de la vallée est à gauche, le bord à droite. Pour les valeurs numériques indiquées dans l'encart, la discrétisation en temps est de 0.048 s, et la discrétisation dans l'espace (espacement des sites) de 10 m.

Figure 4 Répartition en profondeur de l'amplitude des mouvements pour les deux premiers modes de résonance SH (fondamental, à gauche, et premier harmonique, à droite).
Chaque dessin représente un instantané de la distribution des déplacements $v(x,z)$ sur une coupe de la vallée ; ces déplacements ont été calculés en une grille de points régulièrement espacés $(\Delta x,\Delta z)$, et sont illustrés ici par un segment oblique de longueur proportionnelle à leur amplitude. Les deux séries de 6 "instantanés" couvrent chacune une demi-période de chacun des deux modes de résonance, ce qui correspond à une inversion totale des mouvements. Les valeurs de temps indiquées correspondent aux valeurs géométriques et rhéologiques suivantes : h = 200 m ; l = 500 m ; β_1 = 700 m/s ; ce qui donne f_0 = 1.145 Hz ; f_1 = 2.05 Hz ; Δx = 20 m ; Δz = 10 m.
Le contraste d'impédance et la forme de la vallée sont les mêmes que sur les figures 2 et 3.

Figure 5 Modes de vibration d'une inclusion rectangulaire élastique de dimensions (h,2w) enclavée dans un demi-espace rigide.
Nous avons représenté ici la répartition spatiale de l'amplitude des mouvements SH (perpendiculaires au plan de la figure) : la répartition suivant l'axe horizontal O_x correspond à l'indice n, et la répartition en profondeur (axe Oz) à l'indice m.

Figure 6 Représentation spectrale du champ d'ondes diffractées dans trois vallées sinusoïdales de profondeurs différentes mais à rhéologie identique (précisées dans l'encart).
Chaque diagramme représente l'amplitude des ondes diffractées dans la couverture, pour une fréquence variable f, en fonction du nombre d'onde horizontal k : le pas de discrétisation en fréquence est de 0.014 fh, et celui en nombre d'onde correspond à la périodicité de structure requise par la méthode AL. Sont indiqués en pariculier les fréquences de résonance $(f_0,f_1,f_2,\ldots)$ et les nombres d'onde correspondant à des longueurs d'onde de 21, $\frac{21}{3}$, $\frac{21}{5}$ (voir le texte).
Les ondes incidentes sont des ondes SH verticales.

Figure 7 Influence du rapport h/l sur la réponse SH d'une vallée sinusoïdale à fort contraste. On a représenté ici les spectres de réponse, calculés sur la bande $[0,3fh]$, obtenus en 5 sites de surface, pour 5 valeurs différentes du rapport h/l (0.2, 0.3, 0.4, 0.6 et 0.8). La localisation de ces sites est indiquée sur la droite de la figure, et ils sont repérés par leur abscisse adimensionnelle x/l. L'échelle d'amplitude est indiquée en bas à gauche, et les ondes incidentes sont des ondes SH verticales.

Figure 8 Estimation du rapport h/l critique en deçà duquel la résonance 2D n'existe pas. Les courbes tracées ici représentent l'évolution spatiale (c'est-à-dire sur la largeur de la vallée) de la phase (bas) et de l'amplitude (haut) des mouvements pour la fréquence du premier pic spectral au centre de la vallée, et ce pour 4 vallées sinusoïdales ayant des rapports h/l respectifs de 0.1, 0.2, 0.4 et 0.6.
Le contraste d'impédance est le même que sur les figures 2, 3, 4, 6 et 7, les ondes incidentes sont encore des ondes SH verticales ; x/l = 0 correspond au centre de la vallée, x/l = 1 au bord. L'amplification et la phase à la résonance ont ici été calculées avec une fréquence complexe (voir Aki et Larner, 1970), ce qui explique la réduction d'amplitude par rapport aux spectres de la figure 7.

Figure 9 Influence du contraste d'impédance sur la résonance 2D.
On a représenté, ici, comme sur la figure 7, les spectres de réponse obtenus aux 5 mêmes sites de surface, pour 4 vallées de forme identique (sinusoïdale avec h/l = 0.4), mais de rhéologies différentes : les contrastes de vitesses

et de densité sont précisés sur la droite.
La bande de fréquence étudiée est toujours [0, 3 fh] , et les ondes incidentes sont des ondes SH verticales.

Figure 10 Influence du rapport h/l sur la réponse spectrale d'une vallée sinusoïdale à fort contraste à des ondes SV verticalement incidentes.
Cette figure est en tous points analogue à la figure 7, mis à part le fait que les mouvements se font ici dans le plan de la figure, et dans deux directions : horizontale (trait plein) et verticale (trait pointillé).

Figure 11 Influence du rapport h/l sur la réponse spectrale d'une vallée sinusoïdale à fort contraste à des ondes P verticalement incidentes.
Cette figure est analogue à la figure 10 ; seuls les rapports h/l sont légèrement différents (0.2, 0.4 et 0.6 contre 0.2, 0.3, 0.4 et 0.5).

Figure 12 Aspect temporel des modes de résonance fondamentale en cisaillement plan (h/l = 0.3, gauche) et en compression-extension (h/l = 0.6, droite).
La géométrie et la rhéologie de ces 2 vallées, aussi bien que la forme et la fréquence des signaux incidents respectifs, sont indiqués au bas de la figure. Les sismogrammes ont été calculés aux mêmes points que les spectres des figures 10 et 11. Dans chaque paire de sismogrammes, la trace du bas correspond au mouvement horizontal (élongation positive pour un mouvement vers la gauche) et celle du haut au mouvement vertical (élongation positive pour un mouvement vers le haut).Dans les deux cas, la fenêtre de temps estla même que sur la figure 2 (10.7/fh), et les ondes incidentes sont verticales.

Figure 13 Influence de l'angle d'incidence sur les résonances SH d'une vallée sinusoïdale "profonde" (h/l = 0.4).
La vallée considérée ici est toujours la vallée à fort contraste de la figure 2, et les spectres de réponse ont été calculés aux mêmes points que sur la figure 7 ; seulement, le problème n'étant plus symétrique, nous avons représenté la réponse des deux côtés de la vallée ($x/l \leq 0$ à gauche et $x/l \geq 0$ à droite). La bande de fréquence est toujours la même (0, 3 fh).

Figure 14 Résonance bidimensionnelle dans les vallées asymétriques.
On a représenté ici les spectres de réponse obtenus en 5 points (A, B, C, D, E) à la surface de 3 vallées asymétriques excitées par des ondes SH verticalement

incidentes. La géométrie de ces 3 vallées, précisée sur la droite, correspond à deux demi-sinusoïdes d'amplitude h/2 et de périodes respectives $2l_1$ et $2l_2$; nous avons pris ici $l_2 = 2.5\ l_1$ et $h/l_1 = 0.25$, 0.5 et 0.75.
Le contraste d'impédance est le même que sur toutes les vallées précédentes (exceptée la figure 9), et la bande de fréquence étudiée est toujours [0, 3 fh].

Figure 15 Influence de l'atténuation sur la réponse spectrale SH d'une vallée sinusoïdale profonde (h/l = 0.4).
La vallée considérée ici est toujours la vallée à fort contraste de la figure 2, les spectres sont calculés aux mêmes points que sur la figure 7, et les ondes incidentes sont encore des ondes SH verticales. Nous avons considéré 5 valeurs différentes du facteur de qualité Q de la couverture : Q = ∞, 80, 40, 20 et 10.

Figure 16 Effet de l'atténuation dans le domaine temporel, à la résonance fondamentale.
La vallée étudiée ici est la même que sur la figure 15, le signal incident est le même que sur la figure 2a, et les points numérotés 0, 1, 2, 3, 4 et 5 correspondent respectivement à x/l = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 et 1.0. Nous avons représenté ici la réponse temporelle calculée en chacun de ces 5 sites pour 4 valeurs différentes du facteur de qualité : Q = ∞, 40, 20 et 10 du bas vers le haut.

Figure 17 Illustration des trois types de résonance bidimensionnelle, correspondant respectivement à la compression-extension (P, h/l = 0.6), au cisaillement plan (SV, h/l = 0.3), et au cisaillement anti-plan (SH, h/l = 0.4).
Nous avons représenté ici la distribution spatiale des mouvements aux deux instants extrêmes (t = 0 et $t = \frac{1}{2f_0}$) pour les trois modes de résonance fondamentaux d'une vallée de forme sinusoïdale ; l'échelle d'amplitude est la même partout, et les mouvements SH (perpendiculaires au plan de figure) ont été représentés comme en perspective, selon un axe oblique.
Pour obtenir ces figures, nous avons considéré un contraste d'impédance identique à celui de la figure 10, et des ondes verticalement incidentes.

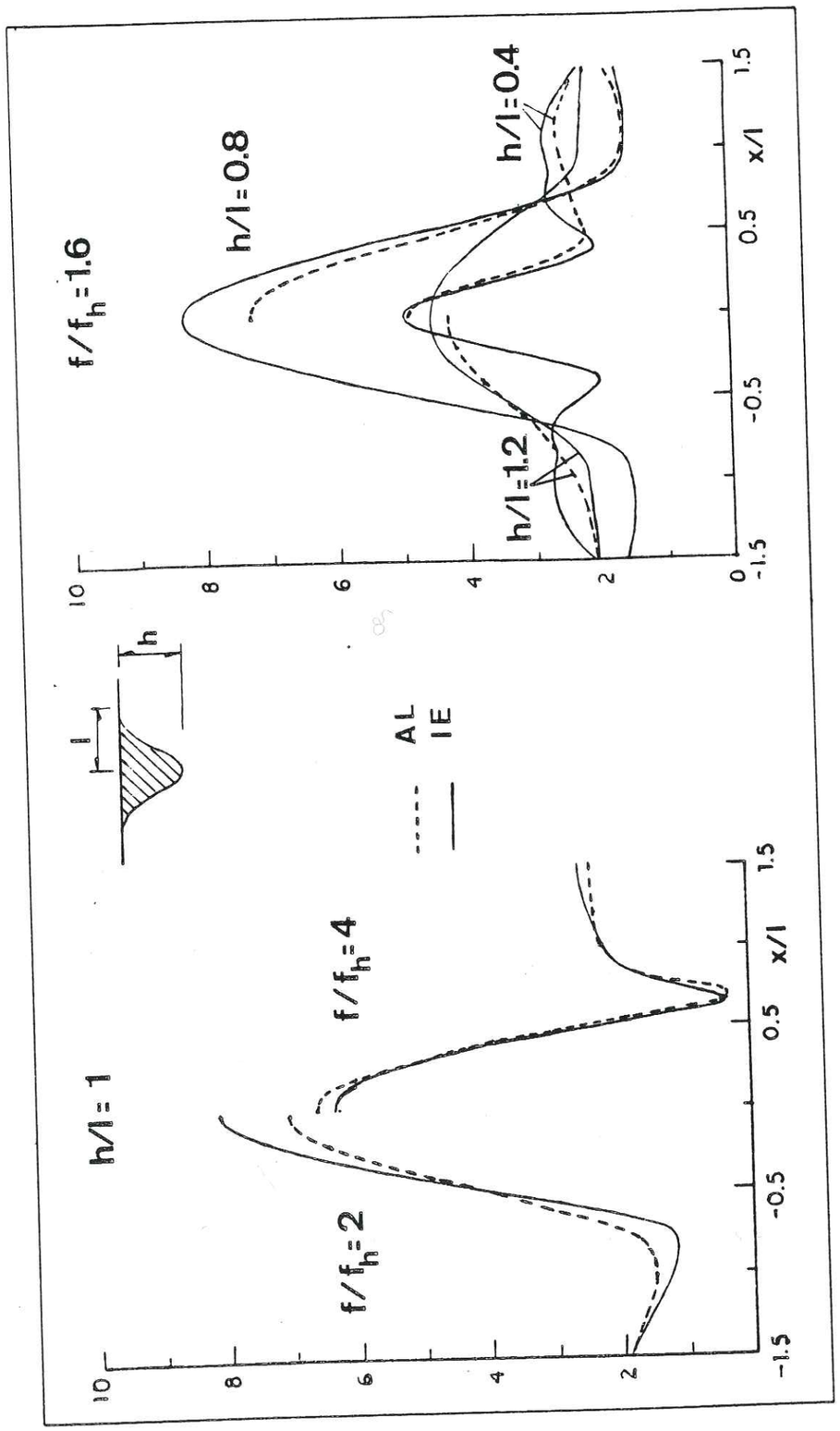


Figure 1

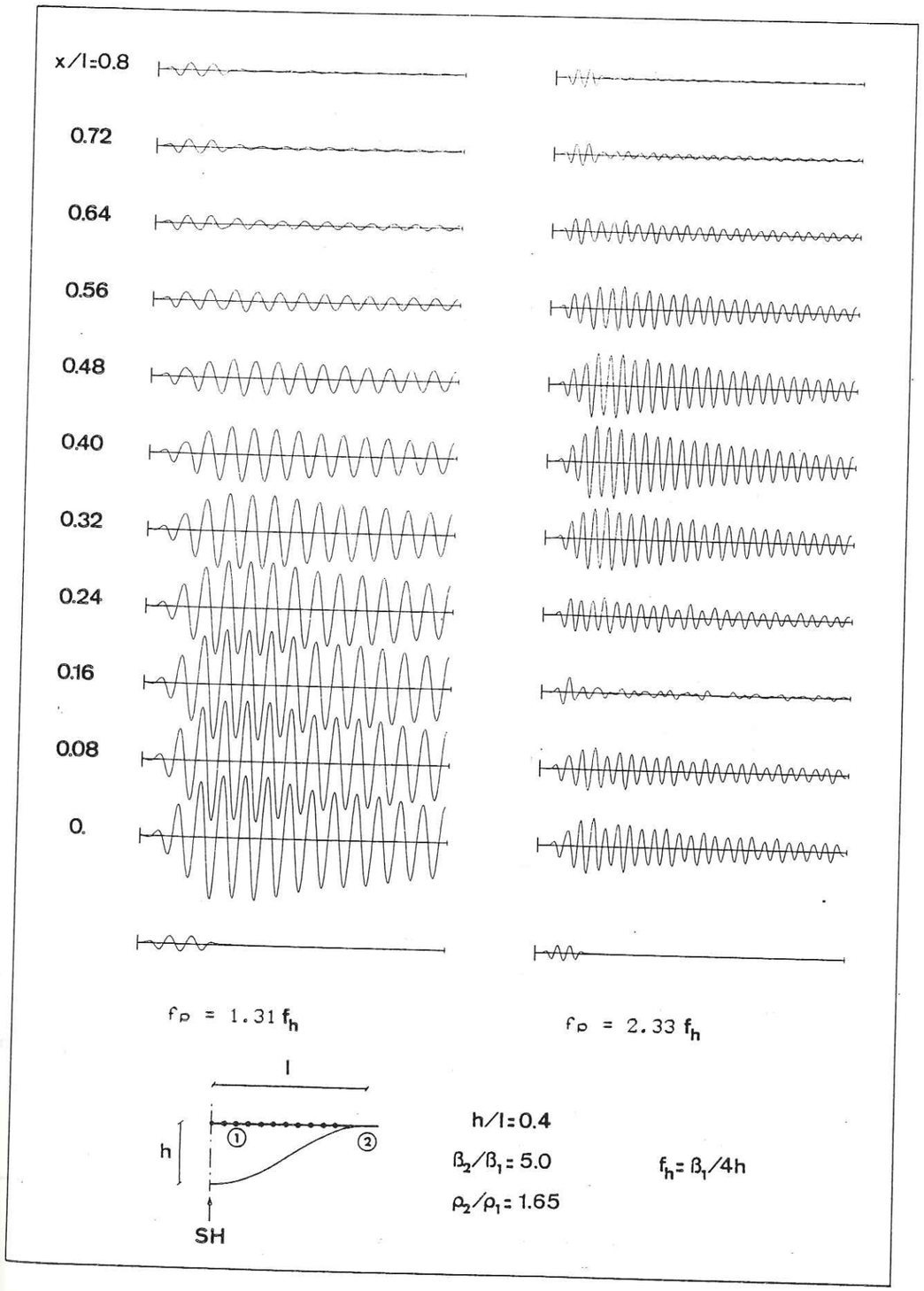


Figure 2

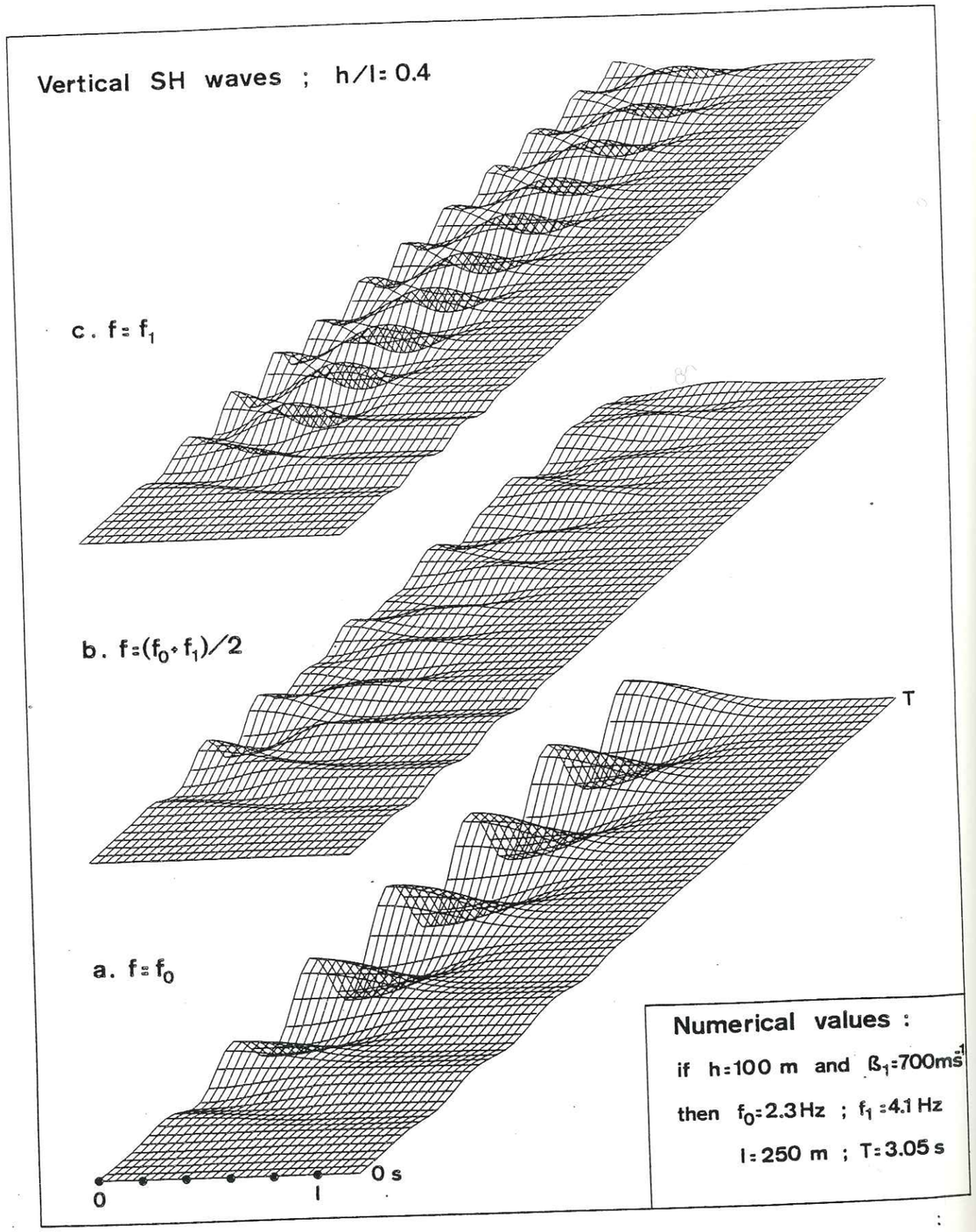


Figure 3

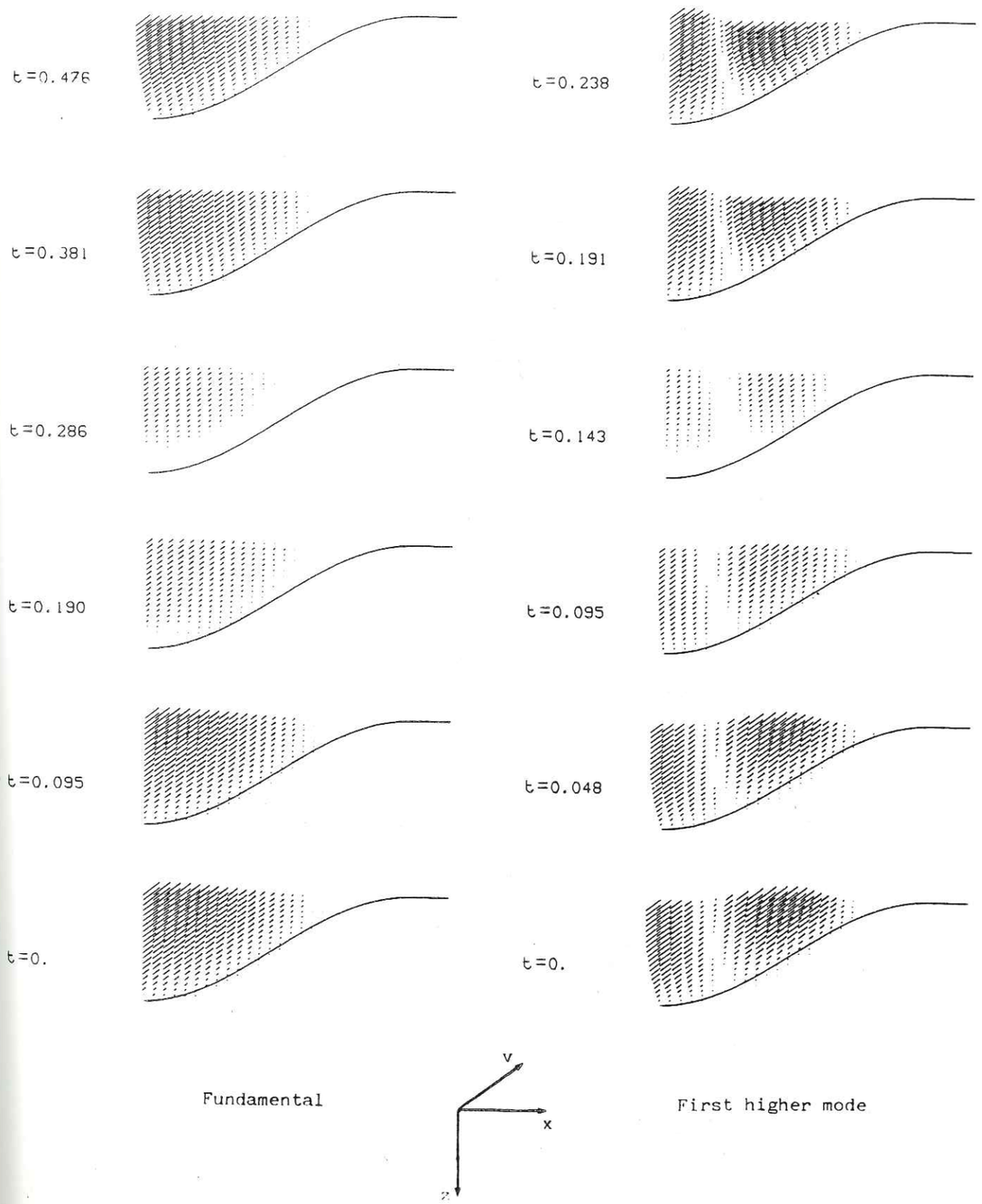


Figure 4

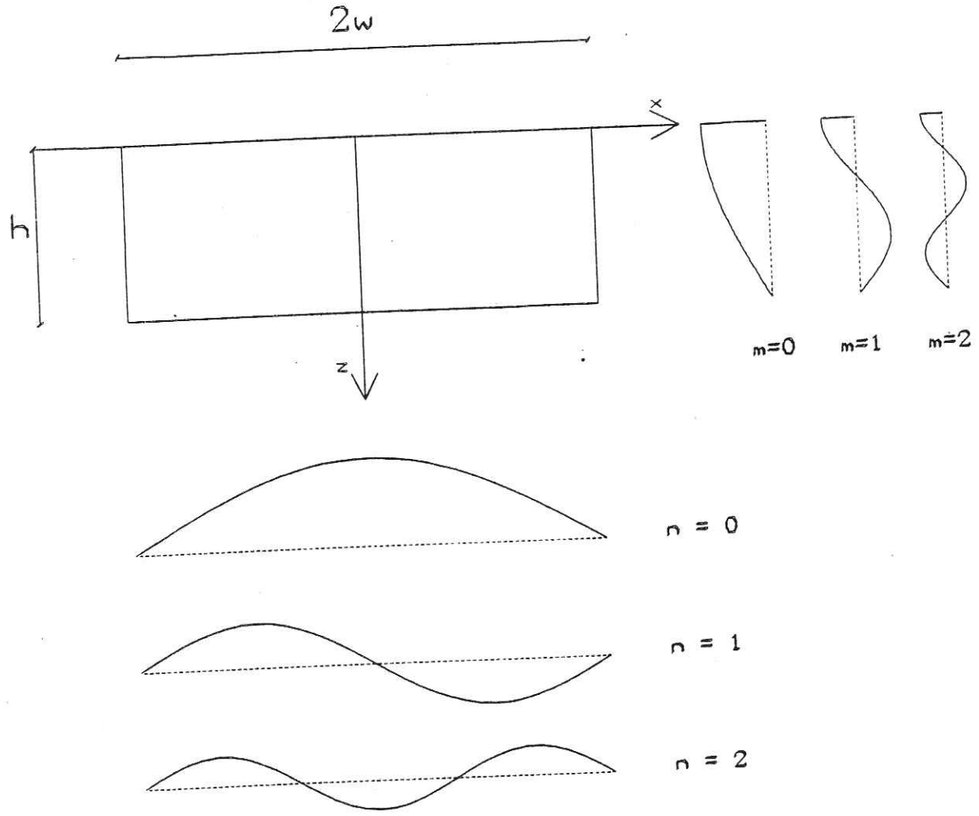


Figure 5

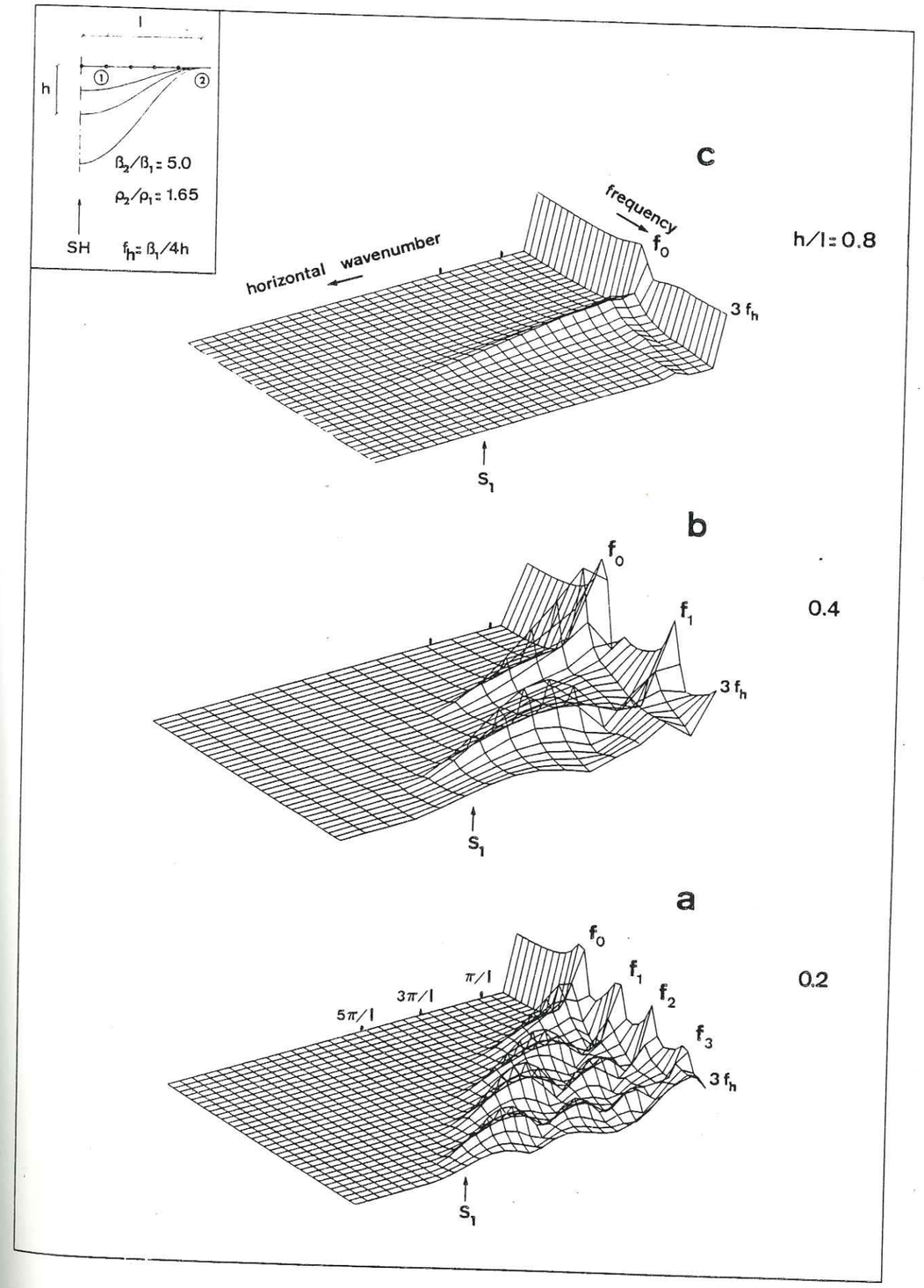


Figure 6

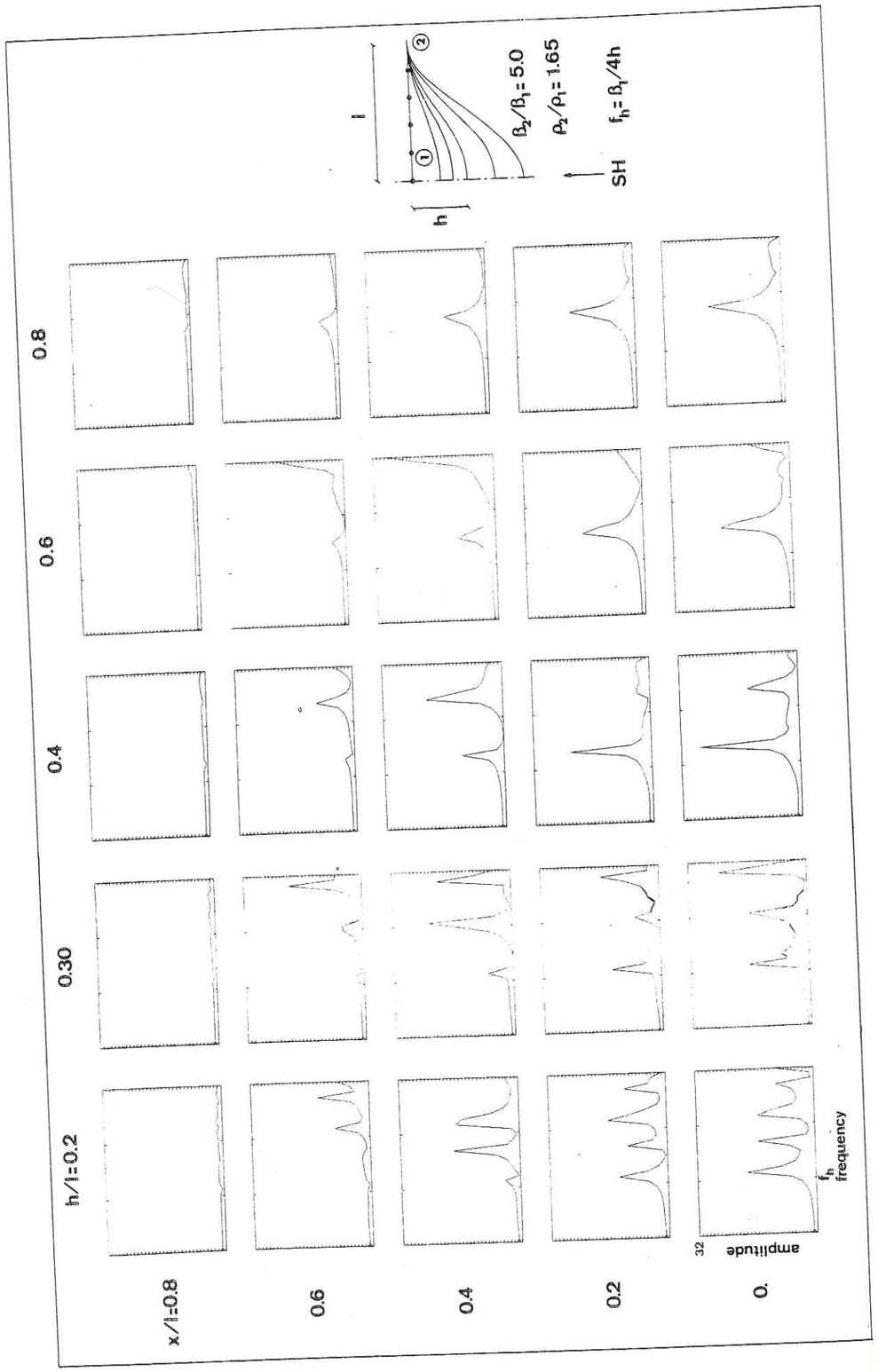


Figure 7

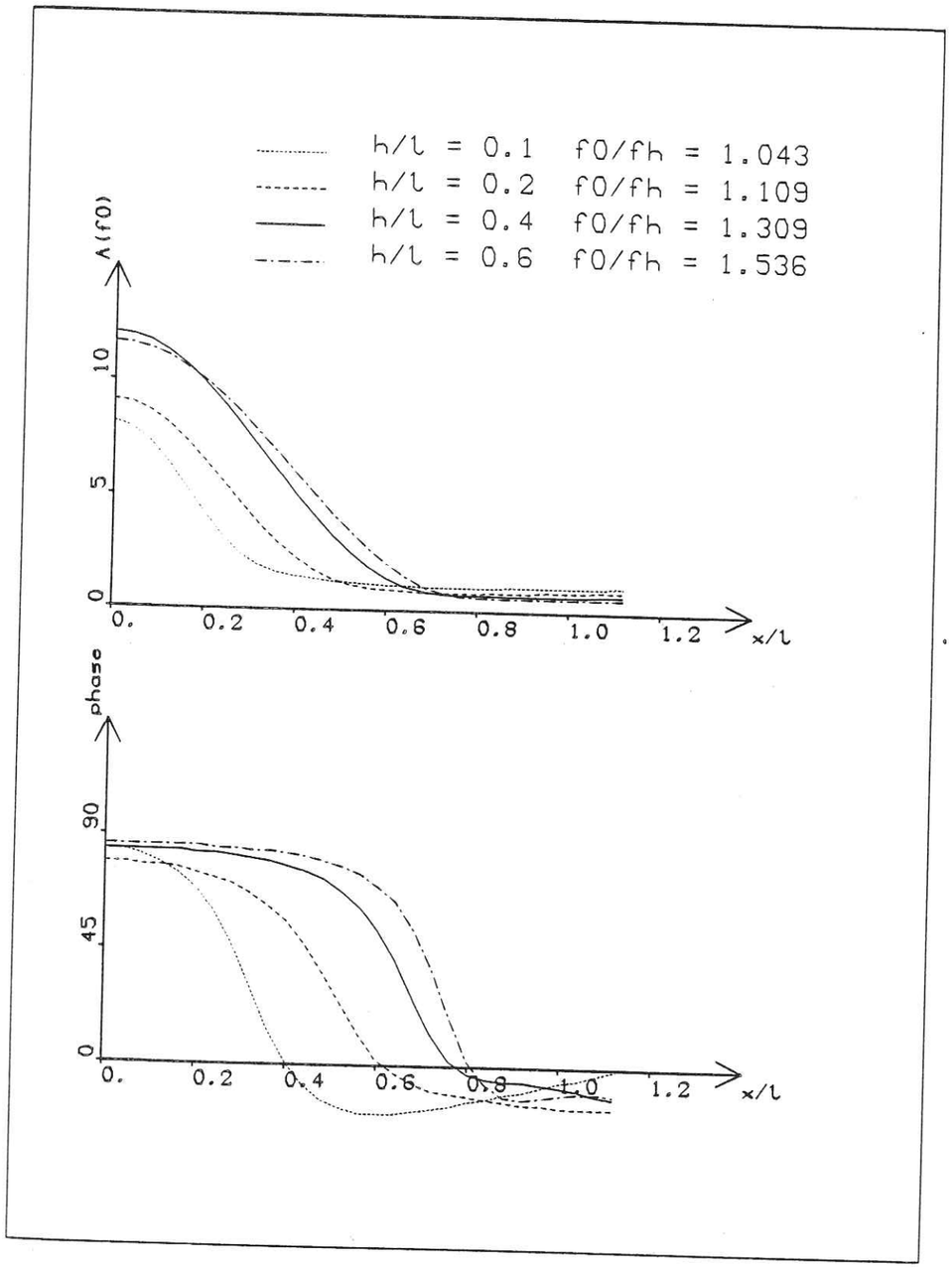


Figure 8

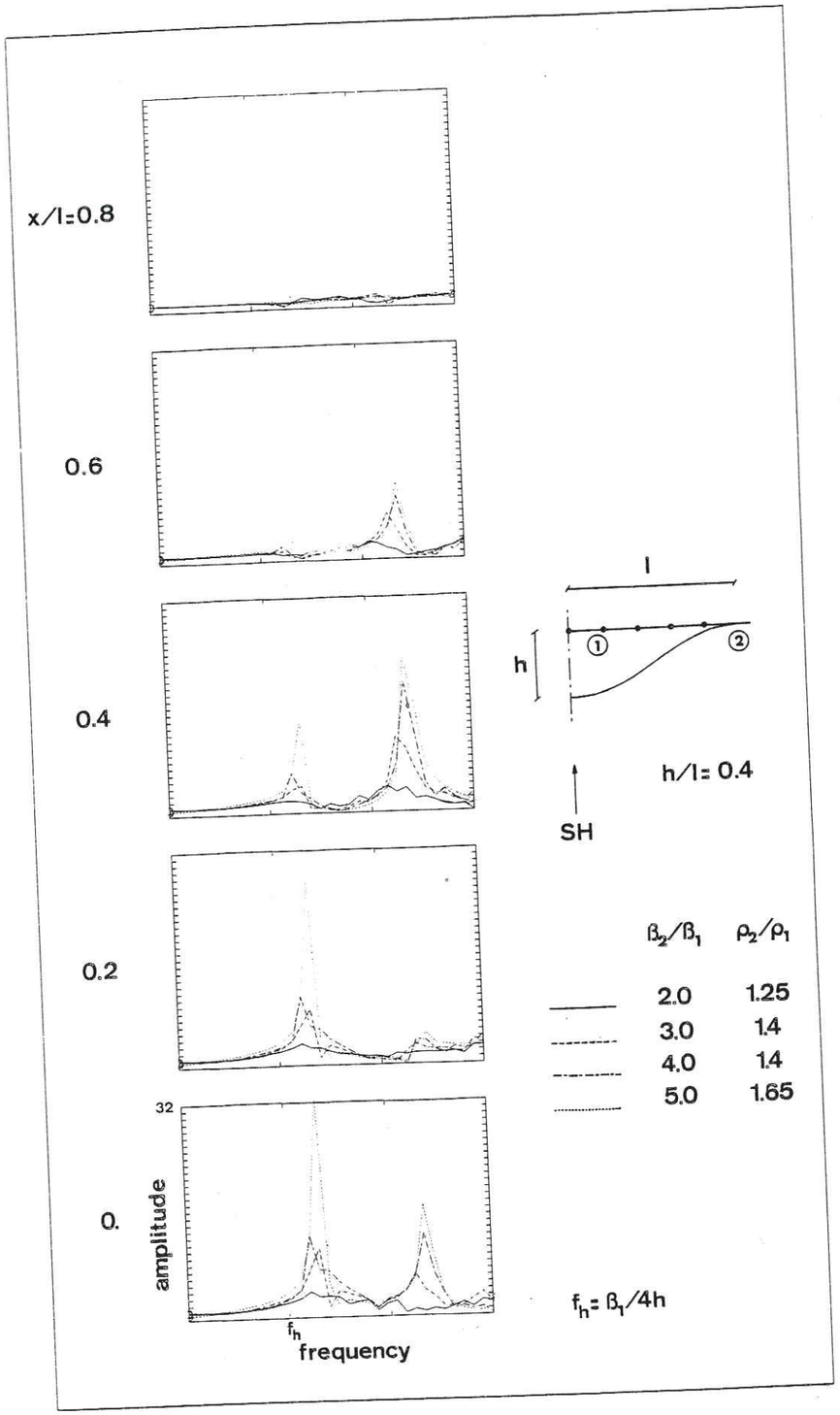


Figure 9

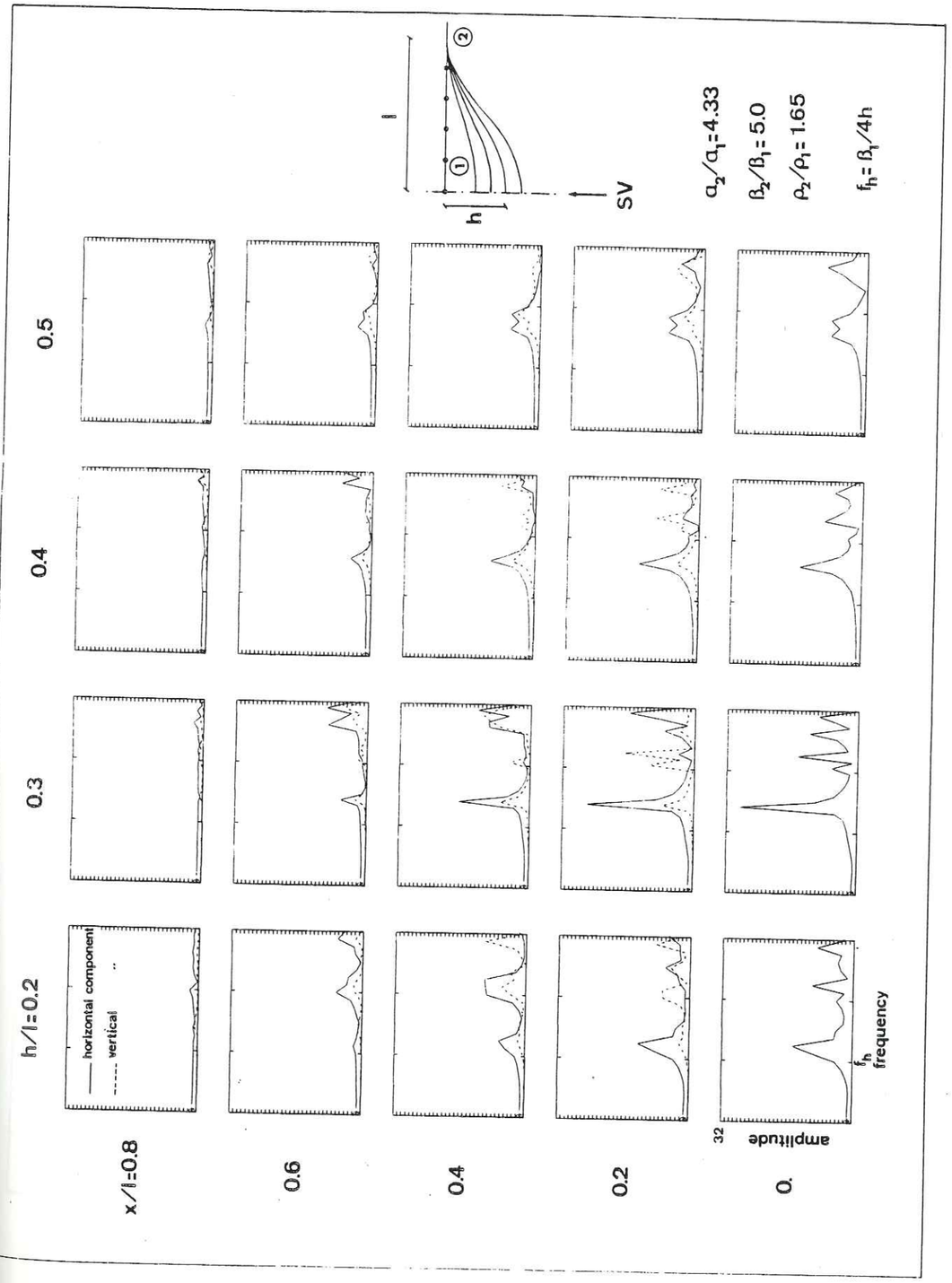


Figure 10

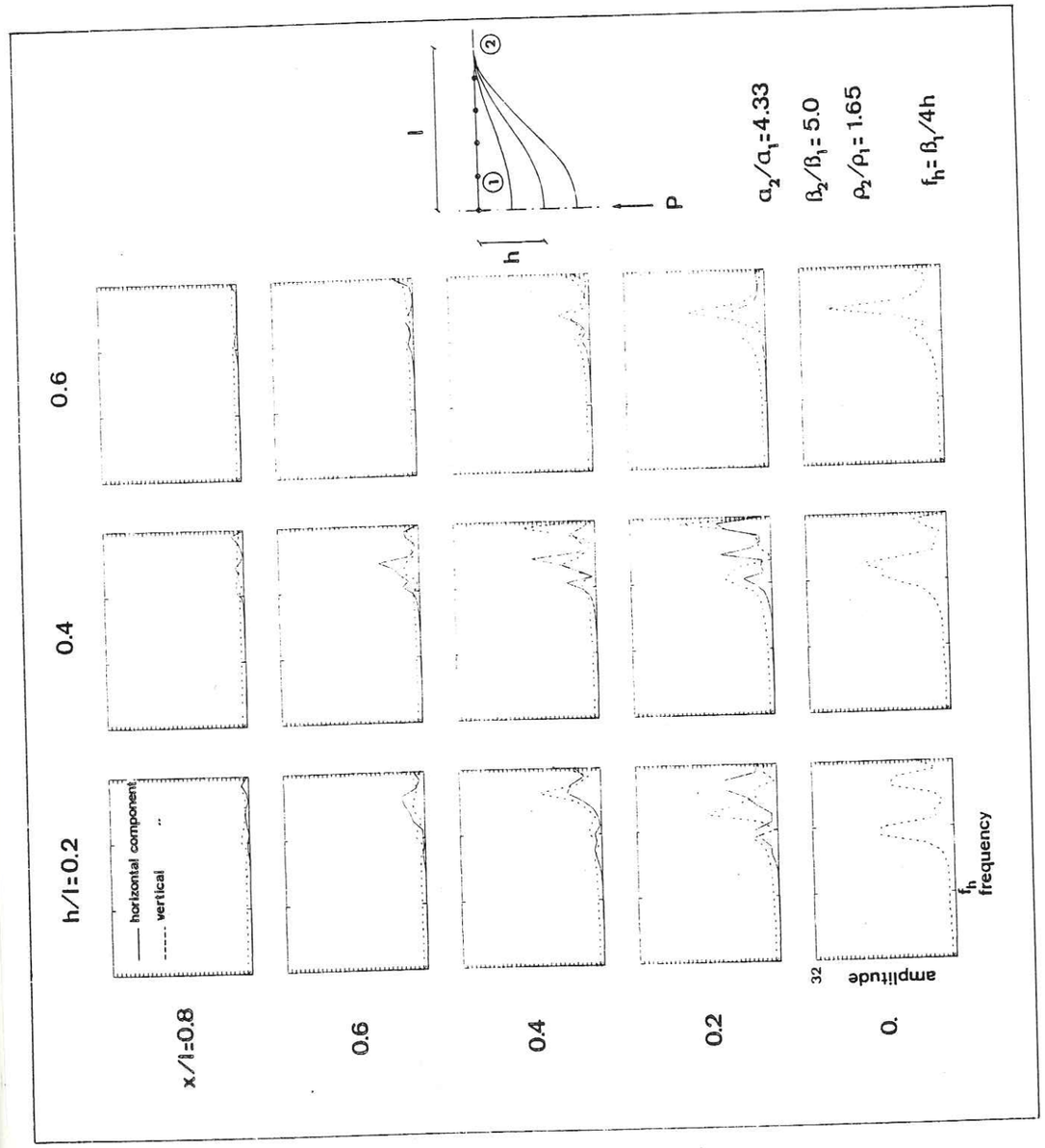


Figure 11

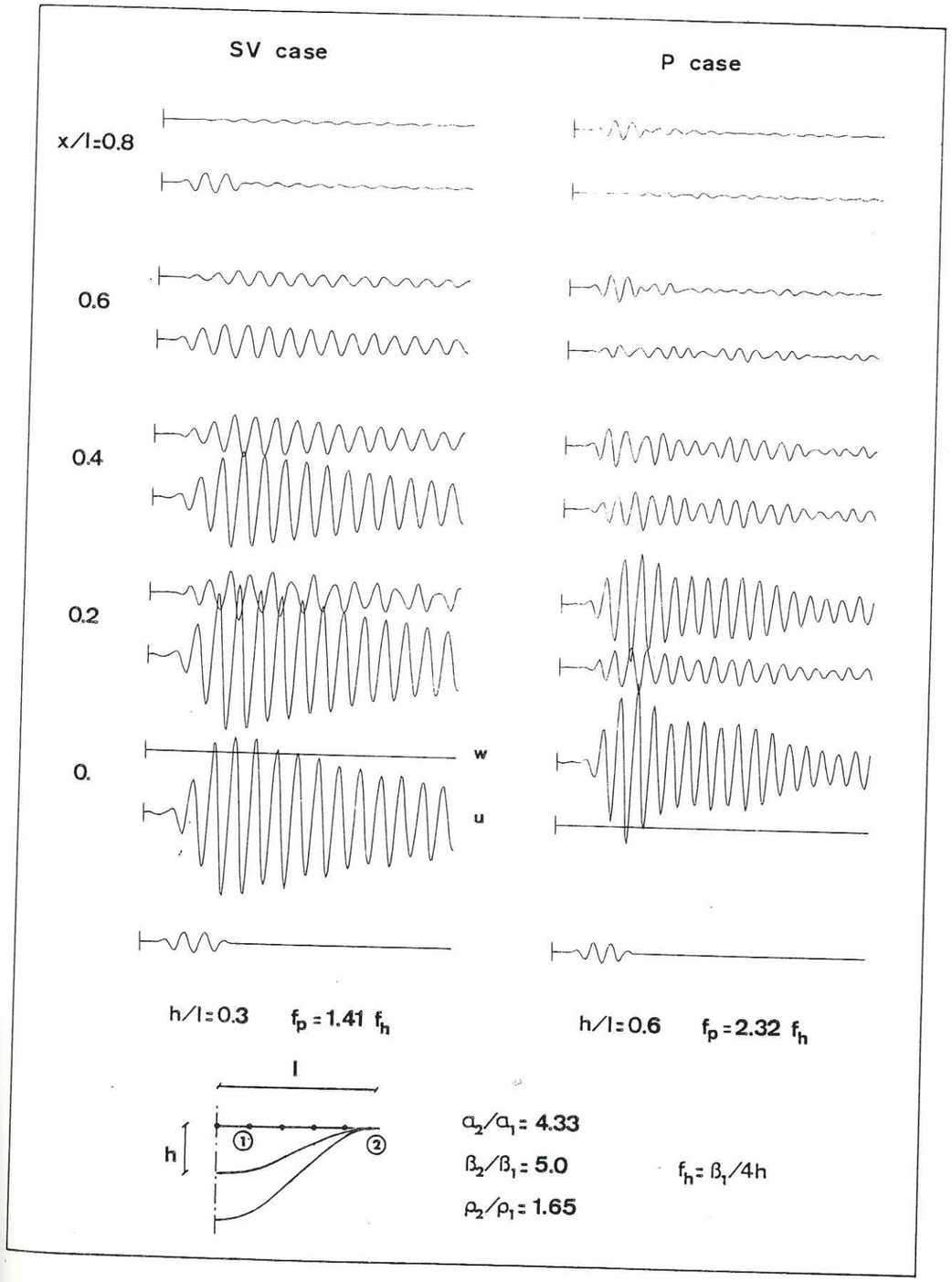


Figure 12

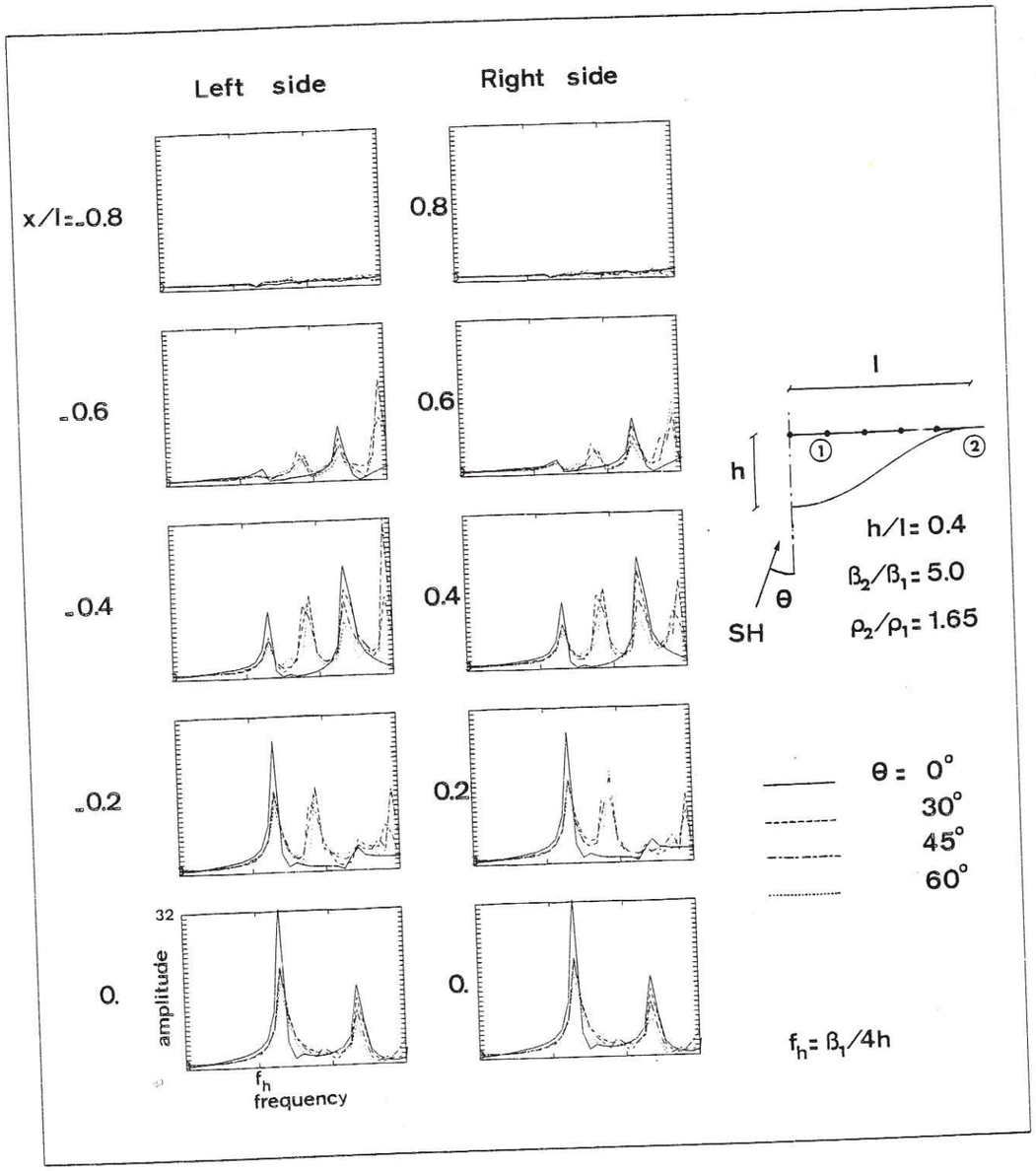


Figure 13

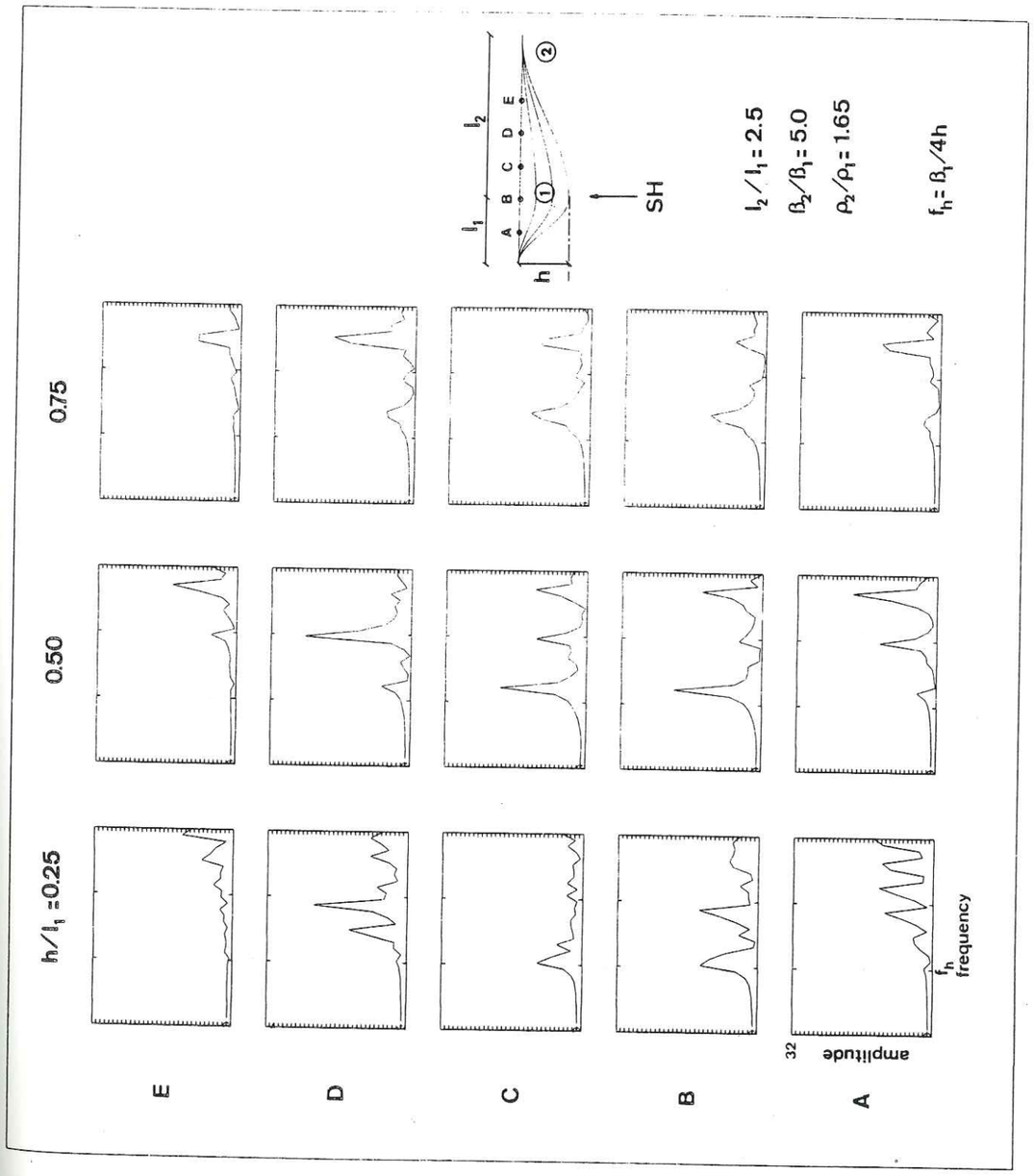


Figure 14

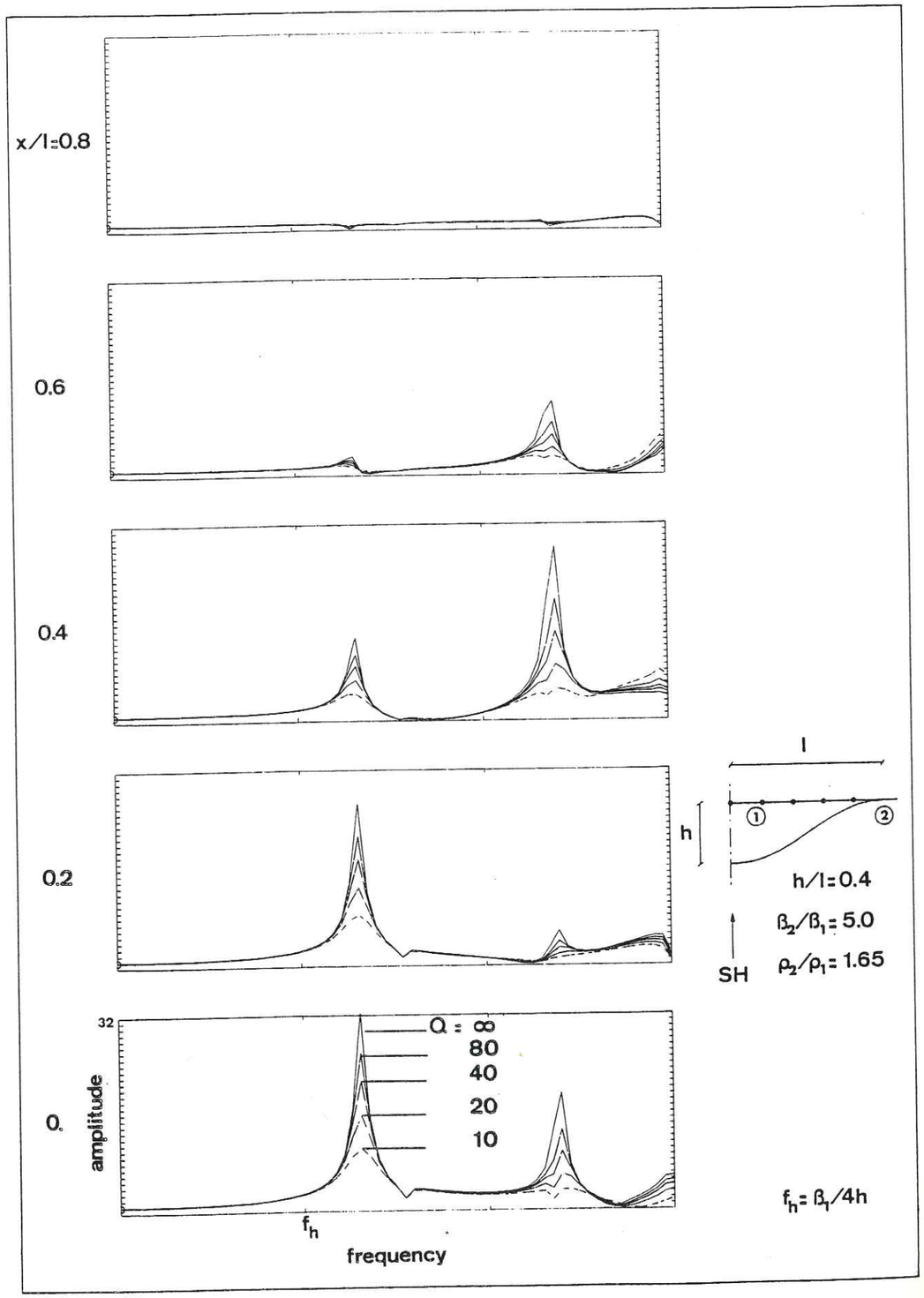


Figure 15

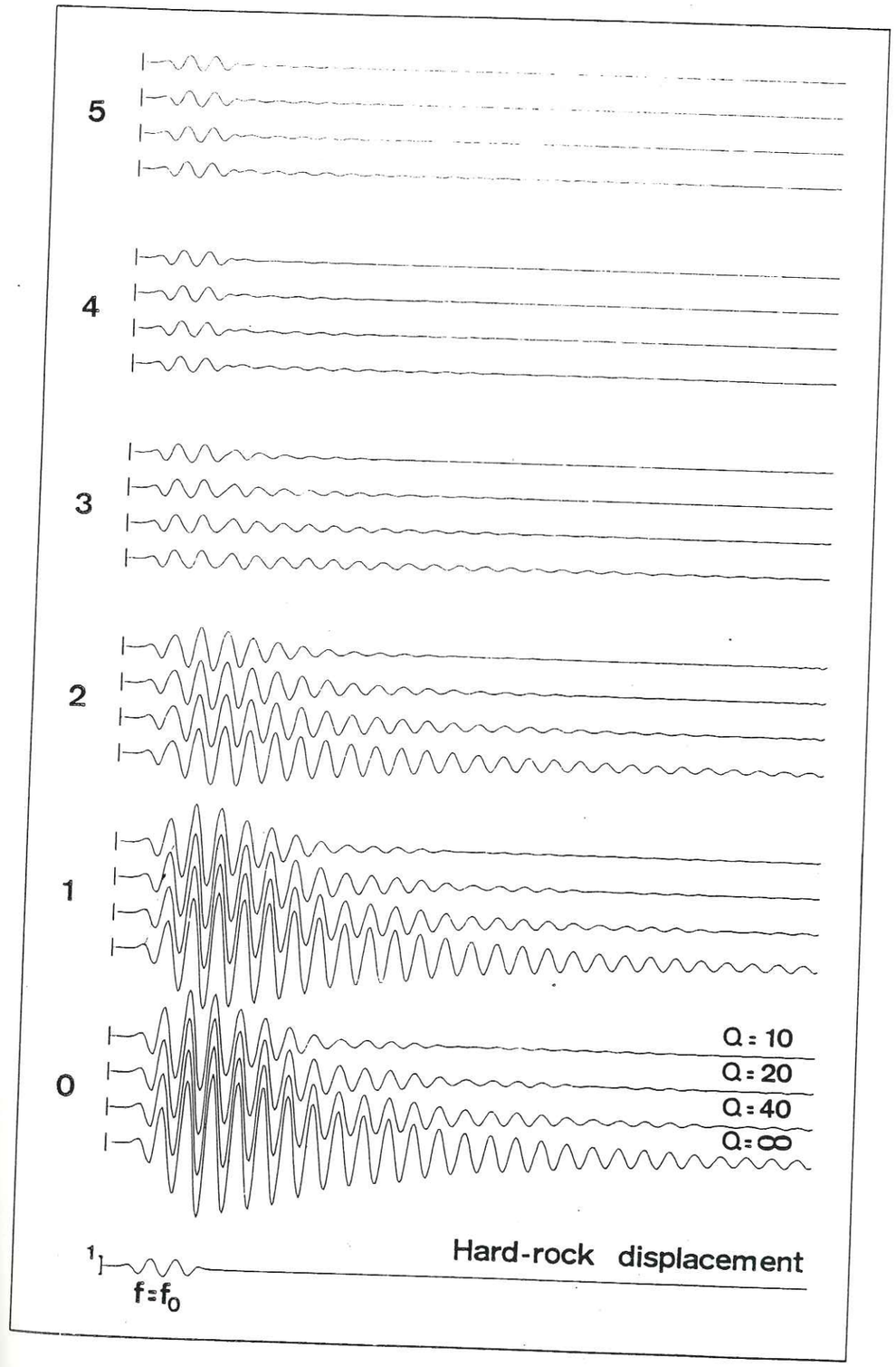
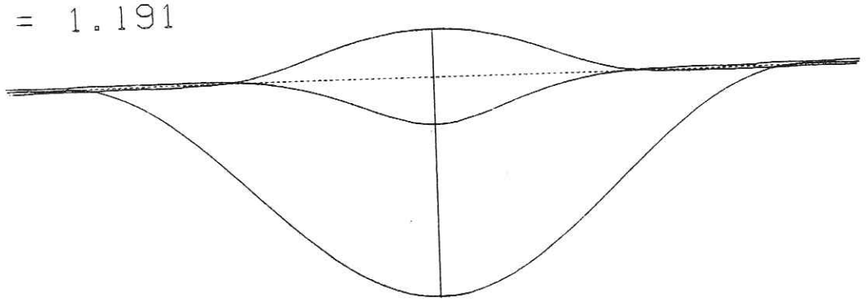


Figure 16

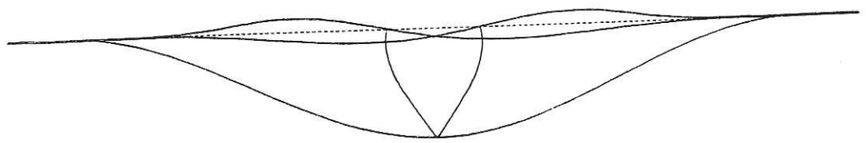
h/l = 0.60

f/fh = 1.191



h/l = 0.30

f/fh = 1.425



h/l = 0.40

f/fh = 1.313

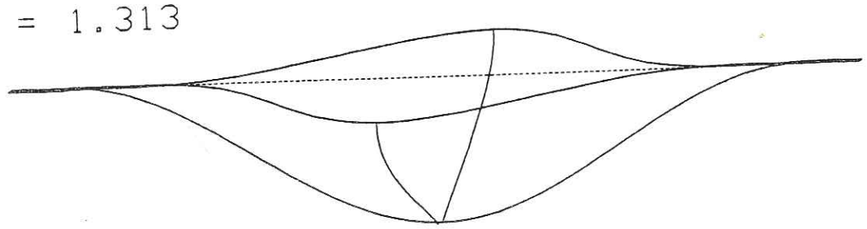


Figure 17

A N N E X E E

HARD-ROCK SITE EFFECTS :

COMPARING THEORY WITH OBSERVATIONS

Pierre-Yves BARD and Brian E. TUCKER

May 1983

I. INTRODUCTION

A lot of work has been done to try and understand seismic site effects over soft soils ; but much fewer attempts have been made to investigate hard-rock site effects, essentially because they are generally supposed to be negligible. Nevertheless, this assumption needs to be carefully tested for both seismological and earthquake engineering purposes : most of the observatory seismological stations are settled on hard-rock, very often on outcrops or in tunnels ; and in addition many communities and communication facilities are located on rock autcrops, while tunnels and underground cavities are more and more often used for transportation or storage facilities, and their earthquake resistance may be critical (nuclear or chemical waste, gas storage,...).

In a previous paper which in the following will be referred to as I, Tucker et al. (1983) have described an experiment they performed in the Garm region (Tadjikistan, USSR) to investigate such hard rock effects, which they found to be mainly related to surface topography or depth into a tunnel. In each case, they actually found significant and stable spectral amplifications or deamplification, over very well delimited frequency bands : spectral ratios shed from .3 to 3 in the latter case, and from 1 to 8 in the former one.

These observations were made over a wide set of earthquakes, with very different magnitudes, locations (local events or teleseisms), azimuths and incidence angle. Although a small amount of scatter was induced in the data by all these earthquake parameters, their results clearly show the existence of quite strong site effects, which their stability allows to correct. Such site effects might therefore be accounted for in interpreting seismological records. That would improve the information about earthquake source or wave propagation between source and receiver, inferred from the seismic spectra or the attenuation laws, and it would also improve the earthquake hazard estimates.

Nevertheless, in order to be better accounted for, observations need to be physically interpreted, and, to our knowledge, there is still a gap between experimental and theoretical results : on the one hand, topographical effects are always much greater in the reality (Davis and West (1973), Griffiths and Bollinger (1979)) than may be explained by the theory (see Bard 1982) ; on the other hand, the tunnel effects have been only a little studied for seismological purposes, while engineering investigations often combine the pure tunnel effect with the dynamical interaction between the man-made structure (such as concrete linings) and the surrounding rock.

The purpose of the present study is therefore to check, through a comparison between the observations reported in I and the available theoretical methods, that these data are not pathologic, and, doing so, to find a reliable physical basis which could provide solid grounds for an actual prediction of similar effects for new sites, where the experimental approach could not be used, or would be too expensive.

This study will be mainly divided into two parts: the first one, is devoted to the tunnel effects, and the second to the topographical effects. In both parts, we shall first make a short summary of the experimental observations (detailed in I), then present an outline of the theoretical models used to explain these data, and compare the theoretical results with the observed one ; we conclude with a discussion about the relevant parameters required to achieve a reliable prediction for new hard-rock sites.

II. TUNNEL EFFECT

A. Observations

The observations summarized here are described completely in I. The measurements of the tunnel effect were made in three tunnels in the Garm region of the Tadzhik Soviet Socialist Republic. One was near the Chusal Valley and will be described below in connection with measurements of the ridge effect. The other two, in which we investigated the variation of a seismic signal with tunnel depth, were near the Soviet seismic station of Garm. These tunnels were drilled northward into the granitic Tien-Shan mountains and were separated by 300 m horizontally and 20 m vertically. These tunnels and the location of our four seismic recorders are sketched at the top of Figure 1. Recorders 1 and 4

were in the eastern tunnel at depths of 12 and 85 m respectively ; recorders 2 and 3 were in the western tunnel at depths of 20 and 28 m, rapectively. We estimate that the slope of the mountain was about 30° from horizontal.

Each of the four recorders measured three components of motion, using 4 second seismometers and digital sampling of 128 Hz ; this gave an effective band-width of about 0.25-64 Hz. The response of each seismometer-recorder pair was calibrated. We tried to match these responses so that differences in recorded spectra could be attributed to differences in site effects rather than instrument characteristics. A comparison of the response of the recorders was made by placing all the seismometers of all the recorders within 3 m of one another on a concrete pier, recording several earthquakes, and calculating spectral ratios of recordings of similar components. It was found that the instrument response agreed over the 0-50 Hz band to within 20 %, with occasional deviations of as much as 50 %. Differences greater than this will not be due to differences in instruments characteristics.

In order to investigate the variation of seismic signals with depth into a tunnel, we recorded several earthquakes simultaneously on the four sites shown in Figure 1. Spectral ratios of each of the three components of motion were calculated for the record at sites 2, 3 and 4 relative to the record at site 1. This was done by calculating the Fourier transform of the S-wave at each site for each component, smoothing the transform over a 2 Hz bandwidth, and dividing the smoothed spectra from sites 2, 3 and 4 by the corresponding spectrum from site 1. In the bottom of Figure 1 are the spectral ratios for events 2 and 3 from I. These events were chosen because they are representative of all those recorded and because they had very different azimuths relative to the Garm tunnels.

The differences in the spectral ratios from the different sites in the Garm tunnels are too large to be explained by differences in instrument response, seismometer installation, or calculation procedure. We concentrate here on differences which were observed in Figure 1 for both events. The site 4/site 1 ratio has, for all three components of motion, a trough at 10-12 Hz. The site 2/site 1 and site 3/site 1 ratios are significantly less than 1 between 10 and 20 Hz. In this band, the site 2/site 1 ratio is less than the site 3/site 1 ratio. Most spectral ratios exhibit a maximum between 25 and 30 Hz and there the site 2/site 1 and site 3/site 1 ratios are greater than the site 4/site 1 ratios. These observations we attempt to explain below with our theoretical model.

B. Theory

1. Model description

The most interesting and reliable effects are observed below 30 Hz. This gives a minimum wavelength (with the velocities inferred in I) of 20 m, which is significantly greater than tunnel diameter (≈ 3 m) : we therefore think it reasonable to neglect the scattering effects of the tunnel itself, and to attribute most of the observations to an interference pattern between the incoming and the surface reflected waves, which would therefore be related essentially to the depth of the observation site and not to the fact that it is located inside a tunnel ; what will be called now the "tunnel" effects must therefore be interpreted in fact as a depth effect.

Such destructive or constructive interferences, which are very simple to model in a homogeneous half-space must be here modulated by two main phenomena : the first one is related to the natural and articicial (due to explosives used in drilling) weathering of the granite around the tunnel, which must have induced a strong velocity gradient near the surface, and the second is connected with the surrounding surface topography, which produces diffracted waves (Bard, 1982), and therefore special interference patterns with the incoming waves.

As we had no means to combine in a same model both the velocity gradient effects and the surface topography effect, we have tried to explain the observations through the two kinds of model illustrated in Fig. 2. In both cases, we computed the response spectra at four points located at depths corresponding, respectively, to each of the four recording sites, and then made spectral ratios with respect to the nearest-to-surface site.

We shall now present the results obtained with each of these two models and then discuss their probable relative importance with respect first

to the present observations, and secondly to other tunnels, in order to give a reliable means for predicting actual "tunnel effect".

2. Velocity gradient effects

a) Outline of theory

We could have modelled a surface velocity gradient through a superposition of many thin homogeneous layers having small velocity differences. In order to avoid the artefacts due to waves reflected and refracted on each interface, we have preferred here to use an analytical formulation corresponding to a linear velocity gradient. The theoretical basis for such a formulation is given in Appendix 1 and 2.

With such a model, we could have fitted, without any velocity jump, any velocity versus depth curve. But, to our knowledge, only very few in-situ measurements have been performed to investigate these weathering features, and we have therefore constrained us to the simplest possible model, as illustrated in Figure 2a : a surface inhomogeneous layer of thickness h and surface velocity β_o, overlying a homogeneous half-space of S velocity β_h, without any density or velocity jump at the interface. Hook's model (see Appendix 2) compels us to have a constant Poisson ratio of .25 inside the surface layer, and we took the same value in the half-space.

We have considered incoming SH and SV plane waves (there were no observations concerning P wave spectra), having frequencies from 0 to 32 Hz, and have accounted for the surface slope of Garm tunnels through a component rotation around the y-axis = the amount of rotation was of 30°, corresponding to a rough estimate of the Garm tunnel slope.

The preliminary computations made in order to feel the sensitivity to the model parameters, were made only in the simple SH case : SV results are shown only for the "best fitting" model.

b) Selection of model parameters, and sensitivity to depth (incoming vertical SH waves)

Our first aim is to find a velocity curve explaining the frequencies of the observed peak and troughs ; we do not pay attention here to the amplitude of these peaks and troughs (mainly related with the attenuation and scattering phenomena), and as a consequence we show here only the response spectra, and not the spectral ratios. For this, we have tried a number of different velocity profiles (on the basis of the rough velocity estimates for a homogeneous half-space from the observed data, see I), and have plotted on Figure 3 the results obtained with five of them, as an example.

The most critical parameter for shallow sites is the surface velocity : decreasing or increasing it strongly shifts the spectral troughs towards lower or higher frequencies, respectively. For deeper sites, the main parameters are the layer thikness h and the depth velocity βh. We finally found the best fitting with the observations (Figure 1) for a model having a surface velocity of 350 m/s, a deep velocity of 2.8 km/s, and a weathered layer thickness of 38 m.

We realize that our measurements of the site location along the tunnel, and of the surface slope, contain some errors ; so, as an attempt to determine the sensitivity of our model selection to these uncertainties, we have also plotted on Figure 3 the response spectra obtained at depths slightly different (± 15 %) from the estimated site depths, thus combining slope and depth measurement errors : as an example, if there were an error of ±1 m in the measurement of the reference site depth, or, more likely, an error of ±6° in the slope angle, the velocity curve model we have derived here would apply almost as well. As a consequence, in the following, we will show only the results obtained for the 4 sites corresponding to respective "true" depths of 6 m, 10 m, 14 m and 42 m.

Going further and looking at the detail of our results, we see that the velocity gradient produces a significant amplification at 10-14 Hz over the shallowest points (which explains that the observed trough at 10-12 Hz at station 4 be narrower and deeper than the trough in stations 2 and 3) furthermore, at 25-30 Hz, not only the surface sites exhibit a spectral trough, but also the deeper sites, so that, as observed on experimental data, the spectral peak on spectral ratios at these frequencies is larger for intermediate sites (2 and 3) than for site 4. All these features appear very clearly on the spectral ratios of Fig. 4b (see below).

c) Dependance of response spectra and spectral ratios on incidence angle and attenuation (SH waves)

The first test to check the reality of this model is to investigate its sensitivity to the incidence angle of the incoming wave : would we find a high sensitivity, it would be not worth going on with such a model, since we therefore would not be able to explain the stability of the observed results, whatever the earthquake location.

Figure 4a shows the response spectra obtained for 5 very different incidence angles, ranging from 0 to 60° (which corresponds to an actual θ incidence angle range of -30° to 30°. One can see that, although the values of the trough frequencies do not depend on θ, these responses spectra do : for each of them the amplitude decreases with increasing θ.

Nevertheless, if we consider now the spectral ratios, which are the only available experimental results, we can see on Fig. 4b that they are almost completely insensitive to θ, which is a very promising issue. This is due to the deflection of the rays towards the vertical because of the velocity gradient.

In order to fit the observed amplitudes of peaks and troughs (Fig. 1), we have performed a short study of the dependence of these spectral ratios on the quality factor Q inside the weathered layer (the attenuation was modelled through the means of complex velocities (Aki and Richards p. 182)). The results, illustrated in Figure 4c, show for instance, that for the sites 4(z = 42 m) and 2(z = 10 m), a Q of 40 produces a trough amplitude of, respectively, 40 and 20, while a Q of 5 reduces these values to 6 and 2.5. To fit the observed data, we should then expect a Q of approximately 3. This value may seem very low for a virgin granitic rock, but one must bear in mind then the tunnel drilling must have highly fractured the surrounding rock.

To summarize our results, we find that a surface velocity gradient may reliably stand for the observed effect, and that it does predict both the frequency location and the respective amplitude of the observed peaks and troughs.

d) SV spectral ratios : dependence on incidence angle

In reality, incident S waves are a complex mixture of SH and SV waves, the relative importance of which, in each component, depends on the azimuth, the depth, the focal mechanism and the epicentral distance of the earthquake source.

Fig. 1 shows that the above discussed main characteristics of the spectral ratios are the same for the 3 components. This implies that, if the observed effects are actually due to the velocity gradient, we must obtain similar results for the "rotated" horizontal and vertical components for incident SV waves of any incidence angle.

The results of such a study are illustrated in Fig. 5, for the "best fitting" SH model, for both response spectra and spectral ratios.

The spectral locations of peaks and troughs are good, and almost independent of the incidence angle θ for the "rotated" horizontal component only while they exhibit a great scatter for the vertical component.

In order to explain the observations shown in Fig. 1., we therefore considered the response of such a weathered layer to more realistic S waves : we took an arbitrary azimuth Ω of 45°, and a mixture of SH an SV waves. The ratio between these two parts of the S wave was inferred from the theoretical results of Campillo and Bouchon (1983), who showed that the tangential (SH) component decays much less rapidly than the radial (SV) component of motion.

The results of this computation are depicted in Figure 6 : the agreement with observations as to the values of the peak and trough frequencies is much better, for the three components of motion. There still exists however on the vertical component a large scatter in the amplitude of the peaks and troughs.

We nervertheless conclude that this very simple velocity gradient model can actually predict most of the observed characteristics of the spectral ratios between the different sites inside the tunnels, in both qualitative and quantitative aspects, and that it also provides a simple physical explanation of why the characteristics do not depend on the source location.

We shall nevertheless investigate the influence of surface topography on signals recorded at deep sites.

3. Topographical effects at tunnel sites

a) Theory and model

The geometry and the size of the two-dimensional model are shown on Fig. 2b, and correspond to a rough estimate of the surface topography around the Garm tunnels. In order to account for a "purely topographical" modulation of the interference pattern at depth, we have assimilated the mountain to a homogeneous half-space having a constant S velocity of 2.8 km/s (the depth velocity inferred from our previous tunnel study).

Previous studies (Boore, 1972 ; Sanchez-Sesma and Rosenblueth, 1979 ; Bard, 1982) have shown that all theoretical methods agree with one another, so that there is no evidence for a "best" method. We have therefore chosen here one method amongst the numerous ones, the Aki-Larner discrete wavenumber representation, which has already been presented and carefully discussed in Bouchon (1973) and Bard (1982).

We shall here show the displacement at 12 sites located inside the mountain, and corresponding to the four sites 1, 2, 3 and 4 along three fictitious tunnels located at different heights. We consider incoming SH waves with 3 different incident angles, θ = - 30°, 0, + 30°, and having frequencies ranging from 0 to 16 Hz.

The results, for each of the 3 fictitious tunnels, are the spectral ratios with respect to the near surface site (# 1), for the three deepest sites (2, 3 and 4) ; we also show the response spectrum of the near surface site 1, to give an idea of the underlying topographical effect. These results are given on Figure 7 for a half-space velocity of 2.8 km/s, but they may be scaled to any value of β, provided the dimensionless frequency $\eta = 2\ell f/\beta$ remains unchanged.

b) Results

Let us first look at the results obtained at a given incidence angle (θ = 0° for instance). The observed effects are fairly large : nevertheless, looking for the spectral differences along a fixed tunnel, there is no definite trend for a main first trough at frequencies decreasing with increasing depth.

Moreover, these effects seem to depend much more on the tunnel height inside the mountain than on the site location along the tunnel (this must remain valid, in our opinion, as long as $d/\ell \ll 1$).

Looking now at the response spectras of the three reference sites, it appears clearly that the first trough is between 2 and 4 Hz, which is much too small as compared with the observed value of 25-30 Hz.

And finally, these topographical effects depend a lot on the incidence angle : for instance, for the highest tunnel, we observe a deep trough at 12 Hz at θ = 0° and nothing at all for θ = -30°. This is a proof that these purely topographical effects, even if they are actually present in the data, are far from being the only cause of the observed site to site variations.

c) Discussion

It therefore seems that a surface topography may significantly alter the seismic response of a whole tunnel ; this effect does not depend too much on the site location inside the tunnel, as long as the tunnel length is smal compared with the mountain width.

One might argue that there are significant differences between the deepest and the near surface sites. As this theoretically predicted effect for a homogeneous half-space depends a lot on the incidence angle, two conclusions may be inferred :

. this surface topography effect might perhaps explain the differences between the spectral ratios obtained for two different events (Figure 1).

. even if they are present in the observed effects reported above, they must be modulated by some kind of stabilizing phenomena, which might be either a near surface weathering, or a deep layering, deviating the incoming rays towards the vertical.

As a general conclusion to this study of the "tunnel" (depth) effect, our opinion is that for the present tunnels the most important effect is due to the presence of a highly weathered surface layer inducing a strong velocity gradient.

Nevertheless, for very deep sites we think that the influence of the surface velocity is significantly lower, and the topographic modulation of the interference pattern must become the most important. Finally, for very large tunnels (having a diameter greater than 10 m), one must keep in mind the scattering phenomena due to the tunnel cavity, and which may then occur in the frequency band of interest for engineering or seismologic purposes.

III. RIDGE EFFECT

A. Observations

The ridge effect was measured in Chusal Valley (Figure 8) by comparing simultaneously recorded signals from a site in a tunnel and a site on a nearby ridge. The tunnel site (T) was about 15 m into a tunnel drilled in the granitic rock bordering the valley. The ridge site (R) was about 450 m to the west, on a small northwest-southeast trending ridge about 30 m high and 100 m wide. A spine of boulders outcrops along this ridge through a thin (perhaps 2 m thick) layer of loess. This ridge is flanked by about five similarly shaped, similarly aligned ridges.

Digital seismic recordings were made at the T and R sites of the three components of motion. The horizontal seismometers were aligned north-south and east-west ; the tunnel was drilled eastward ; the long axis of the Chusal valley was north-south ; and the ridges to the west of Chusal were aligned northwest-southeast. Many local events, whose epicenters surrounded Chusal, and Afghan events, whose epicenters were about 250 km due south of Chusal, were recorded.

The ridge effect was studied by plotting ratios of the spectra of ridge signals and tunnel signals for the three components of motion. Representative examples of such ratios for horizontal motion are shown in Figure 9 for three Afghanistan events and three local events. The signals from the local events are incident on the recording sites over a much larger range of angles than those from the Afghan events.

The curves in Figure 9 show that the differences in the ridge and tunnel signals can be as large as a factor of eight. There is one narrow-band peak between 5 and 10 Hz and one broad-band effect between 15 and 25 Hz. The larger scatter in the spectral ratios of the local events than the ratios of the Afghan events implies a dependence on azimuth and incidence angle. This dependence is not so great, however, as to obscure these two peaks. It was estimated in I that this dependence would cause a scatter of about a factor of two, so that site effects larger than, say, a factor of three would be observed for an event with any azimuth and incidence angle.

(We have restricted our present comparison to horizontal motion, although this ridge effect is observed on vertical motion too, because the theoretical model used below could account only for SH waves).

As discussed in I, there is an inherent problem in inferring site effects from spectral ratios, since spectral ratios reflect the combination of both sites' local effects. In I, experimental means were used to try to separate the effects of the tunnel and ridge sites. It was concluded that the peak between 15 and 25 Hz was due to a deamplification by a factor of two to three by the tunnel site (which agrees with the observations in Garm tunnels, Fig. 1) and an amplification by a similar factor by the ridge site, while the peak between 5 and 10 Hz was due entirely to amplification by the ridge site.

B. Theory

1) Description of the model

We think that at least part of the observed amplification on the ridge site is due to a topographical effect. So we have tried to predict these observations through a two-dimensional model including surface topography, and we have again used the Aki-Larner method (Fig. 8 shows that this two-dimensional assumption is not too wrong).

In a previous paper (Bard, 1982), we have shown however that there were strong quantitative discrepancies between the theoretical predictions and the experimental results : although in both cases, the topographical effects seem to be broad-band effects, centered on a frequency corresponding roughly to a wavelength equal to the mountain width, the experimentally observed amplifications on mountain tops (Davis et West, 1973; Griffiths et Bollinger, 1979) are systematically much larger (3 or 4 times) than the predicted values, which remain below 100 %.

As a consequence, we shall here try to superimpose to the "pure" topographic effect some other phenomena, the geometrical modelling of which is shown on Figure 10. The first phenomenon is related with the observed multiplicity of the ridges (Figure 8), which we have modelled through a periodic topography (Models 3, 4, 6 and 8 on Figure 10). From another point of view, the height

of the ridge (approximately 30 m) is comparable with the thikness of the weathering, as we have found in modelling the tunnel effect ; as it was impossible for us to model exactly this velocity gradient, we have tried to account for it in two different ways : at first, a "deep" layering (at 30 m below the surface) has been considered to try and point out the effect of the deep weathering, for both an isolated and a periodic ridge (Models 5 and 6) ; on the other hand, since the surface velocity found in section II was very low (350 m/s), we have tried to model this very surface effect through a thin low velocity layer overlying the homogeneous ridge (Models 7 and 8) ; this last model may also give an idea of the effect of the very thin loess cover (1 or 2 m) actually present on Chusal Ridge.

For each of these models, we have computed the response of three sites, numbered 1, 2 and 3, located on the ridge top, and 5 m apart from one another ; we have considered here only SH waves, because the physics does not basically change for SV waves, and the SH case is by far the simplest ; and only one incidence angle, $\theta = 0°$, because we think that the velocity contrast which is required near the surface to explain the observations (see below) considerably reduces the θ dependence (as was observed for the tunnel effect). We are interested here only in modelling the 5-10 Hz effect and not the high frequency 15-25 Hz amplification, so we have considered here frequencies only up to 20 Hz : at higher frequencies however, the Aki-Larner method becomes unreliable.

The observations shown in Figure 9 are spectral ratios of the ridge site to the tunnel site : as the tunnel effect is fairly large, as mentionned above, we have corrected our theoretical response spectra at each of the 8 models, for the tunnel site response spectra, which was estimated on the base of the velocity curve found for the Garm tunnels, and for a site 15 m deep along a tunnel drilled in a 30° slope mountain.

2) Influence of shape and multiplicity on ridge top response

The models we are considering in this section are the models 1, 2, 3 and 4, corresponding to an isolated or periodic sine or triangle-shaped ridge on the surface of a homogeneous half-space.

The results, as shown on Figure 11, exhibit the following features :

- there is no significant dependence on the shape, whatever the multiplicity
- for an isolated ridge, as in all past theoretical studies, we observe a broad-band (3-16 Hz) amplification, never exceeding 60%.
- for a periodic ridge, superimposing to an analog background broad-band amplification, we observe a narrow-band (7-10 Hz) amplification of about 100 %, due to a kind of lateral resonance when the wavelength is equal to the ridge periodicity) as described in Bard 1982. Such a pattern is in good qualitative agreement with the actual observations (see Figure 9) : nevertheless, the frequency of the narrow band effect is slightly too large,(but it could be matched by taking a half-space velocity of 1 x 7.5/9 = 0.83 km/s, or a mountain of 100 m x 9/7.5 = 120 m) and, what is the most important, the predicted amplification is four times smaller than the observed one.

So, we must invoke another phenomena to account for the observed amplification ; moreover, as pointed out in Bard (1982), obliquely incident waves would shift the narrow-band effect predicted for the periodic ridges towards higher frequencies. A simple means to both increase the predicted amplification value and to reduce the incidence angle dependency is to introduce a velocity contrast or a velocity gradient due to weathering, which is consistent with what we have observed for the tunnel. Unfortunately, we cannot by now model together the surface topography and the velocity gradient : so, as explained above, we have tried the models 5, 6, 7 and 8. We shall first present the results obtained with the models 5 and 6.

3) Effect of a thick medium-velocity surface layer (deep weathering)

As shown on Figure 10, the choice of the velocity values results from a very rough approximation of the velocity gradient curve found for the Garm tunnel, by a one-thick-layer homogeneous model = our aim is just to have an idea of what the velocity gradient would produce.

The spectral ratio obtained for both single and periodic topographies are shown in Figure 12.

The maximum amplification obtained in both cases is about 3 to 4 ; a flat layer approximation would give only 2.5 which implies a combination of plane layer resonance and topographic effects. This amplification is however two times smaller than the actually observed one.

We do not see on Figure 12 the narrow-band peak at 9-10 Hz in the periodic case ; it is still present but overlaps with the plane layer resonance effect, which occurs at 5-7 Hz (Model 5), so that we observe a broad band (7-12 Hz), amplification of about 3 to 3.5.

Anyway, modelling more precisely the velocity gradient compels us to investigate also the effect of a thin low velocity layer, which we shall do now.

4. Effect of a thin low velocity surface layer

The models (: 7 and 8) have already been described. The choice of the layer velocity (350 m/s) and thickness (5 m), as shown on Figure 9, comes from a compromise between the very thin loess layer (1 or 2 m thick, with a velocity of 100 to 200 m/s) and the upper part of the velocity gradient curve.

Figure 13 shows that such a model predicts a low frequency maximum amplification of about 2 (Model 7) or 4 (Model 8) (which here too implies a combination of resonance and topographical effects), which, on the contrary of what was observed for models 1 through 6, is highly circimscribed to the very top of the ridge (where was actually settled the station R).

As to the peak frequency, it does not match the observed one (7-8 Hz) Model 7 (12-15 Hz). And on the other hand Model 8 predicts a larger amplification between 12 and 15 Hz, than between 7 and 9 Hz ; that does not agree with the observations. A better fit would imply either a lower surface velocity, or a thicker layer : but we could not model the former because of computational limitations, and the latter is rather unrealistic.

As summarized in Table I, none of these 8 models succeeds in predicting both the frequency band and the amplification value actually observed on R site. We think however that a theoretical model which could have handled all the complexities we invoked, might have provided quantitatively satisfactory results. And even if not, one must remember, as pointed out by Smith (1975), Castellani et al. (1982), and Bard (1982), that the theoretically predicted topographic effects are always significantly larger on SV waves than on SH waves. So we think that the different phenomena involved in models 3 through 8 might fill the gap between the past theoretical and experimental results.

IV. DISCUSSION

A. Generalities about the modelling of both effects

We basically succeeded in modelling the tunnel effect. This is probably because the basic phenomenon is a very simple one : destructive or constructive interferences between upgoing and downgoing waves ; another favorable feature, in the present case, is that the tunnels are of much smaller size than the surrounding topography, so that the topographical effect is thought to be negligible, because almost the same for all the sites inside the tunnel.

The surface velocity gradient does not indeed alter the physics of this interference effect, but it significantly modulates it, especially at shallow depths, by complicating the relation between the depth and the frequency of the corresponding spectral troughs, and inducing a significant near surface amplification pattern (here about 2 for frequencies about 10-12 Hz). This tunnel effect has been modelled with realistic physical assumptions as to the values of the surface and depth velocities. In general, the tunnel effect can therefore be successfully predicted with the existing computer models and an elementary knowledge of the seismic velocity, at least as long as the tunnel diameter is small enough to restrict the cavity induced scattering to high frequencies only (above 30 Hz).

On the other hand, we failed in modelling completely the ridge effect. We think nevertheless our results to be interesting, since we can offer quantitative evidence of what may explain the large discrepancy between past theoretical and experimental results. The pure topographical effect, as obtained for a homogeneous half-space, is to be superimposed with mainly two other kinds of phenomena.

At first, the presence either of weathering or of layering significantly enlarges the topographical effects, and, probably, weakens their sensitivity to the incoming wave incidence angle, azimuth and wave type.

In addition to these rather "rheological" considerations, the geometrical properties of the whole surrounding topography may play a significant role: here for instance, we had to deal with a noticeable multiplicity of the ridge shape, which could provide a plausible explanation for the 7-8 Hz narrow band amplification. In other sites, it might be a pronounced three-dimensionality which would still increase the above mentioned combined effects of topography, weathering and/or layering.

So, in order to predict the site amplification on a ridge site, one needs a detailed knowledge of both the seismic velocity as a function of depth, and the geometry of the ridge and of the neighboring topography. Also, improvements are necessary in our calculation capability to include all the above mentioned effects, plus, in certain cases, the three dimensionality of the surface topography. At present time, to our knowledge, only very sophiticated finite element methods could pretend to handle such complex models.

B. Some speculations about the tunnel effects

From both our observations and calculations, the maximum effects at rather shallow sites were a factor of 3 amplification or deamplification, with respect to a homogeneous half-space surface site. We anticipate that at deeper sites (for instance 100 m below the surface), deamplification up to a factor of 6 may be reached (which would occur, for the given example, around 5 Hz), making the realistic assumption that the medium's effective Q will increase with depth.

Still comparing two sites along a same tunnel, dynamical strain measurements would be affected by this tunnel effect: in other words, buried structures, such as tunnels, or pipelines, will experience significant differential motion during earthquakes. For instance, would the Garm tunnel be lined with concrete, and would there be an earthquake induced surface displacement of 1 cm at a 10 Hz frequency, there would exist a 10^{-4} strain between the surface and a 50 m deep site.

From another point of view, the tunnel effect will significantly distort seismic signals recorded on instruments settled at depth = the maximum amplitude of this distortion (that is the maximum spectral peak to trough ratio) may reach one order of magnitude. That can introduce a nonnegligible bias in the estimates of source parameters or of wave propagation properties in the source-to-receiver medium (for instance the source size from the corner frequency, or the frequency dependence of Q).

C. Some speculations about the ridge effect

Our observations showed an amplification on the ridge of as much as a factor or 8. While we expect that there are other sites in the Garm region with similarly large effects, we also know that there are sites on ridges exhibiting only much smaller amplification. We chose, here, the largest observed effects for the only purpose of comparison with theory.

Tucker et al. (1983) report on two other hard rock sites ("S" and "Y") which showed but small effects, which however is consistent with our theoretically inferred explanation of the large amplification at site R for mainly 3 reasons.

The S and Y ridges had larger sizes than that one in Chusal valley, so that the surface weathering would be less effective in trapping energy inside the ridge.

The S and Y stations were located on the side of the ridges, (as opposed to R which was on the top), and all theoretical and experimental results agree in showing that the amplification is maximum on mountain top.

And finally, there were no nearby parallel ridges, so that the multiplicity effect was absent.

APPENDIX : WAVE FIELD IN INHOMOGEOUS MEDIA

1. SH CASE (Ewing - Jardetsky - Press, 1957)

The SH wave equation in inhomogeneous media may be written :

(1) $\rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \mu \Delta v + \frac{\partial \mu}{\partial z} \cdot \frac{\partial v}{\partial z}$ when $\mu = \mu(z)$

(v = displacement, μ = rigidity, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$)

Taking $v = \frac{V}{\sqrt{\mu}}$, (1) becomes :

(2) $\rho \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = \mu \left[\Delta V + \left(\left(\frac{\mu'}{2\mu}\right)^2 - \frac{\mu''}{2\mu} \right) V \right]$

with $\mu' = \frac{d\mu}{dz}$ and $\mu'' = \frac{d^2\mu}{dz^2}$

Then, taking $V(x,z,t) = Z(z) . e^{i(\omega t - kx)}$, and setting $\beta^2 = \frac{\mu}{\rho}$:

(3) $\frac{d^2Z}{dz^2} + \left[\frac{\omega^2}{\beta^2} - k^2 + \frac{\mu'^2}{4\mu^2} - \frac{\mu''}{2\mu} \right] Z = 0$

For a linear velocity gradient with constant density, we have

$$\mu = \mu_0 (1 + \varepsilon z)^2 \quad ; \quad \rho = \rho_0 \quad ; \quad \beta = \beta_0 (1 + \varepsilon z)$$

(3) becomes :

(4) $\frac{d^2Z}{dz^2} + \left[\frac{\omega^2}{\beta_0^2 (1+\varepsilon z)^2} - k^2 \right] Z = 0$

If $k = 0$, we have :

(5) $Z = A (1 + \varepsilon z)^{r_1} + B (1 + \varepsilon z)^{r_2}$

with : $r_1 = 0.5 + (0.25 - \omega^2 / (\beta_0^2 \varepsilon^2))^{1/2}$

$r_2 = 0.5 - (0.25 - \frac{\omega^2}{\beta_0^2 \varepsilon^2})^{1/2}$

If $k \neq 0$, setting $\xi = \frac{2k}{\varepsilon}(1 + \varepsilon z)$, (4) becomes :

(6) $\frac{d^2Z}{d\xi^2} + \left[\frac{\omega^2}{\beta_0^2 \varepsilon^2} \cdot \frac{1}{\xi^2} - \frac{1}{4} \right] Z = 0$

This is to be compared to the general Whittaker differential equation :

(7) $\frac{d^2 M_{l,m}}{d\zeta^2} + \left[\frac{\frac{1}{4} - m^2}{\zeta^2} + \frac{1}{\zeta} - \frac{1}{4} \right] M_{l,m} = 0$

(Abramowitz and Stegun, 1964; p. 506)

So, we may write :

(8) $Z(\xi) = A M_{o,m}(\xi) + B M_{o,-m}(\xi)$

with $m^2 = 0.25 - \frac{\omega^2}{\beta_0^2 \varepsilon^2}$

The basic functions are computed using the Kummer's second formula (Whittaker and Watson, 1952, p. 338).

(9) $M_{o,m}(\xi) = \xi^{m+\frac{1}{2}} \left\{ 1 + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\xi^{2p}}{2^{4p} \cdot p! \, (m+1)(m+2)\ldots(m+p)} \right\}$

And the displacement field $v(x,z,\omega)$ is obtained :

$$v(x,z,\omega) = e^{i(\omega t - kx)} \cdot \frac{\bar{Z}(z)}{\sqrt{\mu_0}\,(1+\varepsilon z)}$$

2. P and SV CASES (Hook, 1962)

Following Hook (1962) and generalizing the classical Helmholtz decomposition, let us take the total displacement field, $\vec{u}$, as the combination of two partial fields, $\vec{u}_1$ and $\vec{u}_2$, defined by :

(10) $\begin{cases} f_1 \ \vec{u}_1 = \vec{\nabla} (f_1 \ \Phi_1) \\ f_2 \ \vec{u}_2 = \vec{\nabla} (f_2 \ \vec{j} \ \Phi_2) \end{cases}$

where the Φ_i are scalar functions of x, z, and ω, and the f_i are functions of z only.

The total field $\vec{u} = \vec{u}_1 + \vec{u}_2$ must satisfy the wave equation, which leads, in the general case, to a couple of differential equations involving both Φ_1 and Φ_2.

Nevertheless, as shown by Hook (1962) these equations are separable in some particular cases. One of them corresponds to a constant Poisson ratio ν ($\frac{d\nu}{dz} = 0$) and a linear velocity gradient :

(11) $\begin{cases} \mu = \mu_0 (1 + \varepsilon z)^a \\ \rho = \rho_0 (1 + \varepsilon z)^{a-2} \end{cases}$ and $a = \frac{1}{\nu} - 2$

In such a case, taking f_1 and f_2 as following :

(12) $\begin{cases} f_1 = (1 + \varepsilon z)^{-2} \\ f_2 = (1 + \varepsilon z)^a \end{cases}$

the Φ_i potentials satisfy the following seperate equations :

$L_i (\Phi_i) = o$ with

(13) $L_i = \Delta + \frac{(a-2)\varepsilon}{1+\varepsilon z} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{(2-a)\varepsilon}{(1+\varepsilon z)^2} - \frac{1}{c_{io}^2 (1+\varepsilon z)^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$

and $c_{1o} = \sqrt{\frac{\lambda_0 + 2\mu_0}{\rho_0}}$ $\qquad c_{2o} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0}}$

Then, setting :

(14) $\begin{cases} \zeta = 1 + \varepsilon z \\ \Phi_i (x,z,\omega) = \psi_i (\zeta) \ e^{i(\omega t - kx)} \\ \psi_i (\zeta) = \zeta^{1 - \frac{a}{2}} \cdot Z_i (\zeta) \end{cases}$

(13) becomes :

$$\frac{d\,Z_i}{d\,\zeta^2} + \left[\left(\frac{a(2-a)}{4} + \frac{\omega^2}{c_{t_0}^2 \epsilon^2} \right) \frac{1}{\zeta^2} - \frac{k^2}{\epsilon^2} \right] Z_i = 0$$

Which is similar to the SH equation (4), and may therefore be solved in a similar way.

Therefore, $\vec{u}_1$ and $\vec{u}_2$, corresponding, respectively, to P and SV waves, may be computed using (9), (14), (12) and (10).

TABLE I : Ridge effect : Summary of the comparison between the observations and the predictions. The peak frequency, peak amplitude and bandwidth are measured on the spectral ratios R/T for site 1 ; the bandwidth is defined as the frequency band around the peak frequency for which the amplification A(f) is greater than $(A(f_o) + 1 / 2)$.

$$\left[\text{that is } A(f) - 1 \geq \frac{A(f_o) - 1}{2} \right]$$

	Peak Frequency f_o (Hz)	Peak Amplitude $A(f_o)$	Band-width (Hz)
OBSERVATIONS	7-8	5-10	6-10
MODEL 1	3.5	1.27	2-7
2	4	1.35	2-8
3	9	1.65	7-10
4	9	1.65	7-10
5	7	2.6	5-19
6	9-10	4.0	7-12
7	15	3.7	11-16
8	9	4.5	7.5-9.5

FIGURE CAPTIONS

Figure 1. (top) Experiments were performed in the Garm tunnels, which are drilled northward into the granitic Tien-Shan mountains in the Garm region of the USSR. Sites 1 and 2 were in the eastern tunnel at depths of 12 and 85 m, respectively. Sites 3 and 4 were in the western tunnel at depths of 20 and 28 m respectively.

(bottom) Shown here are the ratios of the smoothed Fourier amplitude spectra of recordings made at sites 2, 3 and 4 relative to spectra at site 1, for three components of motion for events 2 and 3 of Tucker et al. (1983). Spectral ratios are for the first eight seconds (event 2) or 16 seconds (event 3) of the S-wave. These figures, representative of all recordings, have the following features for all three components :
(1) a trough in the site 4/site 1 ratios at about 11 Hz ; (2) broad troughs in the 2/1 and 3/1 ratios at about 15 Hz ; (3) peaks in all ratios between 25 and 35 Hz, with the 2/1 and 3/1 ratios always greater than the 4/1 ratio.

Figure 2. Geometrical modelling of the tunnel effect

A. Effect of surface weathering :
The medium is modelled as an inhomogeneous surface layer having a constant velocity gradient, thus characterized by its surface S velocity β_o, its thickness h and its velocity at depth h, β_h,overlying a homogeneous half-space having the same S wave velocity (β_h). The density is taken the same everywhere, whatever the velocity ; the quality factor has a constant value Q between z = 0 and z = h, and is equal to 100 below.
The incident S seismic signals are modelled as incident plane SH (anti-plane) or SV (in-plane) waves, with an incidence angle θ.
The four tunnel sites 1, 2, 3, and 4 are assimilated to four points alined along an axis $\vec{d}$ making an angle i with the horizontal free surface ; their distance along this $\vec{d}$ axis are respectively d_1 = 12 m, d_2 = 20 m, d_3 = 28 m, d_4 = 85 m ; they may also be repaired by their depth $z_j = d_j \sin(i)$
The displacements are computed along the three directions u, v, and w which correspond, respectively, to the observed NS, EW and Z components.

B. Effect of surface topography :
The medium is modelled as a homogeneous half-space having an irregular free surface, here a sine-shaped mountain, 300 m high and 1 km wide.
The incoming seismic signals are obliquely, or vertically incident SH waves.
The four tunnel sites are assimilated to the three series of four points numbered 1, 2, 3 and 4, horizontally alined at respective heights of 150 m, 100 m and 50 m. The horizontal distance between these points and the free surface are the same as the distances d_j in model A.

Figure 3. Influence of the velocity model, and of the depth or angle i, on the response spectra at depth.
The curves represent, on a semi-log scale, the response spectra obtained between 0 and 32 Hz with five different velocity models detailed on bottom right (h is in meters, and β_o, β_h are in kilometers per second).
The incoming waves are vertically incident SH waves, and the quality factor inside the weathered layer, Q, is here equal to 20.
The left column stands for a surface site (z = 0) and three points around z_1 = 6 m (which gives d_1 = 12 m if i = 30°), that is for site 1.
The medium column stands for four points ranging from z = 8.5 m to z = 16 m, that is for sites 2 and 3.
The right column stands for three points ranging from z = 36 m to z = 48 m, that is for site 4.
These ±15 % variations for z correspond to an uncertainty of ±5° in estimating the surface slope i.

Figure 4. Influence of the incidence angle (left) and of the attenuation (right) on response spectra and spectral ratios.
The model is the "best fitting" model of Figure 3, that is : h = 38 m, β_o = 0.35 km/s, β_h = 2.8 km/s. The angle i is taken equal to 30°, and the incoming waves are anti-plane SH waves.
The left column illustrates the response spectra obtained at the four sites 1, 2, 3 and 4 for five values of the incidence angle.
The medium column also illustrates the influence of the incidence angle, but here on the spectral ratios ; the reference site is site 1.
Finally the right column represents the influence, on the spectral ratios, of the quality factor inside the weathered layer.

Figure 5. Response spectra and spectral ratios obtained for incident SV (in-plane) waves of variable incidence.
The model, as illustrated on bottom right, is the "best fitting" SH model, with a quality factor Q = 5 ; i = 30°.
The two left columns represent the response spectra and the spectral ratios (with respect to site 1) for the "rotated" vertical component w, while the two right column stand for the "rotated" horizontal component u (NS)
See text for further comments.

Figure 6. Predicted spectral ratios for S waves coming from an azimuth of 45° and having different incidence angles (0 to 60°).
Each of the three columns stands for one particular component, respectively Z, NS and EW from left to right. The three bottom plots represent the response spectra at the reference site, 1.
As indicated at right, and detailed in text, we have assumed an amplitude twice larger for the incoming SH wave than for the incoming SV wave (see Campillo and Bouchon, 1983).

Figure 7. Influence of the surface topography on the depth effect.
For each of the three "tunnels" of Figure 2B (the left column corresponding to the "highest" one, H_t = 150 m), we show the computed spectral ratios obtained for three incidence angles (θ= -30°, 0°, 30°) at each of the three points 2, 3 and 4, and (bottom) the corresponding response spectra at the reference site 1.
The frequency unit is 1 Hz ; the quality factor inside the mountain is Q = 20, and the incoming waves are SH (anti-plane) waves.

Figure 8. Chusal Valley. A view of Chusal Valley looking south-southeast from the Tien-Shan mountains. The locations of the ridge (R) site and the tunnel (T) opening are indicated. T and R are separeted by about 500 m. Note the parallel, similar ridges in the right of the figure. These ridges are aligned approximately northwest-souheast.

Figure 9. Ridge/tunnel ratios for Afghan and local events. Fourier amplitude ratios for the first eight seconds of the S-waves of (left column)three Afghanistan events and (right column) three local events recorded at the ridge (R) and tunnel (T) sites of Chusal. The event numbers refer to a table in Tucker et al. (1983).

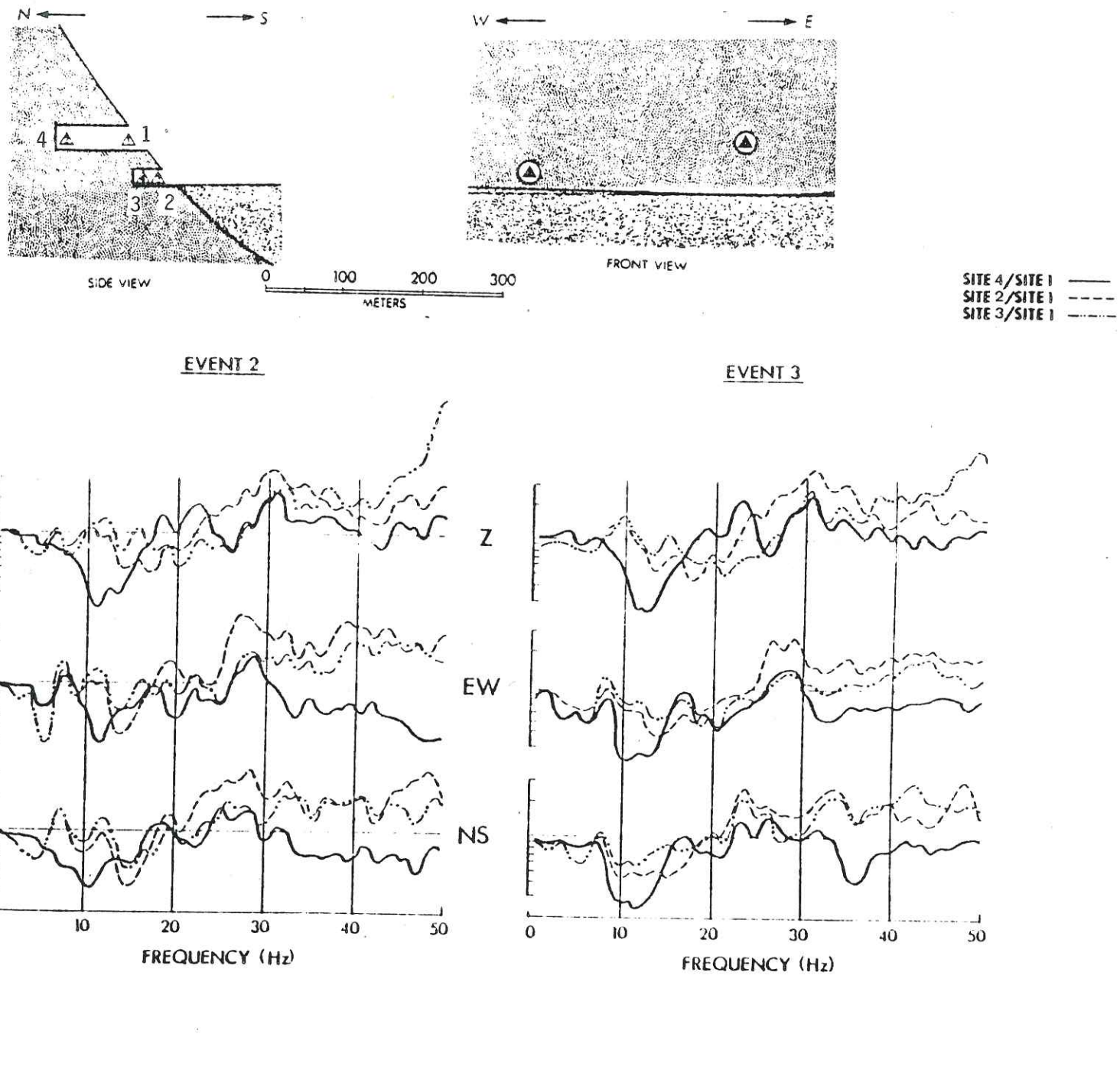
Figure 10. Geometrical modelling of the "ridge effect".
This Figure displays the geometrical shape of the surface and subsurface topographies put forward to explain the observed ridge effect.
Models 1, 2, 5 and 7 correspond to an isolated topographic feature, while models 3, 4, 6 and 8 are periodic, which corresponds to the observed ridge multiplicity (see Figure 8). Models 1 through 4 involve a pure topographic effect, while models 5 through 8 combine topography and layering effects.
Also shown at right are the corresponding velocity models (continuous line), together with the velocity curve inferred in the previous section for the surface weathering (dotted line). Distances are expressed in meters, and velocities in meters per second.
The ground motion is evaluated for vertically incident SH waves at each of the three sites on ridge top, numbered 1, 2 and 3, and 5 m apart from each other.

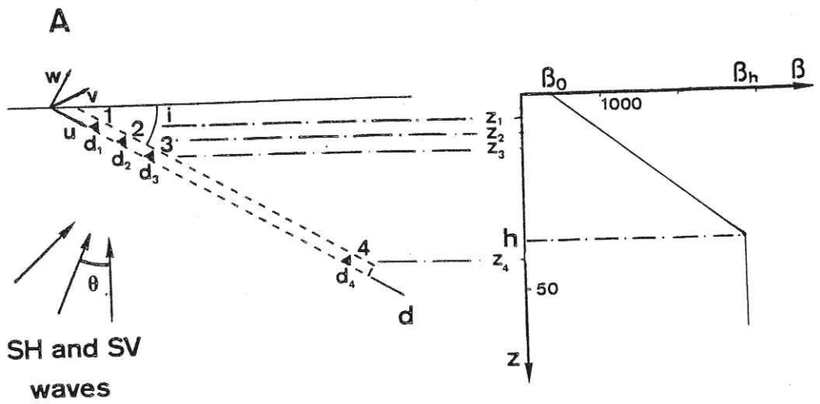
Figure 11. Response spectra and spectral ratios at sites 1, 2 and 3 for models 1 through 4 (see Figure 10).
The reference site has been modelled as a point located at 7.5 m depth inside the "best fitting" model of previous section (β_o = 350 m/s ; h = 38 m ; β_h = 2800 m/s ; Q = 2.5).
The frequency range studied here is 0-20 Hz.

Figure 12. The same as Figure 11, for models 5 and 6.

Figure 13. The same as Figure 11, for models 7 and 8.

Figure 1





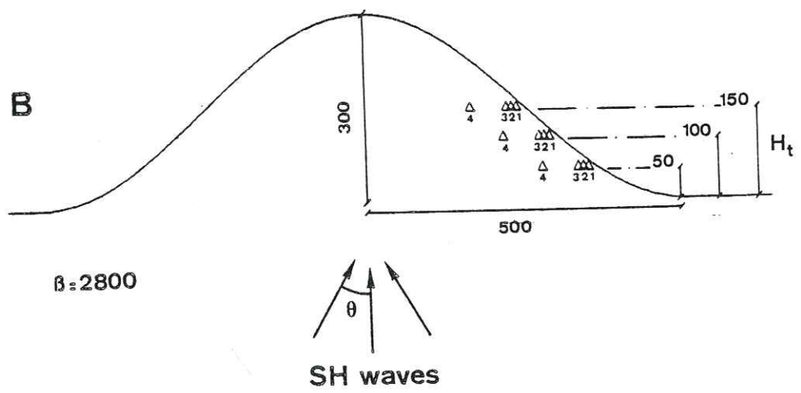


Figure 2

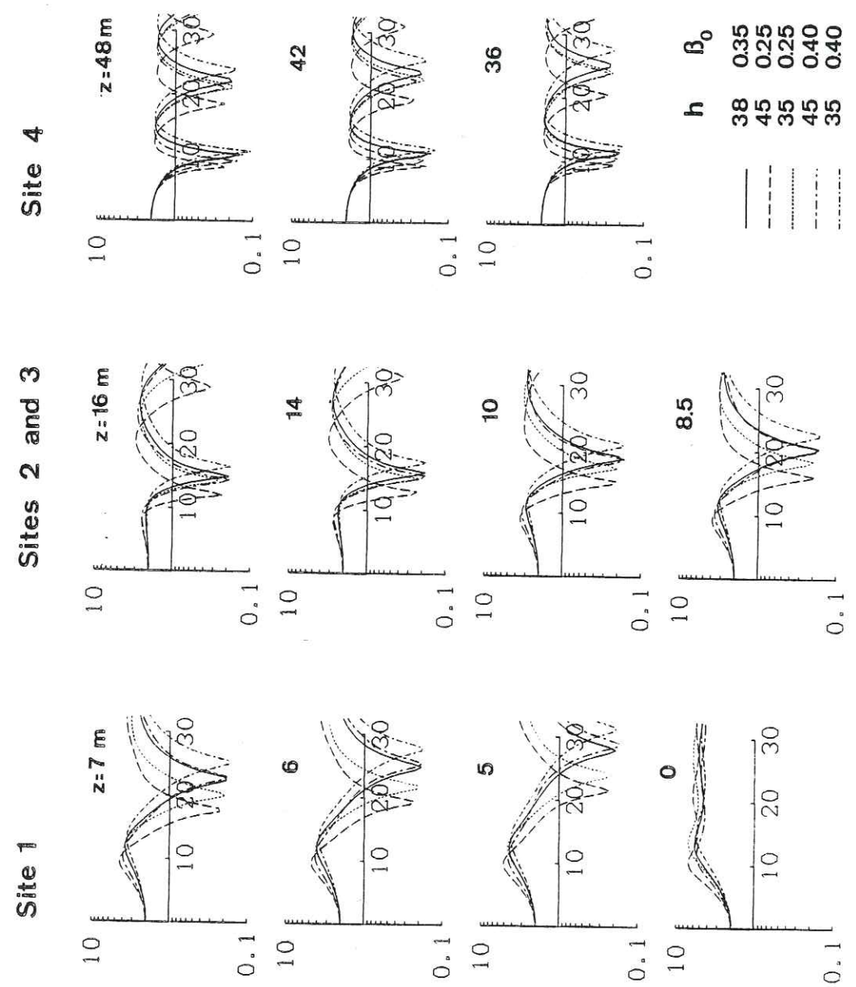


Figure 3

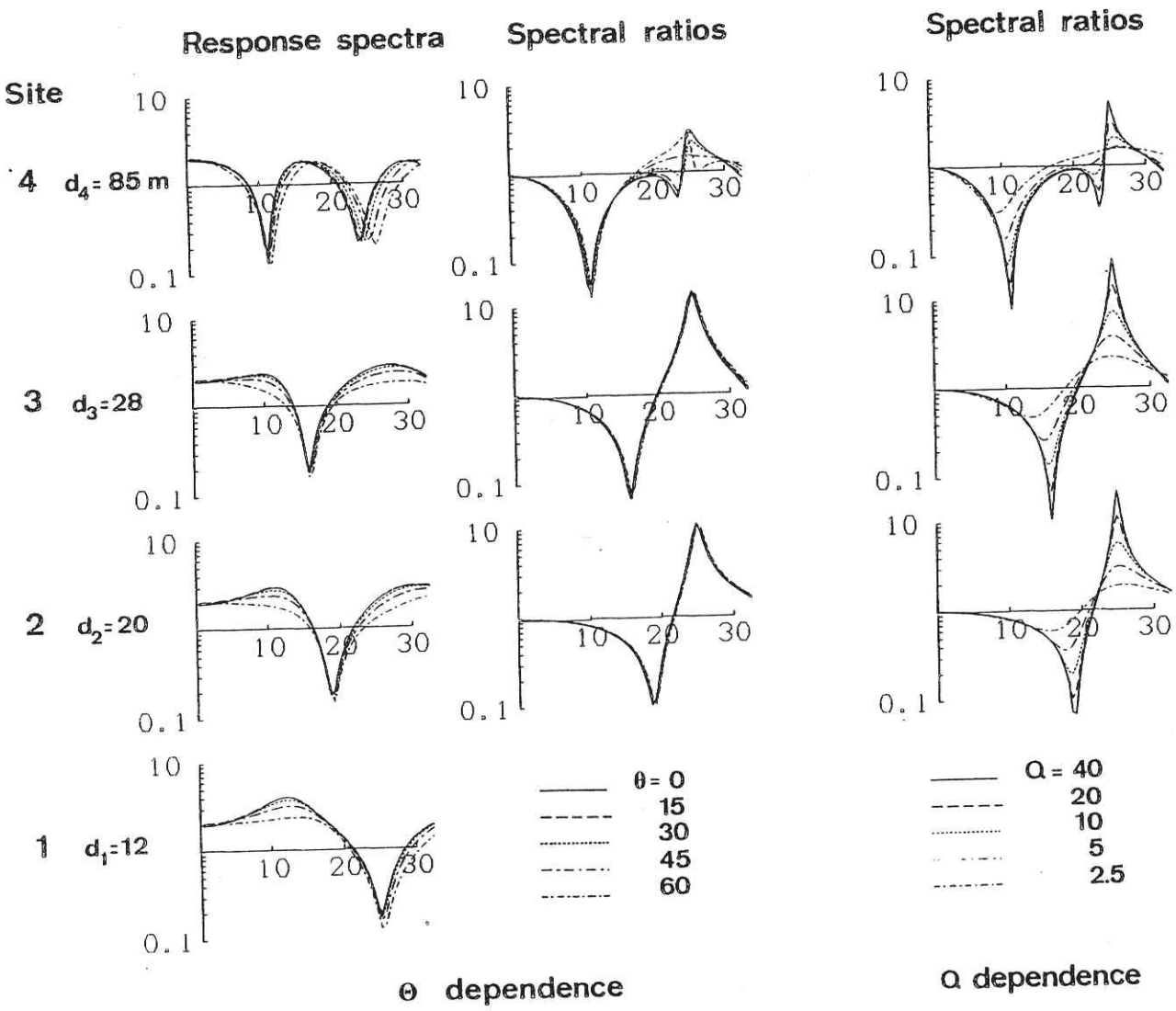


Figure 4

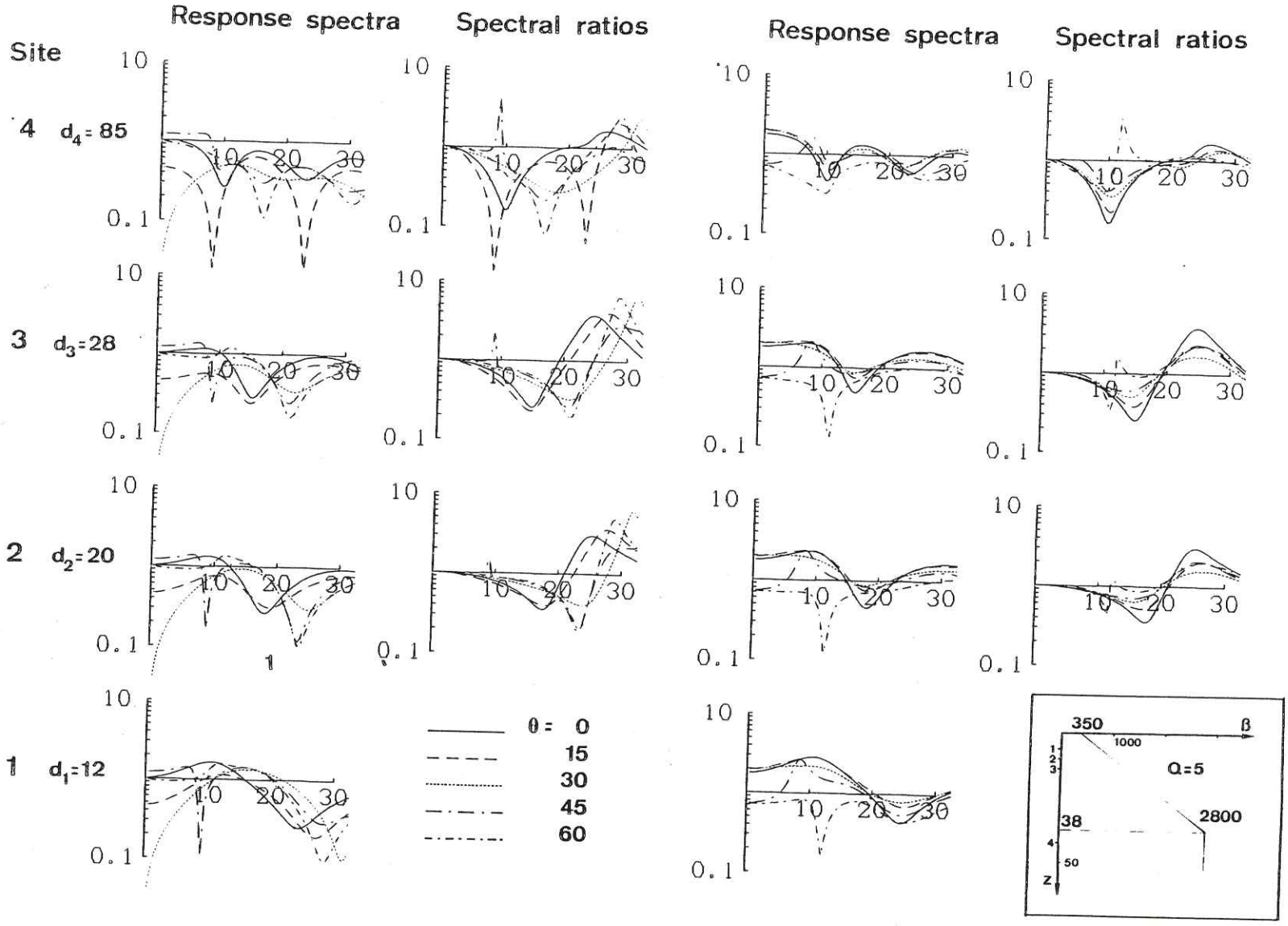


Figure 5

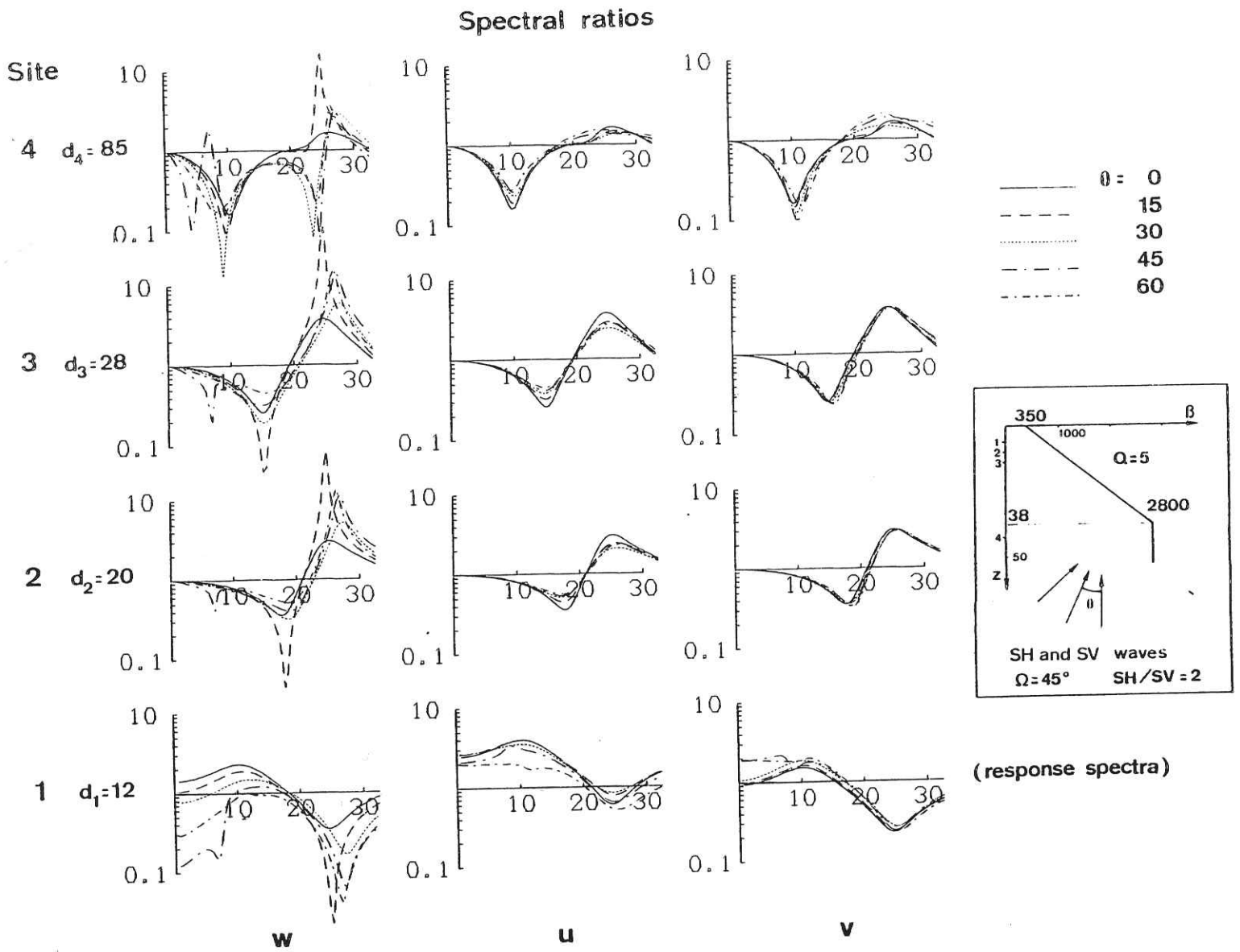


Figure 6

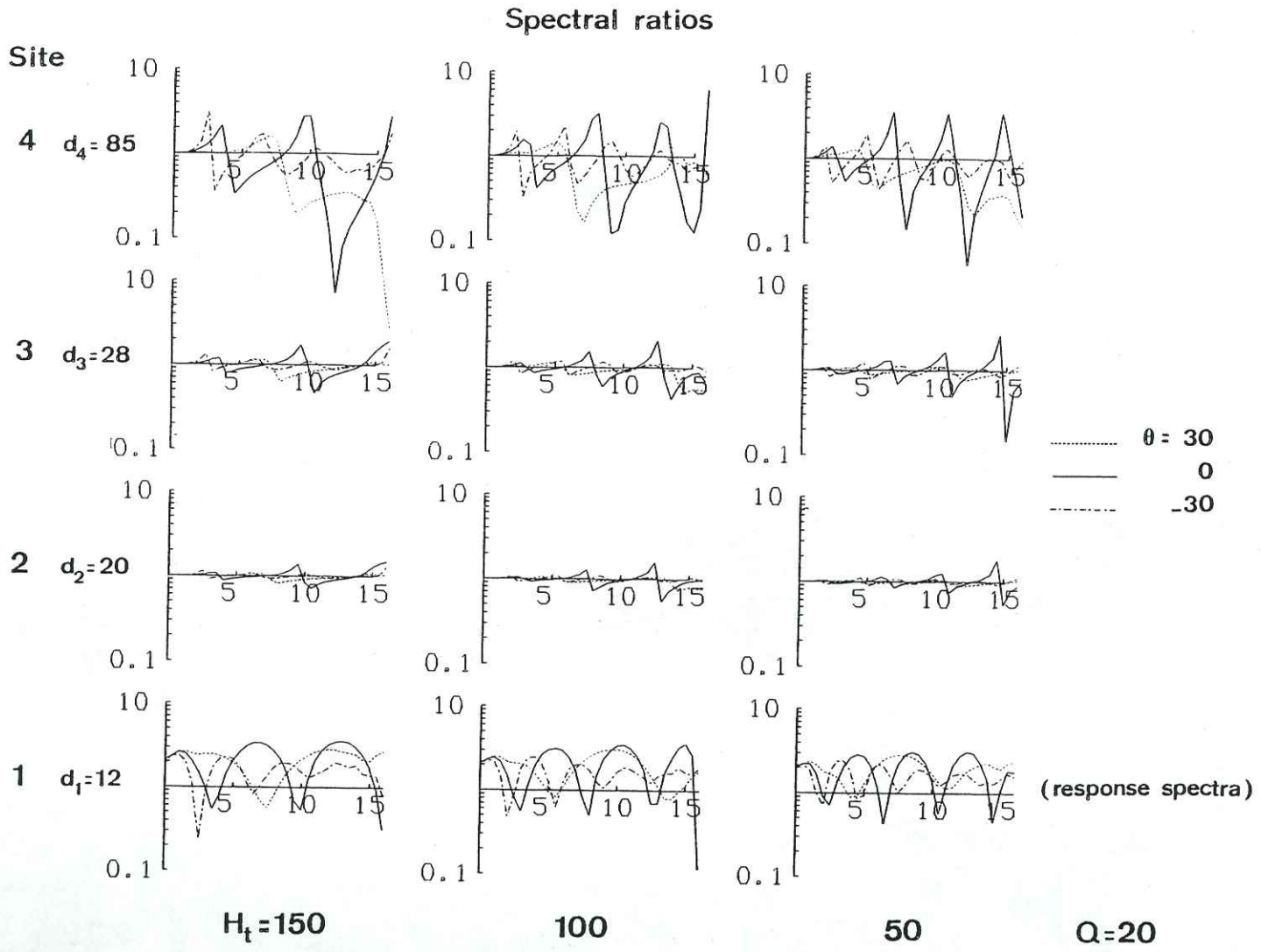


Figure 7

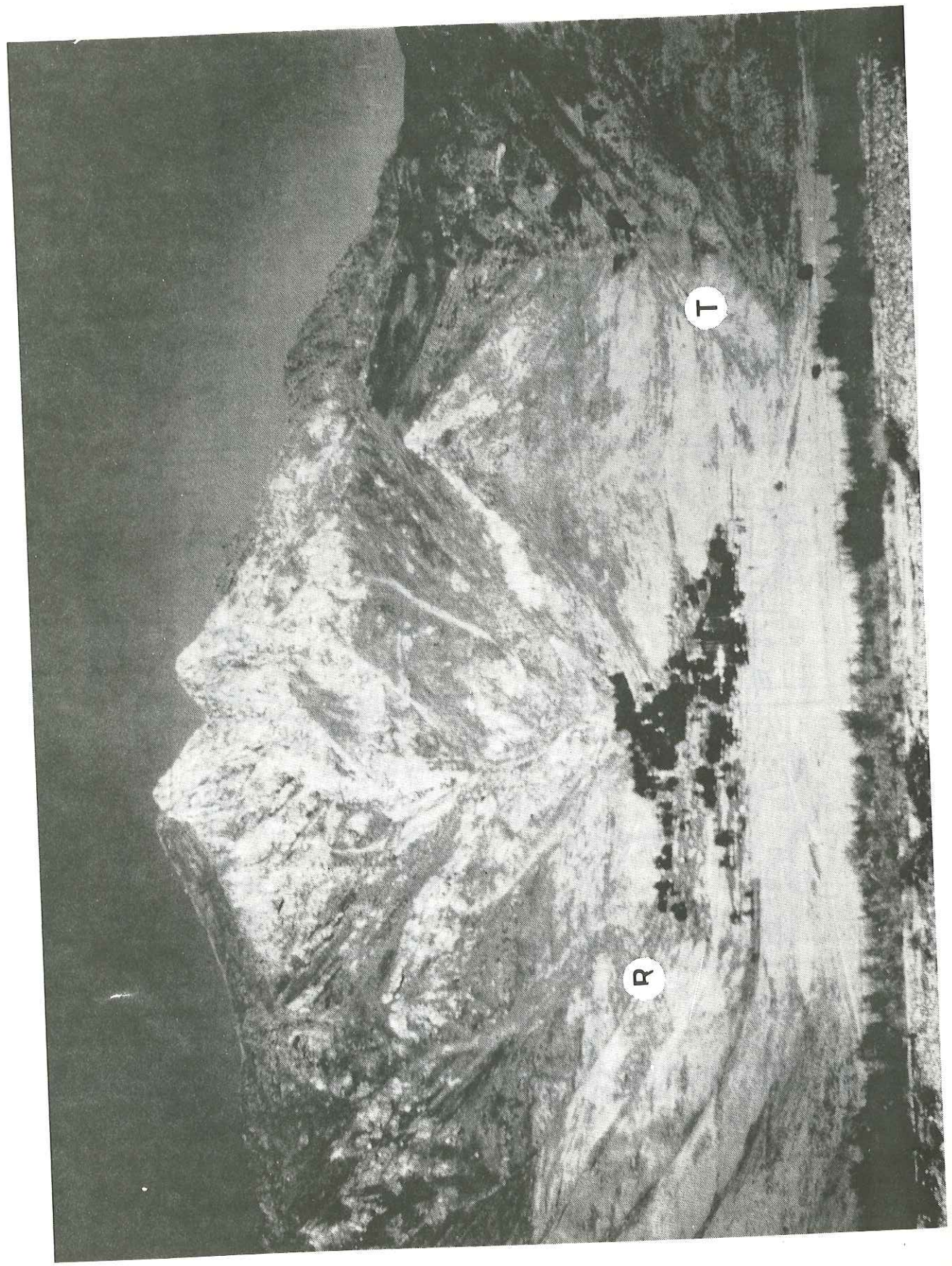


Figure 8

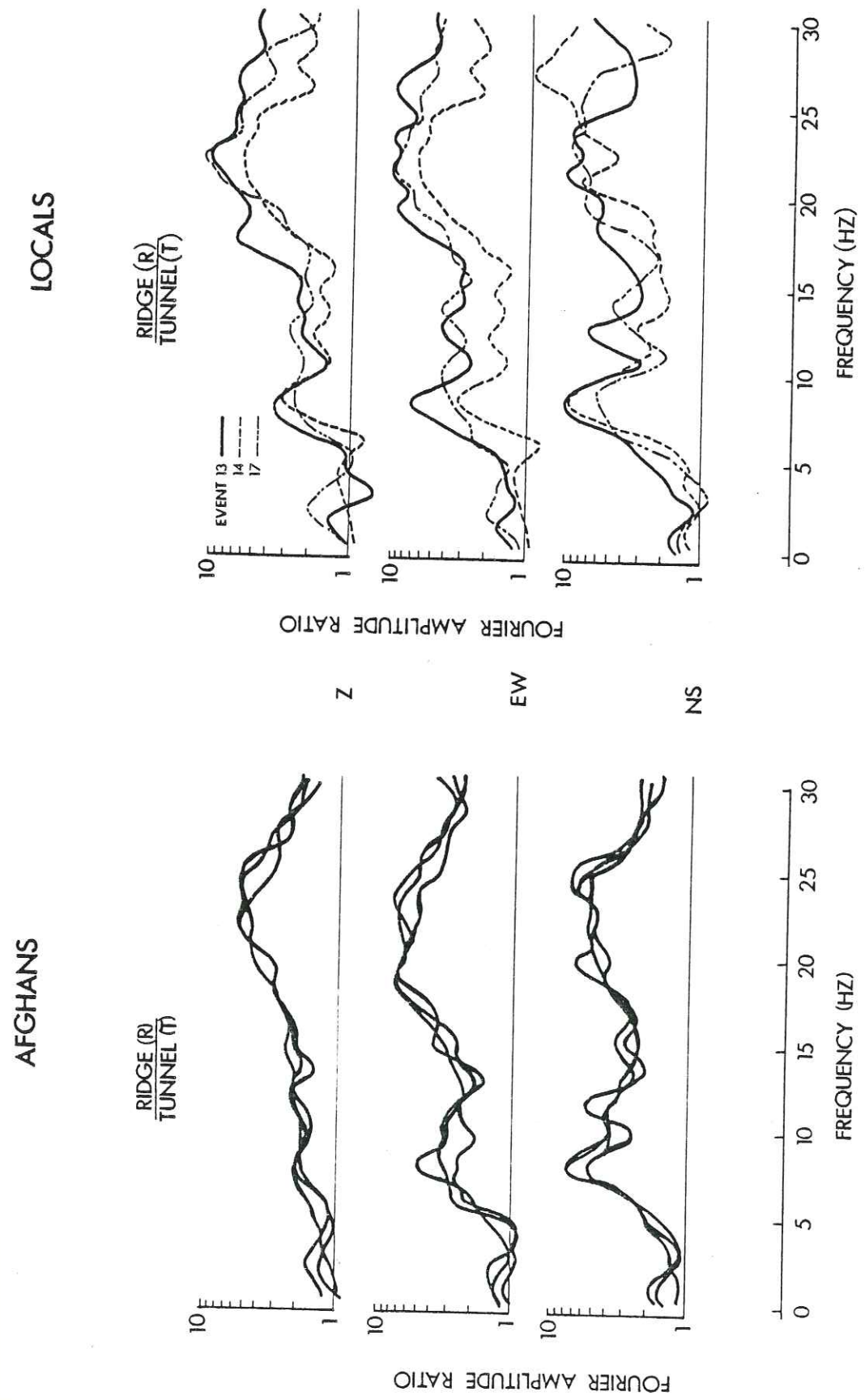


Figure 9

Ridge models

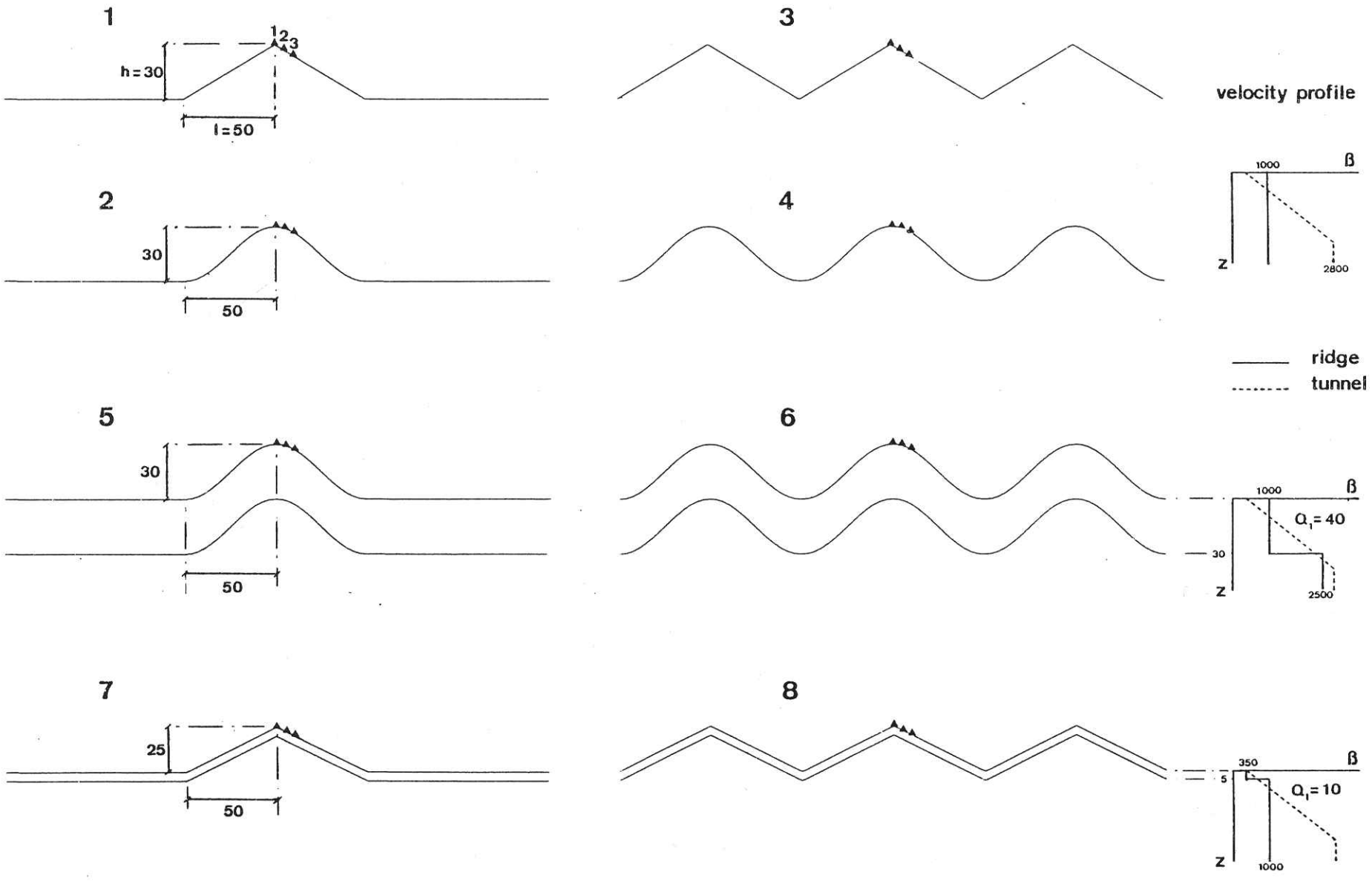


Figure 10

Response spectra

Spectral ratios R/T

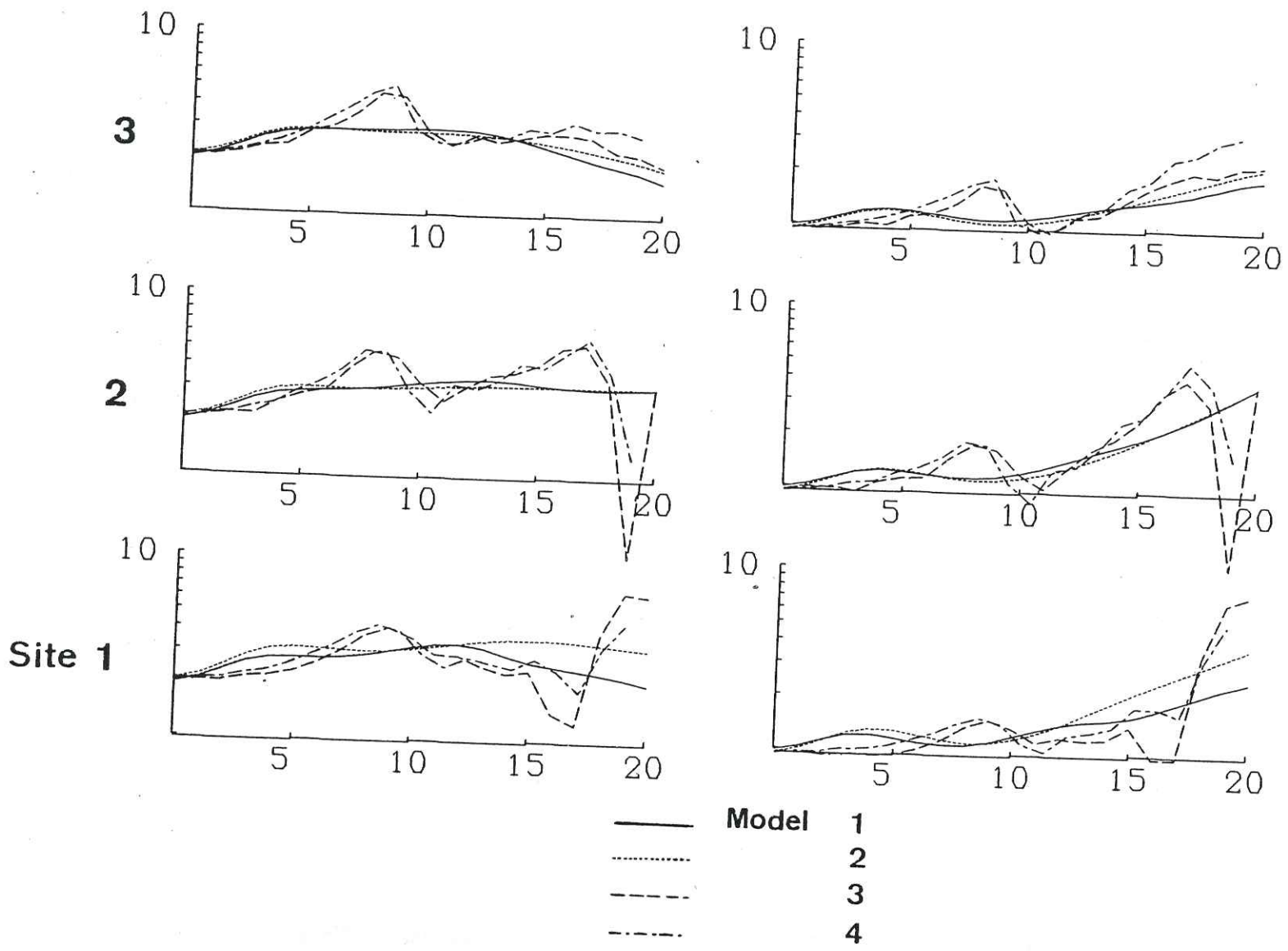


Figure 11

Figure 12

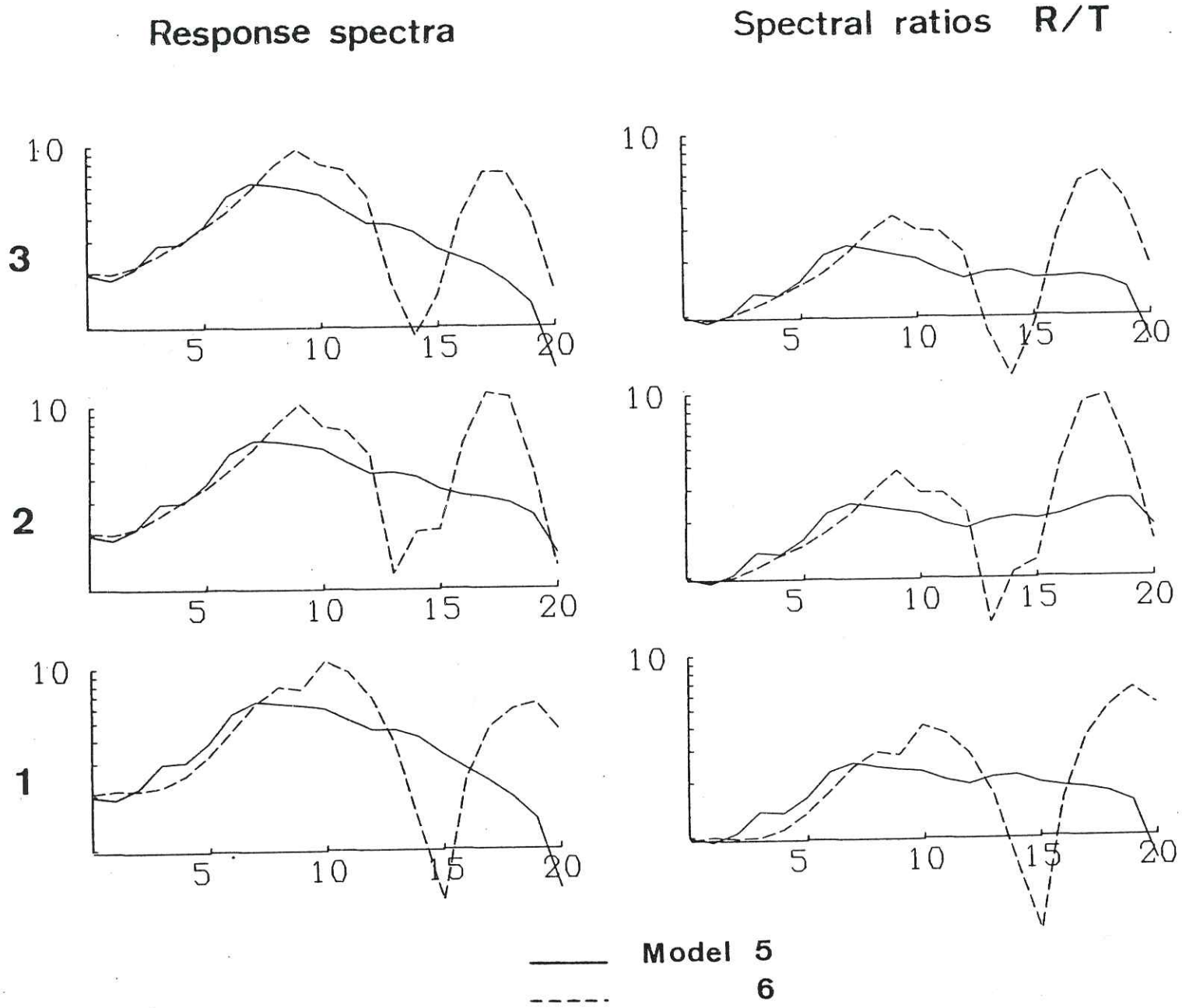
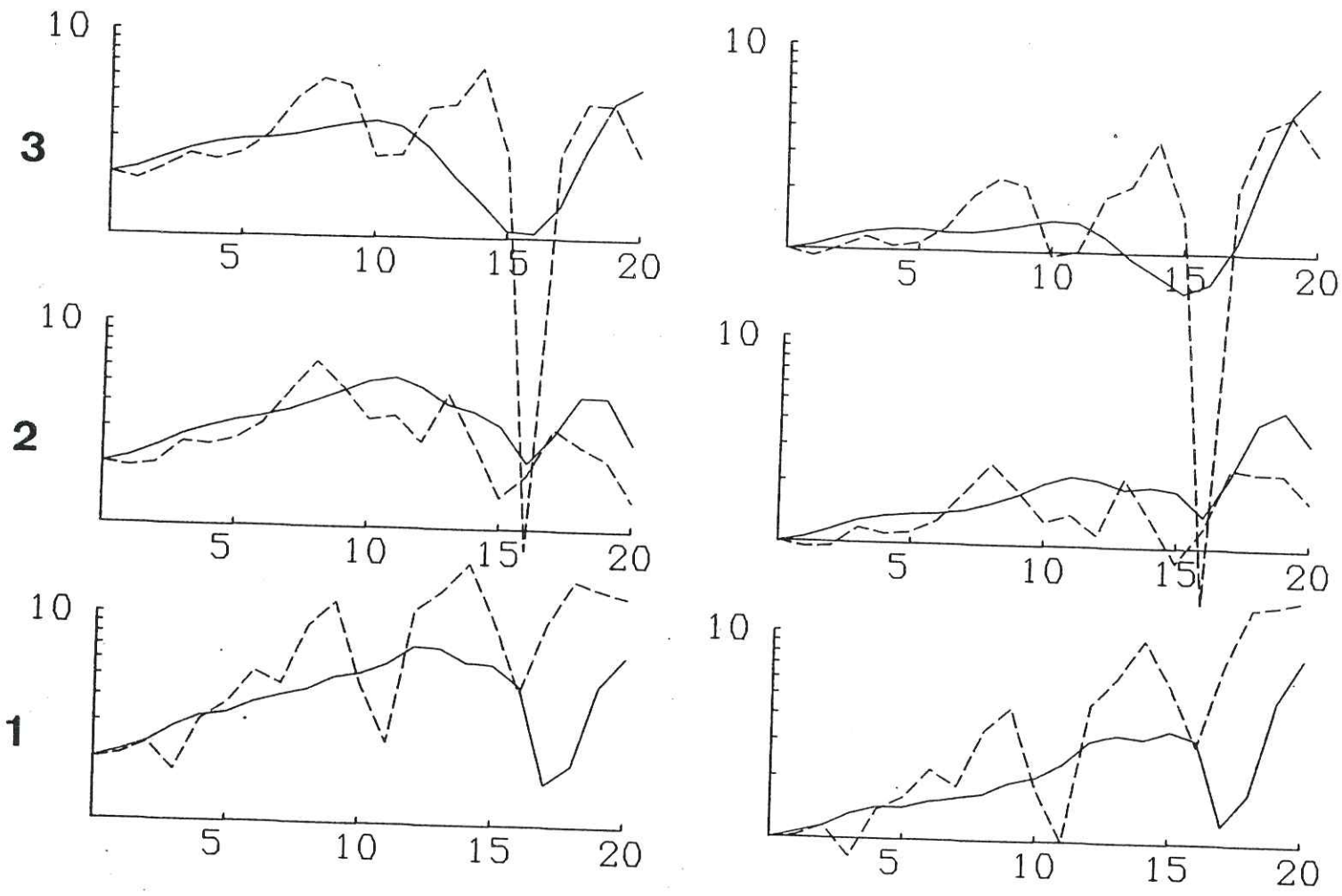


Figure 13



A N N E X E F

RESPONSE OF SEDIMENT-FILLED VALLEYS : COMPARING THEORY WITH OBSERVATIONS

Dans la BSS.A

Pierre-Yves BARD and Brian E. TUCKER

May 1983 1988

I. INTRODUCTION

The seismic response of sedimentary soft soil deposits has been extensively studied during the past two or three decades, mainly because of its critical engineering importance. It now appears that the numerous experimental data obtained in such soils (damage patterns and seismological records) may be explained as resulting from two sometimes competing phenomena. The first deals with the rheology of the soils and especially the complexity of their dynamical behavior, while the second is connected whith the geometrical and geological structure of the ground, that is, the way in which media having different rheologies or simply different rheological parameters are put together in reality.

Although we are convinced of the importance of the dynamical rheological effects, especially in the high strain domain, in this paper we shall focus our attention on the latter problems, and, for purposes of simplicity, we will consider only linear viscoelastic isotropic media, which as we discuss below is not completely unrealistic.

A lot of experimental work has been achieved in order to investigate the effect of the geometry of the sedimentary layers, especially for sediment-filled valleys (Gutenberg, 1957 ; Poceski, 1969 ; Hudson, 1972 ; Espinosa and Algermissen, 1973 ; Tucker and King, 1983). Nervertheless, whatever may be the results of these observations, experimental work is always faced with the same shortcomings : it often provides only a poor view of the "deep" physical basis underlying the observed data, and as a consequence, cannot be generalized to other sites (unless they are numerous enough to give significance to a statistical analysis, which is not the present case). So, they must be tested against theoretical works. However, these experimental data, especially the most recent, do show an actual connection between the geology and geometry of a given area and its seismic response. As shown in King and Tucker (1983), these observations cannot be explained by the widely used one-demensional (1D) plane payer models and the associated vertical resonance pattern, which nevertheless have succeeded in explaining numerous other observations. Such a failure comes from the outstanding limitation of the 1D modelling, that is its "spatial limitation" : it generally takes into account only the near-surface part of the ground column under the site, and it completely ignores the links and interactions that may exist between near sites.

A lot of theoretical methods have been developed during the last decade, which may account for 2D structures (for a complete review see Sanchez-Sesma et al., 1981 or Bard, 1982).

The mathematical reliability of all these techniques has been carefully tested, but their results have rarely been compared with the experimental data ; as these models, except the finite element one, can generally afford only simple geometrical structures (for instance, semi-elliptical valleys for Wong and Trifunac, 1974) involving homogeneous isotropic linear elastic media, the question of their ability to predict actual ground motion has not yet been answered, and that is why these 2D approaches have thus far received only very limited interest in the earthquake engineering community.

The present paper is an attempt to fill the gap between the theoretical and experimental approaches, for a particular kind of geological structure, by comparing their respective results for a well-known sediment-filled valley. By this means, we shall be able to find a reliable physical basis for the observed phenomena, which provide solid grounds for the actual prediction of similar effects in other sediment-filled valleys.

This study is divided into three main parts. In the first one, we present a detailed and successful comparison of the experimental data obtained in the well-known Chusal valley (Tadjikistan, U.S.S.R.) and already presented by King ant Tucker (1983), with the predictions of 2D and 1D models, in both the time and frequency domains : then, on the basis of this successful matching and of other previous theoretical results, we propose a physical interpretation consistent whith experimental data, of what actually occurs in sediment-filled valleys.

The second part is devoted to a short parametric study, showing the sensitivity of the theoretically predicted response to the incident wave field characteristics or to the valley's rheological and geometrical properties, in order to point out the relevant parameters needed to achieve a reliable prediction of the seismic response of any sediment-filled valley.

Finally, we present the comparison of the predicted and observed responses for two valleys whose subsurface geology and geometry are poorly known,

thus providing a basis for the discussion of the ability of theoretical models to predict the main features of the seismic behavior of sediment-filled valleys.

II. TEST OF THE THEORY : MATCHING THE OBSERVED RESPONSE OF A WELL-KNOWN VALLEY

A. Observations

We have chosen for this confrontation the results obtained in the Chusal valley (Tadjikistan, U.S.S.R.) (Figure 1) by King and Tucker (1983)(paper I). A detailed descriotion of the instrumentation and the background geology of the region may be found in the same paper. Figure 2 presents the results of a geophysical survey of this valley, as reported by Sedova (1962), showing both the sediment thickness contours and the variation of sediment velocities with depth.

The main experiments involved either a series of 12 one-component (NS) digital seismographs (sites 1 through 12), or a series of 4 three-component (Z, EW, NS) seismographs (sites 2, 5, 8, 11) settled perpendicularly tothe axis of the valley, over very different thicknesses of sediments. In both cases, the reference records were given by a seismograph located 15 m inside a tunnel on the east edge of the valley. A wide set of local and distant (Afghanistan) earthquakes were recorded on these two networks ; the digital seismograms were analyzed with the spectral techniques detailed in I, and the valley sites were compared with the tunnel site by means of spectral ratios.

The results presented in Figure 3a for one particular event are in fact typical of the valley response to incident S waves, since, as discussed in I, all the recorded earthquakes provided the same spectral ratios (within a factor of less than 50 %).

Before interpreting these observed spectral ratios, one must bear in mind that each of them includes both the respective valley site effect and the tunnel site effect. This latter one, detailed in Tucker et al. (1983) and successfully modelled in Bard and Tucker (1983), appears to be basically related to the surface velocity gradient due to rock weathering. Its main features are an amplification of about 2 over the frequency band 8-13 Hz, and a deamplification of about 2 or 3 between 15 and 25 Hz.

However, the spectral ratios shown in Figure 3a for the four sites 2, 5, 8 and 11 exhibit the following main features :

. At rather low frequencies (below 10 Hz), we observe a resonant peak at the same frequency (approximately 3 Hz), whatever the location inside the valley (middle or edge) ; such a feature cannot be modelled by the 1D models (SHAKE, see I). Moreover, the amplitude of this resonant peak regularly decreases from the center of the valley (5-6) to the valley edge, where it vanishes ; this feature cannot be predicted by the 2D modelling through a semi-cylindrical valley (I).

This low-frequency behavior is basically the same for the three components, but the resonant frequency is maximum for the vertical component (just below 4-5 Hz), and minimum on the N-S component (2.5-3 Hz).

. At higher frequencies, we observe a broad band (15-25 Hz) very large amplification (up to 20), for all the valley sites and all the components. This might be due only to a strong deamplification in the tunnel site, but, as discussed in Tucker et al. (1983), King and Tucker (1983) and Bard and Tucker (1983), we are grounded to believe that this latter tunnel effect does not exceed a factor of 3. So, we are left with a valley amplification of 6 to 7, site independant.

B. Theoretical results

1. Theory

In order to compare some theoretical results with the observed spectral ratio, we had to model both the valley effects and the tunnel effects, which was not possible with our presently available computer routines. We have thus modelled each of them separately.

For the valley, we have used the Aki-Larner method, which has already proved reliable, as discussed in Bard and Bouchon (1980 a,b).

For the tunnel, we have shown in a previous paper (Bard and Tucker, 1983) that the observations could be accurately predicted through a 1D model including a surface layer with a strong velocity gradient. We have used here the velocity curve inferred in Bard and Tucker, 1983, which is shown in Fig. 4b ;

in order to account for the 30° slope of the hill within which the tunnel is drilled, we have performed a component rotation of 30°around the y axis, to simulate the observed Z and EW components (see details in Bard and Tucker, 1983).

2. Two-dimensional modelling of the Chusal Valley

In its present form, the Aki-Larner method needs to assimilate the actual valley structure to a homogeneous isotropic viscoelastic soft layer overlying a half-space with an identical rheology. The assumed densities, velocities and quality factors for both media, as given in Fig. 4a, were chosen on the basis of the Sedova (1962) survey.

The shape of the sediment-basement interface (Fig. 4a) was also inferred from the depth contour illustrated in Fig. 2 ; in this first modelling attempt, we shall not include the effect of the two lateral ridges, to get an idea of the pure sediment effect. We may also note, as to the valley shape, that the 2D assumption, though not completely true (see Figure 1), is nevertheless a reasonable approximation.

We have computed the response of such a valley model for incident in plane SV waves, and out-of-plane SH waves, both having an incidence angle of 30° : the former provide a two-component (Z and perpendicular to valley axis, here EW) motion, and the latter a one-component (parallel to valley axis, here NS) motion. Of course, in reality the input seismic waves may come from any direction, and the S motion of each of the 3 components results from a complex mixture of SH, SV waves, and even the coda of the P waves ; however, this rough 2D in-plane and out-of-plane simplification will be discussed below, and proved to be grounded.

We have limited our calculations to a maximum frequency of 16 Hz.

The computed response spectra are shown in Fig. 3b, for each of the 4 valley sites, and the spectral ratios including the tunnel effect are illustrated in Fig. 3c. We are now going to compare the observations (3a) and the predictions (3c).

C. Comparison between the observed and predicted spectral ratios

1. Low frequency domain (f < 10 Hz)

. The agreement between both results is fairly good, for frequencies below 10-12 Hz. The simple homogeneous 2D model does predict both the value of the peak frequency (for instance, 3 Hz for the NS component), which is the same for each of the 4 sites, and the corresponding amplification values, maximum (~ 5) in valley center and vanishing on the edge. This success is to be faced with the above-mentioned failure of the 1D theory (though including many layers and taking the depth-dependent inhomogeneity of the sediments) and the 2D semi-cylindrical modelling : we may therefore attribute this success to the exact modelling of the actual valley shape.

. Moreover, in spite of the roughness of the in-plane and out-of-plane hypothesis mentioned earlier, we may notice too that the 2D model does predict the observed differences of the peak frequencies between each component $f_o(NS) < f_o(EW) < f_o(Z)$.

2. High frequency domain (f> 12 Hz)

. Although the theoretical results shown in Figures 4b and 4c are limited to a maximum frequency of 16 Hz, it is easy to see that the agreement is not as good at such high frequencies as below 10 Hz : the predicted valley amplification, which is nevertheless roughly the same for each of the 4 sites, is much smaller than the observed one.

As discussed earlier, we have grounds to believe that this disagreement does not come from an underestimating of the actual tunnel effects.

There are three other possible explanations of this high frequency amplification : the strong velocity gradient inside the sediments (see Figure 2), a very low velocity thin surface layer, and a decreasing damping with increasing frequency.

We have tested these hypothesis only through their effects on a 1D soil column: it is much more simple, and moreover, at such high frequencies (and short wavelenghts), the effects fo the interface shape must be overshadowed by the

sediment inhomogeities at a much smaller scale, especially there in their uppermost part : with the Sedova velocity values, a 20 Hz frequency corresponds to a surface wavelength of 12 m, which is small compared with the Chusal valley thickness of 60 m, and even smaller compared with the valley width (400 m).

We considered two velocity models : the first one fits exactly Sedova's curve (Fig. 2), and the second one corresponds to a lower surface velocity (100 m/s). We computed their response to vertically incident S waves, in each case for two different attenuation laws : a constant Q inside the sediments (with the value of 8 already used in Figure 5b), and a frequency increasing Q. The amount of this frequency dependence was inferred from a combination between the quasi-linear law found experimentally by Thouvenot (Thouvenot, (1983) and personnal communication) and the theoretical formula proposed by Sato (1982) for the Q due to scattering : the Q values of 8 at 2 Hz and 40 at 20 Hz correspond to velocity fluctuations described by a Von Karmamn autocorrelation function with $\nu = 1/2$, with a mean velocity of 600 m/s, a mean square variance of 0.07 and a correlation distance of 100 m, which are realistic values.

The results are shown in Figure 5a,b for the constant Q models, and 5c,d for the frequency dependent Q. The best fit with the observed spectral ratios (around 20 at 20 Hz, Figure 3a) is obtained for the Sedova's velocity model with a frequency dependent Q (5c) ; in particular, the low velocity surface layer (Figure 5b) can explain a mean high-frequency amplification of only 8-9.

So, we think that the most satisfactory explanation for the observed high-frequency amplification is a combination of velocity gradient and frequency increasing Q. This latter result is in good agreement with the experimental results of Thouvenot (1983), and, to a lesser extent, with the Q values given by Joyner et al. (1976).

On other respects, Figure 5 also clearly shows the total inadequacy of 1D models to explain the low frequency behavior or the valley as a whole.

Having now a satisfactory explanation for this high frequency behavior, we shall no longer investigate the valley high frequency behavior (which is beyond the frequencies of interest in earthquake engineering) and focus on rather low frequencies.

D. Time domain comparisons

1. Interest of time domain studies

The complete valley response spectra consist in fact of both amplitude and phase spectra ; although most of the simple antiseismic design criteria are based only upon amplitude spectra, it often happens, for complex structural analysis, or for soil dynamics investigation (such as liquefaction), that the engineers do need the use of a plausible time domain signal.

Since we have obtained a good low frequency agreement between the observed and predicted spectral ratios, we have also tried to match the time domain signals recorded on the same 4 valley sites, for one particular event, and only for the NS component.

2. Results

In order to obtain the actual bedrock incoming signal needed by the Aki-Larner method, we should have to deconvolve the tunnel record for the tunnel effect and then to convolve this incoming signal with the valley sites response spectra, so as to recover the valley time domain response.

As we could not model together the valley and tunnel effects, we have adopted a less general but more simple way to compare the time domain predicted and observed responses : we have chosen to match exactly the response of the valley edge (site 11). We have thus deconvolved the observed time domain signal for the predicted response spectra of this same site, which gave us the incoming signal, and then reconvolved it with the predicted response spectra of the valley sites 2, 5 and 8 : a good agreement between the observed and predicted signals would therefore mean that our model actually accounts for the time domain response of the whole valley.

F 4

3. Discussion

The results of this comparison are shown on Figure 6, for the first 8 seconds of the S phase of a local event. We have focused our attention here on the low frequency behavior, and the observed and predicted signals have been therefore band-passed over the frequency range 1-7 Hz.

Although the very detail of the observed records could not be matched, the overall agreement between observations and predictions appears to be fairly good : the arrival and the frequency of the principal phases, for each site, are matched in a quite satisfactory way, especially in the valley middle. The predicted amplitudes are nevertheless somewhat larger in valley middle and early times, and smaller on valley edge (site 8) and late times. We think that such a desagreement comes from the present unability of 2D models to take the velocity gradient into account : that would enlarge the ground motion both on valley edge because of a greater impedance contrast (Figure 5), and also at late times, because the seismic energy would be trapped at the very surface of the valley.

However, we think this comparison is very encouraging : in spite of the simplicity of the numerical modelling (SH waves only, two-homogeneous-layer model), the agreement is satisfactory.

E. Physical interpretation of the valley behavior

As mentioned earlier, an outstanding interest of the theoretical modelling is that it allows a good insight into the physics of the phenomena which actually happen in the valley. In another paper (Bard, 1983), we give theoretical evidence for the existence of specific resonance pattern corresponding to the whole valley, and explain it as a complex system of interferences between the waves diffracted inside the sediment cover. In particular, the charasteristics of the fundamental mode of this valley resonance corresponds exactly to the features we actually observe in the valley : the lowest peak frequency is the same across the whole valley, and the corresponding amplification is maximum in the middle, and vanishing at the edge. This theoretical study predicts that, for this fundamental mode, the whole valley oscillates in phase, as a vibrating string.

F 5

In order to check the validity of this theoretically inferred resonance pattern, we have shown, in Fig. 7, the space-time evolution of valley response ; such a plot was obtained by band-pass filtering (1.5 - 4.5 Hz) the 12 seismograms (NS component) observed for a particular event on sites 1-12 (see Fig. 2). At the beginning of the earthquake, the motion is quite different from one site to another, but, a few seconds later, and, during 6 to 8 seconds, the motion is essentially monochromatic, and all the sites in the valley are moving in phase as predicted by the theory.

So, since this resonance pattern is typically due to the pronounced two-dimensionality of the Chusal valley, we understand why the 1D model fails in explaining the valley edge bahavior, and further why the 2D modeling is absolutely required for the successful prediction of the seismic response of sediment-filled valleys having an aspect ratio greater than a minimum value.

This resonance pattern has also harmonics at higher frequencies, but for low Q values, the diffracted waves decay rapidly, and these higher modes correspond to much smaller amplification. Moreover, they are much more sensitive to the inhomogeneities inside the sediments, so that they are much less "pure" than the fundamental one.

All these computations were achieved for a valley whose subsurface geometry and geology were well known. When trying to assess the earthquake hazard of a given site, one does not have in general the detailed knowledge of the ground structure beneath the surface, nor of its rheological characteristics. Therefore, if a theoretical prediction is to be useful, it must be weakly dependent on the valley properties.

So, to investigate the pratical interest, and applicability, of such 2D modelling, we must now study the sensitivity of the valley response to both the incident wavefield characteristics, and the valley rheological and geometrical parameters.

III. SENSITIVITY STUDY : DEPENDENCE OF THE COMPUTED RESPONSE ON THE MODEL PARAMETERS

A. Dependence on the incident wave field

1. Observations

King and Tucker (1983) have shown that the Chusal valley spectral ratios do not depend significantly on the azimuth or distance of the earthquake hypocenter. Fig. 8a illustrates this rather weak sensitivity by showing the spectral ratios observed for both the middle and the edge of the valley for four different earthquakes : the mean scatter amongst the spectral ratio values is about 2.

2. Predictions

As we have considered only in-plane (SV) or out-of-plane (SH) incoming waves, we could not investigate the dependence of our results on the azimuth, and the Figure 8b show only the dependence of the computed spectral ratios on the incidence angle, which proves to be fairly weak too.

Moreover, except for the small differences (about 10-20 %) in the location of the fundamental resonant frequency for EW (SV) and NS (SH) components, the overall behavior remains the same. So, as in reality the incoming S waves consist of a mixture of SV and SH waves, the weak dependence of the computed responses on both the incident wave type and the incidence angle allows us to predict the weak dependence of the valley response on the azimuth too.

3. Discussion - explanations

This weak sensitivity (observed and predicted) may be explained by the strong velocity contrast at the sediment-basement interface : from the values given by Sedova (1962), we find that a -40° to +40° range of incidence angle in the basement (which is a very wide one) will result in a (-13°, +13°) range at the bottom of the sediments, and a (-4°, +4°) range at the surface.

On the other hand, the fact that the resonant frequency is slightly different on the two horizontal components, although it cannot be related to the incident wave type, may nevertheless be connected with the results detailed in Bard and Bouchon (1980b) or Bard (1983) : for the component parallel to the valley axis (here NS) the resonance comes from interferences between horizontally and obliquely propagating S waves ; on the contrary, for the other horizontal component (here EW), the resonance comes from interferences between P, S and Rayleigh waves which have larger phase velocities than the S waves : the resonant frequency is therefore higher in the latter case than in the former one.

B. Sensitivity to the valley model

In the previous sensitivity study, we could compare our theoretical results with the observations ; now we are dealing with the valley parameters, which are of course fixed in the Chusal valley as in all other valleys. As a consequence, in this section, we need not correct the valley response for the tunnel effect, and we shall just show the response spectra of the different valley sites.

Our present model of valley may be defined through first its rheology (density, velocity, quality factor for both sediments and bedrock) and secondly its geometry (interface shape, thickness, width, neighboring structures).

1. Dependence on the elastic parameters

For the simplest 1D homogeneous models, that is one layer over a half-space (as in the present 2D model), the surface response spectra are completely determined by three parameters : the sediment velocity β_1 controls the resonant frequencies, the impedance contrast $\rho_2 \beta_2 / \rho_1 \beta_1$ and the quality factor Q control the maximum amplification.

The Figure 9 displays the SH responses of two sites inside a set of Chusal shaped valleys having different velocities and densities (9a) or different Q for fixed values of the densities and velocities (Fig. 9b). As one can see

F6

on this figure, the influence of the three parameters mentioned above is roughly the same for 2D models than for 1D models.

That was mainly on the basis of this sensitivity study that we fitted the quality factor inside the Chusal valley sediments, so as the low frequency maximum amplification be the same for both observed and computed results (Figure 3).

As in Figure 5, we see on Figure 9b that a frequency increasing Q could explain part of the high frequency amplification observed in Chusal.

2. Dependence on the valley geometrical shape

For an unknown valley, the accurate knowledge of the sediment basement interface requires surface geophysical surveys such as Sedova's, which may be expensive. Would one have an idea of the dependence of the valley response on its shape, one could point out the main geometrical parameters needed to perform reliable predictions, and therefore shorten the preliminary geophysical surveys and lessen their cost.

We have plotted on Figure 10 the different geometries we have considered for this section in order to investigate the effect of either the neighboring surface topography (Model G1), or the interface shape (Models G2, G3, G4), or the valley maximum thickness (Models G5, G6). Models G1 through G4 have the same elastic parameters than the model G0, while models G5 and G6 have slightly different velocities and quality factors, because of the depth dependent sediment velocity. The results of each of the models are compared with those corresponding to the actual shape (model G0), by the means of the response spectra at two valley sites corresponding to the stations 2 and 8.

Figure 11 displays the results obtained with the models G1 (11a) and G2-G3-G4 (11b). It appears that the neighboring topographies, here the lateral ridges, can induce large effects inside the valley : the resonant frequency does not change, but the maximum amplification is enlarged by as much as 50 %. We nevertheless think that this is an extreme case, resulting from the coincidence between the frequencies corresponding inside the bedrock to the ridge width (β= 2.8 km/s, ℓ =800 m $\Rightarrow f \simeq \frac{\beta}{\ell}$ = 3.5 Hz) and, inside the sediments, to the valley resonance (~ 3 Hz).

F7

Figure 11b points out that, for geometries as simple as those studied here, the interface shape should be mainly characterized by the width of its central "flat" part, and the width of the edges. However, the differences between models G2-G4 and G0 are significant only for the edge sites and they should be less in the reality than what is shown here, because of the smoothing due to scattering, sediment inhomogeneities, and incident wave field (see above).

We also did similar computations for incident SV waves, and for different shapes of the valley edges (triangle-shaped instead of sine-shaped). Each of these computations provided similar results.

3. Dependence on valley thickness

For a 1D model involving one homogeneous layer overlying a half-space, the resonant frequencies are inversely proportional to the layer thickness : for instance, if a resonant frequency was f_r for a layer of thickness h, it would be $f'_r = 2f_r$ for a twice thinner layer of same elastic parameters. We think that two phenomena actually reduce this resonant frequency sensitivity to thickness in 2D valleys.

At first, as shown in Bard (1983), 2D valleys have resonant frequencies f_0 which may significantly differ from the 1D predicted resonance frequency of the thickest part of the valley (f_r), and the $\frac{f_0}{f_r}$ ratio increases with increasing shape ratio h/ℓ (from 1.0 at h/ℓ = 0.1 to 1.8 at h/ℓ = 0.8) : as a consequence, if we compare the resonant frequencies f_0 and f'_0 for respective maximum thickness h and h/2, the f'_0/f_0 ratio will be smaller than 2.

Secondly, the sediment-filled valleys often present, as in Chusal valley, a velocity gradient. As a consequence, the "average" velocity, which we must consider in our 2D homogeneous modelling (which has proved better than the 1D inhomogeneous modelling at rather low frequencies (see above)), will increase with valley thickness too, and the resonant frequency sensitivity to depth is once again reduced.

We may note that the same remark stands also for the average Q value inside the sediments which, combined with this increase of average velocity with depth, results in a stabilizing of the amplification value at the resonant frequencies.

In our investigations of the valley response sensitivity to its thickness, we have taken into account this thickness dependency of both velocity and Q : the average velocity values chosen for models G5 and G6, indicated in Fig. 10, were estimated through a 1D modelling of the velocity gradient effect, and a fit of the "equivalent homogeneous layer" velocity for each thickness (not shown here, for conciseness purposes). The Q values were estimated only intuitively.

The results of this thickness sensitivity study are displayed in Figure 12, which exhibits a remarkable stability of both the resonant frequencies and of the maximum amplification ; although our choice of the average velocities and Q values may be discussed, we think that it is a reasonable one, and that, as a consequence, this observed stability is not an artificial result butreflects more or less a physical reality.

Such a stability implies that, once one has got an idea of the depth dependent velocity curve for a given valley, the prediction of the resonant frequency needs only a rough estimate (within ~ 30 % admitted uncertainty) of the sediment thickness (which also provides the valley shape ratio).

C. Conclusion : relevant valley parameters needed for a reliable 2D prediction

Before summarizing the results obtained in this section, we want just to remind that we have dealt only with the rather low frequency behavior of the valley, that is for sediment wavelengths not shorter than the valley thickness.

Both experimental data and theoretical predictions have pointed out a very weak dependence of the valley response on the earthquake location, which means that the sediment-filled valleys have their own seismic behavior, at least when the impedance contrast with the bedrock is large enough (above 3 in our opinion). This has two main implications :

First, it is possible to correct the seismological records obtained in such valleys only with a site correction factor which does not depend on the earthquake.

And secondly, for engineering purposes, given a reference spectrum for the bedrock, it is possible to get a site dependent reference spectrum, only by multiplying the former by the valley response spectrum (which, furthermore does not depend on the acceleration level up to 0.2 g (Tucker and King, 1983)).

Finally, the valley parameter sensitivity study has shown that a reliable and useful prediction of the seismic behavior of a sediment filled valley (resonant frequency, amplification value) depends critically on the accurate estimation of the S wave "average" velocity inside the sediments, whereas only rough appraisals of the actual valley thickness, and of the impedance contrast and of the quality factor inside the sediment are needed for good estimates of, respectively, the resonant frequency and the maximum amplification.

We are now going to test these conclusions by comparing the predictions and the observations for two valleys, the physical parameters of which are very badly known.

IV. PREDICTION OF THE YASMAN AND RUNO VALLEYS RESPONSES

A. Valley and Experiment description

1. Description of the valleys

As reported in Tucker and King (1983) two other valleys of the Garm region have been instrumented, the Yasman valley located about 10 km northeast of the Chusal Valley (Figure 13), and the Runo valley, lying about 40 km southwest of Chusal (Figure 14).

The Yasman valley is EW oriented, about 10 km long, for a width of 1300 m at the profile location, and has an unknown thickness. No geophysical survey has been performed for this valley, but it appears from visual inspection that it is roughly similar to Chusal : the basement is granitic, so that the sediments are primarily from loess rather than from eroded granite : the impedance contrast is estimated to be only slightly lower (5) than the Chusal one.

The Runo valley is oriented approximately NW-SE, is about 5 km long, 700 m wide at instrument profile, and 100 m deep (known from a well log). A visual inspection shows that, unlike the Yasman and Chusal valleys, the basement rocks are here highly deformed Meso-Cenozoic marine and lagoonal deposits of the

Pamir mountains : they are therefore more easily eroded than the granite, and the sediments in Runo are derived not only from loess, but also from the surrounding exposed basement rocks. This results in a much lower sediment-basement impedance contrast (estimated 3).

The valley geometries used in their theoretical modelling are shown on Figure 15a for Yasman and 15b for Runo.

2. Description of the experiment

As in Chusal, 3 components digital seismic recordings were made at four sites on the sediments of Runo and Yasman valley, and at one site on a nearby basement rock outcrop. These 5 sites, for each valley, are shown in Figures 13 and 14. The horizontal seismometers were oriented parallel and perpendicular to the valley edges, that is, respectively, EW and NS in Yasman and NW and NE in Runo.

We have chosen for the present discussion the recordings of two Afghan events, the hypocenters of which were about 200 km deep and 300 km south of Yasman and Runo, so that the incoming waves were nearly vertical.

B. Comparison of the predicted and observed responses for the Yasman valley

1. Observations

The observed spectral ratios of the four valley sites with respect to the reference site (which was proved to exhibit much less site effect than the tunnel site in Chusal, see Tucker et al., 1983) are plotted in Figure 16a. They exhibit basically the same behavior as observed in Chusal, that is a low frequency (2 Hz) resonant peak corresponding to the fundamental mode of the whole valley, and then a broad-band (5-16 Hz) amplification.

2. Predictions

The computed SH response spectra for the three geometries illustrated in Figure 15a are depicted on Figure 16b, the quality factor has been taken constant, and equal to 8 as in Chusal (damping 6.25 %).

3. Comparison - Discussion

The best low frequency fit with the observations is obtained with model Y2, corresponding to a central flat part of 500 m and a thickness of 130 m.

But, as in Chusal, there still exists a discrepancy in the high frequency domain ($f \geq 7$ Hz) : the observed amplification, although much less than in Chusal, is larger than the predicted one. We might of course invoke a frequency increasing Q ; although such a behavior may not be definitely ruled out, we think it more simple to explain this discrepancy by the effect of the velocity gradient inside the sediments, which would result in a mean amplification of about 2 to 3 at high frequencies (see Figure 5a). Finally, another possible explanation corresponds to a larger, but frequency independent Q, and also to a low frequency (1 - 4 Hz) amplification of about 1.5 to 2 on the EW component of the reference rock site ; this latter hypothesis is supported by the experimental studies of Tucker et al. (1983).

C. Comparison of the predicted and observed responses for the Runo valley

1. Observations

The observed spectral ratios of the four valley sites with respect to the reference site are plotted on Figure 16a. The observed amplifications are much less than in Chusal and Yasman, and the fundamental resonance does not appear in an as evident way : the largest low frequency amplification is observed on the valley edge.

2. Predictions

We have computed the "SH" response of three sine-shaped valleys having respective central flat parts of 0 m, 280 m and 500 m (Figure 15b).

The velocity and density values follow King's (1982) estimates.

The rock site effect was supposed to be negligible, and we show on Figure 17b only the response spectra for the 4 sites inside the valley. As the most interesting comparison is at low frequencies, these spectra were computed only up to 8 Hz.

3. Comparison - Discussion

Although the maximum amplification does not exceed 3 for both the observed and predicted responses, the frequency location of the first amplitude peak is significantly larger (5-6 Hz for the horizontal component, and 9-10 Hz for the vertical component) on the observed spectral ratios, than on the predicted response spectra (below 3 Hz), whatever the valley geometry.

Matching the observed resonance frequency for this 2D homogeneous model would require a sediment velocity of 2.0 km/s, which is not physically acceptable, and would furthermore result in a very weak surface amplification (the impedance contrast would then be the density contrast, that is 1.33), much smaller than actually observed.

It is possible that this discrepancy between the observed and predicted responses is due to an unaccounted for site effect of the reference rock site ; such an explanation cannot be ruled out definitely ; nevertheless, applying the rule of thumb sketched in Bard and Tucker (1983) about the occurring and the amplitude of hard rock site effects, we estimate that the Runo reference site offers little evidence for such a large deamplification factor (3).

As discussed below, we think it more plausible to attribute this distrepancy to a velocity gradient effect inside the Runo sediments.

4. 1D modelling of the velocity gradient inside the Runo valley

In order to get an idea of the effect of the Runo velocity gradient, we have computed the SH response of five different one-dimensional one-layer models, which are illustrated on Fig. 18a. The first corresponds to the homogeneous layer used in the previous 2D modelling ; the second one corresponds to an extrapolation up to a depth of 100 m of the velocity gradient given by Sedova for Chusal valley, and on the basis of which was estimated the average velocity of 0.925 km/s mentioned earlier ; the third, fourth and fifth correspond to larger velocity gradients (respectively 1.5,1.75 and 2.0 times larger), the surface velocity being constrained to be about 300 m/s by the King and Tucker measurements, see King 1982. The sediment density and damping, and the basement velocity and density are the same in each of these 5 cases.

The results, displayed in Fig. 18b, show that only the large velocity gradient models can explain the 5 Hz resonant frequency. It is remarkable too that this latter model also explains the factor of 3 amplification (although the "average" impedance contrast remains less than 2).

We then understand why the 2D homogeneous model cannot provide a satisfactory result for the Runo valley : the velocity jump at the sediment-basement interface is much less than the velocity difference between the top and the bottom of the sediments. As a consequence, the effect of the 2D shape of the interface is much smaller too than the effects due, inside the sediments themselves, to the vertical inhomogeneities.

V. CONCLUSION

Summary

This paper was mainly devoted to an investigation of the ability of theoretical models to predict the seismic response of sediment-filled valleys, geological structures very often met in the reality, and having a great engineering importance because of the concentration of population and of the associated buildings and facilities.

These predictions were proved to be successful for a very well-known sediment-filled valley (Chusal) exhibiting a high impedance contrast, a pronounced two dimensionality, and a strong velocity gradient inside the sediments.

Moreover, for such high contrast valleys, the seismic response was proved, in both experimental and theoretical ways, to be only weakly dependent on the earthquake characteristics (location and magnitude), so that the corrections they involve for either seismological or engineering purposes are only site dependent.

On the other hand, a theoretical study of the sensitivity of the theoretically predicted valley response to the input parameters, has pointed out that the most important parameter is the wave velocity inside the sediments, and its dependence with the depth in case of a rather low sediment basement impedance contrast. On the contrary, reliable predictions of the low frequency behavior require only rough estimates of the other main parameters : valley shape, sediment thickness, impedance contrast and damping of the sediments. This latter parameter is nevertheless very important in the high frequency domain.

This study also allows us to infer some general rules about the need and the reliability of the two main kinds of elastic modelling investigated here, 1D including inhomogeneous layers and 2D including only homogeneous layers.

The homogeneous assumption was found to be correct only at rather low frequencies for high contrast valleys ; in other words one must take into account the velocity gradient effects either when the wavelength is much shorter than the valley thickness, or when the sediment-basement velocity contrast is smaller than the maximum velocity variations inside the sediments.

From another point of view, our results do show that a 2D modelling is needed to predict the seismic behavior of sediment-filled valleys, at least at rather low frequencies, because of the existence of resonance modes associated with the geometrical shape of the whole valley : in such cases, although the 1D modelling can give not too bad results for the response of the valley center, it completely fails in explaining the observed response of the sites located on the edges of the valley.

FIGURE CAPTIONS

Figure 1. Chusal Valley Sediments and Seismometer Sites. This is a plan-view sketch of Chusal Valley. The arrow on the right, points north and the estimated boundary of the saturated Surkhob Valley sediments is indicated by the dotted line. The 5-meter contours of sediment thickness over the basement rock which underlies and borders the valley, and the P-and-S-wave velocities as functions of depth (inset, upper left) were determinated in a seismic reflection study (Sedova, 1962). Also shown are the seismometers locations 1 through 12 used in this study. During all experiments, a three-component station was operated at site T, acting as a common trigger and reference for the valley stations.

Figure 2. Chusal Valley. A view of Chusal Valley from the Pamir mountains, looking north across the Surkhob River. The locations of the tunnel site (T), is indicated. The width of the valley, to the west of the tunnel, is about 400 m.

Figure 3. Comparison of observed and predicted spectral ratios for sites 2, 5, 8 and 11

a) Observed spectral ratios of valley spectra to the tunnel spectrum ; they correspond here to the first four seconds of the S-wave of a local event (# 10 in King and Tucker, 1983), and they are grouped according to the seismometer orientation.

b) Predicted response spectra (left) and spectral ratios (right), grouped in a similar way. The Z (top) and EW (middle) motion have been computed using incident SV (in-plane) waves, while the NS motion (bottom) correspond to incident SH (out-of-plane)waves.

The valley model is depicted in Figure 4a, and the tunnel model (reference site) on Figure 4b. The incoming waves are obliquely incident plane waves, coming from the West, with an incidence angle θ of 30°. As indicated on bottom right, the quality factor values inside the sediments are $Q_s = 8$ for the S waves and $Q_p = 16$ for the P waves.

Figure 4. Valley and tunnel models for Chusal

a) Chusal valley model : the interface shape is derived from the depth contours shown on Figure 1, such as the location of stations 2, 5, 8 and 11.

b) Tunnel model : the velocity model shown here correspond to the surface weathering of the granite, and is inferred from the computations discussed in Bard and Tucker (1983). T site is located 15 m deep inside a tunnel horizontally drilled inside the hill bordering the Chusal valley, which has a local slope of approximately 30°, and has been assimilated to the site T shown on right. The Q value inside the weathered granite is $Q_g = 3.0$ (see Bard and Tucker (1983)).

Figure 5. 1D Modelling of the Chusal high frequency amplification

This figure shows the theoretical spectral ratios (left) with respects to the T site (Figure 4b) obtained for sites 2, 5, 8 and 11 with four different one-dimensional sediment velocity and attenuation models (depicted at right). The depth of the sediment-granite interface is 5 m, 25 m, 45 m and 60 m for sites 11, 8, 5 and 2 respectively. The incoming waves are vertically incident S waves. In each of the four models, the velocity model for the granite, $\beta_g(z)$, is the same as that used in modelling the reference site.

a) The sediment velocity model follows the Sedova's curve shown on Figure 1. The quality factor inside the sediments, Q_v, is constant and equal to 8.

b) The velocity model is the same as in a) for $z \geq 10$ m, but the surface velocity is twice smaller : $\beta_s = 100$ m/s instead of 200m/s. Here too, $Q_v = 8$.

c) The velocity model is the same as in a), but Q_v is frequency dependent (although linear, its frequency variation roughly corresponds, in terms of Sato's (1982) theoretical formula, to a correlation distance of 100 m and a mean square velocity fluctuation of 7.10^{-2}).

d) The velocity model is the same as in b), and Q_v is frequency dependent as in c).

Figure 6. Comparison between band-passed observed and predicted seismograms at four valley sites, for a local event. The observed 12 seismograms were recorded during a very small local event (magnitude 0.7, energy class 5.2, see King 1982), which occured on October 12, 1977 and was located approximately 3 km south of Chusal at a depth of 6 km.

The theoretical model is the same as shown in Figure 4a and used in Figure 3b. The incidence angle of the SH waves is 30°.

For comparison purpose, the incoming signal in theoretical computation was chosen in such a way that the predicted signal on site 11 (valley edge) be the same as the recorded one at station 11. (The small differences come from time aliasing and numerical noise) : doing so, the instrument response is automatically included in the theoretical results.

As our 2D model provides satisfactory results only at rather low frequencies ($f < 8$ Hz, see Figure 3), we have here band-passed the observed and predicted seismograms between 1 and 7 Hz.

Figure 7. Observed resonance in Chusal valley. The NS records obtained at sites 1-12 for the same local event as in Figure 6 have been band-passed between 1.5 and 4.5 Hz (using a Butterworth filter) so as to focus on the fundamental resonance mode.

The top diagram shows the first 12 seconds of the S wave motion, and the bottom one illustrates only the late motion of the valley (between 8 and 16 s after first S arrival), with an amplitude scale 2.5 times larger. Such a display points out very clearly the main characteristics of the valley fundamental resonance, that is the in-phase, long-lasting motion of the whole valley, with a ground motion amplitude maximum in the middle and vanishing at the edge.

Figure 8. Observed an predicted dependence of valley response on incidence angle.

a) Observed spectral ratios for sites 2 (Middle, M) and 11 (Edge, E) for the two horizontal components, EW and NS, and four local events, located north, west and south of Chusal Valley.

b) Theoretical spectral ratios predicted for the same sites and components, with the valley model illustrated in Figure 4. These spectral ratios are computed for incoming SH (NS motion) and SV (EW motion) waves having incidence angles of -30, 0 and +30°.

Figure 9. Influence of the elastic parameters on the predicted response of the valley. Are shown here only the SH (NS component) response spectra of the two valley sites 2 and 8 (therefore not "corrected" for the tunnel effect as in spectral ratios). The geometrical shape of the valley is the actual one (Figure 4a), and the incident SH waves are vertical.

a) Influence of the density and velocity values inside the sediments The continuous line stands for the "best fitting" model already used in Figures 3b and 6. The dotted line corresponds to the same velocity values, but a somewhat smaller density contrast, and exhibits only very little differences with respect to the former one. The broken and chain-dotted lines correspond, respectively, to smaller and larger sediment velocities : they display a significantly different behavior than the former two models, especially as to the fundamental resonance frequency in valley middle. The attenuation in the sediments in the same for these four models : $Q_v = 8$.

b) Influence of the anelastic attenuation inside the sediments. The reference model (continuous line) is the same as in a). The other models correspond to different quality factor values, as shown on bottom. three of them correspond to a constant Q_v (80, 25 and 12.5) while the last one includes a frequency dependent Q_v (the frequency variation is the same as in Figure 5).

Figure 10. Different geometrical models for Chusal valley

The reference model, G0, follows the Chusal valley actual shape, and has been used in Figures 3 and 6.

a) The model G1 allows to investigate the influence of the neighboring topography, especially the two lateral ridges appearing on Figure 2.

b) The models G2, G3 and G4 are simple, sine-shaped valleys with the same thickness and width as the actual Chusal valley, but having a central flat part of increasing width (respectively 0, 160 and 280 m).

c) The models G5 and G6 have the same "overall shape" as Chusal, but different thicknesses (40 and 80 m, respectively, instead of 60 m). Also, in order to account for the sediment velocity gradient, they have different sediment velocity and Q values.

All distances are expressed in meters, velocities in kilometers per second, and densities in grammas per cubic centimeter.

Figure 11. Influence of the valley geometry. This figure depicts the predicted response spectra for the NS component at sites 2 and 8, for the models G0 to G4 impinged by vertical SH waves.

a) Influence of the neighboring topography (models shown in figure 10a)

b) Influence of the sediment-granite interface shape (models shown in Figure 10b).

See text for further comments.

Figure 12. Influence of valley thickness. Are displayed here, as in Figure 11, the predicted response spectra for the NS component at sites 2 and 8, for the models G0, G5 and G6 (Figure 10c) impinged by oblique SH waves (θ= -30°).

Figure 13. Yasman Valley. A view of Yasman Valley looking to the southwest. The location of seismic stations are indicated by the triangles, with the hard-rock site being on the left, on a rock outcrop. The width of the valley at this profile is about 1300 m.

Figure 14. Runo Valley. A view of Runo Valley looking south from the Tien-Shan mountains, across the Surkhob river. The Pamir mountains are in the background. The locations of our seismic stations are indicated by the triangles with the rock station being on the left. The width of the valley at this profile is about 700 m.

Figure 15. Geometrical modelling of Yasman and Runo valleys.

a) Yasman valley : three sine-shaped geometries have been tried, having each a 1300 m width (as the actual Yasman valley) and a 130 m depth (which is only a guess). Like models G2-G4, these three valleys have an increasingly wide central flat part of respectively 0, 500 and 900 m for models Y1, Y2 and Y3.

b) Runo valley : the three models RS1, RS2 and RS3 represented here are similar to Y1, Y2 and Y3 : they are sine-shaped and have respective central flat parts of 0, 280 and 500 m width. For all of them, the total width is 700 m, and the thickness is 100 m, as observed in Runo valley. S wave velocities, and densities, are indicated on the figure.

Figure 16 : Comparison of observed and predicted responses for Yasman valley.

a) Observed spectral ratios (with respect to a reference rock site) for a local event (# 15 of Tucker and King, 1983) recorded at sites 1, 2, 3 and 4 (see Figure 13). The 1-4 Hz amplification is smaller on EW component than on Z and NS component, but this is probably due to a peak between 1 and 4 Hz in the spectrum of EW motion at the reference rock site (as discussed in Tucker et al., 1983).

b) Predicted response spectra, for the EW component only, at the same four sites identified on Figure 15a, for each of the three models Y1, Y2 and Y3. The quality factor inside the sediments is constant and equal to 8.

Figure 17. Comparison of observed and predicted responses for Runo valley

a) Observed spectral ratios for a local event (# 20 in Tucker and King, 1983) recorded at sites 1, 2, 3 and 4 (see Figure 14). The horizontal seismometers were oriented perpendicular and parallel to the valley edges. There was presumably no significant site effect at the reference site, at least for frequencies below 10 Hz.

b) Predicted response spectra, for the "parallel" component only ("SH" motion), at the same four sites identified on Figure 15b, for each of the three models RS1, RS2 and RS3. The quality factor inside the sediments is constant and equal to 30.

Figure 18. Influence of a very strong velocity gradient on the fundamental resonance frequency (1D models).

The one dimensional velocity models investigated here are shown on the left, and are respectively : 1. a one-homogeneous-layer model corresponding exactly to the 2D models of Figure 16b. 2. Sedova's (1962) Chusal sediments model extrapolated down to z = 100 m. 3., 4. and 5. correspond to a velocity gradient respectively 1.5, 1.75 and 2 times larger than Sedova's. For each of these 5 models, Q is the same and Q =30

On the right are shown the surface spectra in response to vertical SH waves, for each of these 5 models.

F 14

F 15

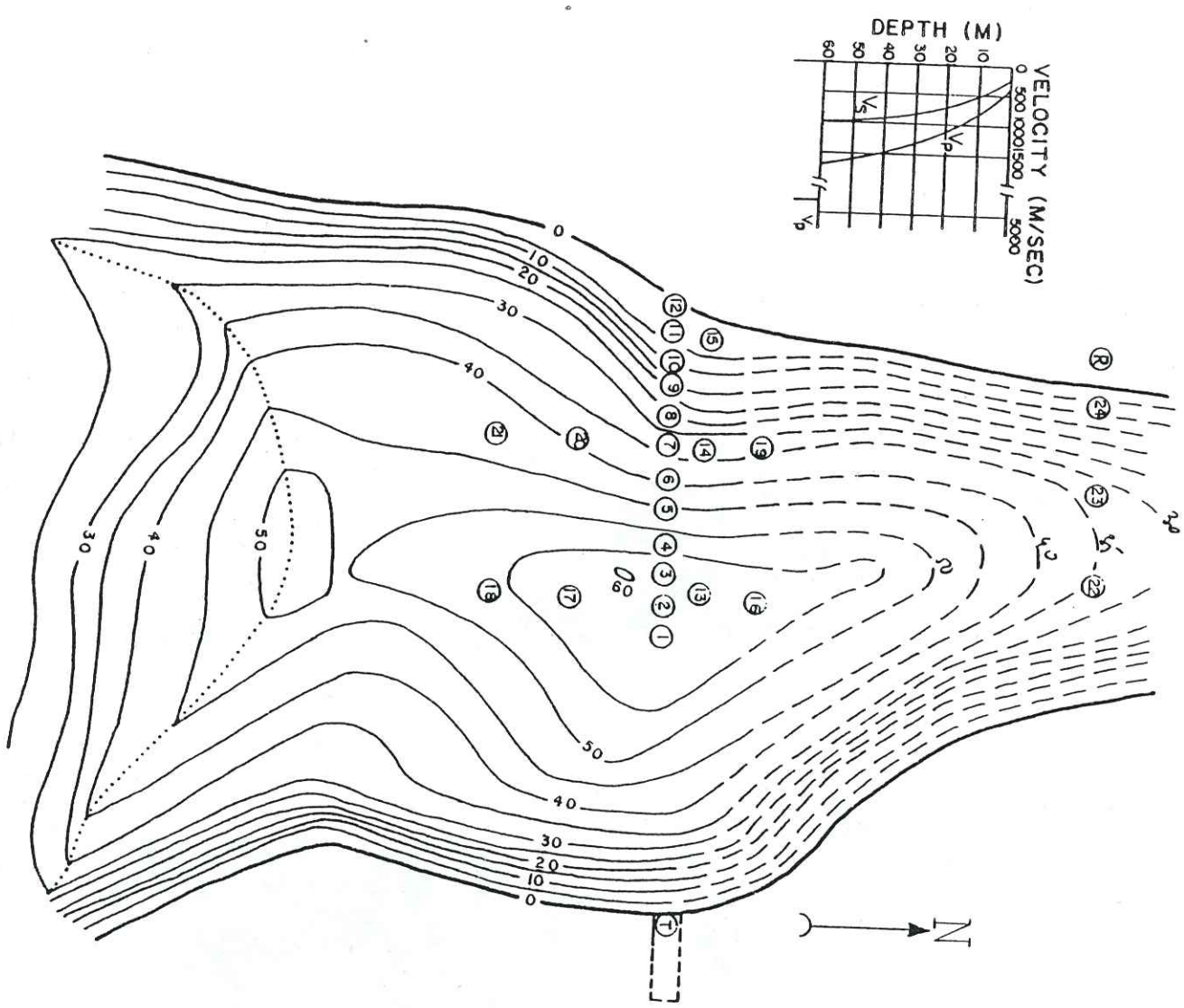


Figure 1

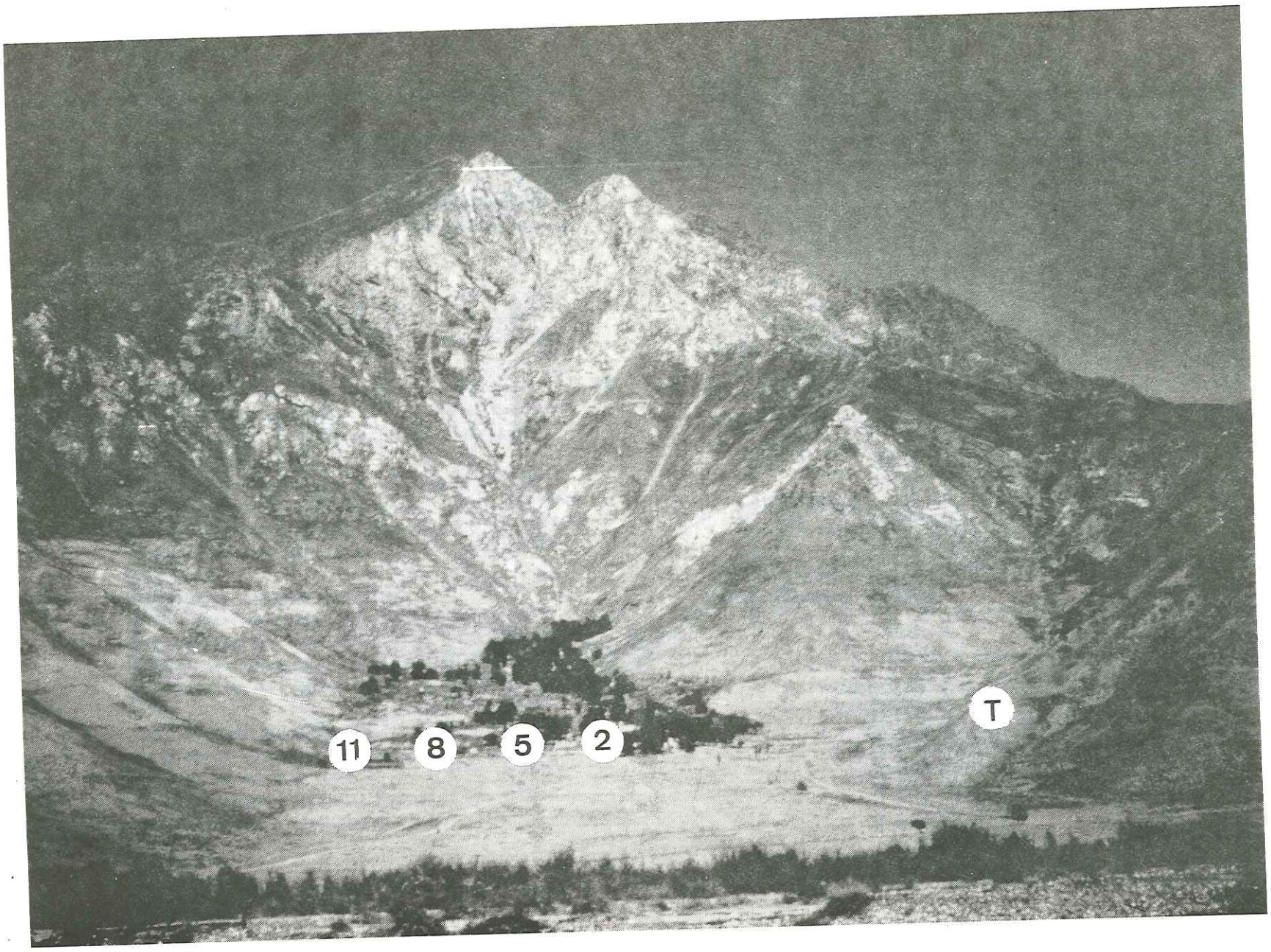
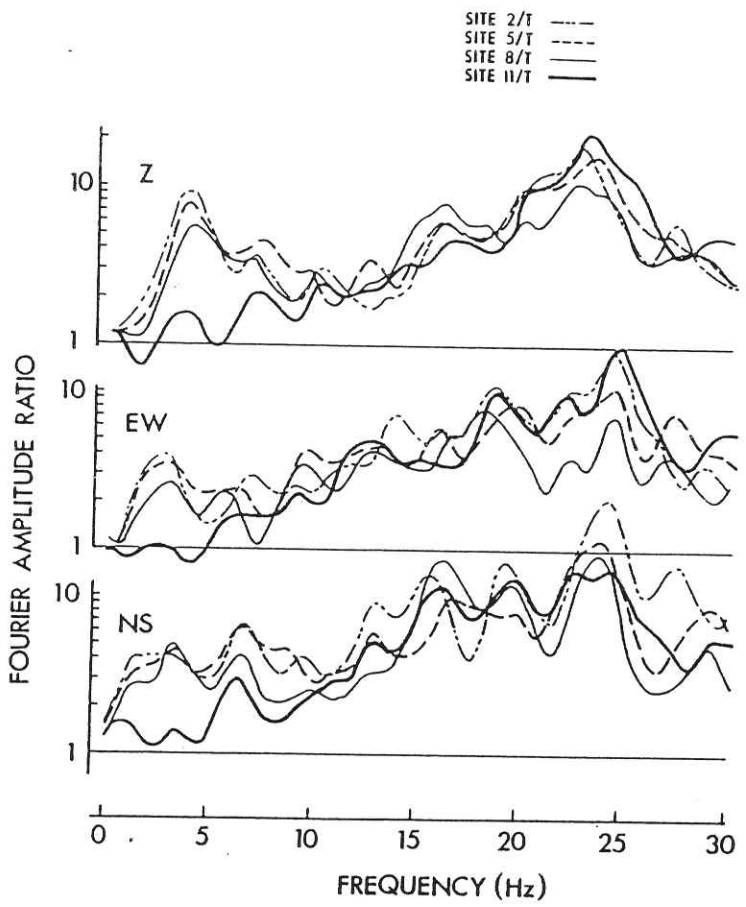


Figure 2

a. PROFILE 5 - EVENT 6- VALLEY SITES / TUNNEL (T)



b. Theoretical results

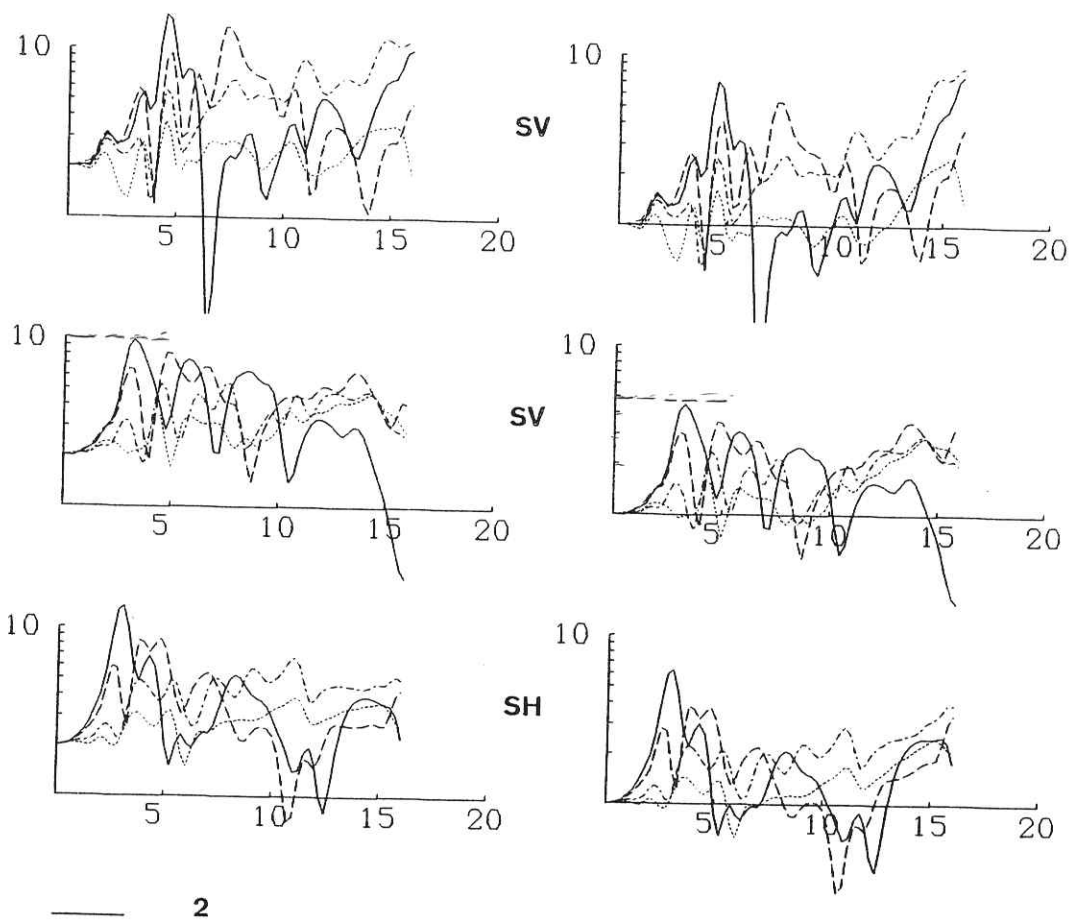
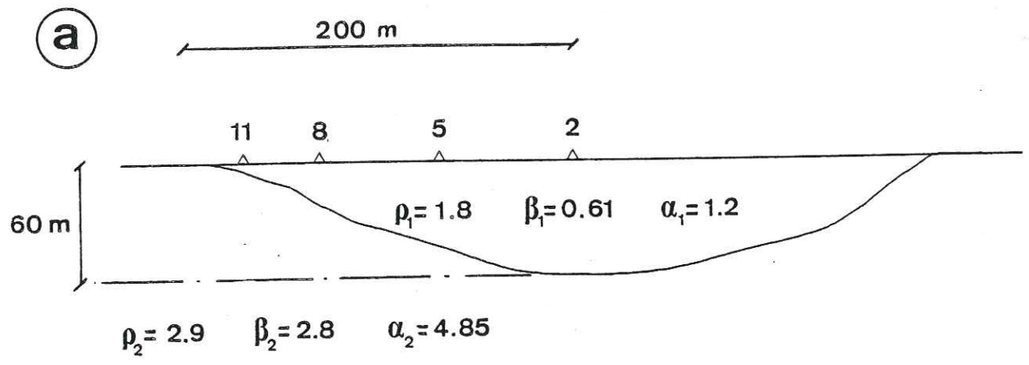


Figure 3



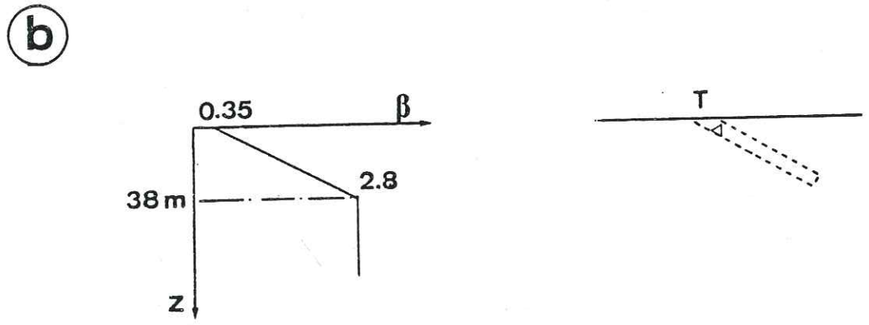


Figure 4

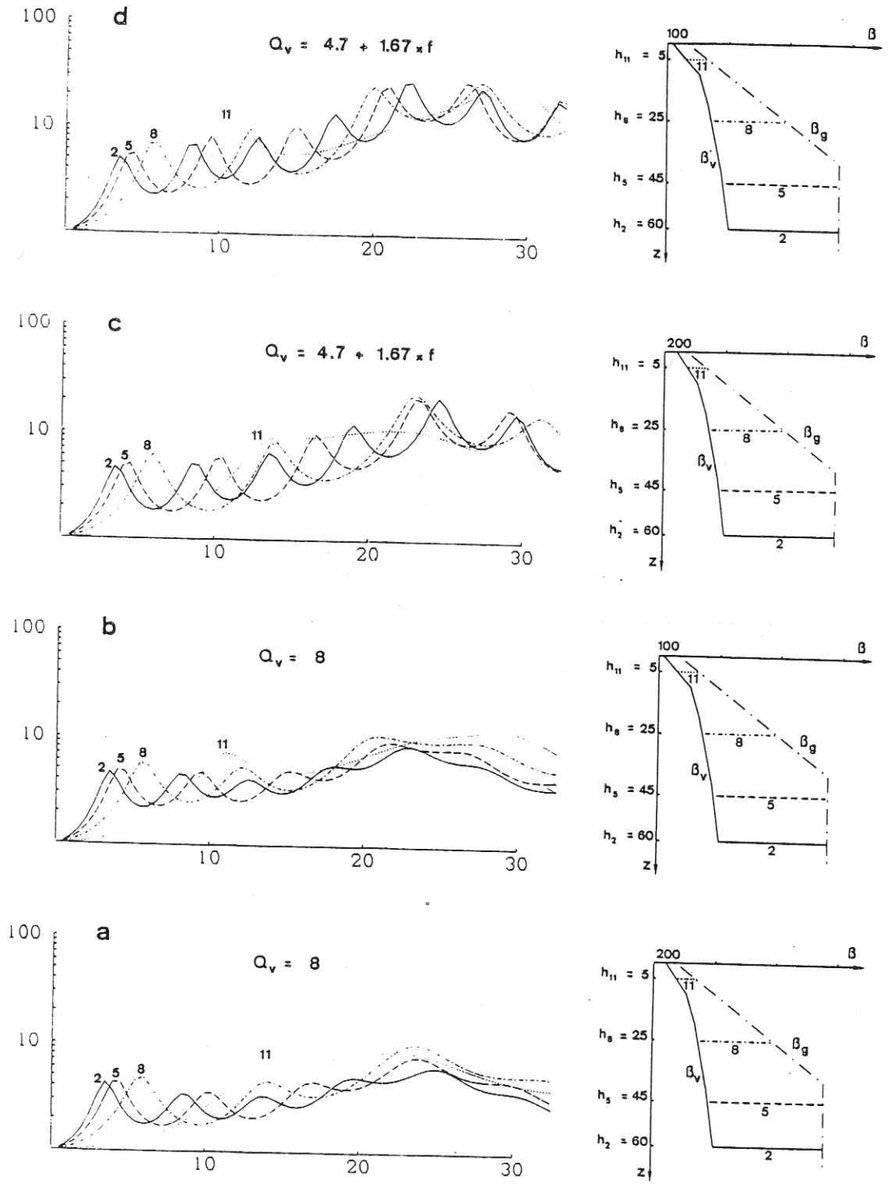


Figure 5

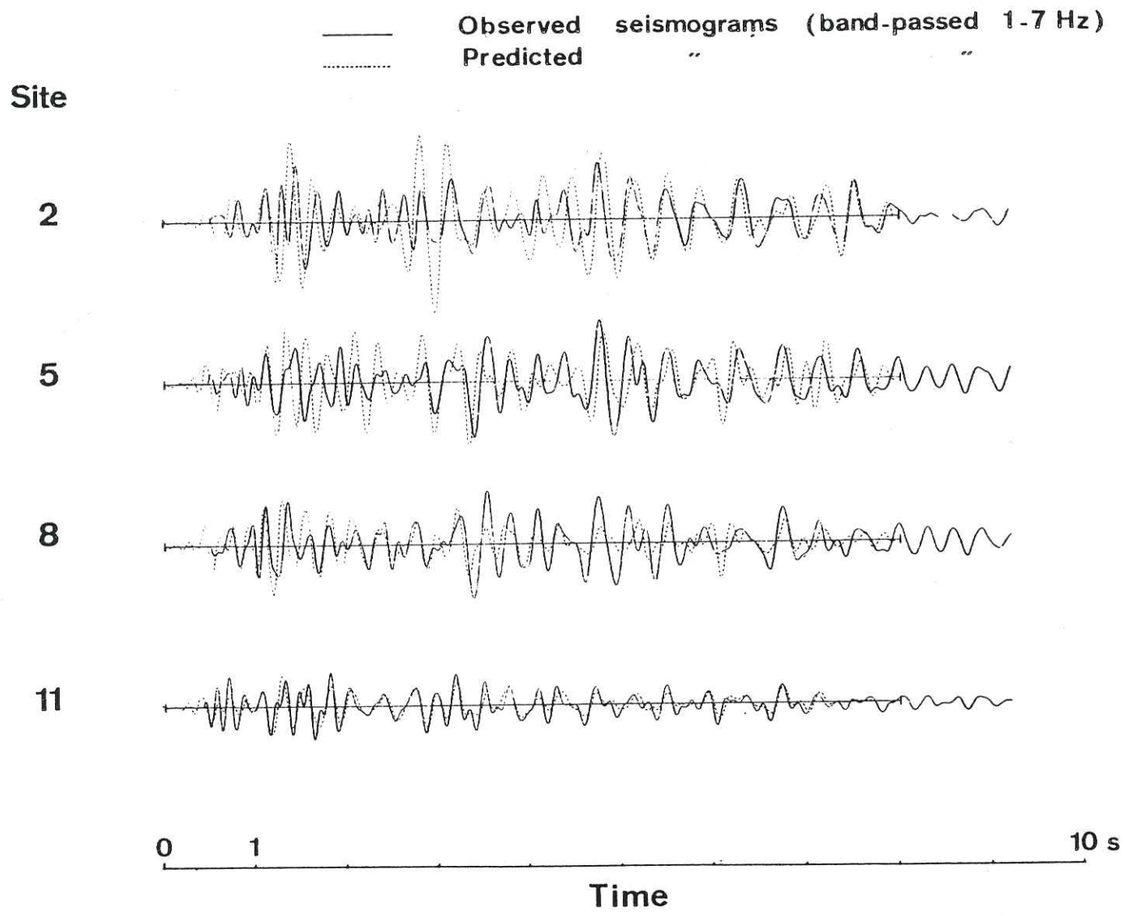


Figure 6

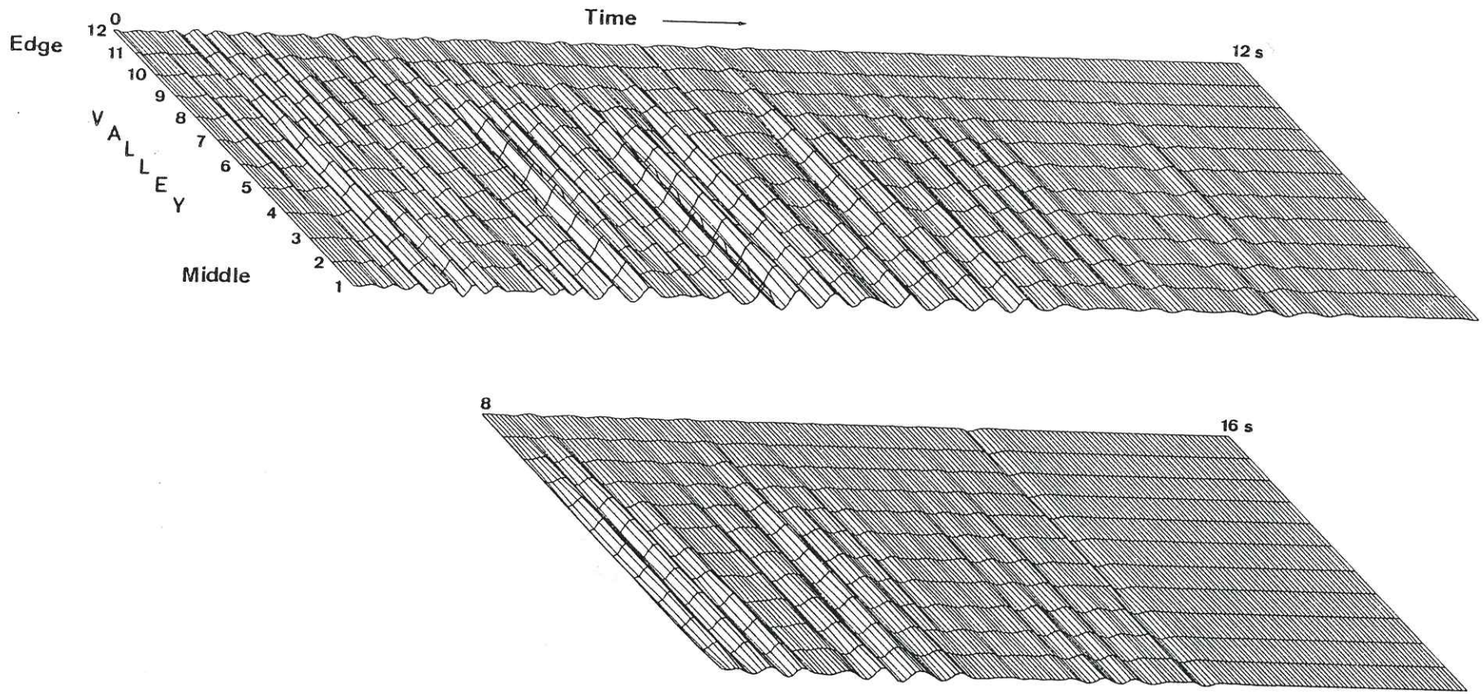


Figure 7

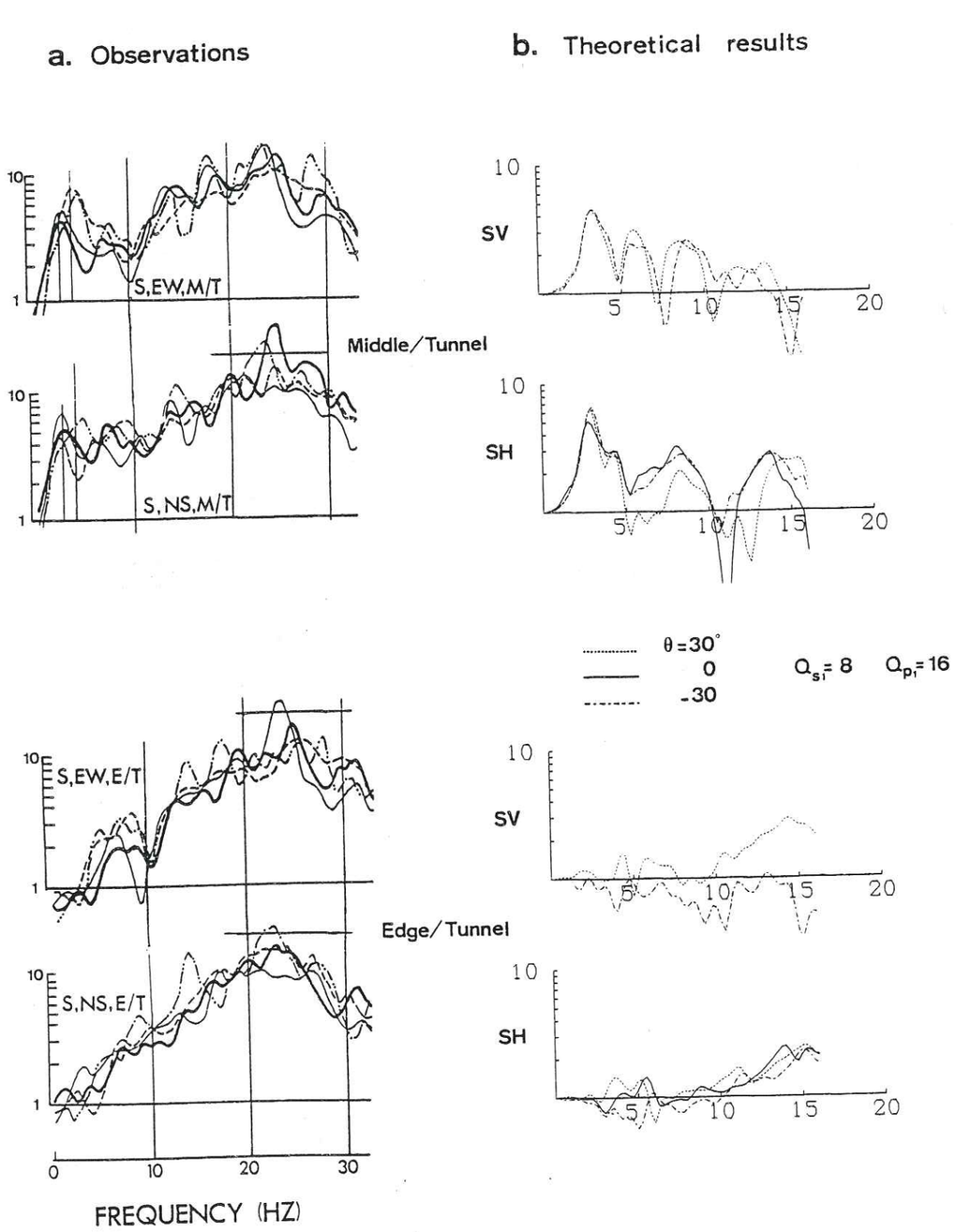


Figure 8

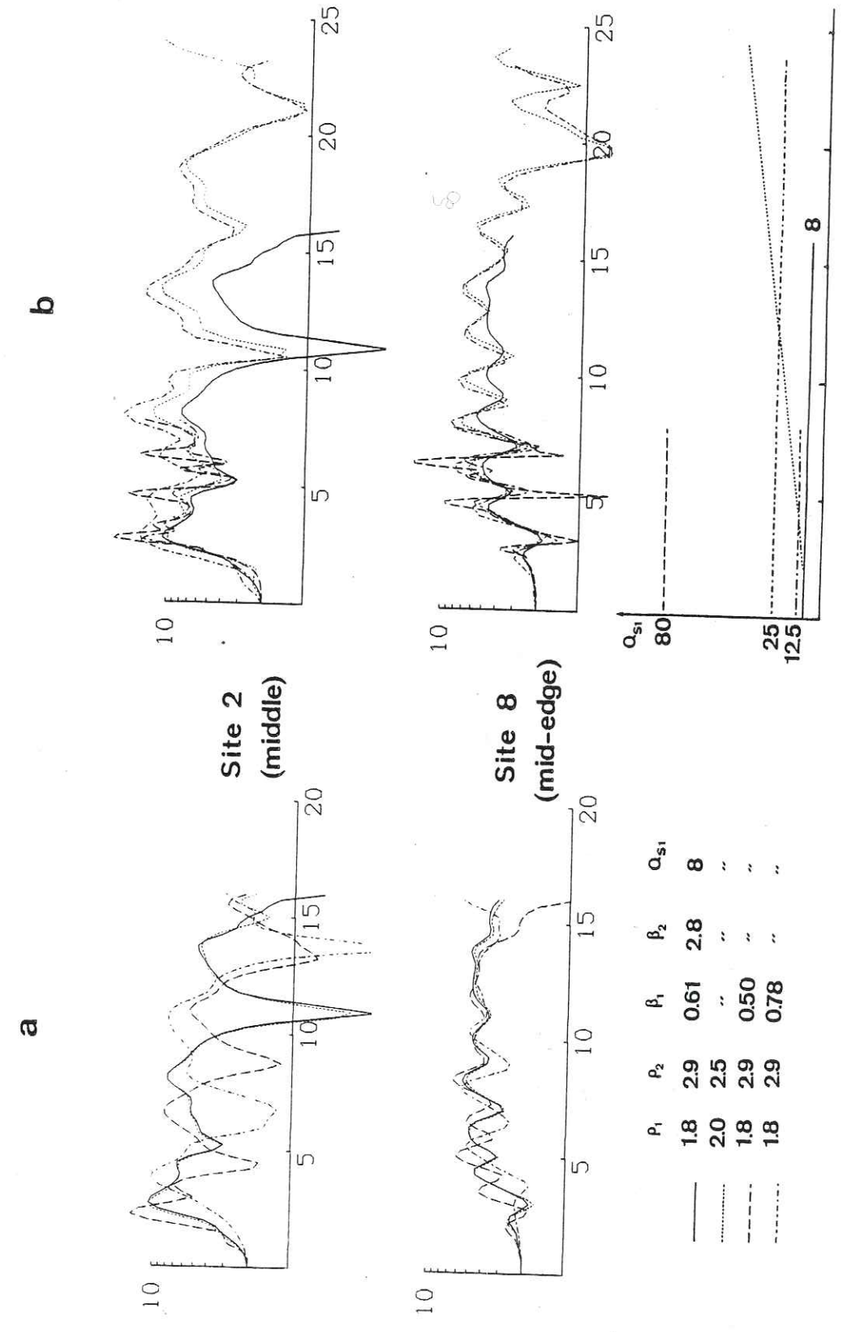


Figure 9

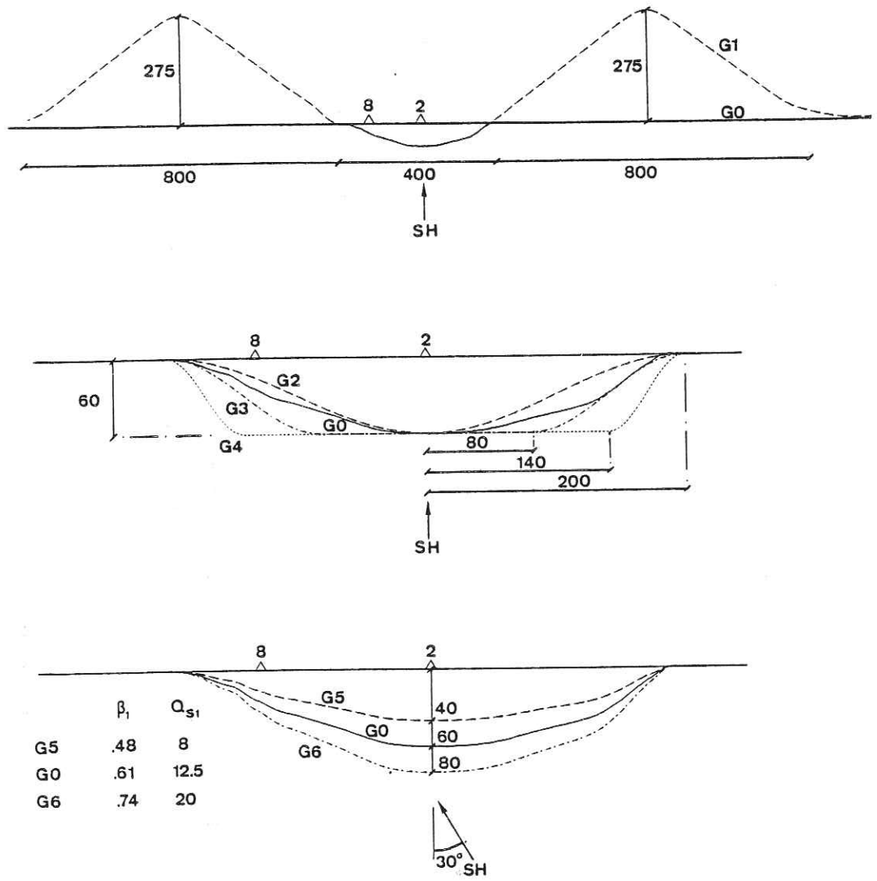


Figure 10

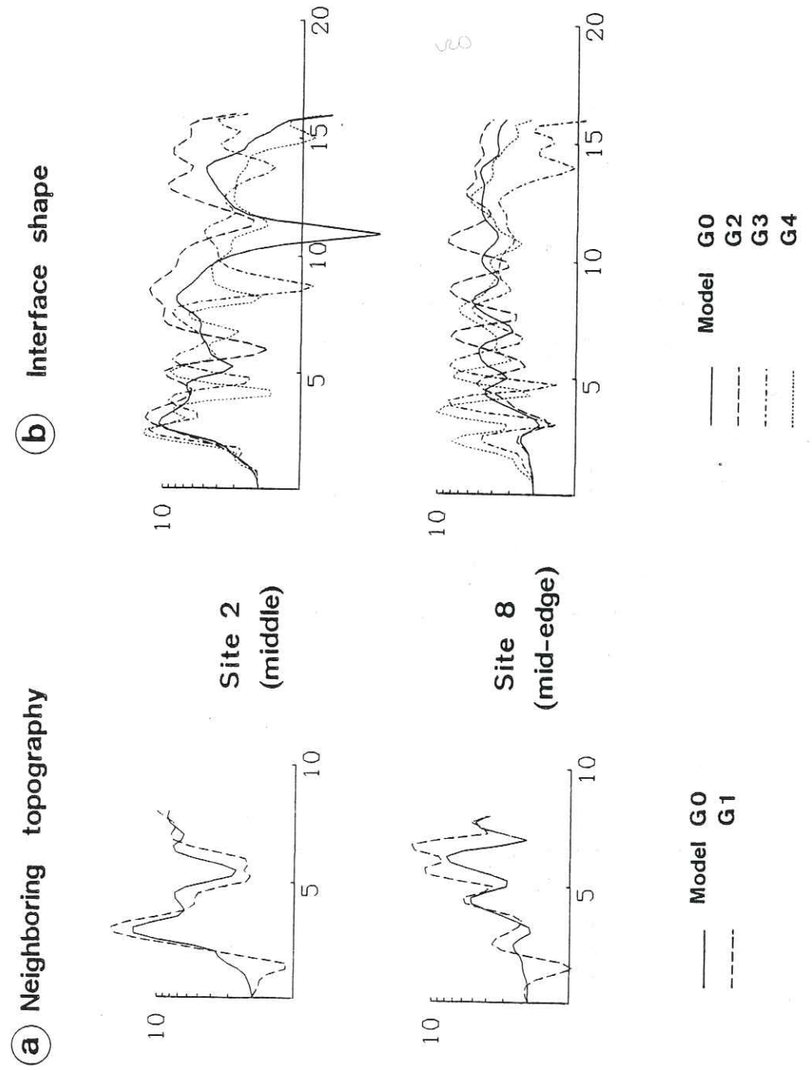


Figure 11

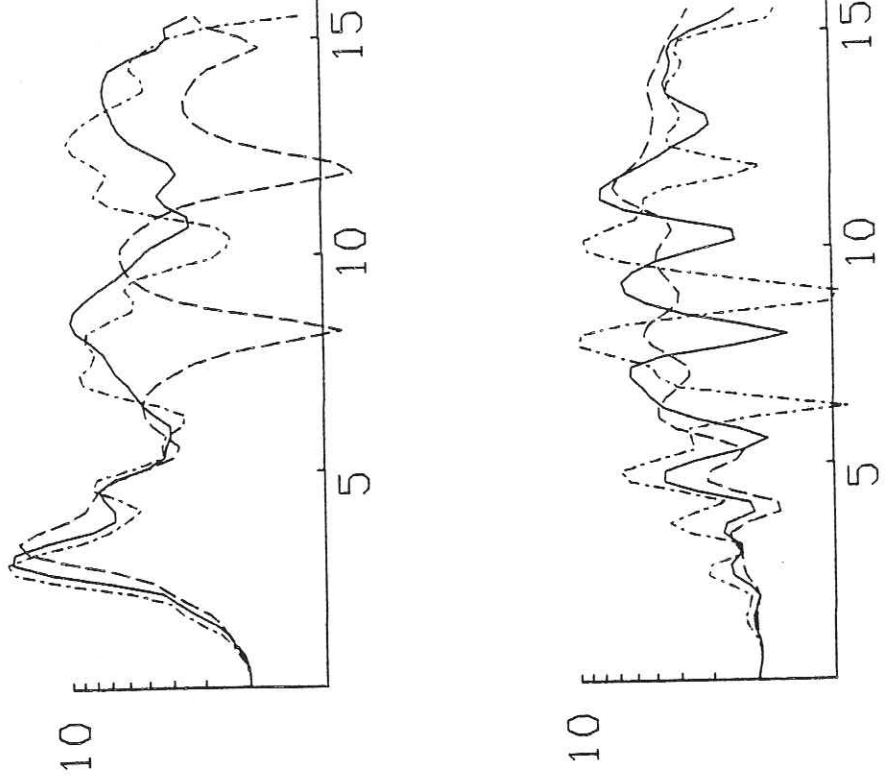


Figure 12

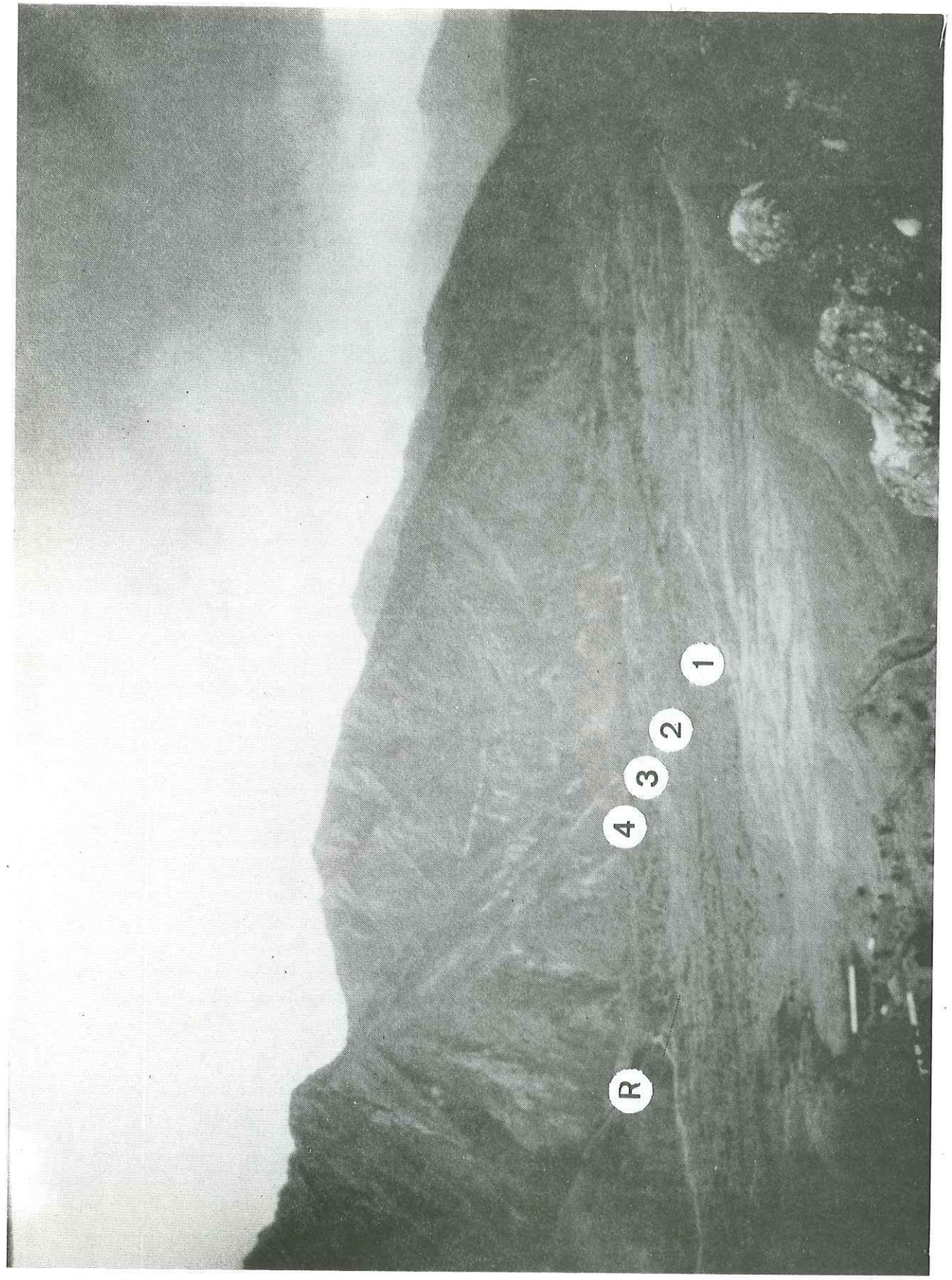


Figure 13

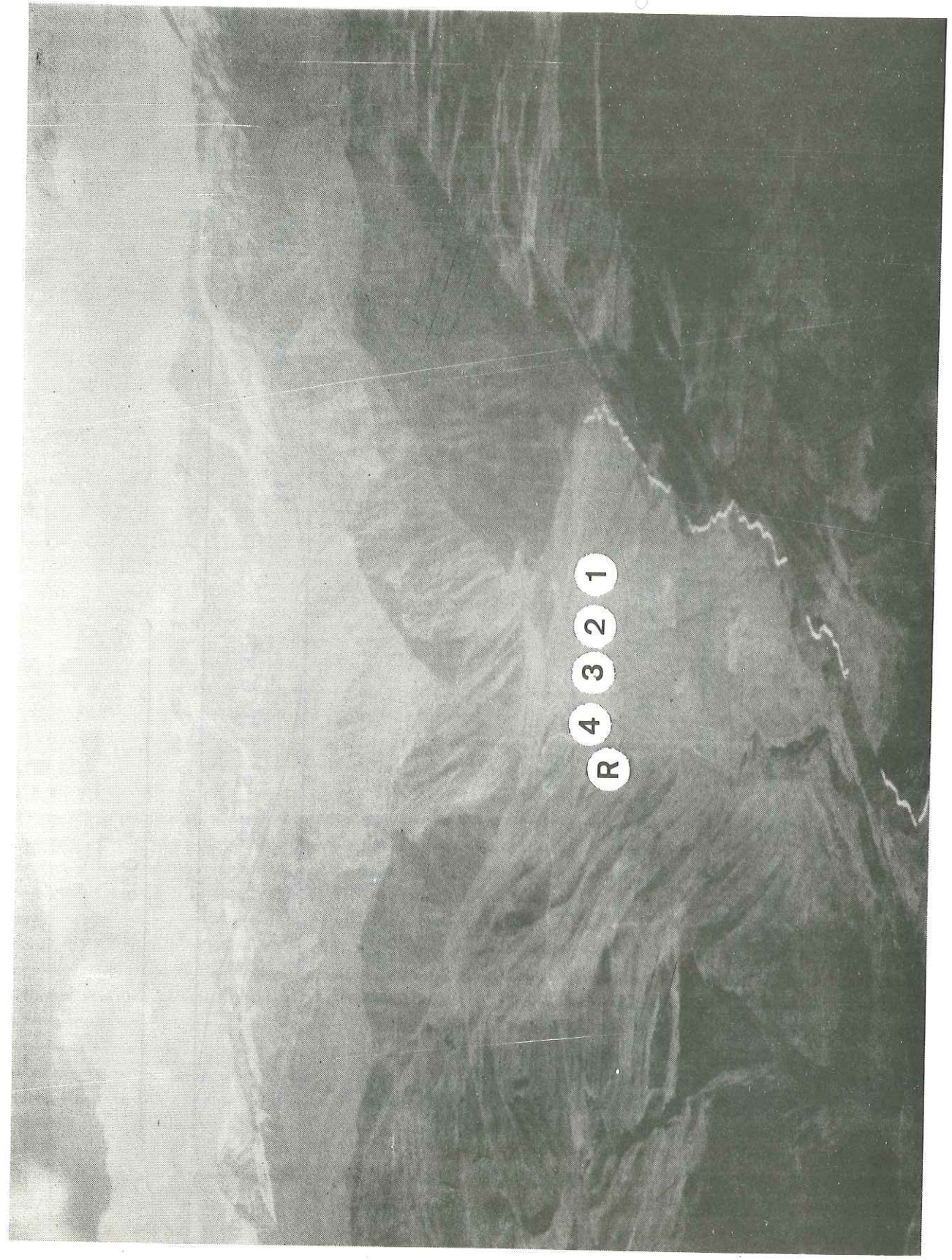
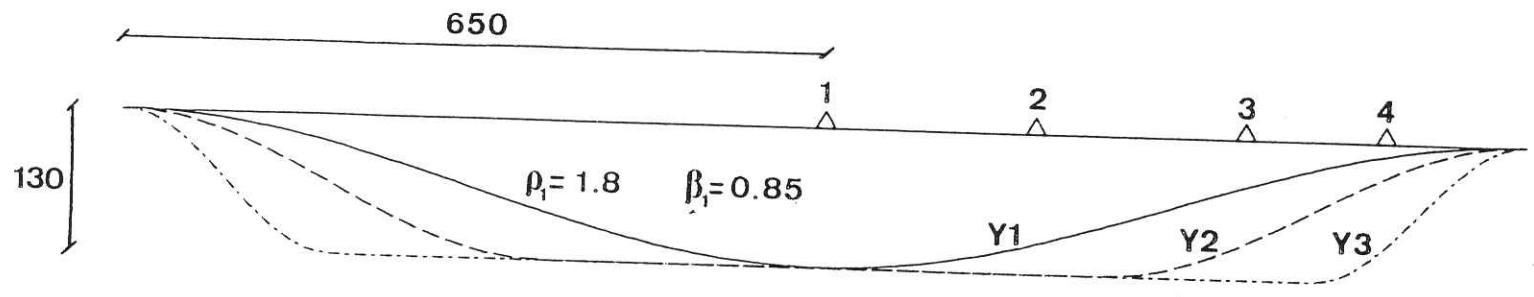
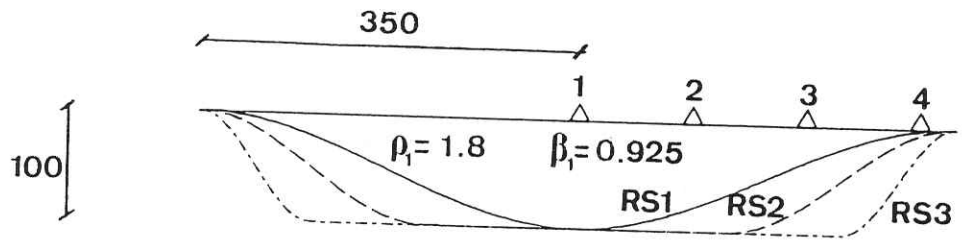


Figure 14



a

ρ_2= 2.9 β_2= 2.8



b

ρ_2= 2.4 β_2= 2.0

Figure 15

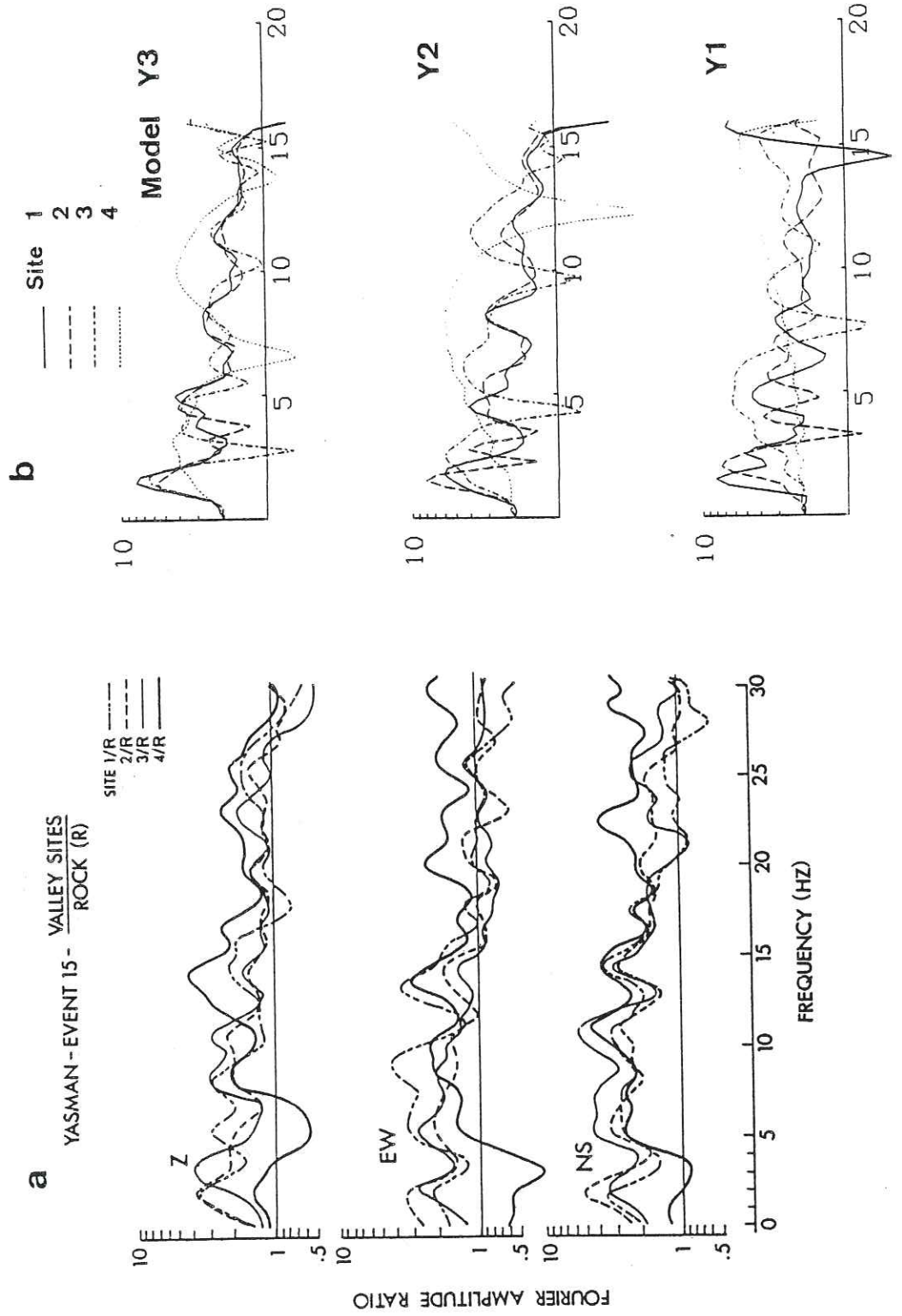


Figure 16

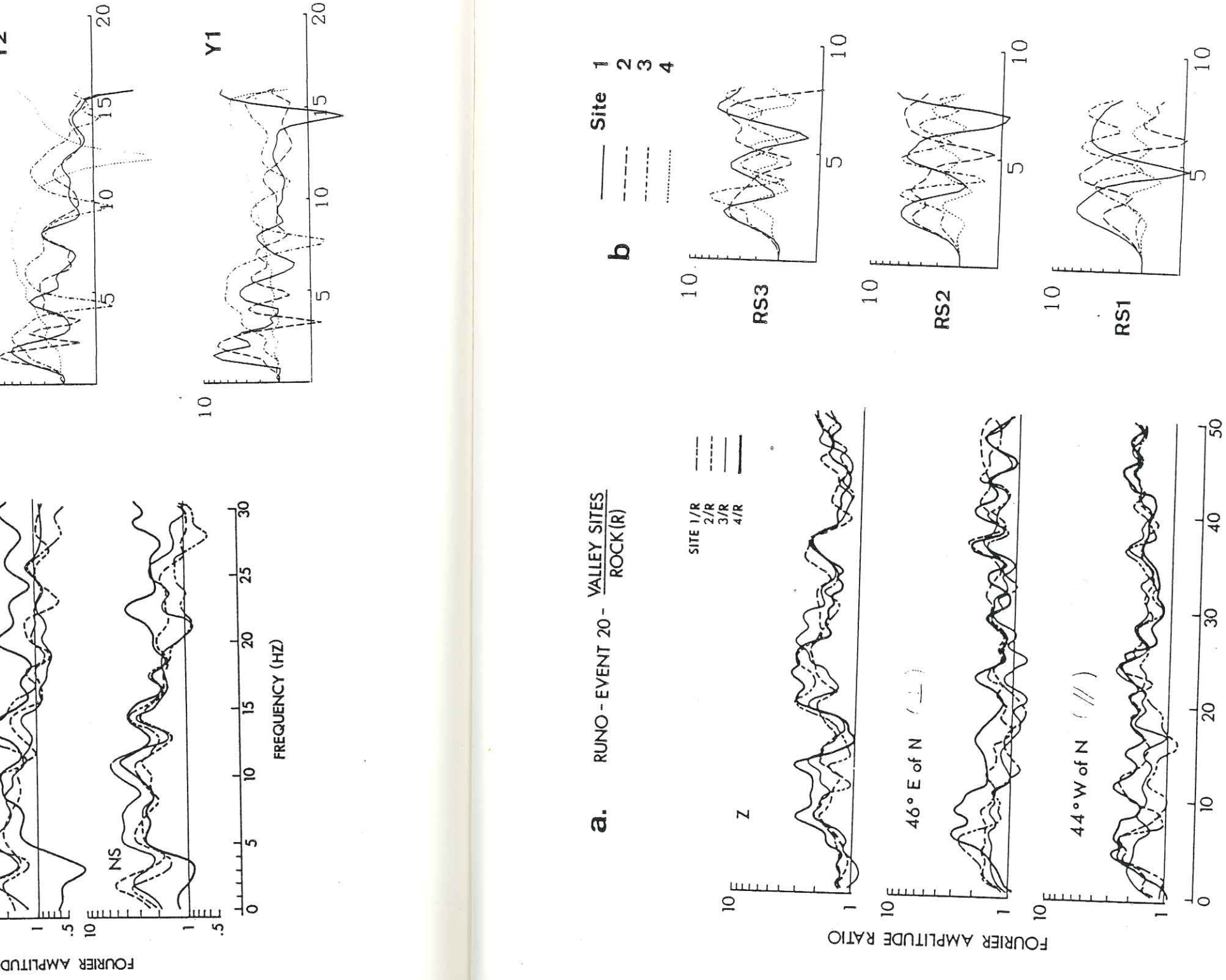
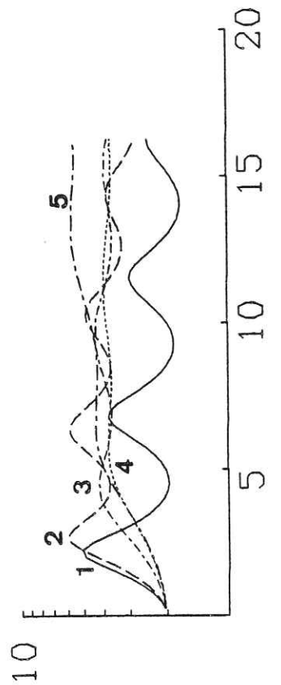


Figure 17



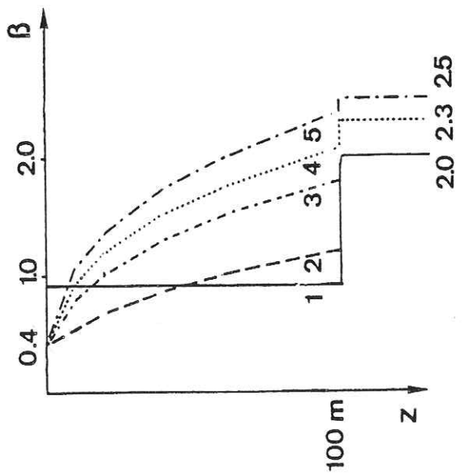


Figure 18

A N N E X E G

EVALUATION THEORIQUE DES MOUVEMENTS DIFFERENTIELS

PRODUITS PAR LES SEISMES

Michel BOUCHON, Keiiti AKI, et Pierre-Yves BARD

(Proceedings of the Third Microzonation Conference, Seattle, Juin 1982)

THEORETICAL EVALUATION OF DIFFERENTIAL GROUND MOTIONS PRODUCED BY EARTHQUAKES

Michel BOUCHON [1,2], Keiiti AKI [2], and Pierre-Yves BARD [1]

Abstract: We present a study of the differential ground motions produced by earthquakes. We model the earthquake source as a propagating rupture in a layered medium and compute the strain, rotation and tilt generated near the fault. We consider the cases of strike-slip and thrust fault models. We also investigate the effect of lateral heterogeneities by computing the rotational ground motion produced at the surface of sedimentary basins excited by S waves. A simulation of the San Fernando earthquake yields maximum strain and tilt a few kilometers from the fault of the order of 8×10^{-4} and 5×10^{-4} rd. The peak rotational motion produced by a buried 30 km long strike-slip fault with a 1 m slip is of the order of 2×10^{-4} rd. The presence of lateral heterogeneities can strongly amplify these differential motions.

INTRODUCTION

The potential effects of differential ground motions on structures have long been recognized. Newmark (1969), Luco (1976) and others have shown that such motions can induce pronounced torsional and rocking effects in structures. Several authors have attributed some of the structural damage and failure caused by earthquakes to differential ground motions. The true importance of these motions is however difficult to assess because to date no records of them have been obtained in the near-field of earthquakes. We shall try in this study to get some quantitative estimates of the amplitude of these motions. We shall compute the strain, rotation and tilt produced near earthquake faults embedded in layered media for strike-slip and thrust fault models. We shall also try to assess the effect on differential motions of lateral heterogeneities.

CASE OF A STRIKE-SLIP FAULT

The seismic wave field radiated by a strike-slip earthquake fault is dominated by SH waves and Love waves. These disturbances are characterized by horizontal motion transverse to the direction of wave propagation. The passage of these disturbances at a site will therefore result in a translation and a rotation. We chose to evaluate the rotational component of ground motion for the source-receiver configuration displayed in Figure 1. The earthquake source is a 30 km long vertical fault buried 1.5 km below the surface and extending down to a depth of 10 km. The rupture nucleates along one edge of the fault and propagates horizontally at 2.2 km/s. The dislocation time dependence at the rupture front is a ramp function with a rise time of 0.3 s. The crustal structure consists of a 1.5 km thick sedimentary layer with compressional and shear wave velocities of 3 km/s and 1.75 km/s overlying a half-space with P and S wave velocities of 6 km/s and 3.5 km/s. The densities in the surface layer and in the basement crust are 2.3 and 2.8 g/cm^3. These source and medium parameters which are based in part on data from the 1966 Parkfield earthquake are choosen to simulate the radiation from intermediate size strike-slip earthquakes. The calculation is

[1] IRIGM, Université de Grenoble, BP 53 X, 38041 Grenoble, France
[2] Dept. of Earth and Planetary Sciences, M.I.T., Cambridge, MA 02139

carried out by using the discrete wavenumber representation method (Bouchon, 1979).

The ground rotation obtained at the eight sites of Figure 1 is displayed in Figure 2. The frequency range considered extends from 0 Hz (static) to 2.5 Hz. The amplitude given corresponds to a fault slip of 1 m. The largest rotations occur in the zone around the fault strike and decay rapidly in the direction transverse to the fault. For a 1 m slip on the fault, the maximum rotation is of the order of 2×10^{-4} rd. This value is small compared to the ones generally assumed (Newmark, 1969 ; Hart et al., 1975 ; Nathan and Mc Kenzie, 1975 ; Tso and Hsu, 1978). The corresponding rotational velocities are shown in Figure 3. The peak rotational velocity corresponding to a 1 m fault slip is about 1.2×10^{-3}rd/s.

In the absence of recordings of rotational motions in the near-field of earthquakes, it is important to know if rotation can be recovered from records of ground velocity or acceleration. The rotation is related to the spatial derivatives of the horizontal displacements through the relation :

$$\phi = \frac{1}{2} \left(\frac{dv}{dx} - \frac{du}{dy} \right) \qquad (1)$$

where u and v denote the x and y components of motion (see Figure 1).
In the zone around the fault strike, the displacement is mostly transverse to the fault and equation (1) can be approximated by :

$$\phi \simeq \frac{1}{2} \frac{dv}{dx} \qquad (2)$$

In order to see if rotation is related to ground velocity, we present in Figure 4 the horizontal velocity transverse to the fault strike computed at the eight sites previously considered. Except for the absence of a static field, the velocity waveforms at sites 1, 2, 6, 7 and 8 are remarkably similar to the rotations. This indicates that most of the energy propagates along the direction of the fault strike and travels within a small range of phase velocities. Denoting by c the average phase velocity, we have at these sites the relation :

$$\phi \simeq \frac{1}{2} \frac{dv}{dx} \simeq - \frac{1}{2c} \frac{dv}{dt} \qquad (3)$$

We obtain for the phase velocity a value of 2.2 km/s which is the velocity of propagation of the rupture. The rotational motion at close distance from the strike of a strike-slip earthquake fault is therefore related to the ground velocity along the direction transverse to the fault by the relation :

$$\phi \simeq \frac{1}{2v_r} \frac{dv}{dt} \qquad (4)$$

where v_r denotes the rupture velocity.
At sites more distant from the fault strike, the direction of wave propagation changes with the position of the rupture front and there is no longer a simple relation between velocity and rotation. Relation (4) can be used to evaluate the ground rotation produced by some specific earthquakes. Table 1 gives the values of peak rotation and peak rotational velocity inferred for the Parkfield, Coyote Lake and 1979 Imperial Valley earthquakes at some of the recording sites.

CASE OF A DIP-SLIP FAULT

We now consider the case of a dip -slip fault. We choose for the source geometry the one inferred for the San Fernando earthquake of 1971 (Bouchon, 1978) except that we make the fault stop 1 km below the surface (Figure 5). The rupture starts at a depth of 13 km and propagates upward at 2 km/s. The width of the fault is 12 km. The crustal model consists of a 1 km thick low velocity sedimentary layer overlying a homogeneous half-space. The P and S wave velocities and density are respectively 2 km/s, 0.8 km/s and 2.3 g/cm^3 in the sediments and 5.6 km/s, 3.2 km/s and 2.8 g/cm^3 in the basement rock.

The longitudinal strain, tilt and ground velocities produced by the earthquake are depicted in Figures 6 and 7. The sites considered are located along the trace of the plane of symmetry of the source. The amplitudes given correspond to a fault slip of 1 m. As this value is the one inferred for the San Fernando earthquake (Bouchon and Aki, 1977), the results obtained can be considered as a numerical simulation of the strain field radiated during the 1971 earthquake. The low velocity values taken in the sediments are choosen to emphasize the effect on differential ground motions of a low-velocity surface layer. The earthquake produced extensive damage to freeway bridges located in a belt about 4 miles wide surrounding the fault breaks (Elliott and Nagai, 1973). The heaviest damage was sustained at the Route 210/5 Interchange located above the shallow segment of the fault, about 2 miles from the surface breaks. In this area the computed strain is about 8 x 10^{-4}. The main structure which completely collapsed was a 770 foot-long reinforced concrete bridge with a framing consisting of seven spans. As the bridge was oriented transverse to the fault strike, our results indicate that the structure must have undergone longitudinal differential motions with a relative displacement between piers of the order of a few (3) centimeters. Although such a displacement can induce substantial stresses in the piers and the bridge decking, it is small in comparison to the amplitude of ground shaking.

Like longitudinal strain, tilt is produced by SV, P and Rayleigh waves. Close to the fault tip, the tilt reaches a value of 5 x 10^{-4} rd. The waveforms of strain and tilt time histories at sites above and beyond the upper tip of the fault are very similar to those of the ground velocities. As shown by the relative amplitudes, the phase velocities are close to 2 km/s with values somewhat higher for the early part of the motion. This result shows that, as in the previous case, the phase velocities of strong ground motions which are the scaling factor between ground velocities and differential motions are not controlled by the near-surface velocities but by the rupture velocity and the basement rock shear velocity.

EFFECT OF LATERAL HETEROGENEITIES

Until now we have assumed flat layered crustal models. The presence of lateral heterogeneities is likely to affect the results that we have obtained. In order to assess such effects we consider the case of a sedimentary basin excited by seismic waves. The shape of the basin is illustrated in Figure 8. Its depth h is taken equal to 100 m. Shear wave velocities and densities are respectively 700 m/s and 2 g/cm^3 in the sediments and 3500 m/s and 3.0 g/cm^3 in the basement crust. A damping ratio of 2 % is assumed in the sediments. We shall compute the differential motion at the surface for vertically incident S waves polarized in a

direction parallel to the valley axis. For this type of source-medium configuration the differential motion will be a pure rotation. The calculation is done using the Aki-Larner method (Aki and Larner, 1970 ; Bard and Bouchon, 1980).

We first consider the case where the width (2D) of the basin is equal to 2 km. We take as incident signal a Ricker wavelet defined by

$f(t) = (a - 1/2) \exp(-a)$ with $a = (\pi t/t_p)^2$. The shape of this signal is shown at the bottom of Figure 9. Its frequency spectrum varies as $\omega^2 \exp(-\omega^2 t_p^2 / 4\pi^2)$ and presents a peak at $\omega = 2\pi/t_p$. The time histories of ground displacement, velocity and rotation obtained for an incident signal with central frequency of 4 Hz (t_p = 0.25 s) are displayed in Figure 9a. The amplitude scales indicated on the figure correspond to a 1 cm peak displacement outside the basin. The rotation associated with this displacement amplitude is about 3 x 10^{-4} rd. A peak displacement of 10 cm on hard rock would therefore imply a rotation of the order of 3 x 10^{-3} rd inside the basin. The rotation is here associated with Love waves. As shown by Bard and Bouchon (1980), these waves are generated at the edges of the basin and travel across the valley. The comparison between the time histories of rotation and ground velocity shows that, except for the direct disturbance which does not induce rotation, these two quantities are approximatively related by

$$\phi = \frac{1}{2}\frac{dv}{dx} \simeq \pm \frac{1}{2c}\frac{dv}{dt} \qquad (5)$$

where v denotes the ground displacement, x is the direction transverse to the valley axis and c is the phase velocity of the Love wave disturbance. The sign of this relation depends on the direction of the horizontally travelling wave. The phase velocity varies with the site considered. Its minimum value is about 1000 m/s.

We have computed the rotational motion in the basin for incident Ricker wavelets of various central frequencies in the range from 0.5 Hz to 9 Hz. The peak rotation obtained in each case is plotted as a function of the frequency of the incident disturbance in Figure 10a. The resulting curve is very similar to a response spectrum. The amplitude scale corresponds to a displacement of 1 cm outside the basin. The same curve also gives the rotational velocity in rd/s for a ground velocity of 1 cm/s outside the basin or the rotational acceleration in rd/s^2 associated with an acceleration of 1 cm/s^2 on hard rock. For instance a peak displacement of 10 cm at 2.5 Hz on hard rock implies a peak rotation of 2 x 10^{-3} rd in the basin. Similarly a peak velocity of 50 cm/s at 5 Hz on hard rock is associated with a peak velocity of 1.5 x 10^{-2} rd/s in the basin.

We present in Figures 9b and 10b the results obtained in the case of a narrower basin (D = 250 m). The depth of the sediments is unchanged. For this geometry the mode of propagation of the diffracted waves inside the basin is more complex and the time histories of rotation and ground velocity are not as well correlated as in the previous case. The response curves obtained in Figure 10b yield values of rotation, rotaional velocity and rotational acceleration of the same order as the ones obtained for a wider basin.

CONCLUSION

We have computed the strain, rotation and tilt produced during the earthquakes by modelling the earthquake source as a propagating dislocation embedded in a layered medium. The maximum rotational motion generated by a buried 30 km long strike-slip fault with slip of 1 m is of the order of 2×10^{-4} rd. The corresponding maximum velocity is about 1.2×10^{-3} rd/s. A numerical simulation of the San Fernando earthquake yields maximum longitudinal strain and tilt, a few kilometers from the fault, of the order respectively of 8×10^{-4} and 5×10^{-4} rd. The presence of lateral heterogeneities such as a sedimentary basin can strongly amplify these differential motions. We have shown that differential ground motions are closely related to ground velocity and that in most cases they can be estimated from velocity records.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported in part by the National Science Foundation under grant N° 8005720 PFR.

REFERENCES

Aki,K. and K.L. Larner, Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves, J. Geophys. Res., 75, 933-954,1970.

Bard,P.Y. and M. Bouchon, The seismic response of sediment-filled valleys. Part 1 : The case of incident SH waves, Bull.Seism. Soc. Am., 70, 1263-1286, 1980.

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

Bouchon, M., Discrete wavenumber representation of elastic waves fiels in three-space dimensions, J. Geophys. Res., 84, 3609-3614, 1979.

Bouchon, M., and K. Aki, Discrete wavenumber representation of seismic-source wave fields, Bull. Seism. Soc. Am., 67, 259-277, 1977.

Elliott, A.L., and I. Nagai, Earthquake damage to freeway bridges, published in the San Fernando, California, earthquake of 1971, U.S. Dept. of Commerce, Washington D.C., Vol. 2, 201-233, 1973.

Hart, G.C., M. DiJulio, and M. Lew, Torsional response of high-rise buildings, J. Struct. Div., ASCE, 101, 397-414, 1975.

Luco, J.E. Torsional response of structures to obliquely incident seismic SH waves, Earthq. Engng. Struct. Dyn., 4, 207-219, 1976.

Nathan, N.D., and J.R. McKenzie, Rotational components of earthquake motion, Canad. J. Civ. Engng., 2, 430-436, 1978.

Newmark, N.M., Torsion in symnetrical buildings, Proc. Fourth World Conf. Earthq. Engng., Santiago, Chile, 3, 19-32, 1969.

Tso, W.K., and T.I. Hsu, Torsional spectrum for earthquake motions, Earthq. Engng. Struct. Dyn., 6, 375-382, 1978.

Earthquake	v_r	Site	peak velocity	peak acceleration	peak rotation	peak rotational velocity
Parkfield, 1966	2.2 km/s	Station N°2	75 cm/s	490 cm/s^2	1.7×10^{-4} rd	1.1×10^{-3} rd/s
Coyote Lake, 1979	2.6 km/s	Gilroy array Stat.6	44 cm/s	410 cm/s^2	8×10^{-5} rd	8×10^{-4} rd/s
Imperial Valley,1979	2.6 km/s	El Centro array Station N° 7	108 cm/s	450 cm/s^2	2.0×10^{-4} rd	8×10^{-4} rd/s

Table 1

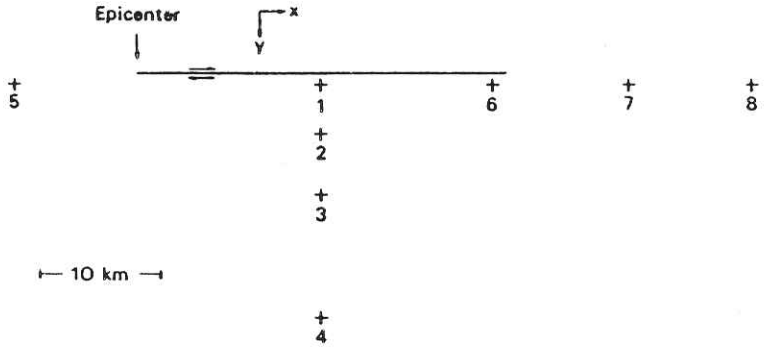


Figure 1. Source-receiver configuration for the strike-slip earthquake fault considered. Stations 1,5,6,7 and 8 are located 1 km from the fault strike and at epicentral distances along the fault of 10,15,29,40 and 50 km. Stations 2,3 and 4 are 5,10 and 20 km away from the fault.

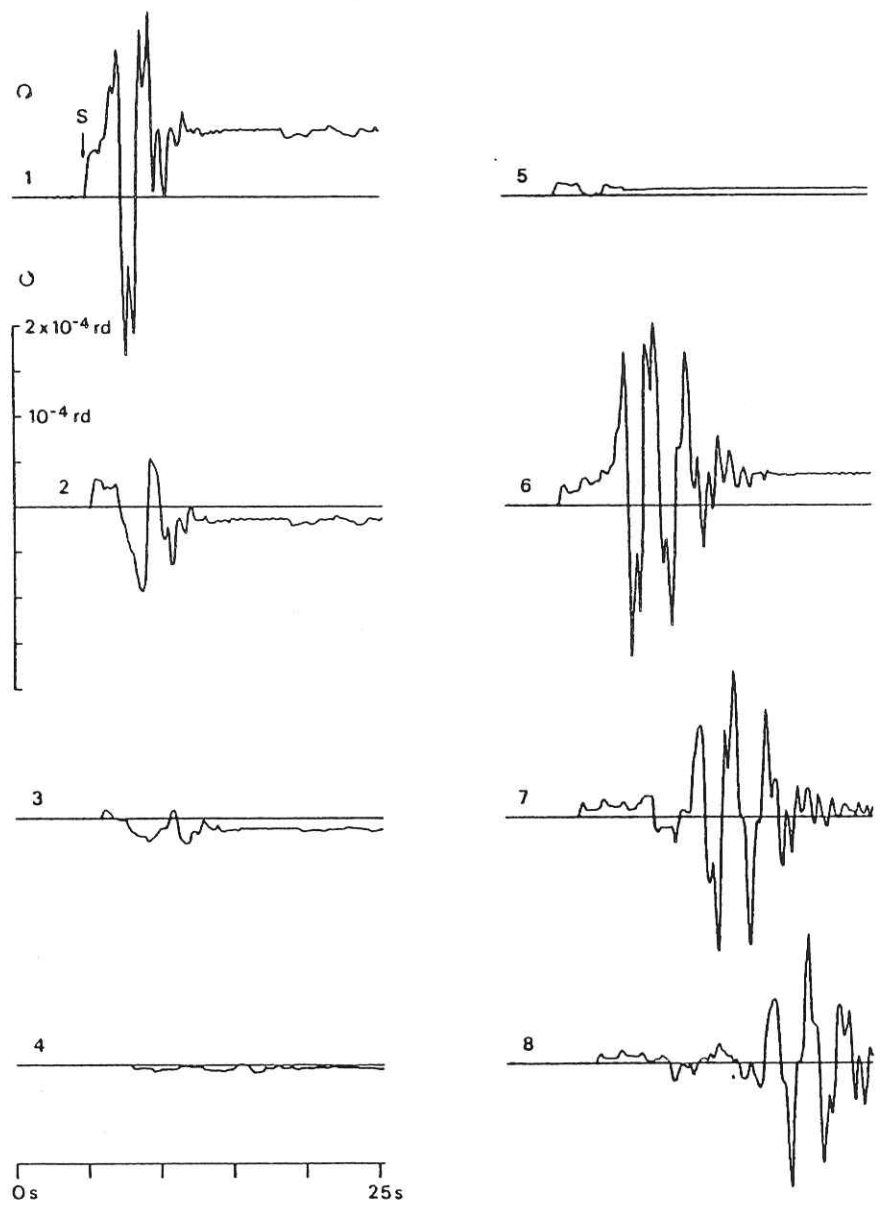


Figure 2. Rotation produced by the strike-slip fault at the site locations of Figure 1. S indicates the S wave arrival. The amplitude given corresponds to a fault slip of 1 m.

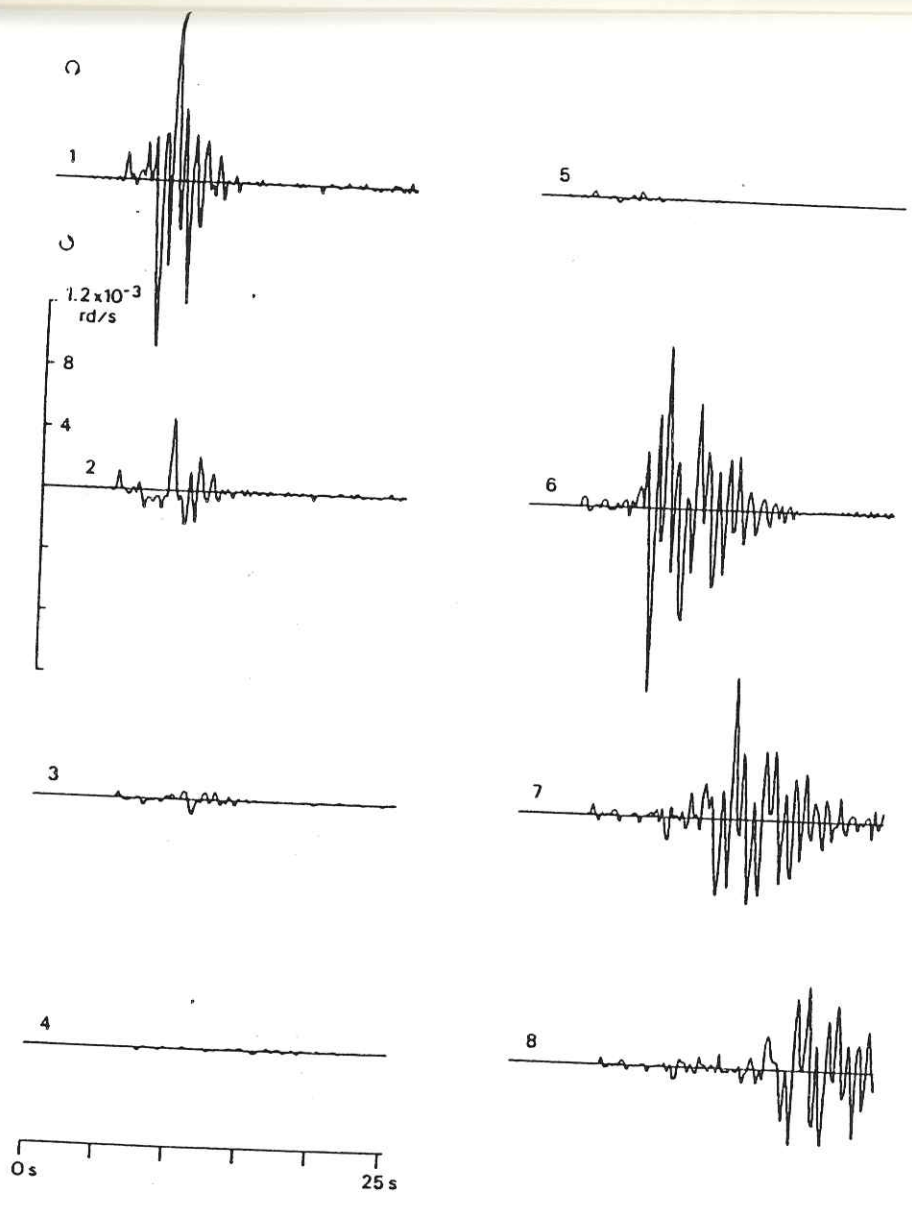


Figure 3. Rotational velocity obtained for the configuration of Figure 1.

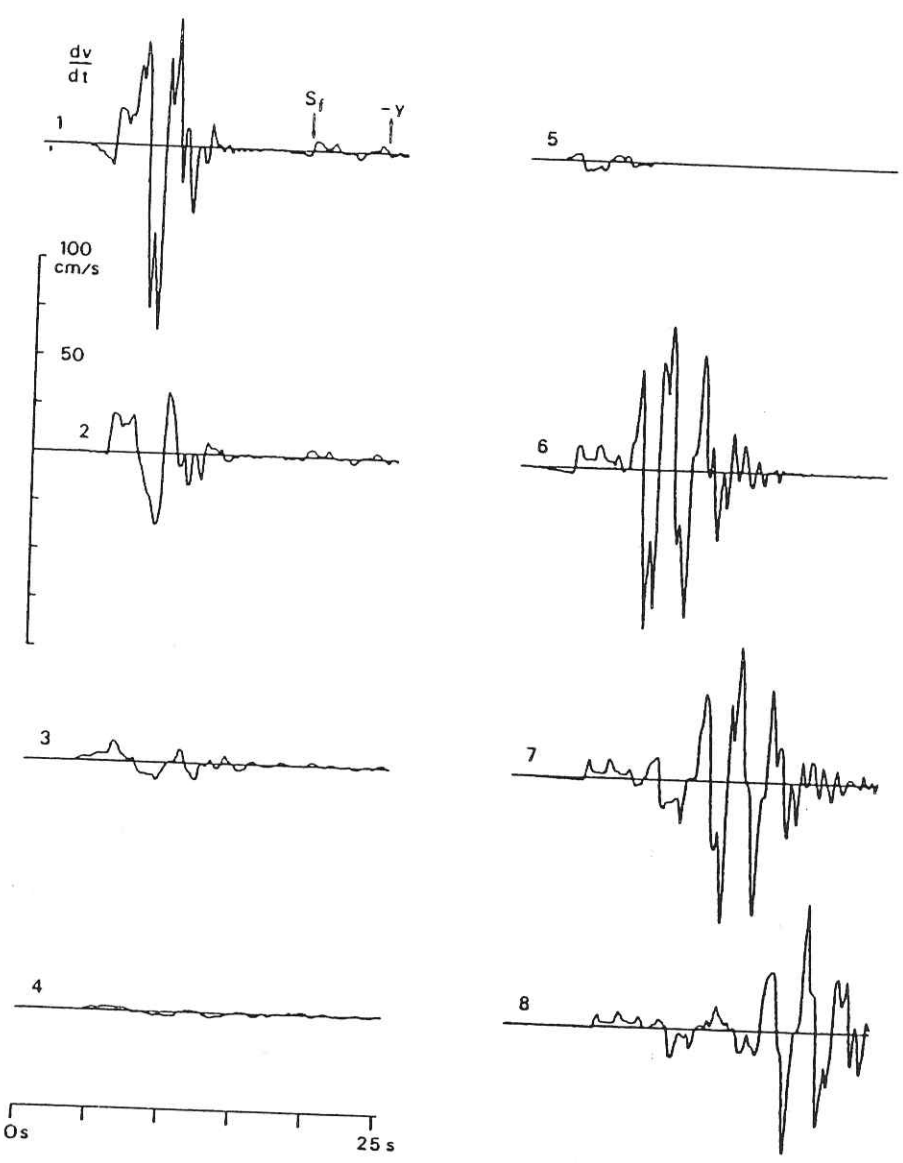


Figure 4. Horizontal ground velocity in the direction transverse to the fault.

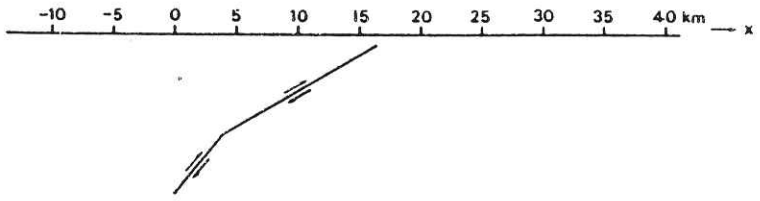
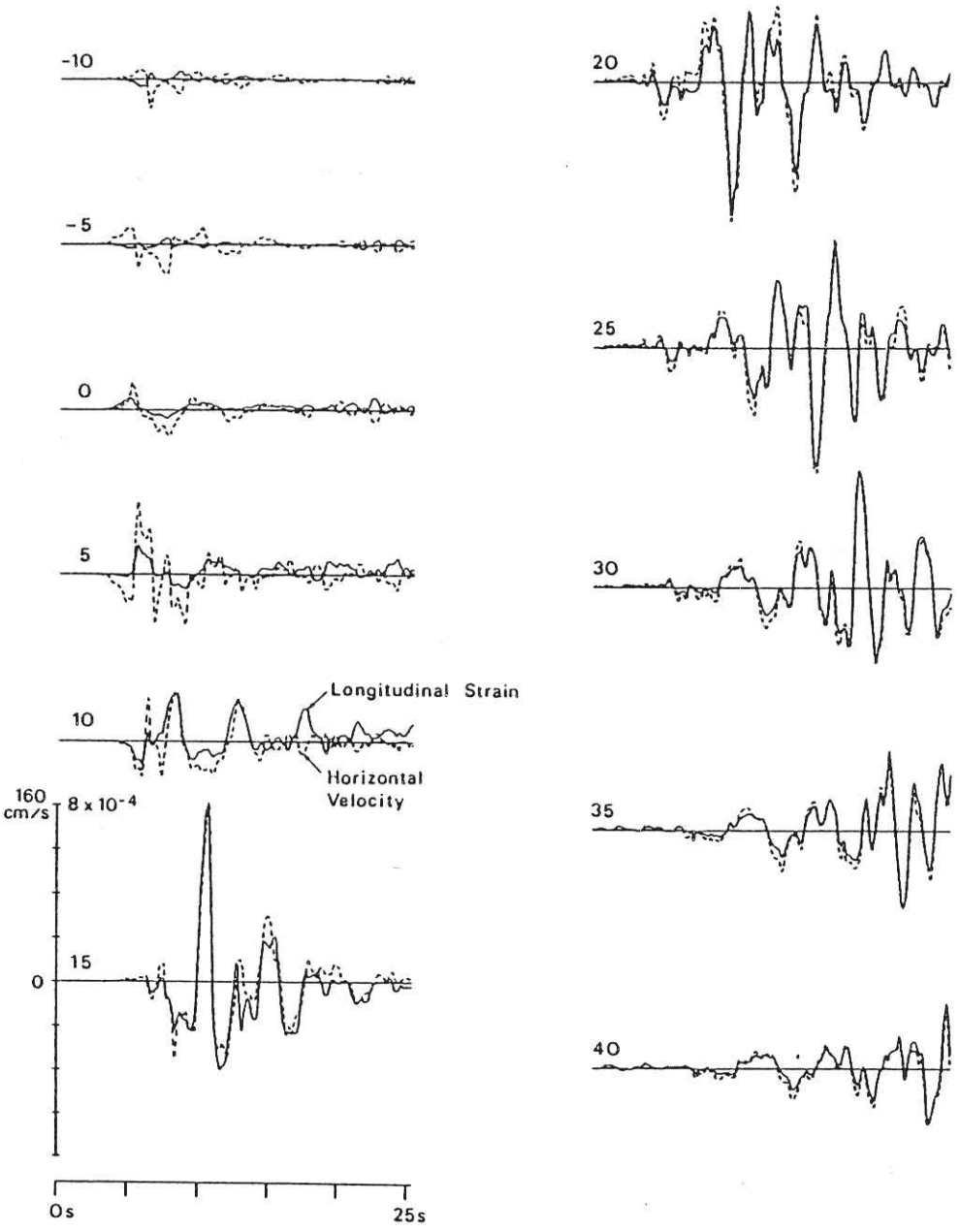


Figure 5. Source-receiver configuration for the thrust fault model considered. The hypocentral depth is 13 km and the two fault segments dip at 52° and 30°.

Figure 6. Longitudinal strain and horizontal ground velocity produced by the thrust fault model of Figure 5.



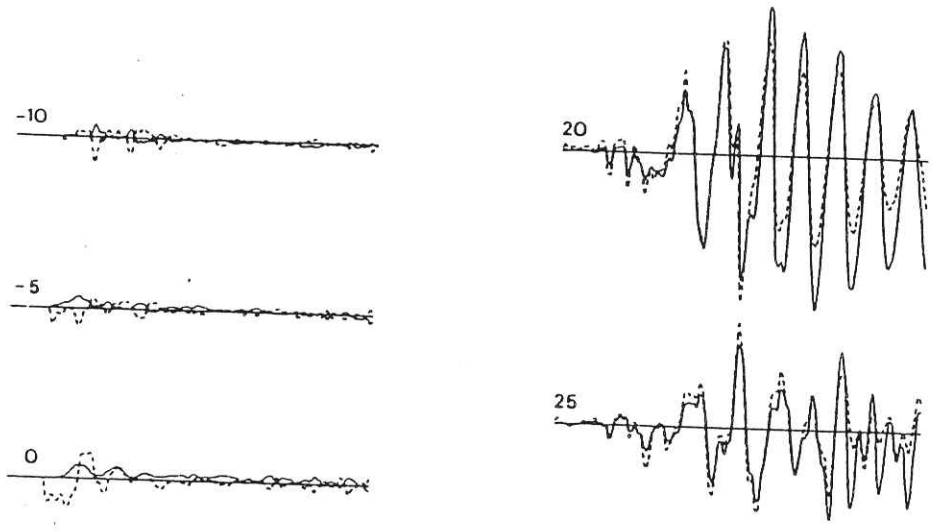


Figure 7. Tilt and vertical ground velocity produced by the thrust fault model of Figure 5.

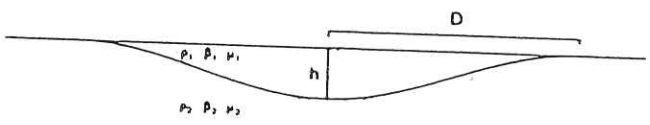


Figure 8. Basin geometry considered

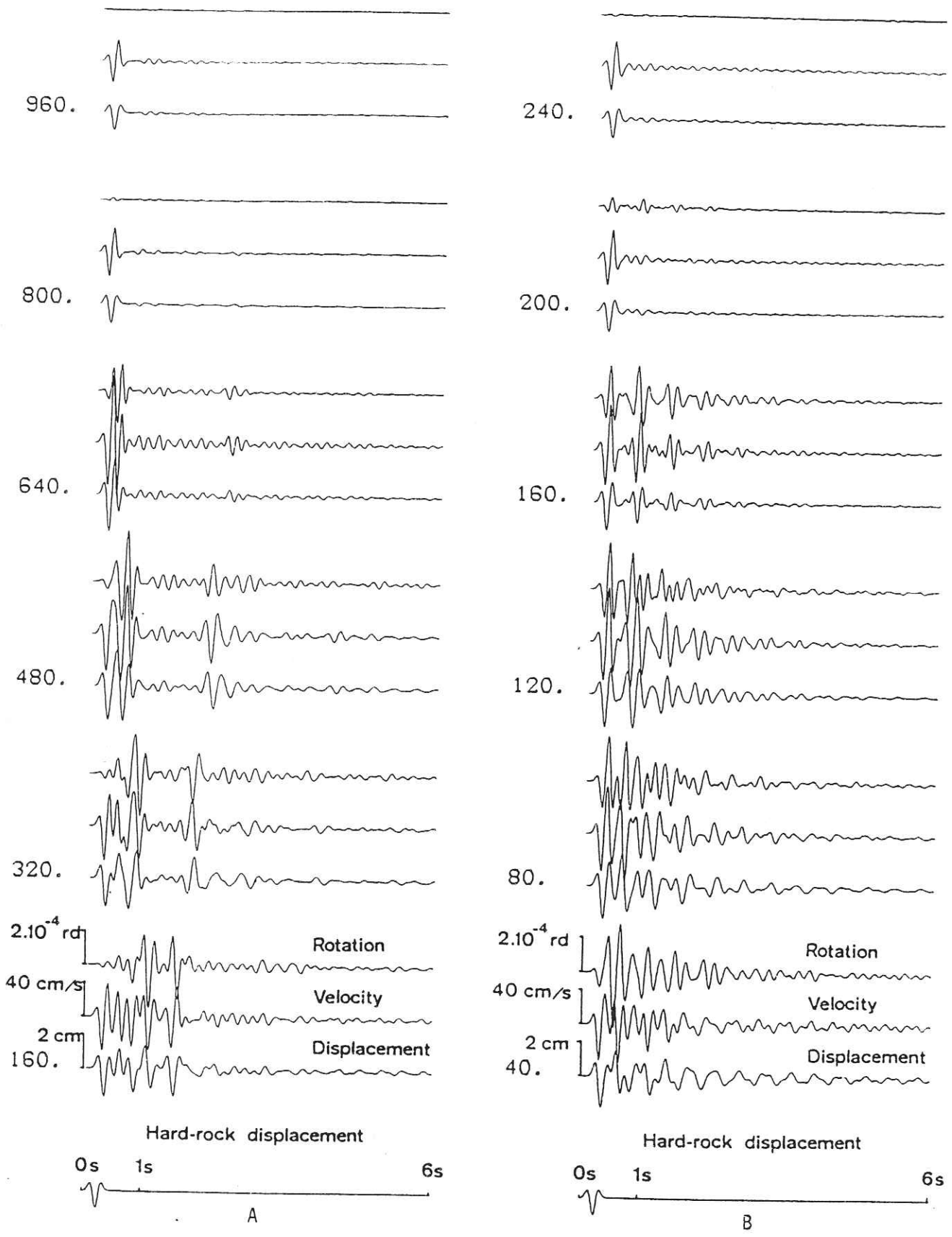


Figure 9. Rotation, velocity and displacement produced at the surface of two basins with depth h = 100m and half-width D = 1000m (A) and 250 m (B). 6 sites are considered. The numbers indicate the distance in meters from the center of the basin.

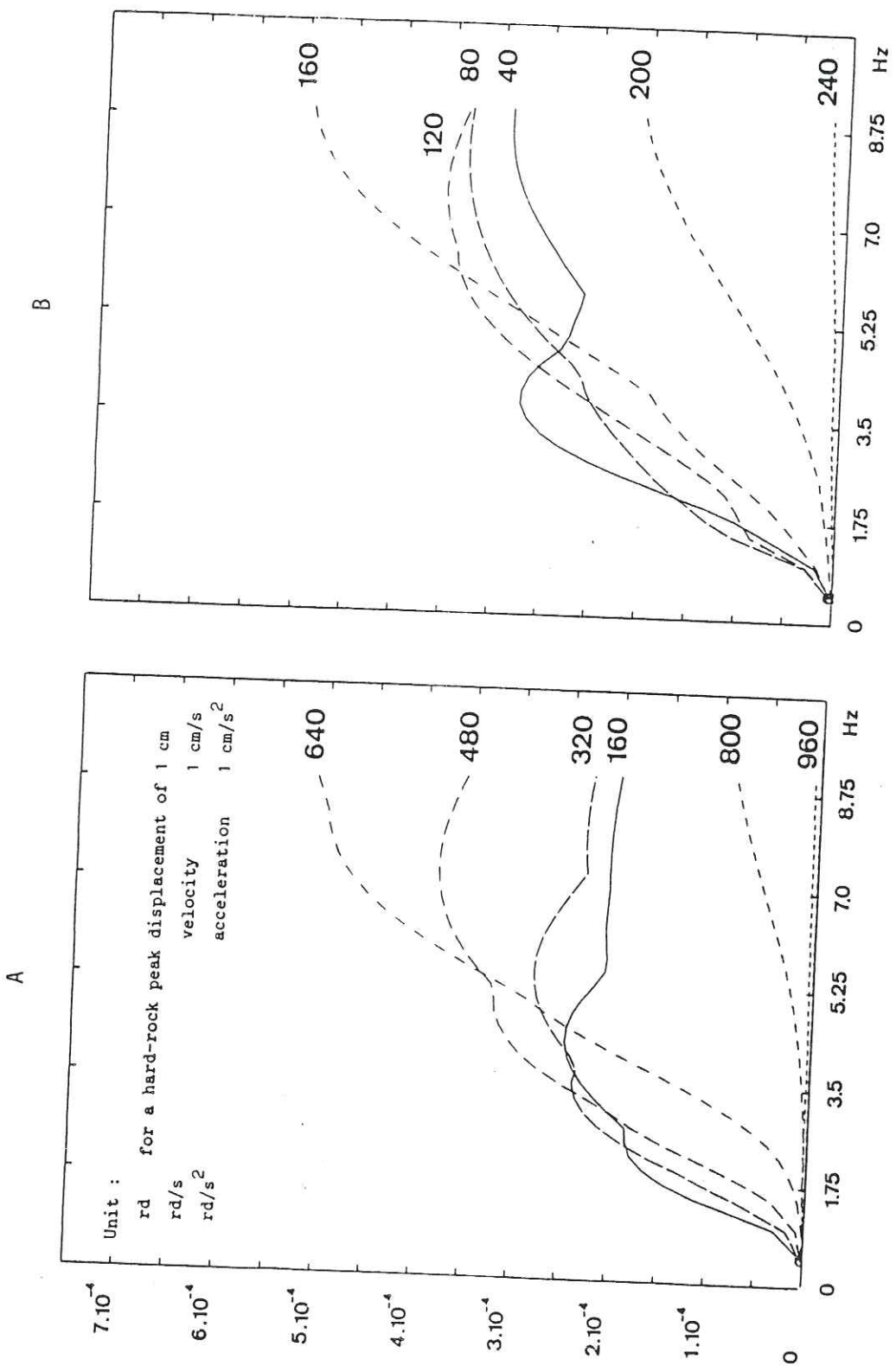


Figure 10. Rotational spectra of two sedimentary basins excited by S waves. 6 different sites are considered. The numbers on each curve give the distance from the site to the center of the basin.

ANNEXE H

AMPLIFICATION DES ONDES SISMIQUES :

INFLUENCE DES CONDITIONS GEOLOGIQUES LOCALES

Pierre-Yves BARD, Jean-Louis DURVILLE et Jean-Pierre MENEROUD

(Bulletin de liaison des Laboratoires des Ponts-et-Chaussées, 125, p. 85-90)

Amplification des ondes sismiques : influence des conditions géologiques locales

Pierre-Yves BARD
Ingénieur
Institut de recherches interdisciplinaires en geologie et mécanique, Grenoble

Jean-Louis DURVILLE
Ingenieur
Division Géotechnique
Géologie de l'ingénieur-Mécanique des roches
Laboratoire central des Ponts et Chaussées

Jean-Pierre MENEROUD
Ingenieur géologue
Laboratoire des Ponts et Chaussées de Nice

RÉSUMÉ

On présente les résultats de calculs d'amplification sismique, sur modèle bidimensionnel, obtenus par une méthode de type analytico-numérique. Le site choisi pour l'étude est une vallée des Alpes-Maritimes avec son remplissage alluvial, schématisée par un profil transversal bicouche (alluvions + substratum) à interface de profondeur variable. Des ondes planes, de type SH, montent, soit verticalement, soit sous incidence oblique, vers la surface. Les modifications qu'elles subissent en arrivant à la surface sont appréhendées de deux manières :

- sous forme spectrale : dans la partie centrale du bassin, pour des fréquences voisines de 2,5 Hz, les amplitudes peuvent être multipliées par 5 ou 6 (un calcul classique unidimensionnel donne des amplifications de 3 ou 4) ;
- en mode temporel, avec un signal synthétique simple : la vibration en surface dure plus longtemps (2 à 5 s de plus) que le signal incident.

La validité des résultats obtenus est discutée, notamment par rapport à ceux que fournit l'approche unidimensionnelle. On examine également comment cette étude, de caractère méthodologique pourrait s'intégrer à un microzonage sismique du site.

MOTS CLÉS : *41 - Calcul - Onde - Sismique - Bidimensionnel - Modèle mathématique - Fréquence - Amplitude - Augmentation - Géologie - Micro - Zone - Séisme.*

Présentation

Marcel ARNOULD
Directeur du Centre de géologie de l'ingénieur*
Conseiller scientifique du Laboratoire central des Ponts et Chaussées

*Une action concertée consacrée à un essai de microzonage sismique, retenue voici deux ans par le Comité Géologie et Aménagement de la Délégation générale à la Recherche scientifique et technique, regroupe quatre organismes : le Laboratoire central des Ponts et Chaussées, le laboratoire des Ponts et Chaussées de Nice, l'Institut de Recherches interdisciplinaires de Géologie et de Mécanique de Grenoble, le Centre de Géologie de l'Ingénieur (Armines) **.*

L'objectif essentiel est une recherche méthodologique de l'influence de la topographie, seule et associée à la structure du proche sous-sol, sur des atténuations ou amplifications localisées de vibrations sismiques. Il y a donc une approche cartographique complémentaire de celle des cartes sismotectoniques ou de séismicité historique.

Dans les études détaillées, faites pour des ouvrages (centrales nucléaires, ouvrages d'art, immeubles de grande hauteur, etc.), qui peuvent être considérées comme ponctuelles, les propriétés dynamiques des sols de fondation sont prises en compte, mais la géométrie des interfaces de formations différentes ne l'est que d'une façon unidimensionnelle. A fortiori son influence conjointe avec la topographie est-elle négligée. Il en va pratiquement de même dans les nombreuses recherches mondiales modernes de sismologie et génie parasismique.

---

* *Commun à l'école nationale supérieure des Mines de Paris et à l'École nationale des Ponts et Chaussées.*

** *Le Bureau de Recherches géologiques et minières associé initialement au projet s'en est retiré.*

L'objectif que nous nous sommes proposé est donc original. On verra sa grande importance dès les premiers résultats présentés dans cet article.

Partant de résultats théoriques, ceux de P. Y. Bard notamment, il convenait de choisir des sites réels à titre d'exemple, en région de préférence sismique et non horizontale. Les partenaires ont retenu les Alpes-Maritimes comme répondant aux critères précédents et disposant en outre d'une cartographie géotechnique détaillée dressée à l'occasion de l'établissement des POS. C'est aussi une bonne occasion de montrer comment on pourrait compléter la carte détaillée des risques des Alpes-Maritimes (CRAM) d'où le risque sismique est exclu.

Trois sites expérimentaux ont été choisis. Sur chacun, deux approches sont d'abord distinguées : d'une part des calculs d'amplification ou d'atténuation de la vibration sismique sur des profils bidimensionnels, qui sont destinés à mettre en évidence l'influence de la topographie et de la structure géologique, limitée ici à une couverture alluvionnaire meuble en remplissage de fond de vallée sur substratum plus rigide, non horizontal; d'autre part une analyse des propriétés géotechniques et dynamiques des formations concernées.

On présente ici quelques-uns des premiers résultats obtenus sur l'un des trois sites. L'aboutissement devrait être une synthèse sous forme de microzonage sommaire.

Je souligne enfin que depuis l'origine de cette action concertée, qui aura bien joué son rôle de stimulus, les laboratoires des Ponts et Chaussées se sont engagés résolument dans des recherches de zonage et de microzonage sismique ainsi que de génie parasismique en général.

PRINCIPE DE LA MÉTHODE

Les calculs d'amplification exposés ici s'effectuent à partir de profils, de coupes géologiques : sous la surface topographique, le sol est schématisé par deux couches superposées de comportement visco-élastique linéaire, homogènes et isotropes.

Cette approche bidimensionnelle diffère donc de la pratique courante qui utilise des modèles à couches horizontales excitées par une onde transversale (SH) verticalement incidente : modèles unidimensionnels, dont la version la plus simple est résumée sur la figure 1 et qui ne peuvent évidemment rendre compte de l'influence du type d'onde et de sa provenance, ni du rôle des accidents topographiques. Le modèle bidimensionnel utilisé ici, sans prétendre refléter la réalité dans toute sa complexité, permet tout de même une meilleure représentation d'un site naturel, assimilé à une structure cylindrique, et d'une vibration sismique, ici onde transversale d'incidence variable. L'approche unidimensionnelle n'en est pas pour autant condamnée : elle peut venir en raffinement des calculs sur profils, après que son domaine de validité ait été mieux cerné, puisqu'elle permet de différencier plusieurs couches superficielles aux propriétés géotechniques distinctes.

Nous n'insisterons pas sur la méthode de calcul, de type analytico-numérique [1] et [2], moins lourde et moins coûteuse qu'une étude par éléments finis, avec en contre-partie quelques limitations : par exemple, les pentes de la surface topographique et de l'interface entre les deux couches ne doivent pas dépasser 45 à 50°. Les calculs ont été effectués à l'IRIGM.

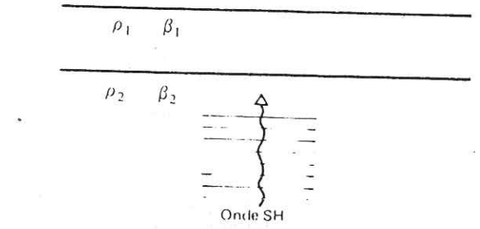


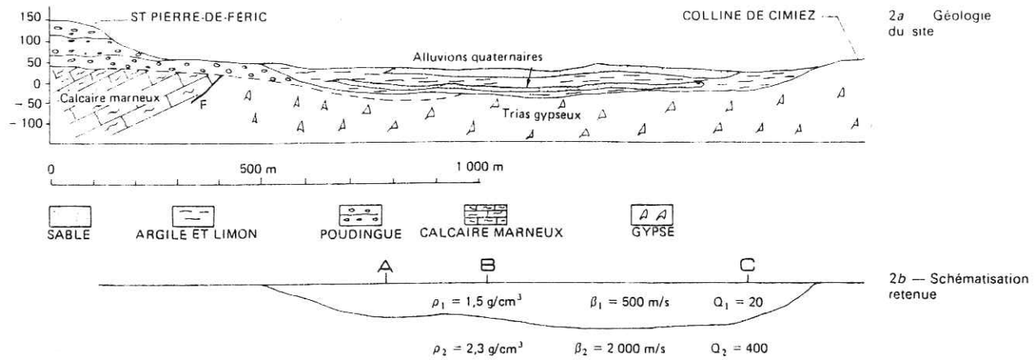
Fig. 1. — Amplification dans un modèle unidimensionnel simple. Deux couches horizontales de comportement élastique linéaire isotrope, définies par leur masse volumique ρ et la vitesse d'ondes transversales β, sont soumises à une onde plane sinusoïdale de cisaillement se propageant verticalement; les fréquences de résonance (f_n) et l'amplification (maximale pour ces fréquences) (A_{max}) par rapport à une situation avec la seule couche n° 2 sont données par les formules :

$$f_n = (2n + 1)\frac{\beta_1}{4h}$$

$$A_{max} = \frac{\rho_2\beta_2}{\rho_1\beta_1}$$

PRÉSENTATION GÉOLOGIQUE ET GÉOMORPHOLOGIQUE DU SITE (fig. 2*a*)

La ville de Nice s'est développée sur des alluvions récentes déposées par des divagations du lit du Paillon. Celui-ci en effet a creusé pendant les périodes d'abaissement du niveau marin au Quaternaire deux thalwegs importants parallèles entre eux, et séparés par un interfluve à relief nettement marqué, constitué



2*a* Géologie du site

2*b* — Schématisation retenue

Fig. 2. — Profil géologique du bassin étudié (sillon ouest)

par les collines de Cimiez et du Château à ossature de calcaire jurassique. Ce système repose sur du Trias supérieur (Keuper) essentiellement gypseux qui constitue le substrat de tout le bassin.

A l'ouest, le gypse est en contact anormal avec le Crétacé à faciès calcaréo-marneux, surmonté de poudingues plioquaternaires formant les reliefs de la rive droite du sillon ouest.

A l'est, le Trias est en contact également anormal avec les terrains secondaires (Jurassique et Crétacé) constituant les écailles de l'Arc de Nice, qui forment les reliefs de la rive gauche du sillon est.

Les différents faciès des alluvions ont évidemment une répartition spatiale très complexe liée à un régime lenticulaire. On y retrouve des limons, des sables, des sables et galets, des argiles et de la tourbe. Les sables du sillon occidental ont une granularité plus fine que ceux de l'est où les mélanges sables et graviers sont plus systématiques; cette différence est héritée de la chronologie des dépôts, le sillon est étant plus récent. Les résultats présentés ci-après sont relatifs à un profil du sillon ouest.

SCHÉMATISATION RETENUE (fig. 2*b*)

La géométrie du site niçois, formé d'une vallée alluviale d'orientation nord-sud encadrée de collines également d'axe quasi méridien, se prête assez bien à une étude bidimensionnelle sur un profil est-ouest. Et, si l'on considère les sources sismiques les plus probables, les ondes venant de foyers situés en Ligurie ou dans le golfe de Gênes se propageraient d'est en ouest en arrivant à Nice, donc dans le plan du profil; celui-ci serait en revanche moins bien adapté aux séismes venant du nord.

Quelques calculs préliminaires, sur profil topographique réel mais avec sol homogène unique, ont montré que les reliefs latéraux avaient une influence très probablement faible devant celle du remplissage alluvial; le profil retenu a donc été « mis à plat », ce qui permet un gain substantiel en temps de calcul.

Le modèle comporte les deux couches suivantes :

— *La couche supérieure* représente les alluvions : leur hétérogénéité certaine dans le détail ne devrait pas créer trop de perturbations à l'échelle du bassin. Des caractéristiques mécaniques plausibles ont été adoptées, aucune mesure n'ayant été réalisée :

- masse volumique, 1,5 g/cm³
- vitesse des ondes S, 500 m/s
- facteur de qualité, 20.

Rappelons que le facteur de qualité Q définit l'atténuation des ondes au cours de leur propagation (Q varie en sens inverse de l'amortissement).

— *La couche inférieure* correspond au substratum qui est soit du Trias gypseux, soit du Jurassique ou Crétacé carbonaté, soit du Pliocène conglomératique. L'assimilation de ces diverses formations à un seul milieu est évidemment grossière, d'autant plus que le Trias lui-même est peut-être fort hétérogène sous les alluvions. Les caractéristiques (choisies et non pas mesurées) sont les suivantes :

- masse volumique, 2,3 g/cm³
- vitesse des ondes S, 2 000 m/s
- facteur de qualité, 400.

En ce qui concerne l'onde sismique incidente dont l'origine présumée lointaine justifie un modèle par ondes planes, nous nous sommes bornés à des ondes SH, en considérant plusieurs angles d'indicence : $i = 0°$ (onde verticale, analogue au cas unidimensionnel), $i = -30°, -45°$ (ondes venant de l'est), $i = 30$ ou 45° (ondes venant de l'ouest). Les résultats sont présentés de deux manières différentes :

— La forme spectrale (spectres d'amplification en déplacement, vitesse, ou accélération en divers points de la surface) permet de bien apprécier les fréquences dangereuses et l'amplitude des résonances; l'intervalle 0-6,4 Hz a été choisi, balayé par pas de 0,2 Hz;

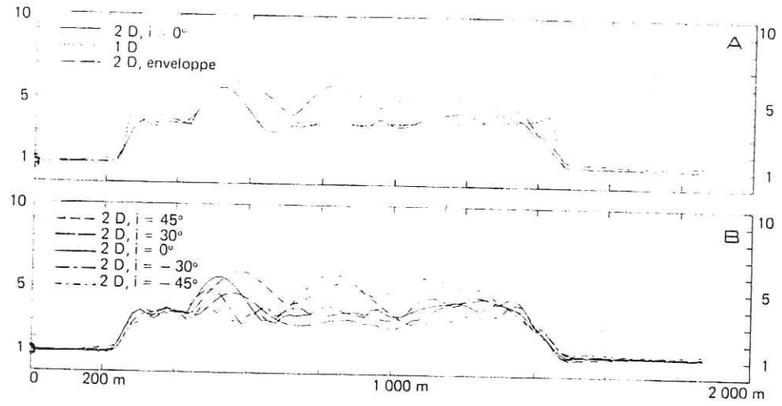


Fig. 3 Courbe d'amplification spectrale maximale

— la forme temporelle (sismogrammes, aux mêmes points, obtenus pour un signal incident simple) donne une idée de la durée de la vibration et des mouvements différentiels entre sites voisins.

QUELQUES RÉSULTATS RELATIFS A L'AMPLIFICATION DES ONDES

1. Résultats en fonction de l'angle d'incidence

Les deux figures 3 présentent, en fonction de la position dans le bassin portée en abscisse, la plus grande des amplifications obtenues en faisant varier les fréquences entre 0 et 6,4 Hz.

a) Comparaison entre le calcul unidimensionnel (1D) et le calcul bidimensionnel (2D); pour ce dernier, on a distingué l'incidence verticale ($i = 0°$) et la courbe enveloppe des incidences venant de l'est ($i = 0, -30°, -45°$).

b) Calcul bidimensionnel : amplification en fonction de l'angle d'incidence.

La figure 3 fait apparaître que :

— l'amplification varie notablement, en fonction de l'angle d'incidence, sauf sur les bords du bassin. En gros, elle est maximale du côté d'où vient l'onde sismique,

— la courbe-enveloppe atteint des amplifications de l'ordre de 5 ou 6 dans toute la partie centrale du bassin,

— le calcul unidimensionnel (1D), plus pessimiste aux extrémités du bassin que le calcul 2D, fournit en revanche une amplification nettement moindre (3 ou 4) au centre du bassin.

La courbe-enveloppe, celle qu'il faudrait prendre en compte dans un microzonage, serait probablement « lissée vers le haut » si l'on considérait des incidences intermédiaires; elle montre que les mille mètres centraux du bassin alluvial sont soumis à une amplification à peu près uniforme, sous-estimée dans le modèle unidimensionnel.

2. Résultats en fonction de la fréquence

La figure 4 montre que les amplifications maximales ont lieu :

— vers 2-3 Hz, au centre du bassin,
— pour des fréquences plus élevées, à l'aplomb des zones de remontée de l'interface. Il apparaît qu'il serait nécessaire de prendre en considération des fréquences au-delà de 6,4 Hz.

Les spectres de réponse présentés sur la figure 5 correspondent aux trois points A, B, C de la surface du bassin, indiqués sur la figure 2 (il s'agit en fait de spectres lissés, les spectres réels étant très irréguliers). Ils confirment en particulier, dans la partie centrale du bassin, le pic d'amplification autour de 2,5 Hz. La comparaison avec le modèle 1D conduit aux observations suivantes :

— pour les points A et B, la courbe-enveloppe 2D se situe nettement au-dessus de la courbe 1D : augmentation de 100 % environ. En conséquence, lorsqu'on effectue simplement un calcul 1D, on devrait multiplier l'amplification par deux pour obtenir la valeur intéressante en microzonage,

— pour le point C, le résultat 2D est inférieur ou égal à la valeur 1D dans les basses fréquences, la situation se renversant au-dessus de 3-4 Hz.

En bref, un microzonage fin faisant référence à la période propre des bâtiments devrait distinguer la zone centrale (éviter les périodes propres voisines de 0,4 s, soit très grossièrement constructions de 3 à 5 étages) de la zone des bordures (périodes propres les plus défavorables : autour de 0,2 s, c'est-à-dire les constructions basses).

QUELQUES RÉSULTATS EN MODE TEMPOREL

Pour obtenir les informations sur l'aspect temporel du phénomène, il faudrait pouvoir disposer de sismogrammes réels susceptibles de définir un type régional de séisme. En l'absence de telles données

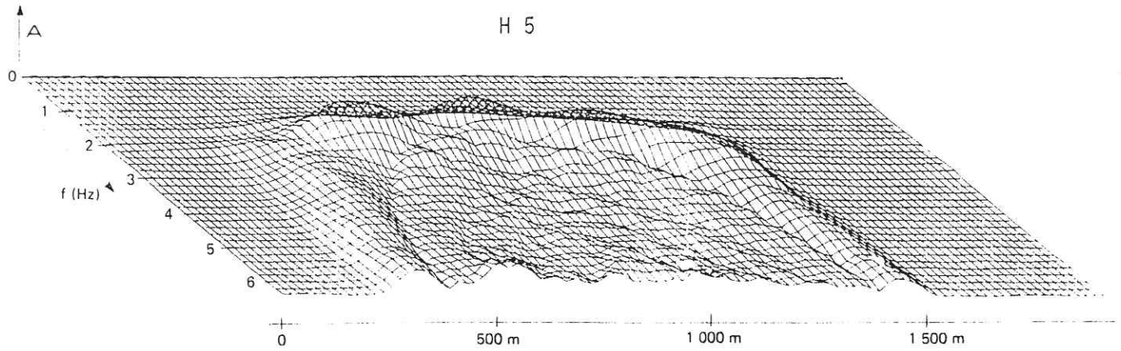


Fig. 4. — Variation spatiale de la réponse spectrale du bassin : la valeur A portée sur l'axe vertical est la plus grande des amplitudes obtenues pour toutes les incidences est et ouest.

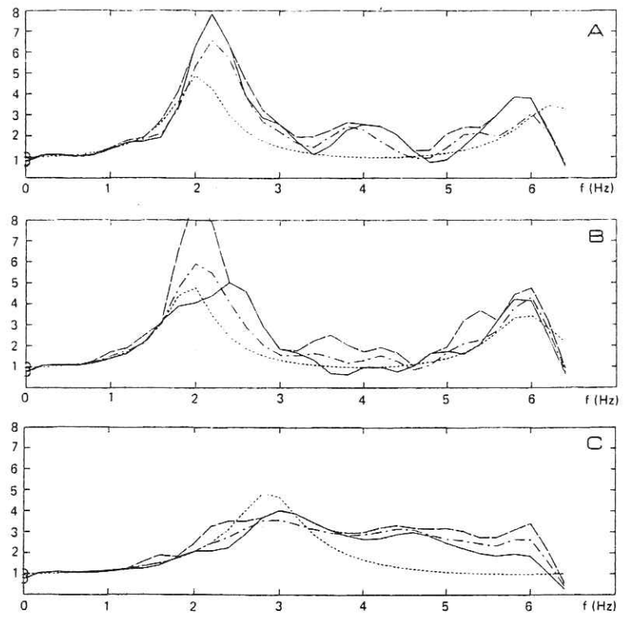


Fig. 5. — Exemples de spectres de réponse. Points A et B partie centrale du bassin, et point C bordure orientale du bassin, l'amplification spectrale est portée en ordonnée.
. . . 1D,
—— 2D $i = 0°$;
— — 2D enveloppe des courbes pour les incidences venant de l'est : $i = 0°$, $-30°$, $-45°$;
—.— 2D moyenne des courbes pour les incidences venant de l'est : $i = 0°$, $-30°$, $-45°$

pour les Alpes-Maritimes, on a choisi arbitrairement un signal de forme simple (fig. 6*a*) porté par des ondes planes, avec incidence variable comme précédemment.

Les figures 6*b* et 6*c* permettent de comparer l'histoire du mouvement en neuf points répartis le long du profil, et suivant les modèles 1D (donc $i = 0°$) et 2D ($i = -45°$). On observe en calcul bidimensionnel, outre une amplification marquée, une augmentation importante de la durée du signal, qui passe d'un peu moins d'une seconde à plus de cinq secondes en certains points. Cette prolongation de l'oscillation est due aux ondes de surface se propageant à l'intérieur de la couverture alluviale. On peut supposer qu'un séismogramme réel serait lui-même prolongé d'une durée voisine. En revanche, à l'extérieur du bassin, le mouvement en surface n'est guère différent de celui du signal d'entrée.

Une étude plus fine, sur le déphasage entre points voisins, montrerait que les ondes de surface créent d'importants mouvements différentiels, ce qui conduirait à déconseiller l'implantation de bâtiments de grande longueur et d'orientation est-ouest.

ÉLÉMENTS POUR UN MICROZONAGE DU SITE

Si l'on tente d'effectuer un zonage du profil étudié faisant la synthèse des résultats qui précèdent, on est conduit à distinguer trois zones :

— dans la première, c'est-à-dire à l'extérieur du bassin, il n'y a pas d'effets locaux sensibles, et les éléments régionaux définissant le risque sismique sont donc directement applicables;

— dans la deuxième, c'est-à-dire dans la partie centrale du bassin (de profondeur à peu près constante), la forte amplification pour $f \approx 2.5$ Hz conduit à éviter les bâtiments dont la fréquence propre est de cet ordre. Cette amplification et la prolongation du signal (augmentation du nombre de cycles) favorisent les phénomènes de liquéfaction qui devront être étudiés avec un soin particulier;

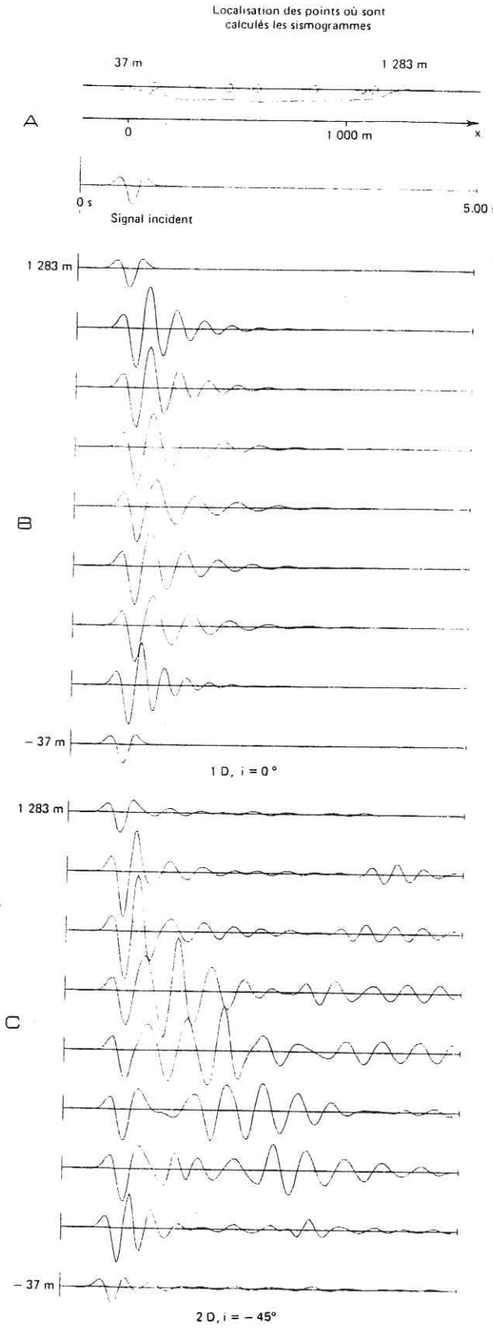


Fig. 6. — Sismogrammes synthétiques en quelques points du bassin dans les approches unidimensionnelles et bidimensionnelles. Les sismogrammes sont représentés en fonction du temps réduit t_R, c'est-à-dire en prenant pour origine le temps d'arrivée locale du signal direct défini par :

$$t_R = t + \frac{x_1 \sin i}{\beta_2}.$$

— dans la troisième, soit sur les bordures du bassin, au droit des fortes variations de profondeur du substratum, deux recommandations un peu contradictoires se font jour : éviter les bâtiments de grande longueur, ou du moins bien les orienter; éviter les petites constructions dont la fréquence propre se trouve dans la gamme 4-8 Hz.

Bien entendu, il ne s'agit là que d'une ébauche de microzonage, à compléter par une étude des propriétés géotechniques et dynamiques des formations alluviales; il faudra mettre au point une synthèse globale telle que le diagnostic sur le comportement des sols s'appuie sur les résultats d'amplification obtenus.

CONCLUSIONS MÉTHODOLOGIQUES

Rappelons d'abord quelques insuffisances de notre travail :

— les paramètres géométriques (profondeur du substratum connue seulement en quelques points) et mécaniques (choisis comme très vraisemblables, mais non mesurés) devraient être précisés, de même qu'il faudrait tester la sensibilité des résultats aux erreurs sur ces paramètres;

— il est possible que des effets tridimensionnels modifient quelque peu certains résultats : cas d'ondes arrivant dans un plan différent de celui du profil, ou influence de l'ennoyage (au sud-est du profil) de la colline de Cimiez sous les alluvions,

— une exploitation quantitative des résultats concernant les quelques mètres superficiels (évaluation du risque de liquéfaction, fondations superficielles, etc.) conduirait probablement à ne pas négliger le comportement non linéaire des alluvions.

Cependant, la plupart des résultats semblent assez robustes pour qu'on puisse les considérer comme valables quant à l'ordre de grandeur; l'approche bidimensionnelle démontre, en particulier, l'insuffisance dans beaucoup de cas des calculs 1D. Il est probable que la multiplication d'études de ce type sur des sites variés permettra de dégager des critères simples de microzonage, par exemple pour évaluer sommairement l'amplification d'après la forme et les dimensions approximatives d'une vallée, ou pour délimiter le domaine de validité des modèles 1D et les corrections qu'il faudrait apporter à leurs résultats.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] AKI and LARNER, Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident SH-Waves, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1970, p. 933-954.
[2] BOUCHON, Effects of topography on surface motion, *Bull. séism. Soc. Amer.*, **63**, 1973, p. 615-622.
— BARD et BOUCHON, The seismic response of sediment-filled valleys, *Bull. seism. Soc. Amer.*, **70**, 1980, Part 1 : p. 1263-1286; Part 2 : p. 1921-1941.
— BARD, Ground motion in alluvial valleys : some theoretical results, Proc. of the 7th European Conf. on Earthq. Eng., Athènes, 1982.

B I B L I O G R A P H I E

ABRAMOWITZ M. et STEGUN I.A. (1964) - Handbook of mathematical functions. Dover Publications, Inc., New-York.

AKI K. et LARNER K.L. (1970) - Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves. J. geophys. Res., 75, 933-954.

AKI K. et RICHARDS P.G. (1980) - Quantitative Sismology, 1980. W.H. Freeman et Company, San Francisco.

ALGERMISSEN S.T., ESPINOSA A.F. (1973) - Ground amplification studies in the Caracas valley and the northen coastral area of Venezuela. Proc. 5 th. World Comf. Earthqu. Engg, Rome, Vol 1, 741-744.

ALTERMAN Z.A. et NATHANIEL R. (1975) - Seismic waves in a wedge. Bull. seism. Soc. Am., 65, 1697-1719.

ASTEN M. (1978) - Geological Control on the Three component spectra of Rayleigh wave microseisms. Bull. Seism. Soc. Am., 68, 1623-1636.

AURIAULT J.L. (1982) - Homogeneisation. Applications aux milieux poreux saturés débormables. I.M.G.

AVALLET (1981) - Comportement dynamique de milieux poreux saturés déformables. Thèse de 3ème cycle, U.S.M.G.

BARD P.Y. (1982) - Diffracted waves and displacement field over two dimensionnal elvated topography. Geophys., J.R. astr. Soc., 71, 731-760.

BARD P.Y. (1983) - Resonance modes of deep alluvial valleys. (Annexe D).

BARD P.Y. et TUCKER B.E. (1983) - Hard rock site effects : comparing theory with observations, to be submitted to Bull.Soc.Am.

BARD P.Y et TUCKER B.E. (1983) - Response of sediment-filled valleys: comparing theory with observations. To be submitted to Bull. seism. Soc. Am.

BARD P.Y. et BOUCHON M. (1980a) - The seismic response of sediment-filled valleys. Part. 1 : The case of incident SH waves. Bull. seism. Soc. Am., 70, 1263-1286.

BARD P.Y. et BOUCHON M. (1980b) - The seismic response of sediment-filled walleys. Part. 2 : The case of incident P and SV waves. Bull. seism. Soc. Am. 70, 1921-1941.

BOORE D.M. (1972) - A note on the effect of simple topography on seismic SH waves. Bull. seism. Soc. Am., 62, 275-284.

BOORE D.M. et JOYNER W.B., OLIVER, III, A.A. et PAGE R.A. (1980) - Peak acceleration, velocity and displacement from strong-motion records. Bull. seism. Soc. Am., 70, 305-321.

BOORE D.M., HARMSEN S.C., HARDING S.T. (1981) - Wave scattering from a step change in surface topography. Bull. seism. Soc. Am., 71, 117-125.

BORCHERDT R.D. (1973a) - Rayleigh-type surface waves on a linear viscoelastic half-space. J.Acoust. Soc. Am., 54, 1651-1653

BORCHERDT R.D. (1973b) - Energy and plane waves in linear viscoelastic media. J.Geophy. R., 78, 2442-2452.

BORCHERDT R.D. (1977) - Reflection and Refraction of type II S waves in elactic and anelastic media. Bull. seism. Soc. Am., 67, 43-67.

BORCHERDT R.D. et GIBBS J.F. (1976) - Effects of local geological conditions in the San Francisco bay region on ground motions and the intensities of the 1906 earthquake. Bull. seism. Soc. Am., 66, 467-500.

BOUCHON M. (1973) - Effect of topography on surface motion. Bull. seism. Soc. Am., 63, 615-632.

BOUCHON M. et AKI K. (1977) - Discrete wave number representation of seismic source wave fields. Bull seism. Soc. Am., 67, 259-277.

BOUCHON M., AKI K. et BARD P.Y. (1982) - Theoretical evaluation of differential ground motions produced by earthquakes. Proceedings of the 3rd Microzonation Conference, Seattle, Juin 1982.

CAMPILLO M. (1982) - Calcul de la radiation en champ proche d'une source sismique dynamique. Le cas des petits séismes de coulissage. L'influence de discontinuités du processus de rupture. Thèse de 3ème cycle. U.S.M.G.

CAMPILLO M. et BOUCHON M. (1983) - A theoretical study of the radiation from small strike-slip earthquakes at close distances. Bull. seism. Soc. Am., 73, 83-96.

CASTELLANI A., PEANO A. et SARDELLA L. (1982) - On analytical and numerical techniques for seismic analysis of topographic irregularities. Proccedings of the 7th European Conference on Earthquake Engineering, Athènes 1982.

DAVIS L.L. et WEST L.R. (1973) - Observed effects of topography on ground motion. Bull. seism. Soc. Am., 63, 283-298.

DOBRY R., IDRISS I.M. et E.Ng (1978) -Duration characteristics of horizontal components of strong motion earthquade records. Bull seism. Soc. Am., 68, 1487-1520.

DRAKE L.A. (1980) - Love and Rayleigh waves in an irregular soil layer. Bull. seism. Soc. Am., 70, 571-582.

DUKE C.M., LUCO J.E., CARRIVEAU A.R., HRADILEK P.J., LASTRICO R., USTROM D. (1970) - Strong earthquake motion and site conditions Hollywood. Bull. seism. Soc. Am., 60, 1271-1289.

ENGLAND R., SABINA F.J., HERRERA I. (1980) - Scattering of SH waves by surface cavities of arbitrary shape using boundary methods. Phys. Earth Planet. Inter., 21, 148-157.

ESPINOSA A.F., ALGERMISSEN S.T. - Soil amplification studies in areas damaged by the Caracas earthquake of July 29, 1967. Proc. Microzonation Conference, Seattle, Washington, II, 455-464.

EWING M., JARDETSKY W.S. et PRESS F. (1957) - Elastic waves in layered media. Mc Graw-Hill, New-York.

FERGUSON J. (1982) - Far field seismis responce functions for explosive sources in Yuccer Plat, Nevada. Seism. annual. tech. report, Darpa.

GILBERT F. et KNOPOFF L. (1960) - Seismic scattering from topographic irregularities. J. geophys. Res., 65, 3437-3444.

GOULA X. (1981) - Analyse du rapport du BRGM concernant le risque sismique dans le Sud-Est de la France. Comparaison avec les études réalisées à EDF et au DSN. Note Technique SAER N° 81/257, CEA-DSN, 15 pages

GREENFIELD R.J. (1971) - Short period P wave generation by Rayleigh wave scattering at Novaya Zemlya. J. Geophys. Res., 76, 7988-8002.

GRIFFITHS D.W. et BOLLINGER G.A. (1979) - The effect of Appalachian mountain topography on seismic waves. Bull. seism. Soc. Am., 69, 1081-1105.

GUTENBERG B. (1957) - Effects of ground on earthquake motion. Bull seism. Soc. Am., 47, 221-250.

HARDIN B.O. et DRNEVICH V.P.(1972a) - Shear modulus and damping in soils : measurement and parameter effects. J. Soil. Mec. Found. Div., 98, 603-624.

HARDIN B.O. et DRNEVICH V.P. (1972b) - Shear modulus and damping in soils : design equations and curves. Journal of the Soil Mec. and Found Div., ASCE, 98, 667-692.

HARMSEN S. et HARDING S. (1981) - Surface motion over a sedimentary valley for incident plane P and SV waves. Bull seism. Soc. Am., Vol 71, N° 3, 655-670.

HONG T.L. et HELMBERGER D.V. (1978) - Glorified optics and wave propagation in non planar structure. Bull seism. Soc. Am., 58, 2013-2032.

HOOK J.F. (1962) - Contributions to a theory of separability of the vector wave equation for inhomogeneous media. J. acoust. Soc. Am., 34, 946-953.

HUDSON D.E. (1972) - Local distribution of strong earthquake ground motions. Bull. seism. Soc. Am., 62, 1765-1786.

HUDSON J.A. (1967) - Scattered surface waves from a surface obstacle. Geophys. J.R. astr. Soc., 13, 441-458.

HUDSON J.A. et KNOPOFF L. (1967) - Statistical properties of Rayleigh waves due to scattering by topography. Bull seism. Soc. Am., 57, 83-90.

HUSID (1969) - Analisis de terremotos : Analisis General. Revistia del IDIEM, 8, 21-42. Santiago, Chile.

ILAN A. (1977) - Finite difference modelling for P pulse propagation in elastic media with arbitrary polygonal surface. J. Geophys., 43, 41-58.

ILAN A., BOND J.L. et SPIVACK M. (1979) - Interaction of a compressionnal impulse with a slot normal to the surface of an elastic half-space. Geophys. J.R. astr. Soc., 57, 463-477.

ISHII H. et ELLIS R.M. (1970) - Multiple reflection of plane SH waves by a dipping layer. Bull seism. Soc. Am., 60, 15-28.

IZE J., ENGLAND R. et SABINA F.J. (1981) - Theoretical and numerical study of diffraction of waves by inhomogeneous obstacles. Communicaciones Técnicas, n° 291, IMAS, Mexico.

JIRACEK G.R. (1972) - Geophysical studies of electromagnetic scattering from rough surfaces and from irregulary layered structures. Ph. D. Thesis, University of California. Berkeley, California, 1972.

JOHNSON L.R. et SILVA W. (1981) - The effects of unconsolidated sediments upon the ground motion during local earthquakes. Bull. seism. Soc. Am., 71, 127-142.

JOYNER W.B., WARRICK R.E., et A.A. OLIVER, III. (1976) - Analysis of seismograms from a downhole array in sediments near San Francisco Bay. Bull. seism. Soc. Am., 66, 937-958.

JOYNER W.B., WARRICK R.E., FUMAL Th. E. (1981) - The effect of quaternary alluvium on strong ground motion in the coyote lake, California, earthquake of 1979. Bull. seism. Soc. Am., 71, 1333-1349.

KAGAMI H., DUKE C.M., LIANG G.C. et OHTA Y. (1982) - Observation of 1. to 5. second microtremors and their application to earthquake and engineering. Part 2. Evaluation of site effect upon seismic wave amplification due to extremely deep soil disposits. Bull. seism. Soc. Am., 72, 987-998.

KEY F.A. (1967) - Signal generated noise recorded at the Eskdalemuir seismometer array station. Bull seism. Soc. Am., 57, 27-37.

KING J.L. (1981) - Observations on the seismic response of sediment-filled valleys. Ph. D. Thesis, University of California at San Diego.

KING J.L. et BRUNE J.N. (1981) - Modeling the seismic response of sedimentary basins. Bull. seism. Soc. Am., 71, 1469-1487.

KING J.L. et TUCKER B. (1983) - Observed variations of earthquake motion over a sediment-filled valley. Submitted to Bull. seism. Soc. Am.

LARNER K.L. (1970) - Near receiver scattering of teleseismec body waves in layered crust-mantle models having irregular interfaces. Ph. D. Thesis, Massachusetts Institue of Technology. Cambridge.

LUCO J.E. et WONG H.L. (1982) - Response of structures to nonvertically incident seismic waves. Bull. seism. Soc. Am., 72, 275-302.

MENEROUD J.P. (1983) - Etudes de microzonage dans les Alpes-Maritimes. Rapport DGRST, En préparation, LRPC Nice.

MURPHY J.R., DAVIS A.H. et WEAVER N.L. (1971) - Amplification of seismic body waves by low-velocity surface layers. Bull. seism. Soc. Am., 61, 109-145.

Mc IVOR I.K. (1969) - Two-dimensional scattering of a plane compressional wave by surface imperfection. Bull seism. Soc. Am., 59, 1349-1364.

MURPHY J.R. et HEWLETT R.A. (1975) - Analysis of seismic response in the city of Las Vegas, Nevada : a preliminary microzonation. Bull. seism. Soc. Am., 65, 1575-1597.

NAFE J.E. et DRAKE C.L. (1963) - Physical properties of marine sediments. In "The Sea", Mc Graw-Hill Ed., 3, p. 794-815.

OHTA Y., KAGAMI H., GOTO N. et KAZUYOSHI K. (1978) - Observation of 1. to 5. second microtremors and their application to earthquake engineering. Part 1. : Comparison with long-period accelerations at the Tokachi-Oki earthquake of 1968. Bull seism. Soc. Am., 68, 767-779.

POCESKI A. (1969) - The ground effects of the Skopje July 26, 1963, earthquake. Bull. seism. Soc. Am., 59, 1-22.

ROGERS A.M., KATZ L.J. et BENNE TT T.J. (1974) - Topographic effects of ground motion for incident P waves -a model study- Bull. seism. Soc. Am., 64, 437-456.

ROGERS A.M., TINSLEY J.C., HAYS W.W. et KING W. (1979) - Evaluation of the relation between near surface geological units and ground response in the vicinity of Long Beach, California. Bull. seism. Soc. Am., 69, 1503-1622.

SABINA F.J. et WILLIS J.R. (1975) - Scattering of SH waves by a rough half-space of arbitrary slope. Geophys. J.R. astr. Soc., 42, 685-703.

SABINA F.J. et WILLIS J.R. (1977) - Scattering of Rayleigh waves by a ridge. J. Geophys., 43, 401-419.

SABINA F.J., ENGLAND R. et HERRERA I. (1978) - Scattering of SH waves by obstacles in half-space. Earthquake Notes, 49, 75-76.

SABINA F.J., ENGLAND R. et HERRERA I. (1979) - Theory of Connectivity : Applications to scattering of seismic waves. I. SH wave motion. Proc. 2nd International Conference on Microzonation, San Francisco, USA., November 26. December 1.

SANCHEZ-SESMA F.J. (1978) - Ground motion amplification due to canyons of arbitrary shape. Proc. Int. Conf. on Microzonation, 2nd, San Francisco, 2, 729-738.

SANCHEZ-SESMA F.J. (1983) - Diffraction of elastic waves by three dimensional surface irregularities. Submitted to the Bull. seism. Soc. Am., Avril 1983.

SANCHEZ-SESMA F.J. et ESQUIVEL I.A. (1979) - Ground motion on alluvial valleys under incident plane SH waves. Bull. seism. Soc. Am., 69, 1107-1120.

SANCHEZ-SESMA F.J. et ROSENBLUETH E. (1979) - Ground motion at canyons of arbitrary shape under incident SH waves. Int. J. Earthq. Eng. Struct. Dyn., 7, 441-450.

SANCHEZ-SESMA F.J., HERRERA I., AVILES J. et ESQUIVEL J.A. (1980) - Movimiento sismico en promontorios ante incidencia de ondas SH. Solución con métodos de frontera, Inst. Ingenieria, U.N.A.M. Mexico.

SATO H. (1982)) Attenuation of S waves in the lithosphere due to scattering by its random velocity structure. J. Geophys. Res., 87, 7779-7785.

SEDOVA E.N. (1962) - Correlation of dynamic features of weak earthquakes with ground conditions (en Russe). Trudi Institute of Physics of the Earth, U.R.S.S., 25, 211-225.

SEED H.B. et IDRISS I.M. (1970) - Analysis of ground motions at Union Bay, Seattle, during earthquakes and distant nuclear blasts. Bull. seism. Soc. Am., 60, 125-136.

SEED H.B., MURARKA R., LYSMER J. et IDRISS I.M. (1976) - Relationships of maximum acceleration, maximum velocity, distance from source and local site conditions for moderately strong earthquakes. Bull seism. Soc. Am., 66, 1323-1342.

SILLS L.B. (1978) - Scattering of horizontally polarised shear waves by surface irregularities. Geophys J.R. astr. Soc., 54, 319-348.

SILVA N. (1976) - Body waves in a largered anelastic solid. Bull. seism. Soc. Am., 66, 1539-1554.

SINGH S.K. et SABINA F.J. (1977) - Ground motion amplification by topographic depressions for incident P waves under acoustic approximation. Bull seism. Soc. Am., 67, 345-352.

SMITH W.K. (1975) - The application of finite element analysis to boky wave propagation problems. Geophys. J., 42, 747-768.

STRATTA J.L. et GRISWOLD T.F. (1976) - Rotation of footings due to surface waves. Bull seism. Soc. Am., 66, 105-108.

THOUVENOT F. (1983) - Le facteur de qualité dans la croûte. Rapport d'études IRGM-CEA, Grenoble, Janvier 1983, 49 pages.

TRIFUNAC M.D. (1971) - Surface notion of a semi cylindrical alluvial valley for incident plane SH waves. Bull. Seism. Soc. Am., 61, 1755-1770.

TRIFUNAC M.D. (1973) - Scattering of plane SH waves by a semi cylindrical canyon. Int. J. Earthq. Eng. Struct. Dyn. 1, 267-281.

TUCKER B.E. et KING J.L. (1983) - Dependence of sediment-filled valley response on input amplitude and valley properties. Submitted to Bull seism. Soc. Am.

TUCKER B.E. et KING J.L., HATZFELD D. et NERSESOV I.L. (1983) - Variations of earthquake motion on hard-rock. Submitted to Bull. seism. Soc. Am.

WHITTAKER E.T. et WATSON G.N. (1952) - A course of modern analysis, 4th ed. Cambridge Univ. Press, Cambridge, GB.

WONG H.L. et JENNINGS P.C. (1975) - Effects of canyon topography on strong ground motion. Bull seism. Soc. Am., 65, 1239-1258.

WONG H.L. et TRIFUNAC M.D. (1974) - Scattering of plane SH waves by a semi elliptical canyon. Int. J. Earthq. Eng. Struct. Dyn., 3, 157-169.

WONG H.L. et TRIFUNAC M.D. (1974) - Surface motion of a semi elliptical alluvial valley for incident plane SH waves. Bull seism. Soc. Am., 64, 1389-1408.

WONG H.L., TRIFUNAC M.D. et WESTERMO B. (1977) - Effects of surface and subsurface irregularities on the amplitudes of monochromatic waves. Bull. seism. Soc. Am., 67, 353-368.

WONG H.L. (1982) - Effect of surface topography on the diffraction of P, SV, and Rayleigh waves. Bull. seism. Soc. Am., 72, 1167-1183.

ZAHRADNIK J. (1977) - SH waves in a Vincinity of a Rectangular Impenetrable wedge. Ann. Geophys., 33, 201.

ZAHRADNIK J. (1979) - Theoretical seismograms for Block Structures. Studia geoph. et geod, 23, 17.

ZAHRADNIK J. (1982) - Seismic response analysis of two-dimensional absorbing structures. Studia geoph. et geod., 23, 24-41

ZAHRADNIK J., BARTAK V. et URBAN L. (1982) - Earthquake ground motion predictions and the relevant seismicsurvey data. 27th International Geophysical Symposium, 7-10 Septembre 1982, Bratislava, Tchécoslovaquie.

RESUME

Ce travail est consacré à une étude numérique des effets produits sur les signaux sismiques par la structure géométrique des formations superficielles, dans une optique essentiellement tournée vers le risque sismique.

Pour cela, nous avons appliqué la méthode d'Aki et Larner (milieux viscoélastiques linéaires homogènes isotropes) au calcul de la réponse de reliefs topographiques et de remplissages sédimentaires bidimensionnels (2D) à des ondes de volume planes incidentes. Nous nous sommes attachés à faire le lien entre les phénomènes physiques de base, les caractéristiques des spectres de réponse calculés en surface, et les observations expérimentales.

Le calcul montre clairement l'importance des phénomènes de diffraction et de formation d'ondes de surface sur toute variation latérale de la structure superficielle ; de plus, pour les vallées alluviales, les ondes ainsi diffractées sont au moins partiellement piégées dans la couverture, et il en résulte sous certaines conditions géométriques des phénomènes de résonance bidimensionnelle extrêmement prononcés.

Quant aux spectres de réponse, une étude paramétrique portant sur les facteurs sismiques, géométriques et mécaniques fait apparaître les résultats généraux suivants :

- pour les reliefs topographiques, les effets, relativement large bande, sont maximaux pour des longueurs d'onde comparables à leur dimension horizontale. Les sommets des reliefs subissent alors une amplification, leur base une déamplification, et leurs versants d'importants mouvements différentiels. Cela est conforme aux résultats expérimentaux, bien que les amplifications observées soient souvent plus importantes que celles obtenues ici.
- les vallées alluviales sont toujours sujettes à de fortes amplifications et prolongations des signaux sismiques, et leurs bords à d'importants mouvements différentiels. On peut cependant distinguer deux types de comportements : lorsqu'elles sont peu profondes, leur fréquence fondamentale est identique à celle prévue par l'approche 1D, mais les amplifications correspondantes peuvent être 2 fois plus importantes, et les ondes de surface donnent lieu à des pics spectraux secondaires nombreux et rapprochés. Au contraire, la résonance 2D dans les vallées alluviales profondes survient à des fréquences reliées tant à leur largeur qu'à leur épaisseur, et l'amplification peut atteindre 4 fois celle prédite par l'approche 1D. La comparaison tant quantitative que qualitative avec les résultats expérimentaux s'avère très bonne.

Enfin, on discute l'applicabilité pratique de l'approche 2D et des résultats présentés ici au domaine du risque sismique. Comme le souligne en particulier un exemple d'étude de microzonage du site de Nice, les modèles 1D couramment utilisés en génie sismique peuvent non seulement sous-estimer l'ampleur des effets de site, mais en oublier l'une des composantes essentielles, les mouvements différentiels.

MOTS-CLES

Sismologie ; Génie Civil ; Risque sismique ; Effets de site ; Modélisation 2D ; Reliefs topographiques ; Vallées alluviales ; Diffraction ; Ondes de surface ; Résonance ; Amplification ; Mouvements différentiels ; Microzonage.