



HAL
open science

Diffraction et amplification des ondes sismiques dans le bassin de Mexico

Francisco Chavez Garcia

► **To cite this version:**

Francisco Chavez Garcia. Diffraction et amplification des ondes sismiques dans le bassin de Mexico. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1991. Français. NNT: . tel-00756695

HAL Id: tel-00756695

<https://theses.hal.science/tel-00756695>

Submitted on 23 Nov 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.

91/GRE1/0077

double

TS 91/GRE1 / 0077

DOUBLE 880

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE

ET

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GEOLOGIE ET DE MECANIQUE

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Mention : SCIENCES DE LA TERRE

Spécialité : Géophysique Interne

par

Francisco J. CHAVEZ-GARCIA

SUJET

DIFFRACTION ET AMPLIFICATION DES ONDES
SISMIQUES DANS LE BASSIN DE MEXICO

Soutenue le 11 juillet 1991 devant la Commission d'Examen

MM. M. CAMPILLO	Président
P. BERNARD	Rapporteur
J. VIRIEUX	Rapporteur
P.-Y. BARD	Directeur de Thèse
E. FACCIOLI	Examineur
B. MOHAMMADIOUN	Examineur



**THESE de DOCTORAT
de l'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
de GRENOBLE**

Titre de l'ouvrage:

**DIFFRACTION ET AMPLIFICATION DES
ONDES SISMIQUES DANS LE BASSIN DE
MEXICO**

Auteur: Francisco J. CHAVEZ-GARCIA

Etablissement: Observatoire de Grenoble, Institut de
Recherche Interdisciplinaire en Géologie et
Mécanique.

RESUME

Ce travail est une étude des effets de site observés à Mexico, lors du séisme du 19 septembre 1985 (séisme de Michoacán), qui ont causés la mort de milliers de personnes et de effondrement de centaines de structures. Si l'amplification du mouvement est raisonnablement expliquée par le contraste d'impédance entre la couche d'argile superficielle et son substratum, la différence de durée entre les enregistrements obtenus dans les différentes zones de la ville n'a pas encore été expliquée de façon satisfaisante. Ce mémoire comprend deux parties: la première fait un bref rappel de l'histoire géologique du bassin de Mexico ainsi qu'une revue rapide des données géotechniques et géophysiques relatives à cette vallée et des données de mouvement fort. La deuxième partie est consacrée à la simulation numérique (en utilisant les méthodes d'Aki-Larner et des Différences Finies) des effets de diffraction et d'amplification dans ce bassin sous trois aspects différents: les effets à grande et petite échelle, et l'influence de la gravité.

Nous obtenons une première estimation de l'amplification due à la structure à grande échelle et montrons que l'accroissement de la durée ne peut être expliqué en termes d'ondes de surface pour la valeur du facteur de qualité généralement admise. Concernant la petite échelle, nous montrons que les variations d'épaisseur de la couche d'argile, la présence d'une couche de remblai irrégulière en surface ainsi que des variations continues de vitesse au sein de la couche d'argile sont à l'origine d'amplifications locales significatives qui peuvent expliquer les différences observées entre stations proches, mais pas l'accroissement de la durée observée.

Finalement, nous montrons qu'il n'est pas possible de générer des ondes gravitaires dans un solide élastique, même dans le cas d'un coefficient de Poisson très proche de 0,5. Par contre, des ondes gravitaires sont générées de façon efficace dans une couche fluide non visqueuse mais sont rapidement atténuées dans le cas visqueux.

MOTS-CLES

sismologie; effets de site; simulation numérique; accélérogrammes; hétérogénéités locales; gravité; couplage élastique/fluide; fluides visqueux.

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE

ET

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GEOLOGIE ET DE MECANIQUE

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Mention : SCIENCES DE LA TERRE

Spécialité : Géophysique Interne

par

Francisco J. CHAVEZ-GARCIA

SUJET

DIFFRACTION ET AMPLIFICATION DES ONDES
SISMIQUES DANS LE BASSIN DE MEXICO

Soutenue le 11 juillet 1991 devant la Commission d'Examen

MM. M. CAMPILLO

P. BERNARD

J. VIRIEUX

P.-Y. BARD

E. FACCIOLI

B. MOHAMMADIOUN

Président

Rapporteur

Rapporteur

Directeur de Thèse

Examineur

Examineur



x 91/264

All models are wrong but some are useful

Box (1979)

Avant Propos

Voilà. Moi qui pensais en avoir fini avec la rédaction en français, je suis arrivé à la partie la plus difficile, car c'est celle qui sera probablement la plus (la seule) lue. Ma tâche se complique davantage par le fait que cette thèse peut être considérée comme un (sous-)produit des relations Franco-Mexicaines ou Mexicano-Françaises (en espérant qu'elle laisse un meilleur souvenir que l'aventure de Maximilien), ce qui allonge considérablement la liste de personnes qui ont contribué, bon gré mal gré, à ce travail de thèse.

Tout d'abord, et par ordre chronologique, ce fut F. Sánchez-Sesma (dit el tocayo) qui en s'intéressant à moi fut à l'origine de mon intérêt aux problèmes de propagation d'ondes. Son amitié et son expérience m'évitèrent bien des déconvenues dans les pièges du DEA. La confiance qu'il m'accorda, ainsi que celle d'E. Rosenblueth, ont permis que mon rêve de faire une thèse à Grenoble n'en reste pas un.

Cinq ans d'études en France, ça coûte la peau des fesses. L'aide de G. Ayala, G. Chanussot d'abord et ensuite F. Mégard a permis que ce soit la France qui en supporte les frais. L'appoint du CONACYT ne fut quand même pas négligeable.

L'accueil des directeurs du LGIT facilitèrent énormément mon expatriement. G. Perrier et ensuite G. Poupinet ont accepté de mélanger le "chile con carne" au "gratin dauphinois" au sein de leur laboratoire et ont subi, presque sans protester, mon entêtement à montrer que SPS pouvait faire des calculs aussi bien que le Cray. La comparaison entre les deux a été possible grâce aux facilités du CCVR où une grande partie des résultats (contrairement aux ouï-dire) a été calculée.

P.-Y. Bard, après m'avoir accepté comme étudiant, est parti pour un an aux USA un mois avant mon arrivée en France. Je lui suis reconnaissant car son absence m'a permis de faire un DEA dirigé par D. Hatzfeld qui m'a appris à regarder et apprécier des données brutes et moins brutes. Outre le DEA, la collaboration avec Denis s'est traduite par quelques mois de très bonnes vacances en Grèce.

J'aurais été dans l'embarras pour écrire dans des délais convenables un programme de différences finies. P. Moczo m'a évité cette corvée en fournissant gracieusement son programme (avec un excellent service après vente) et en acceptant sans hésitation que je le détourne vers des milieux stochastiques, forcément plus réalistes.

M. Bouchon qui s'est intéressé toujours de près à mon travail, a su y porter un oeil critique, tout en m'encourageant à finir le plus rapidement possible. Il est aussi venu plusieurs fois à la rescousse d'un équilibre financier pas trop stable.

M. Campillo, qui par ailleurs m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse, s'est souvent intéressé au cas de Mexico. Sa bonne humeur et son analyse perçante ont contribué aux résultats présentés ici. Et puisque l'on parle de jury, j'en profite pour remercier vivement et les commentaires et l'intérêt pour mon travail de MM. P. Bernard, E. Faccioli, B. Mohammadioun et J. Virieux. Je suis très sensible à l'honneur qu'ils m'ont fait de constituer mon jury de thèse.

Liliane (ou Liliane ou Lillianne?) a accepté de se taper la lecture d'un manuscrit obscur et pas trop en rapport avec les inclusions fluides, dans le louable but d'éviter les pires outrages à la langue française, ainsi que des contributions inattendues à la nouvelle orthographe.

L'édition finale du manuscrit bénéficie beaucoup des efforts de J. Fréchet pour démontrer sans l'ombre d'un doute que Troff n'est pas moins convivial que les Small Mac, avec un résultat final nettement supérieur.

Nous arrivons au co-responsable de ce travail, P.-Y. Bard qui accepta de diriger cette thèse sur un sujet fléché par des Mexicains. Son inlassable optimisme, sa volonté de toujours essayer de repousser les limitations des modèles, ainsi que son enthousiasme contagieux ont contribué sans mesure 1) aux mérites de ce travail, 2) à mon intérêt pour les naturalistes français du début de siècle. Son suivi du travail, toujours très proche, trouvait immédiatement le point faible dans mes élucubrations théoriques, tout en inquiétant de mon penchant vers des expériences de terrain ("et ta thèse!").

Que j'énumérasse les personnes du LGIT m'ayant influencé et souvent aidé eût fait une liste trop longue. Il suffirait, au demeurant, de consulter la liste de membres du laboratoire pendant les cinq dernières années. En ce qui concerne les étudiants il m'est aussi impossible de citer tous les noms faute de place (mais pas faute de mémoire), car mon long séjour dans ce laboratoire qui est devenu un deuxième foyer pour moi (quand ce n'était pas le premier) m'a permis de rentrer en contact avec plusieurs générations de thésards, DEAs et stagiaires sans nombre (dont la lignée de MacashOualou, qui s'éteint avec cette thèse). Bien qu'on ait eu beaucoup de différences au cours de cette période, je suis content d'affirmer ici que dans la plupart des cas si les affinités nous rapprochent, les différences nous enrichissent. Un grand merci au Comité de Sports et Loisirs du LGIT qui m'a permis de profiter de l'escalade, du bateau, du volley, du tennis, etc. (il fallait compenser par tous les moyens du bord plusieurs hivers sans neige).

Finalement, je remercie Leticia de bien avoir voulu: 1) laisser son travail, ses copains et sa vie quotidienne pour me suivre en France, et 2) laisser son travail, ses copains et sa vie quotidienne pour rentrer au Mexique et se débrouiller toute seule, toutes deux conditions indispensables pour le bon déroulement de cette thèse. Je lui suis aussi reconnaissant pour sa collaboration dans une modeste contribution à l'explosion démographique mexicaine. Malgré mes premières réticences je m'avoue convaincu car Cecilia est venue bousculer l'ordre d'importance des choses. Finalement, il n'y a pas que des ondes dans la vie.

ECLAIRCISSEMENT SUR LE NOM DE MEXICO

Mexico est un nom dérivé de "Mexica" ou "Meshica", groupe indigène qui parlait le náhuatl et qui a migré au XIème siècle pour arriver à ce qu'on appelle aujourd'hui la vallée de Mexico. La tradition orale affirme que ce groupe provenait d'un endroit mythique nommé Aztlán, dont la localisation demeure un mystère. Pour cette raison, on les connaissait aussi sous le nom d'aztèques. Durant le premier quart du XIVème siècle, les Mexicas ont fondé Tenochtitlán, capitale d'un empire qui, en grandissant, dominait politiquement la plus grande partie de l'actuel Mexique. La ville de Mexico était déjà importante à cette époque. Aujourd'hui, le nom Mexico regroupe diverses appellations: en Espagnol, il se réfère au pays fédéral dont le nom officiel est Estados Unidos Mexicanos, à un des états qui composent cette fédération (Estado de México), au bassin hydrographique qui contient la ville du même nom, à la partie plate de ce bassin (vallée de Mexico), et finalement, à la partie urbaine connue comme ville de Mexico. On peut signaler que cette dernière n'a pas d'existence officielle; une partie de la zone urbaine est située dans le Distrito Federal, siège des pouvoirs fédéraux et le reste occupe plusieurs communes de l'Estado de México voisin.

(D.D.F., 1988)

RESUMEN

Nuestro trabajo de tesis consiste en un estudio de los efectos de sitio observados en la Ciudad de México durante los sismos de Septiembre, 1985, que ocasionaron la muerte de miles de personas y el derrumbe de cientos de edificios. Mientras que la amplificación del movimiento se explica razonablemente por el contraste de impedancias entre la capa de arcilla superficial y los sedimentos subyacentes, la enorme diferencia de duración de los acelerogramas obtenidos en diversas zonas de la ciudad no ha recibido una explicación satisfactoria. La tesis consta de dos partes: en la primera se presenta un breve panorama de la historia geológica del valle de México, una revisión limitada de los datos geotécnicos y geofísicos que permiten imponer restricciones en los modelos aceptables, y una muestra de los datos de movimientos fuertes (acelerogramas) disponibles. La segunda parte presenta un estudio detallado de la amplificación y la difracción de ondas sísmicas en el valle de México, basado en la simulación numérica (métodos de Aki-Larner y de diferencias finitas). Tres aspectos son abordados: los efectos a grande y pequeña escala y la influencia de la gravedad.

Nuestros modelos nos permiten obtener una primera estimación de la amplificación debida a la estructura a grande escala del valle, y muestran claramente que el incremento de la duración en los registros no puede explicarse en términos de ondas de superficie para el valor del factor de calidad generalmente aceptado para la arcilla. Los modelos a pequeña escala muestran que las variaciones de espesor de la capa de arcilla, la presencia en la superficie de una delgada e irregular capa resistente así como las variaciones continuas de velocidad en la arcilla, ocasionan amplificaciones locales importantes que pueden explicar las diferencias observadas entre estaciones cercanas, pero no pueden explicar el incremento de la duración.

Finalmente, mostramos que no es posible generar ondas de gravedad en un sólido elástico, aún para valores del coeficiente de Poisson muy cercanos a 0.5. Por el contrario, las ondas de gravedad son generadas eficazmente con un modelo de una capa irregular de fluido no viscoso sobre un semi-espacio elástico. Dichas ondas sin embargo, se atenúan rápidamente cuando se incluye la viscosidad en el modelo.

PALABRAS CLAVE

sismología; efectos de sitio; simulación numérica; acelerogramas; irregularidades locales; gravedad; interacción sólido elástico/fluido; fluidos viscosos.

TABLE DE MATIERES

Introduction générale	1
-----------------------------	---

Partie 1. Observations

1. Cadre géologique	7
2. Sur la structure et les propriétés des matériaux à Mexico.....	17
2.1 Données géophysiques	17
2.1.1 Sismique réflexion.....	21
2.1.2 Apport des mesures de bruit de fond sismique.....	31
2.2 Données géotechniques	33
3. Données de mouvement fort.....	47
3.1 Les séismes de septembre 1985.....	47
3.2 Le séisme du 25 avril 1989	59

Partie 2. Modèles

1. Introduction.....	69
2. De possibles modèles et modèles possibles	71
2.1 Le modèle 1-D ou Pourquoi faire compliqué quand on peut faire simple	73
3. Méthodes et modèles à grande échelle	83
3.1 Trois modèles récents dans la littérature.....	85
3.1.1 Un modèle bi-dimensionnel particulier	85
3.1.2 La méthode des éléments de frontière et nombre d'onde discret.....	88
3.1.3 Considérations sur le champ d'onde incident.....	93
3.2 Résultats obtenus avec la méthode d'Aki-Larner.....	94
3.2.1 La vallée sans l'argile	95
3.2.2 La vallée avec l'argile	106
3.2.3 Application de la méthode d'Aki-Larner au modèle de Seligman <i>et al.</i> (1989)	113
3.3 Sur le découplage entre effets à grande et à petite échelle	125
3.3.1 Cas de sédiments profonds homogènes.....	127
3.3.2 Cas de sédiments profonds à gradient de vitesses.....	131

3.3.3 Conclusions.....	135
3.4 Conclusions sur les modèles à grande échelle.....	137
4. Modèles à petite échelle	145
4.1 Une couche de sol homogène de forme irrégulière	149
4.1.1 Comparaison entre 1-D et 2-D.....	153
4.1.2 Variations en fonction des divers paramètres.....	163
4.1.3 Remarques sur le mouvement différentiel.....	169
4.1.4 Cas d'incidence <i>SV</i>	173
4.1.5 Conclusions.....	178
4.2 Cas d'une couche résistante en surface	181
4.2.1 Modèle A	183
4.2.2 Modèles B et C.....	197
4.2.3 Conclusions.....	205
4.3 Cas d'une couche de sol hétérogène.....	207
4.3.1 Une couche d'argile plus ou moins aléatoire.....	210
4.3.2 Conclusions.....	223
4.4 Conclusions sur les modèles à petite échelle	225
5. Perturbations dues à la gravité	229
5.1 Contexte	229
5.2 Le modèle de Gilbert: théorie et résultats	233
5.2.1 Sismogrammes synthétiques en utilisant la méthode de Cagniard et contribution de \bar{P} et \bar{S}	234
5.2.2 Coefficients de réflexion sur une surface libre avec et sans gravité	242
5.2.3 Simulation du mouvement en surface avec effets gravitaires ..	258
5.3 Ondes de gravité en milieu fluide.....	265
5.3.1 Cas d'un fluide compressible non-visqueux. Formulation.....	273
5.3.2 Résultats.....	279
5.3.3 Cas d'un fluide compressible visqueux. Formulation.....	289
5.3.4 Résultats.....	293
5.4 Conclusions.....	309
Conclusion générale.....	313
Références bibliographiques	317

INTRODUCTION GENERALE

La sismologie de mouvements forts a connu un essor considérable ces 20 dernières années. Les progrès accomplis ont été très significatifs dans les trois domaines majeurs qui la composent: source, propagation d'ondes à grande échelle et effets de site. La pression croissante exercée par les organismes chargés de l'aménagement urbain ou de la sécurité des centrales nucléaires a été l'une des raisons importantes de ces récents développements. En effet, ces organismes demandent chaque fois plus de précisions sur le mouvement sismique que l'on peut attendre en un site donné, soit au travers d'études spécifiques (dans le cas de centrales nucléaires), soit au travers d'un zonage sismique assorti de spectres de réponse réglementaires dans le cas d'agglomérations importantes.

L'importance relative des trois éléments mentionnés ci-dessus varie beaucoup d'un cas particulier à un autre. La source sismique sera très importante lorsqu'on s'attachera à décrire le mouvement en champ proche. Pour des sites éloignés de la source, la contribution de la structure de la croûte terrestre, sauf cas exceptionnel, est raisonnablement prise en compte par les lois d'atténuation les plus récentes. Restent les effets de site, qui malgré les avancées considérables, aussi bien théoriques qu'expérimentales, ont été à l'origine de surprises désagréables comme en témoignent les exemples de Mexico en 1985 ou de Loma Prieta en 1989. Le sujet de cette thèse est l'étude des effets de site pour le premier de ces exemples: Mexico, 1985. Comme ce sujet s'avère fort "à la mode", nous essayerons tout d'abord de situer ce travail dans le cadre des études sur les effets de site en général, et dans le cadre des efforts de la communauté scientifique internationale concernant l'origine et les conséquences du séisme de Mexico de 1985, aussi appelé séisme de Michoacán.

Le 19 septembre 1985 donc, un séisme de magnitude $M_S = 8,1$ s'est produit dans la zone de subduction située sur la côte ouest du Mexique. Ce séisme (et sa réplique la plus importante) a causé la mort de plusieurs milliers de personnes et l'effondrement de quelques centaines de structures. L'impact de ce séisme dans l'économie et la vie quotidienne à Mexico a laissé de profondes traces. D'un point de vue appliqué, il est venu bousculer la certitude des ingénieurs civils, car Mexico disposait en 1985 d'un règlement parasismique reconnu internationalement comme étant l'un des meilleurs en la matière. Ce règlement datait de 1976 et s'était montré adéquat lors du séisme de 1979. D'un point de vue plus sismologique, l'importance des enregistrements en champ proche comme en champ lointain et l'occurrence de dégâts si importants à une telle distance de la zone épicerale ont tout de suite attiré l'attention de la communauté

internationale. Ainsi, en décembre 1985, une session spéciale de l'AGU à San Francisco y était consacrée. Des appels d'offres pour des projets de recherche ont été diffusés par le gouvernement mexicain à travers CONACYT et par la NSF à travers l'EERI aux USA. Au total, 65 projets de recherche ont été financés dans les deux pays. Des études significatives, bien que plus isolées, ont aussi été entreprises au Japon, en Italie et en France. Les résultats des projets mexicains et américains ont été présentés dans trois "joint workshops" Mexique-USA. Un panorama global des résultats a été publié dans trois numéros de Earthquake Spectra ainsi que dans un volume spécial de l'EERI. Les résultats de ces recherches ont été incorporés, dans la mesure de leur disponibilité, dans le nouveau règlement de construction du Distrito Federal en 1987.

Cependant, six ans après le séisme, il reste toujours des questions en suspens. Toutes les réponses satisfaisantes n'ont pas été trouvées. Du point de vue des ingénieurs civils, et comme signalé par Esteva (1988), la question fondamentale n'est pas de comprendre les raisons qui ont amené à la ruine des structures construites avec un règlement qui prévoyait une accélération spectrale à 2 s de 0,06 g (pour 5% d'amortissement) alors qu'une intensité de mouvement de 1 g a été enregistrée dans la zone du lac à la station SCT. Il faut bien plutôt essayer de comprendre pourquoi un si grand nombre de structures sont restées sur pied avec des niveaux de dommages très variables, après un séisme qui dépassait largement leur résistance maximum. Côté sismologique, si l'on connaissait déjà les niveaux d'amplification qu'on pouvait attendre de l'énorme contraste d'impédance des sédiments qui forment le sous-sol de la ville, la capacité des argiles à transmettre des niveaux de déformation aussi élevés a été une surprise. D'autre part, la persistance temporelle de mouvement fort dans la zone du lac (plus de trois fois la durée sur le rocher) ainsi que des différences entre deux accélérogrammes dans la zone du lac (CDAO et CDAF) distants de moins de 2 km, n'ont pas toujours été expliquées de façon satisfaisante. Ce seront là les points centraux de ce travail.

Ce mémoire est divisé en deux parties de façon très asymétrique. La première (et la plus petite) partie est consacrée à la description des données géologiques, géotechniques et géophysiques qui ont trait à la réponse dynamique du bassin de Mexico. Le but de cette première partie n'est pas de faire une revue des connaissances concernant le sous-sol de cette ville, (tâche qui serait gigantesque), mais nous avons plutôt voulu dresser un panorama des données disponibles et faire la distinction entre ce que l'on connaît et ce que l'on suppose. La deuxième partie montre les résultats de notre travail concernant la modélisation d'une structure complexe en utilisant des modèles très simplifiés. Diverses approches seront envisagées afin de mieux comprendre les facteurs qui peuvent avoir une influence significative sur la réponse dynamique du bassin. Le fil conducteur de cette deuxième partie sera la durée des enregistrements accélérométriques dans la zone du lac, qui reste le problème le moins résolu.

Dans son excellent article, Tobriner (1988) affirme que la ville de Mexico peut être considérée comme une erreur historique. Le choix des Espagnols de construire la capitale de la Nouvelle Espagne sur des îlots boueux, au centre d'un lac, assujettie à des séismes violents et des inondations périodiques et prolongées, était basé sur des considérations militaires et politiques mais pas du tout basé sur le bon sens. Les Aztèques avaient réussi à établir un équilibre avec leur environnement. Cet équilibre a été détruit par les nouveaux occupants de la ville pour qui ce même environnement allait contre leur culture et leurs pratiques de construction. Une partie de la solution à cette situation passe par une meilleure compréhension de la distribution des intensités de mouvement lors de séismes et, par conséquence, l'amélioration continue du règlement des constructions.

PARTIE 1

OBSERVATIONS

1. CADRE GEOLOGIQUE

En guise d'introduction, nous allons résumer dans les lignes suivantes le cadre géologique dans lequel se situe la vallée de Mexico et la séquence d'événements qui a conduit à la formation de ce bassin fermé. Ceci nous permettra de comprendre la complexité des matériaux qui en forment le remplissage et, par conséquent, les difficultés qui peuvent se présenter au moment où l'on essaye de réduire cette structure géologique complexe à un modèle de calcul. Dans ce chapitre, nous nous sommes fondés sur les études de Zavala *et al.* (1988), De Cserna *et al.* (1988) et Bravo-Chávez *et al.* (1988).

La ville de Mexico est située dans les plaines lacustres, au fond de la vallée de Mexico. Cette vallée est située en bordure sud de la province tectonique appelée Meseta Central, dans la province de l'Axe Néovolcanique, aussi appelée Ceinture Volcanique Transmexicaine car elle traverse le pays d'est en ouest, approximativement le long du parallèle 19° N (Figure 1.1). La vallée est allongée en direction NNE-SSW avec une longueur de quelques 100 km et une largeur de quelques 30 km. Elle est limitée au nord par la Sierra de Pachuca, à l'est par la Sierra de Rio Frio et la Sierra Nevada, au sud par la Sierra de Chichinautzin et à l'ouest par le volcan Ajusco et la Sierra de las Cruces (Figure 1.2).

Le bassin de Mexico est un bassin fermé. L'évacuation naturelle du bassin versant s'effectuait depuis la Sierra de Pachuca au nord en direction du bassin de la rivière Amacuzac au sud. L'apparition de la Sierra de Chichinautzin, caractérisée par une activité andésitique basaltique il y a quelques 700.000 ans, a fermé la vallée au sud. Cette fermeture a entraîné la création d'un lac très peu profond qui a été comblé lentement, en même temps que se poursuivait l'activité volcanique sous forme d'événements locaux de courte durée. Le remplissage qui se forma dans le lac, mélange de sédiments lacustres et volcaniques, a couvert un terrain de topographie très accidentée, ce qui explique les différentes épaisseurs de ces matériaux dont la tendance générale est de s'épaissir du nord vers le sud. L'épaisseur dans la partie centrale atteint 200 m et 500 à 600 m au sud (ou 800 m). Ces sédiments sont constitués de matériaux volcaniques retravaillés par l'érosion, interstratifiés avec des tufs qui se changent progressivement en sédiments d'origine plus clairement lacustre vers le centre du bassin. La plupart de la ville est construite sur ces sédiments lacustres, et le reste sur les sédiments qui forment la transition entre les sédiments lacustres et les anciens rivages du lac.

Les roches les plus anciennes qu'on ait foré à Mexico sont des anhydrites, qui affleurent dans des zones extérieures au bassin. Elles se

situent sous des roches calcaires du Crétacé inférieur, à leur tour recouvertes de calcaires, marnes et grès du Crétacé supérieur. Cette séquence fut plissée vers la fin du Crétacé puis ensuite érodée, ce qui empêche la détermination de l'épaisseur réelle de cette séquence. On peut cependant estimer son épaisseur maximale comme étant comprise entre 1.400 et 2.200 m.

Les roches du Tertiaire sont discordantes sur celles du Crétacé. La base de cette séquence consiste en des sédiments clastiques continentaux de couleur rouge, contenant localement du gypse et des roches volcaniques. Ces sédiments se sont accumulés pendant le Paléocène-Eocène et atteignent 600 m d'épaisseur. Les roches volcaniques datant de l'Oligocène tardif au début du Miocène, principalement andésitiques à dacitiques sont discordantes sur les sédiments précédents et ont une épaisseur moyenne de 600 à 700 m. Leur origine est liée à une ancienne subduction sur la côte ouest du Mexique, subduction qui s'est arrêtée il y a 20 Ma.

Les roches oligo-miocènes ont subi une importante érosion avant l'apparition d'une nouvelle phase de volcanisme, vers la fin du Miocène, période caractérisée par des rhyolites, dacites, andésites et basaltes. Cette phase de volcanisme est la conséquence du début de la subduction vers le NE de la plaque Pacifique sous la plaque Amérique, subduction active encore aujourd'hui. Les roches volcaniques de cette phase forment la plupart des chaînes de montagnes qui entourent aujourd'hui la vallée de Mexico.

Enfin, il y a environ 700.000 ans, s'est formé une série de quelques 220 cônes volcaniques de composition andésitique à basaltique. Ils sont groupés en deux champs volcaniques, un situé au NE de la ville et l'autre situé au sud, où il forme la plupart de la Sierra Chichinautzin. On peut noter que la datation radiométrique de quelques échantillons de lave les plus anciens dans ce champ sud donnent un âge de 40.000 ans et que l'éruption la plus récente date d'il y a moins de 3.000 ans. On peut donc penser que la fermeture du bassin s'est faite lentement. En outre, une vingtaine de cônes sont répartis à l'intérieur du bassin, dans la partie sud. De Cserna *et al.* (1988) ont déduit des failles à partir de l'alignement des cônes volcaniques. En raison des observations sur le terrain aux bords de la vallée, ils déduisent qu'il s'agit de failles de coulissage orientées NE-SW. Ils font continuer ces failles sous le remplissage de la vallée en se basant sur l'interprétation des sections de la carte gravimétrique. Leur résultat final est la carte géologique de la région montrée sur la Figure 1.3.

En ce qui concerne la tectonique actuelle de la région, on peut faire les réflexions suivantes. L'Axe Néovolcanique est relié à une ancienne suture entre plaques, réactivé par l'installation d'une zone de subduction sur la côte sud-ouest du Mexique. Cet axe se trouve en effet à la verticale de la zone où la plaque plongeante est chauffée suffisamment pour qu'une partie soit fondue, et plus légère, remonte à la surface sous forme de magma. La

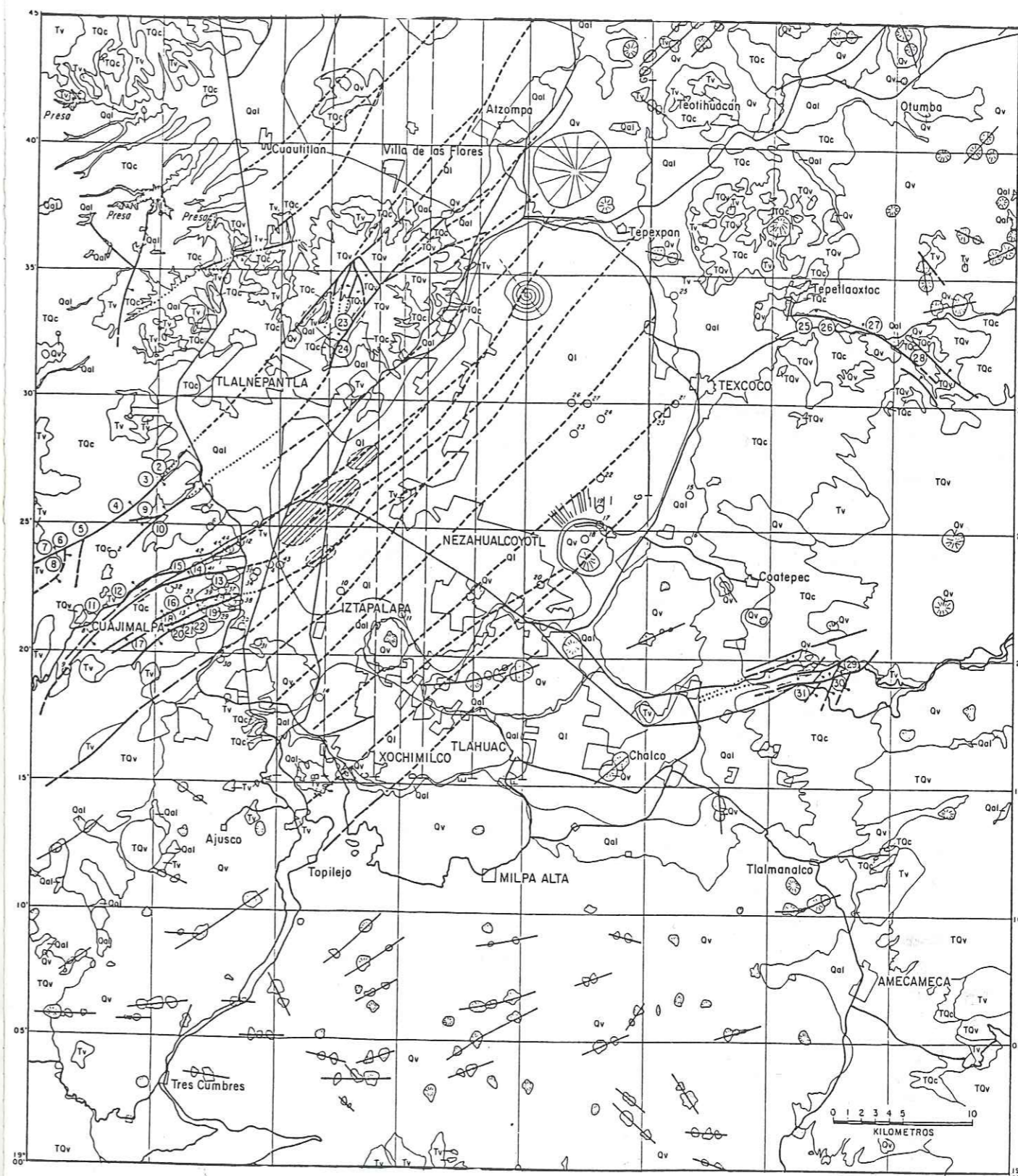
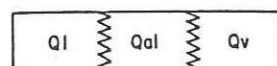
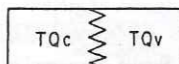


Figure 1.3. Carte géologique de la vallée de Mexico. [D'après De Cserna *et al.*, 1988.]



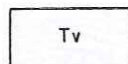
DEPOSITOS CUATERNARIOS

- Ql - Depósitos lacustres
- Qal - Aluvión a lo largo de cauces de ríos principales y alrededor de vasos lacustres.
- Qv - Lavas, cenizas y depósitos epiclásticos, de composición eminentemente basáltica o basáltico-andesítica.

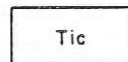


DEPOSITOS PLIO-CUATERNARIOS

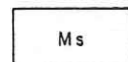
- TQc - Principalmente rocas volcánicas epiclásticas, formando antiguos abanicos aluviales coalescentes, incluyendo depósitos laháricos en algunos sitios. Estos depósitos en las partes occidentales de la Cuenca incluyen esencialmente a la Formación Tarango, del Plioceno superior (?) - Cuaternario, mientras que en las partes orientales depósitos del Cuaternario, derivados de las Sierras de Tláloc y Nevada.
- TQv - Rocas andesíticas, riocácicas y dacíticas en forma de volcanes prominentes, de domos volcánicos y derrames de lava, con material piroclástico asociado.



- ROCAS VOLCANICAS TERCIARIAS
Incluye derrames de lava de composición andesítica y dacítica.



- DEPOSITOS CLASTICOS CONTINENTALES DEL TERCIARIO INFERIOR
Incluye depósitos de tipo molasa continental formados por capas rojas, conglomeradas y evaporitas lacustres.



- DEPOSITOS MESOZOICOS
Incluye, en la base, anhidritas cubiertas por calizas del Cretácico Inferior, seguidas por areniscas y lutitas del Cretácico Superior. Toda esta secuencia es de origen marino y está afectada por plegamiento.

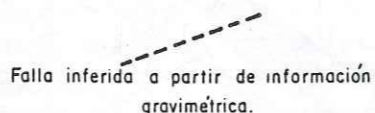
SIMBOLOS



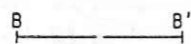
Falla mostrando la dirección relativa del desplazamiento α , en su caso, el bloque hundido; con línea interrumpida donde su presencia está sepultada. El número en círculo corresponde a la figura en el texto que presenta la sección transversal correspondiente.



Cono volcánico mostrado sólo en terrenos formados por depósitos volcánicos cuaternarios.



Falla inferida a partir de información gravimétrica.



Línea de perfil gravimétrico modelado



Epicentro reciente



Orientación preliminar de esfuerzo tectónico



Area con mayor daño en edificios de cuatro pisos o menores, según censo del D. D. F.

Figure 1.3. [Cont.]

région est donc soumise, d'une part à la poussée verticale de matériaux chauds (une hypothèse avancée il y a déjà quelques années, suggère l'existence d'une chambre magmatique sous la ville, Mooser, comm. pers.), et d'autre part aux contraintes que la collision en zone de subduction sur la côte pacifique génère dans la plaque Amérique. De Cserna *et al.* (1988) interprètent l'ensemble des données dans un schéma à l'échelle de l'Axe Néovolcanique entier. Ils proposent l'existence d'une zone majeure de cisaillement senestre (Figure 1.4) qui conditionnerait l'histoire géologique récente de la région.

Puisque l'on parle de la tectonique actuelle, nous finirons avec quelques commentaires concernant la sismotectonique de la vallée de Mexico. La première observation montre que les données sont éparées: non qu'il y ait peu d'événements dans la région, mais il s'agit surtout de séismes très petits ($M_L \leq 3,7$ dans le catalogue de De Cserna *et al.*, 1988) et en fait le centre du pays ne dispose d'un réseau sismologique moderne que depuis 1973, et encore avec très peu de stations, mal disposées pour les séismes se produisant à l'intérieur du bassin. De Cserna *et al.* (1988) donnent une liste de séismes observés par le Service Sismologique National, mais dans beaucoup de cas l'épicentre n'est pas déterminé instrumentalement. Bravo-Chávez *et al.* (1988) à partir des données du réseau SISMEM, installé en 1973, ont établi un autre catalogue de sismicité entre 1976 et 1987 qui comprend 50 séismes dont la magnitude de durée est comprise entre 2,3 et 4,3. La Figure 1.5 montre la carte de sismicité qu'ils ont obtenue. Ils montrent deux mécanismes au foyer (Havskov et Rodríguez), cependant celui de Havskov est considéré peu fiable, car il s'agit d'un mécanisme composite pour des séismes se produisant dans des failles différentes. Celui de Rodríguez, plus fiable, montre un mécanisme de coulissage, qui est cohérent avec le schéma tectonique de De Cserna *et al.* (1988).

Nous avons observé la complexité de l'histoire géologique de la vallée. En simplifiant, les points que nous voudrions retenir sont les suivants: le remplissage de la vallée (en dessus du substratum pré-Chichinautzin) est le produit de deux phénomènes principaux: la sédimentation en milieu lacustre peu profond, et l'apport de matériaux volcaniques divers répartis sur une période de temps considérable. En conclusion, nous pouvons nous attendre à plusieurs degrés d'hétérogénéités dans ces matériaux, et les données présentées ici nous aideront dans les parties suivantes à mieux comprendre les données géotechniques des formations sous la ville. D'autre part, il est important de signaler que les phénomènes qui ont formé la vallée sont encore actifs aujourd'hui. Comme l'indiquent tous les travaux cités ici, il est important de surveiller l'activité sismique à l'intérieur de la vallée car d'une part ces données sont importantes pour confirmer la tectonique actuelle, et d'autre part il s'agit là d'un facteur significatif dans le risque sismique de cette ville, comme il est reconnu dans Rosenblueth *et al.* (1988).

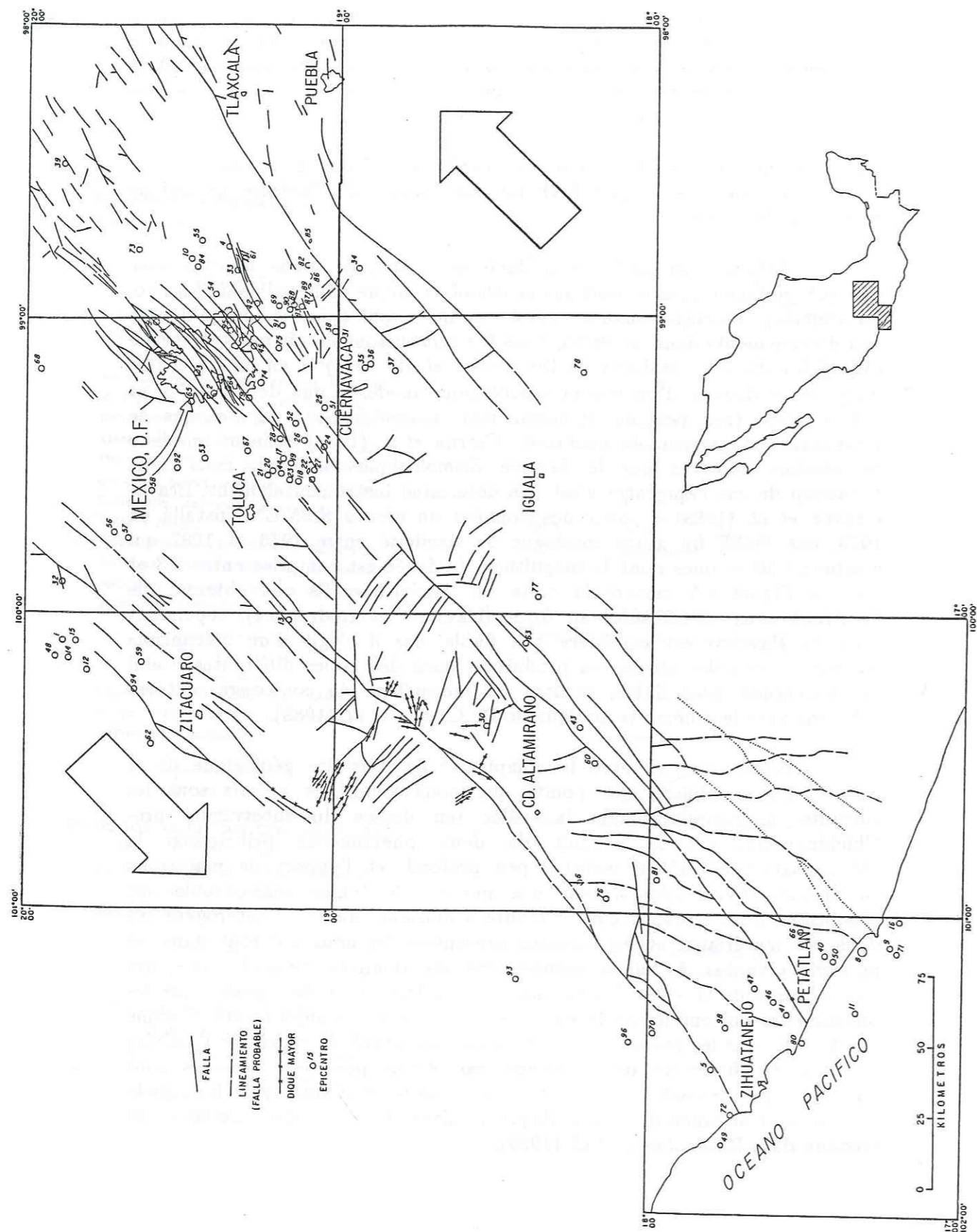


Figure 1.4. Schéma tectonique interprété par De Cserna *et al.* (1988).

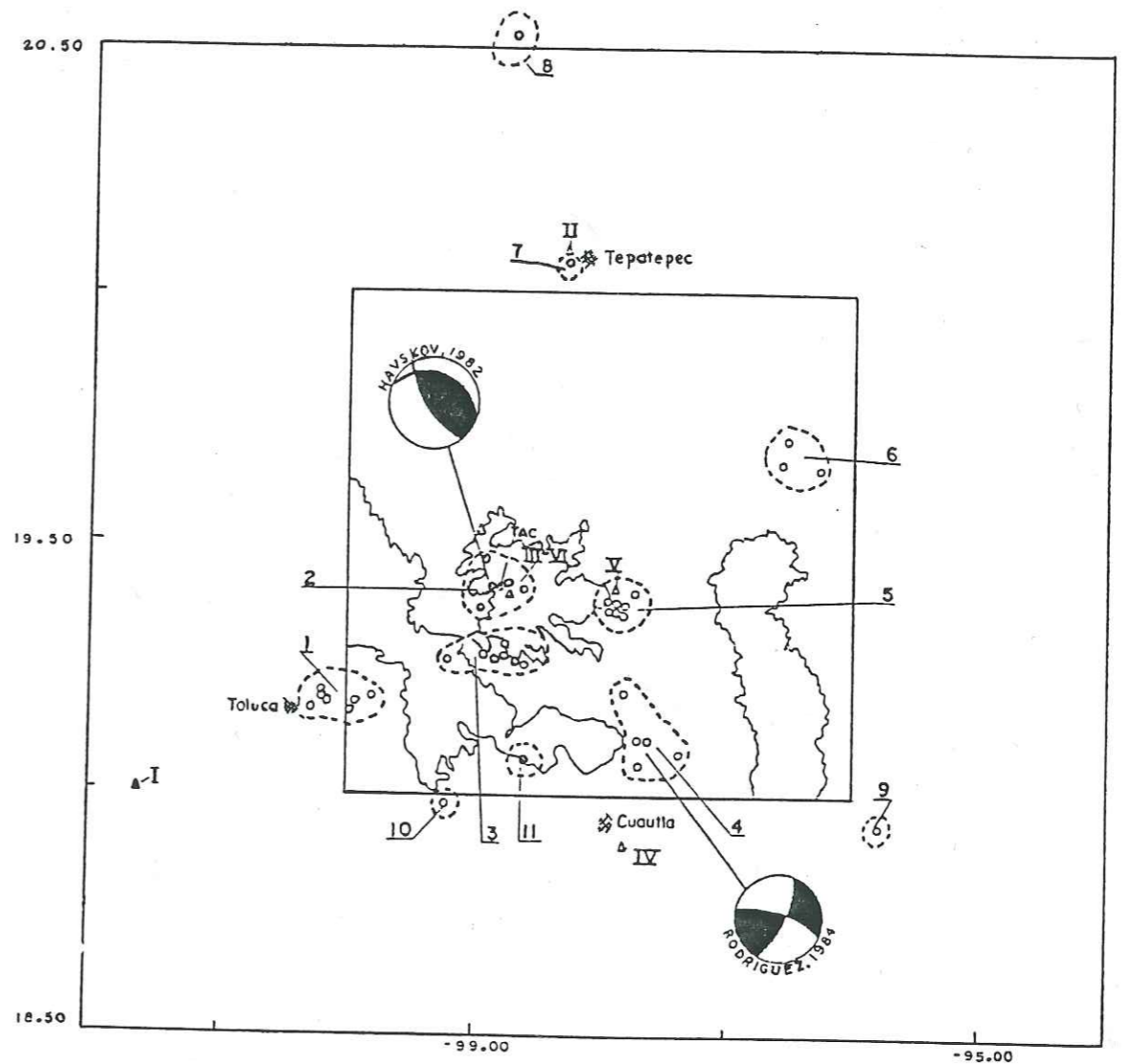


Figure 1.5. Carte de sismicité observée dans la vallée de Mexico, pour la période 1976-1987. [D'après Bravo-Chávez *et al.*, 1988.]

2. SUR LA STRUCTURE ET LES PROPRIETES DES MATERIAUX A MEXICO

Les modèles que nous présenterons dans la deuxième partie de ce mémoire sont des modèles de propagation d'ondes dans des milieux élastiques. La signification des résultats que nous obtiendrons dépend crucialement des données que nous rentrerons dans nos modèles. Le chapitre précédent nous a permis de montrer qu'il ne s'agit pas là d'un problème simple, étant donné l'histoire géologique mouvementée et l'étendue de la région. Dans ce chapitre, nous ferons un résumé des connaissances actuelles concernant la géométrie de la vallée et les propriétés mécaniques des matériaux qui en forment le remplissage. Notre but sera de montrer quelles ont été les observations qui nous ont conduit à favoriser certains modèles par rapport à d'autres. Par la même occasion, nous montrerons qu'il s'agit là d'un choix personnel, et que d'autres personnes, en regardant les mêmes données peuvent arriver à formuler des modèles différents.

Ce chapitre comporte deux parties. Dans la première seront discutées les données géophysiques intéressant la structure à grande échelle de la vallée. Elles comportent deux volets principaux: les données gravimétriques et les résultats préliminaires de la campagne d'exploration sismique menée par PEMEX en 1986. Cette information permettra de cerner en partie le problème de la structure profonde de Mexico. En outre, un paragraphe nous permettra de discuter un peu des apports de mesures du bruit de fond sismique à la détermination de la structure superficielle à Mexico. La deuxième partie s'occupe des données géotechniques. Les données concernant la couche d'argile superficielle sont beaucoup plus nombreuses et, de ce fait, plus contradictoires (France, 1980). Les sédiments situés immédiatement sous l'argile, par contre, sont peu connus. En effet, il existe une zone un peu floue entre le domaine de l'ingénieur géotechnicien et celui du sismologue. Cette zone n'est pas bien définie car elle a été d'abord délaissée par les deux groupes, et en conséquence très peu explorée (actuellement par contre, on assiste au phénomène inverse où cette couche est réclamée des deux côtés). Reste le fait que, entre la centaine de mètres du géotechnicien et le kilomètre du géophysicien il n'y a pas assez d'information pour faire le lien.

2.1 Données géophysiques

Les données géophysiques de la vallée de Mexico ne sont pas très abondantes. Elles ont été compilées par Pérez-Cruz (1988) d'où nous re prenons les références. L'étude gravimétrique de la vallée de Mexico a été effectuée par la compagnie Servicios Geofísicos en 1953 et présentée dans

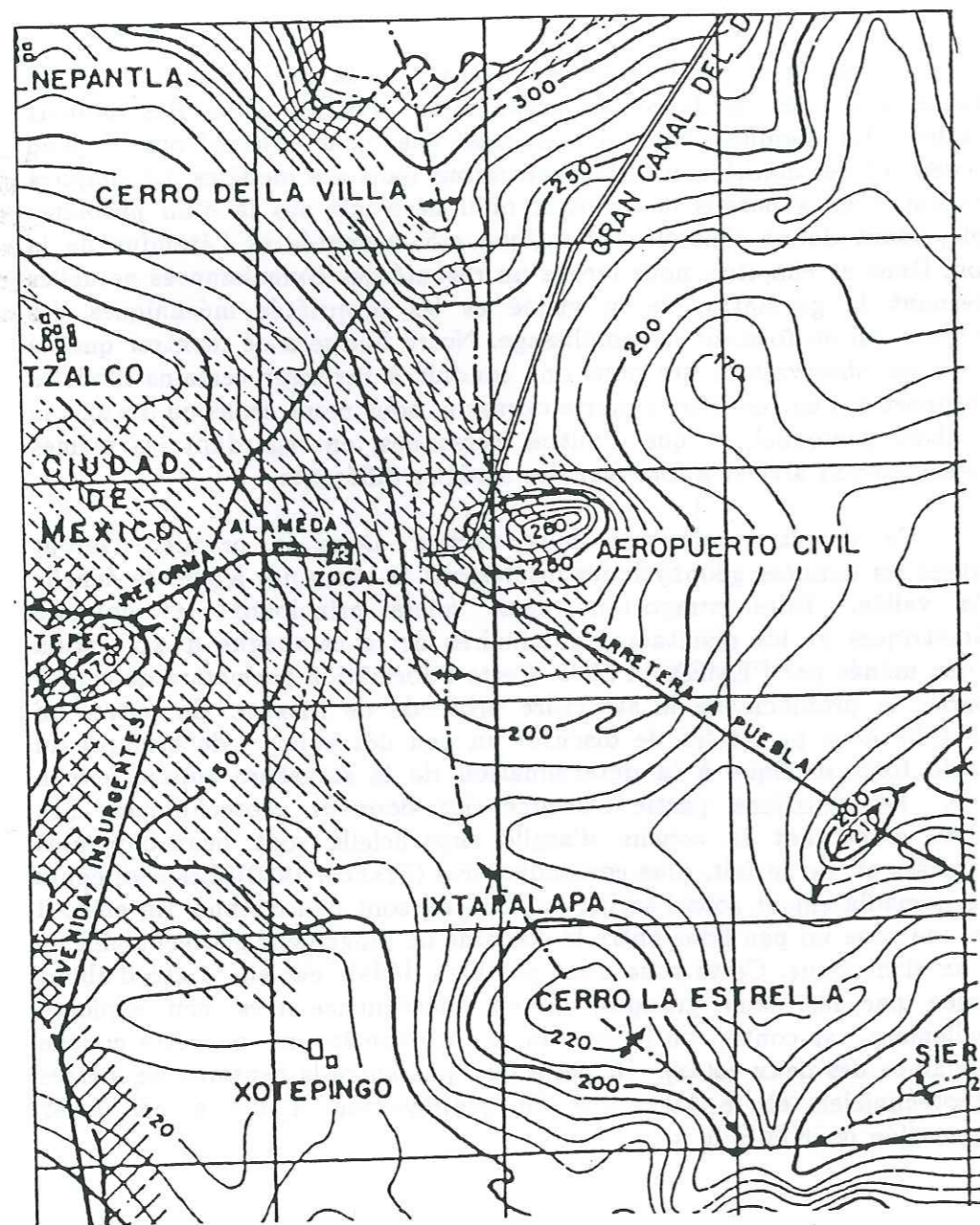


Figure 2.1. Détail de la carte gravimétrique de la Vallée de Mexico correspondant au centre de la ville. [D'après Suárez *et al.*, 1987.]

Marsal et Masari (1959). Ces mêmes données ont été présentées dans De Cserna *et al.* (1988), après une interpolation plus poussée des points de mesure, mais sans ajouter aucune information nouvelle. La Figure 2.1 montre un détail de la carte gravimétrique de la vallée de Mexico, correspondant à la ville de Mexico. Nous observons une relation très claire entre les maxima gravimétriques et les reliefs topographiques de Cerro de la Estrella et de la Sierra de Guadalupe. Les minima gravimétriques apparaissent là où les sédiments en surface sont les argiles lacustres. On peut noter que la disposition des courbes entre la Sierra de Guadalupe et l'aéroport a suggéré l'idée d'une fermeture de la vallée vers l'est formant un sous-bassin plus petit (cfr. § 3.1.1 Partie 2). Il s'agit là de la seule évidence de cette ride. De Cserna *et al.* (1988) dans leur interprétation de la gravimétrie font état d'une dizaine de failles qui affectent le substratum des sédiments lacustres, en direction SW-NE. De son côté, Pérez-Cruz (1988) interprète deux sections de la carte de la Figure 2.1, qui traversent la partie centrale de la ville, et en conclut l'existence d'une faille principale, la faille Mixhuca, dont nous reparlerons plus loin.

D'autres données géophysiques montrées par Pérez-Cruz (1988) sont des études de sismique réfraction conduites en dehors de la ville à la limite NE de Mexico, dans la zone qui correspond au centre de l'ancien lac. Dans cette zone, les sédiments lacustres ont leur profondeur maximale. Ces études ont été réalisées lors du projet Texcoco (Secretaría de Hacienda y Crédito Público, 1969), qui en outre ont permis un forage profond. L'interprétation des résultats indique la présence de quatre couches de pente douce: entre 0 et 30 m, la formation d'argile saturée et compressible (vitesse 600 m/s); de 30 à 520, m une formation d'argile sableuse peu compactée et saturée (vitesse 1700 m/s); de 520 à 1445 m, une couche de tuf compact intercalé avec des horizons de sable (vitesse 2900 m/s); et une dernière couche de roche compacte, peut-être volcanique (vitesse 4500 m/s). Bien que Pérez-Cruz (1988) ne le dise pas, nous supposons que les vitesses données sont celles des ondes P.

Nous savons que d'autres études géophysiques ont été conduites dans le cadre du projet Texcoco (avec la méthode magnétotellurique). Une campagne d'exploration du sous-sol par des méthodes électriques en 1986 a aussi été menée par la Comisión Federal de Electricidad. Cependant, nous ne savons pas si les résultats ont été diffusés, et en tout cas nous n'y avons pas accès. Il nous reste donc les résultats préliminaires des études de sismique réflexion conduits à Mexico en 1986 par PEMEX, dans le cadre des études financées par le gouvernement de Mexico pour améliorer l'état de connaissances concernant le risque sismique dans cette ville. PEMEX a réalisé d'une part un nombre considérable de profils en quadrillant la ville avec comme source des vibroséis, et d'autre part quatre forages profonds. Cette information est discutée dans le paragraphe suivant. Nous disposons aussi de quelques résultats, un peu plus sujets à caution que la sismique réflexion, concernant des mesures de bruit de fond sismique. Bien que d'un

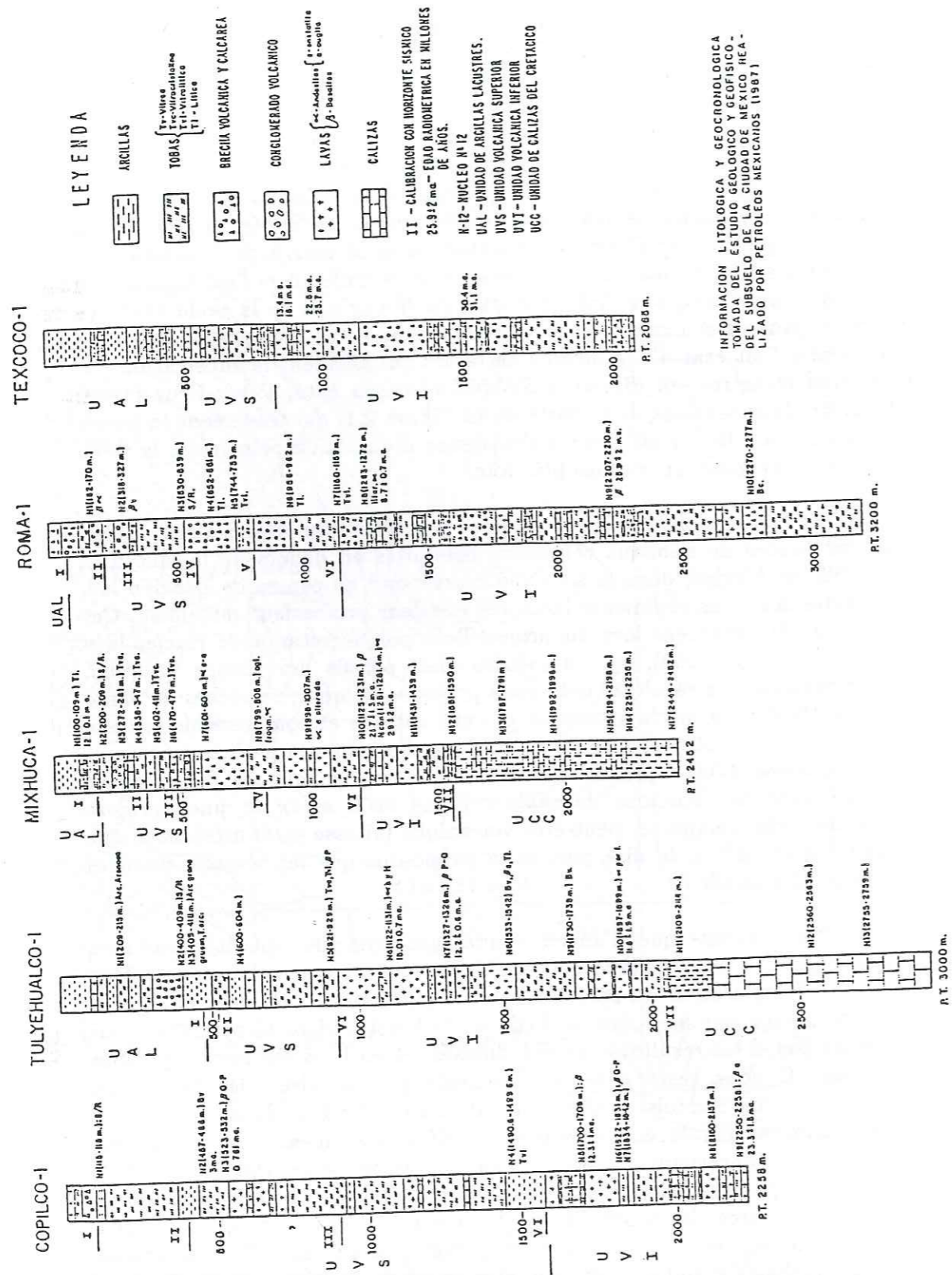


Figure 2.2. Columnes estratigráficas obtenidas de los cuatro sondajes profundos perforados por PEMEX durante la campaña de exploración sísmica de la ciudad. El pozo Texcoco-1 fue perforado en los años 60, en el marco del proyecto Texcoco. [De Pérez-Cruz, 1988.]

interés menor, se trata de un método de bajo costo que ha permitido hacer una exploración extensiva de la zona en poco tiempo. Un segundo párrafo recordará por lo tanto los principales resultados obtenidos con este método.

2.1.1 Sísmica de reflexión

Bien que los resultados de la campaña de exploración por sísmica de reflexión no hayan sido oficialmente difundidos, contamos con los resultados preliminares presentados por Pérez-Cruz (1988). En este párrafo vamos a comentarlos brevemente.

La Figura 2.2 muestra las columnas litológicas obtenidas durante la realización de los cuatro pozos por PEMEX. El quinto, Texcoco-1, fue perforado durante la realización del proyecto Texcoco mencionado anteriormente. Las edades dadas han sido obtenidas por análisis geocronológico (isótopos radiactivos). La litología es muy variada y Pérez-Cruz (1988) la agrupa en cuatro unidades que son, de la más antigua a la más joven:

- una unidad relativamente homogénea de rocas calcáreas del Cretácico, que forma el substratum de la zona;
- una segunda unidad que él llama Unidad Volcánica Inferior, formada por materiales de erupción (basaltos y andesitas) y materiales piroclásticos (tufo y brechas);
- la tercera unidad, Unidad Volcánica Superior, en la que predominan las rocas piroclásticas (conglomerados, brechas y tufo);
- y finalmente, la cuarta unidad, la Unidad de Arcillas Lacustres, que agrupa el relleno del basín pre-Chichinautzin, es decir la capa superficial de arcilla blanda, más las secuencias que forman los "sedimentos profundos". Este último término, consagrado por los mecánicos de suelos designa los sedimentos (sobre todo bastante superficiales) debajo de la capa superficial de arcilla.

El espesor de la Unidad de Arcillas Lacustres varía de 0 en Copilco-1, al sur de la ciudad, al lado de la Universidad, a 490 m en Tulyehualco-1, al suroeste de la ciudad, en el antiguo lago de Xochimilco. Las otras unidades tienen también una variación considerable de espesor. El espesor total de las dos unidades volcánicas, por ejemplo, varía de 1375 m a 3135 m entre los diferentes pozos. En los cuatro pozos de PEMEX, los diagramas de porosidad y de densidad han sido obtenidos. Estas dadas han sido muy importantes para la correlación de las secuencias entre pozos (Pérez-Cruz, 1988).

La columna estratigráfica obtenida para cada pozo ha sido utilizada para guiar la correlación de los perfiles sísmicos y la configuración de los horizontes identificados en las secciones sísmicas. En la Figura 2.2, se han marcado los siete horizontes identificados por la asociación de eventos de

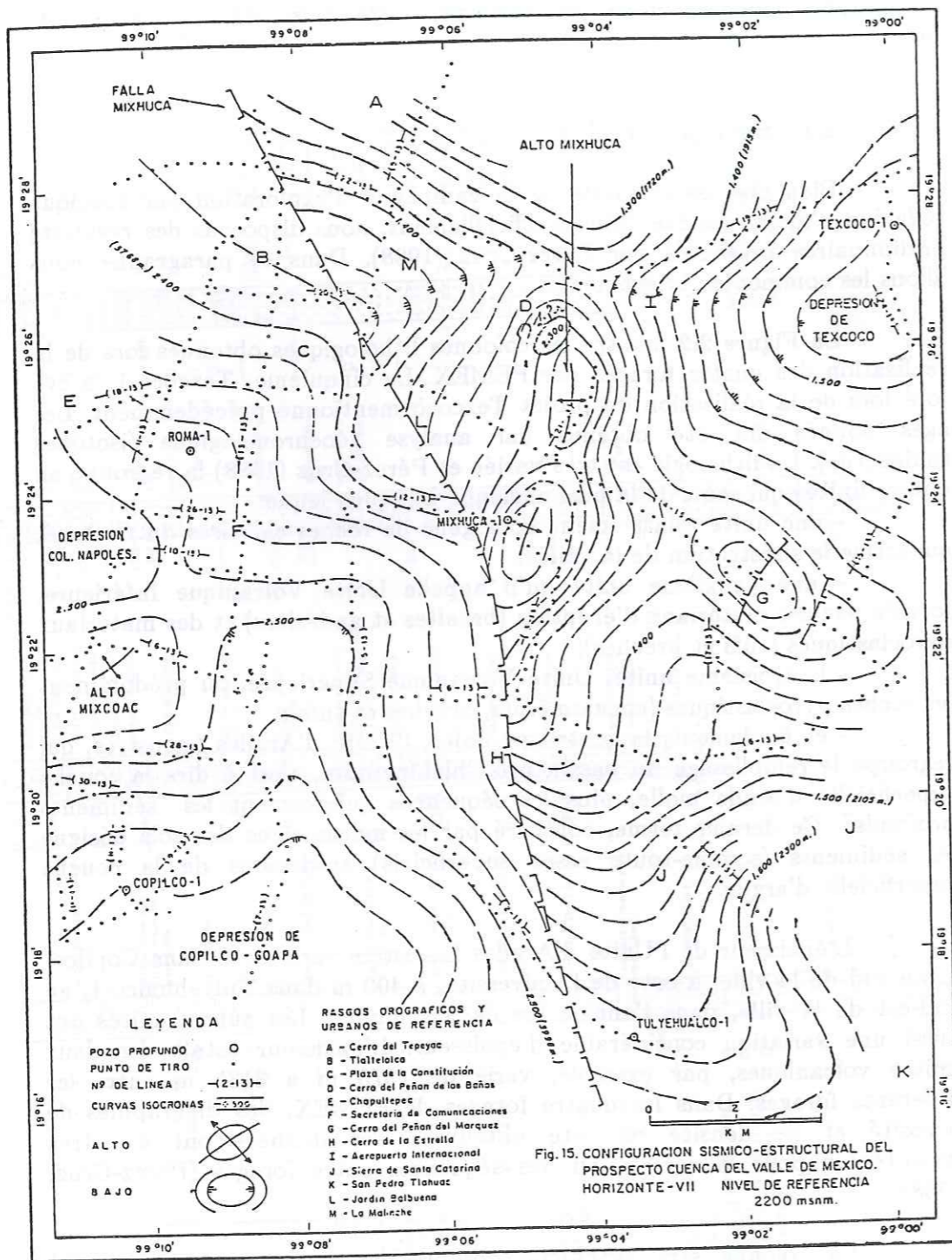


Fig. 15. CONFIGURACION SISMICO-ESTRUCTURAL DEL PROSPECTO CUENCA DEL VALLE DE MEXICO. HORIZONTE -VII NIVEL DE REFERENCIA 2200 msnm.

Figure 2.3. Configuration de l'horizon VII (toit des calcaires) à partir des sections sismiques. On observe la faille Mihuca, dont le déplacement interprété est compris entre 1650 et 2050 m. [D'après Pérez-Cruz, 1988.]

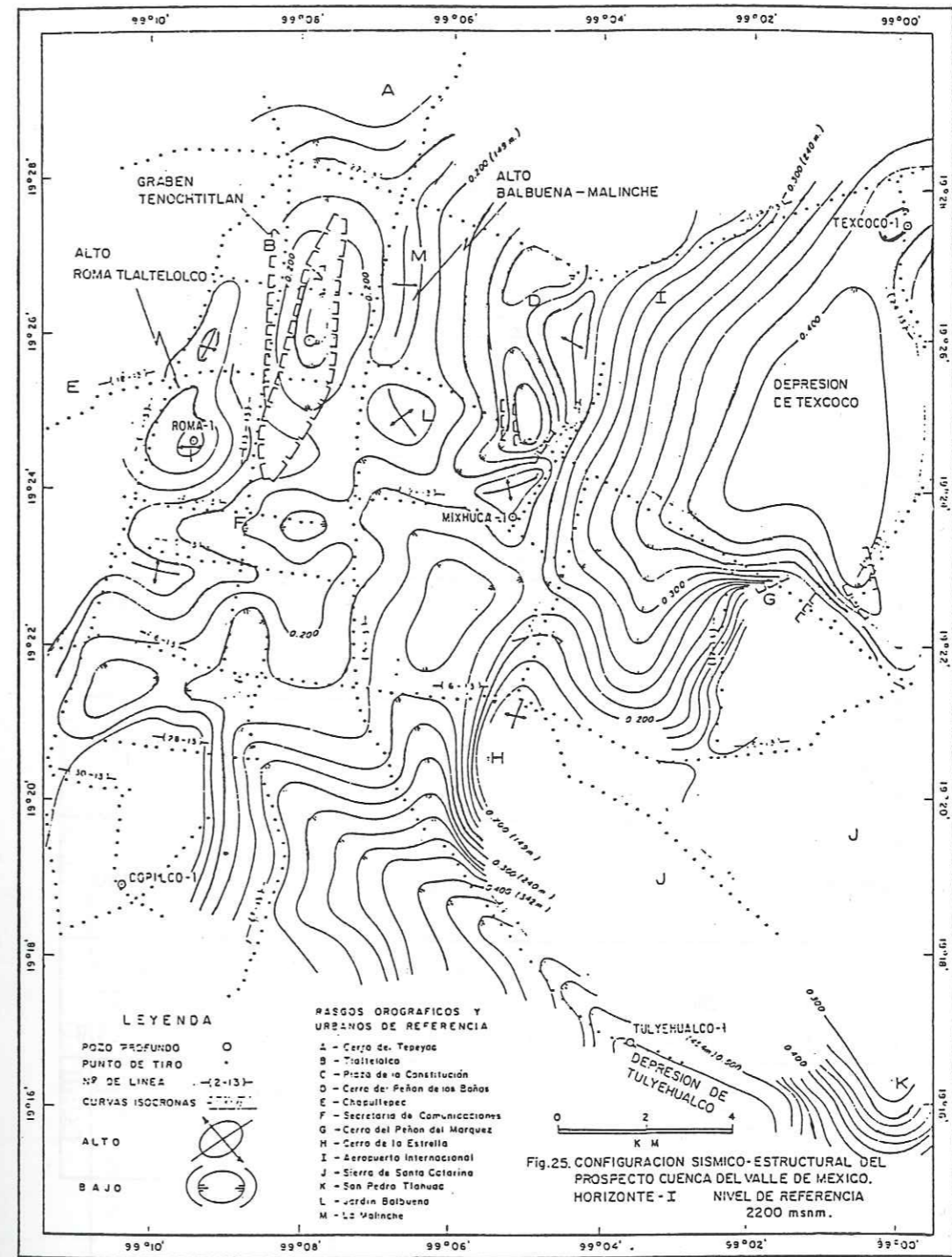


Fig. 25. CONFIGURACION SISMICO-ESTRUCTURAL DEL PROSPECTO CUENCA DEL VALLE DE MEXICO. HORIZONTE -I NIVEL DE REFERENCIA 2200 msnm.

Figure 2.4. Configuration de l'horizon I (base de la séquence lacustre) à partir des sections sismiques. [D'après Pérez-Cruz, 1988.]

Tableau 2.1 Profondeur, épaisseur et age des séquences stratigraphiques de la Ville de Mexico

SEQUENCE		FORAGE			
		COPILCO	TULYEHUALCO	MIXHUCA	ROMA
Lacustre	Toit	-	-	-	-
	Epaisseur	-	490	200	65
	Age				
I	Toit	-	490	200	65
	Epaisseur	150	20	165	155
	Age				
II	Toit	390	510	365	220
	Epaisseur	535	415	110	80
	Age	0.751			
III	Toit	925	-	475	300
	Epaisseur	600		360	300
	Age				
IV	Toit	-	-	835	600
	Epaisseur			355	170
	Age				
V	Toit	-	-	-	770
	Epaisseur				380
	Age				
VI	Toit	1525	925	1180	1150
	Epaisseur	2610	1175	385	2775
	Age	12,3-23,3	11,8-15,0	21,7-29,0	8,7-25,9
VII	Toit	4135	2100	1575	3925
	Epaisseur	?	?	?	?
	Age			82-105	

N.B. Les unités pour le toit et l'épaisseur sont mètres. L'age est donnée en million d'années

[D'après Pérez-Cruz, 1988.]

Tableau 2.2 Lithologie des séquences stratigraphiques de la Ville de Mexico

SEQUENCE	FORAGE			
	COPILCO	TULYEHUALCO	MIXHUCA	ROMA
Lacustre	Absent	Argiles lacustres (300) Argiles tufacées Basalts (12)	Argiles lacustres Argiles tufacées Basalts (14)	Argiles lacustres Argiles tufacées Basalts (3)
I	Basalts (20) Brèches (30) Tuf (80) Tuf argileux (260)	Absent	Conglomerats tufacés (50) Tuf argileux (30-40) Basalts (10)	Conglomerats (40-50) Sables (15) Tuf (35)
II	Argiles (60) Basalts (130-190) Tuf (220)	Tuf Argile (40)	Argiles tufacées (30) Conglomérat tufacé (140) Tuf (30)	Conglomerats (40) Tuf (30)
III	Tuf (90) Argiles Basalts (10-20) Argiles sableuses (145) Argiles tufacées (20-150)	Absent	Congomérat tufacé (30-60) Tuf (45) Brèches (85) Basalts (16)	Tuf (220) Brèches (10) Basalts (5)
IV	Absent	Absent	Basalts (20-110) Tuf (25-40) Sables (95)	Brèches (135) Argiles sableuses (50)
V	Absent	Absent	Absent	Brèches (135) Tuf (190) Basalts (5)
VI	Basalts (1-190) Tuf	Basalts (1-190) Brèches sableuses (65) Brèches et tuf (160)	Basalts (15-50) Tuf(30-130)	Brèches et tuf (100) Basalts et brèches (280) Tuf et basalt (1000) Brèche calcaire (45)
VII		Calcaires	Calcaires	

N.B. Les chiffres entre parenthèses indiquent épaisseurs minimale et maximale ou moyenne de l'unité concerné
[D'après Pérez-Cruz, 1988.]

réflexion dans les sections sismiques. Les séquences lithologiques ont été numérotées de manière similaire de façon à ce que le toit de la séquence V soit l'horizon V. L'horizon VII par exemple, correspond aux réflexions observées comme provenant du toit des roches calcaires (séquence VII). Cet horizon apparaît dans le forage Mixhuca-1 à 1600 m de profondeur, mais est absent dans Roma-1, à une distance de 7,5 km, bien que la profondeur atteinte par le dernier soit de 3200 m. L'examen des sections sismiques et les résultats d'une modélisation simple de deux sections de la carte gravimétrique, font pencher Pérez-Cruz (1988) vers l'hypothèse d'une seule faille avec un déplacement vertical compris entre 1650 et 2050 m. La Figure 2.3 montre la disposition du toit des calcaires ainsi obtenu. Un autre horizon qui nous intéresse particulièrement est la base de la formation lacustre, l'horizon I présenté sur la Figure 2.4. L'épaisseur de cette formation varie entre 0 et 490 m dans les forages examinés. Elle consiste pour l'essentiel en argiles lacustres, tufs et basaltes, et son épaisseur est à la limite de la capacité de détection de la méthode de sismique réflexion.

Les résultats finaux présentés par Pérez-Cruz (1988) peuvent être résumés comme suit. Le Tableau 2.1 montre la profondeur à laquelle apparaissent les séquences dans les forages, ainsi que leur épaisseur et âge. Le Tableau 2.2 montre la constitution lithologique de chaque séquence et enfin le Tableau 2.3 donne des fourchettes de vitesse de propagation d'ondes *P* et de densité dans chaque formation, mesurées par diagraphie en forage. Les Figures 2.5 et 2.6 montrent deux sections interprétées des données des forages et de la sismique réflexion. Les conclusions que nous pouvons tirer de toute cette information sont d'une part qu'il n'est pas aisé de définir la géométrie de la structure à grande échelle de la vallée de Mexico (la structure enfermée entre les points en surface où affleurent les calcaires du Crétacé). Cette structure atteint des dimensions horizontales de l'ordre de la centaine de km sur des profondeurs d'environ 5 km. C'est trop grand pour nos méthodes de modélisation, les sections sismiques ne vont pas jusqu'aux bords du remplissage et donc n'apportent pas de contraintes sur la forme de la vallée. De même, l'incertitude sur les propriétés mécaniques reste importante. Bien que dans la deuxième partie de ce mémoire nous parlerons de "grande échelle" elle fera référence à la structure superficielle (quelque 500 m de profondeur sur une distance horizontale de l'ordre de la dizaine de km). En ce qui concerne la vraie structure grande échelle nous constatons d'une part qu'elle n'est pas encore bien déterminée; d'autre part que, étant donné les vitesses d'ondes *P* et les valeurs de densité, il est très peu probable que cette structure grande échelle soit plus importante que la structure plus superficielle. En effet, malgré la complexité géologique du bassin, il est clair qu'en ce qui concerne le contraste de vitesses, la partie qui mérite le plus d'être étudiée regroupe les sédiments plus superficiels. En profondeur, les contrastes de vitesses sont moins marqués, toutefois souvent avec des intercalations rapide/lente/rapide. On peut avancer l'hypothèse que ces vitesses plus élevées impliquent des effets à des fréquences plus hautes que celles qui se sont montrées cruciales en 1985. Evidemment cette

Tableau 2.3 Vitesse et densité de chaque type de roche

LITHOLOGIE	SEQUENCE	VITESSE [km/s]	DENSITE [gr · cm ³]
Argile lacustre	Lacustre	0,8	?
Argile lacustre	Lacustre	1,55	1,25
Tuf	Lacustre	2,3	1,85
Basalts	Lacustre	5,1	2,55
Conglomérats	I	2,0-2,55	2,00
Tuf	I	2,35	2,05
Conglomérats	II	2,12	1,85-2,10
Tuf	II	2,15-2,45	2,00
Basalt	II	5,1	2,55
Tuf	III	2,0-2,15	1,95-2,00
Brèche volcanique	III	2,7-3,7	2,00-2,30
Conglomérats	III	2,3-3,0	1,75-2,00
Basalts	III	5,1	2,55
Argiles	III	2,35	2,00-2,10
Argiles sableuses	III	2,77	2,00-2,20
Sables	IV	2,18-2,9	1,90-2,00
Tuf	IV	3,55	2,20-2,40
Brèche volcanique	IV	2,75	2,00-2,25
Argiles sableuses	IV	2,2	2,00
Basalt	IV	5,5	2,65
Tuf	V	2,9	2,10-2,20
Brèche volcanique	V	2,5-2,68	2,00
Basalt	VI	5,1	2,60-2,70
Tuf	VI	2,65-4,69	2,00-2,65
Calcaire	VII	6,0	2,7
Brèche calcaire	VI	5,08-5,86	2,50-2,70
Brèche volcanique	VI	3,05-3,39	2,20-2,45

[D'après Pérez-Cruz, 1988.]

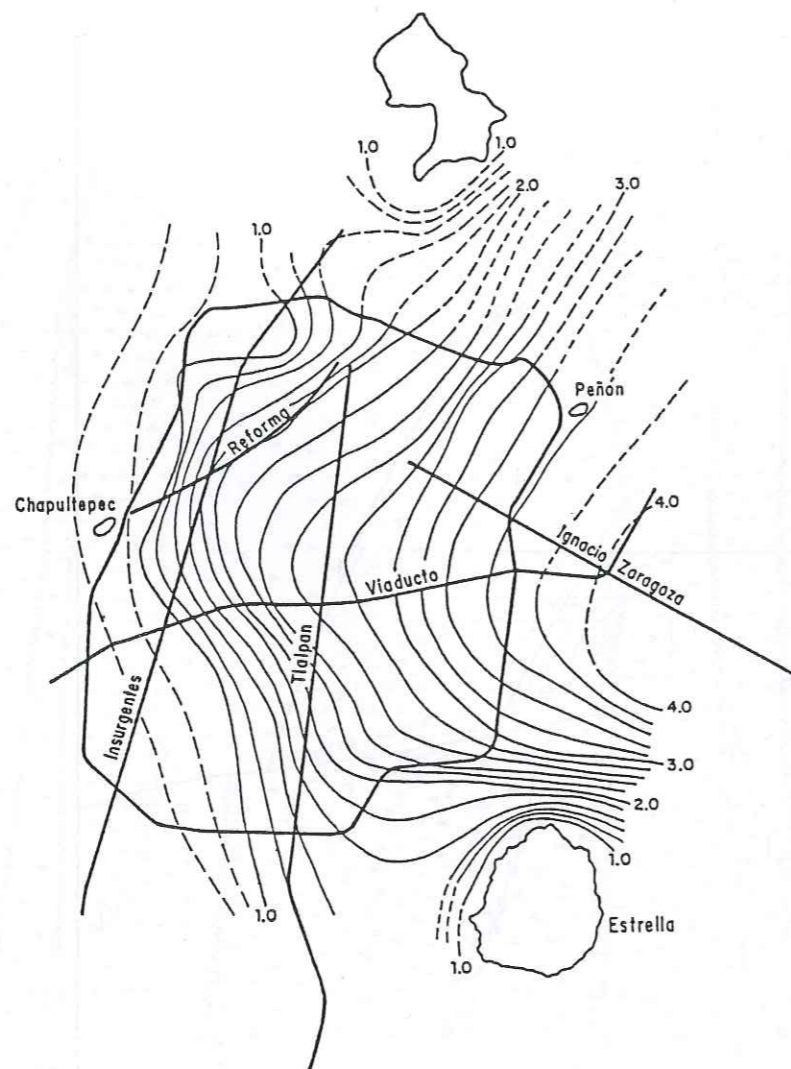


Figure 2.7. Carte d'isopériodes obtenue à partir des mesures du bruit de fond sismique. [D'après Suárez *et al.*, 1987.]

observation reste à prouver et on ne peut pas écarter un effet global d'amplification dû à la structure de vitesses en profondeur. Il est possible aussi que malgré les vitesses élevées, les épaisseurs étant importantes, les fréquences de résonance ne soient pas aussi élevées que ça (il suffit d'une épaisseur de 500 m pour qu'une couche dont la vitesse d'ondes S est de 1 km/s ait sa fréquence de résonance à 0,5 Hz). Un autre problème non résolu est l'éventualité d'une poche de magma en dessous de Mexico (suggérée par quelques données sur l'atténuation des ondes sous la ville, Bravo-Chávez *et al.*, 1988). Les profils de sismique réflexion n'atteignent pas la profondeur nécessaire. Pour l'instant donc, et faute de données, nous nous arrêtons là.

2.1.2 Apport des mesures de bruit de fond sismique

Voilà un sujet controversé s'il en est. Cette méthode, introduite par des japonais a connu un vif succès au Japon et un succès un peu plus mitigé partout ailleurs. Parmi les partisans de cette méthode, on peut bien évidemment citer ceux qui l'ont introduit (par exemple Kanai *et al.*, 1966; Ohta *et al.*, 1978; Kagami *et al.*, 1982). D'autres personnes ont trouvé que le calcul des fonctions de transfert empiriques en utilisant le bruit de fond n'apportait pas grande chose (par exemple Borchardt, 1970; Udwadia et Trifunac, 1973; Borchardt et Gibbs, 1976). Cette approche est discutée par Aki (1988) qui, s'il reconnaît le succès de la méthode pour retrouver la période fondamentale d'un site, émet des réserves car il n'est pas possible en général de dissocier les effets de source et trajet de l'effet de site quand on fait des mesures de bruit de fond sismique. Aki (1988) pense que les mesures de bruit de fond peuvent être utiles pour des périodes supérieures à 1 s, gamme où son utilité est assez bien démontrée. Nous présenterons de façon succincte les résultats de cette méthode dans les études concernant spécifiquement la vallée de Mexico.

Les mesures de bruit de fond sismique à Mexico ont commencé peu de temps après les séismes de 1985. D'abord ce fut l'équipe de Kobayashi, suivi par un groupe de l'Instituto de Ingeniería de la UNAM, et finalement un projet plus conséquent a mobilisé la collaboration entre des chercheurs japonais et mexicains. Les premiers résultats ont été présentés dans Kobayashi *et al.* (1986a et b). Celebi *et al.* (1987) ont comparé des rapports spectraux d'enregistrements accélérométriques avec les résultats de rapports spectraux de bruit de fond. S'ils récupèrent bien la fréquence de résonance observée dans les accélérogrammes, la différence dans les valeurs d'amplification entre données de mouvement fort et mesures de bruit de fond atteint un ordre de magnitude. Suárez *et al.* (1987) observent un bon accord entre l'épaisseur de la couche d'argile et la période propre du site déduite des spectres de bruit de fond (Figure 2.7). Yamazaki *et al.* (1988), Masaki *et al.* (1988) et Yamazaki (1988) combinent les mesures de bruit de fond sismique avec les résultats de la sismique réfraction à toute petite échelle, mais ne trouvent pas les raisons de leur échec pour expliquer la

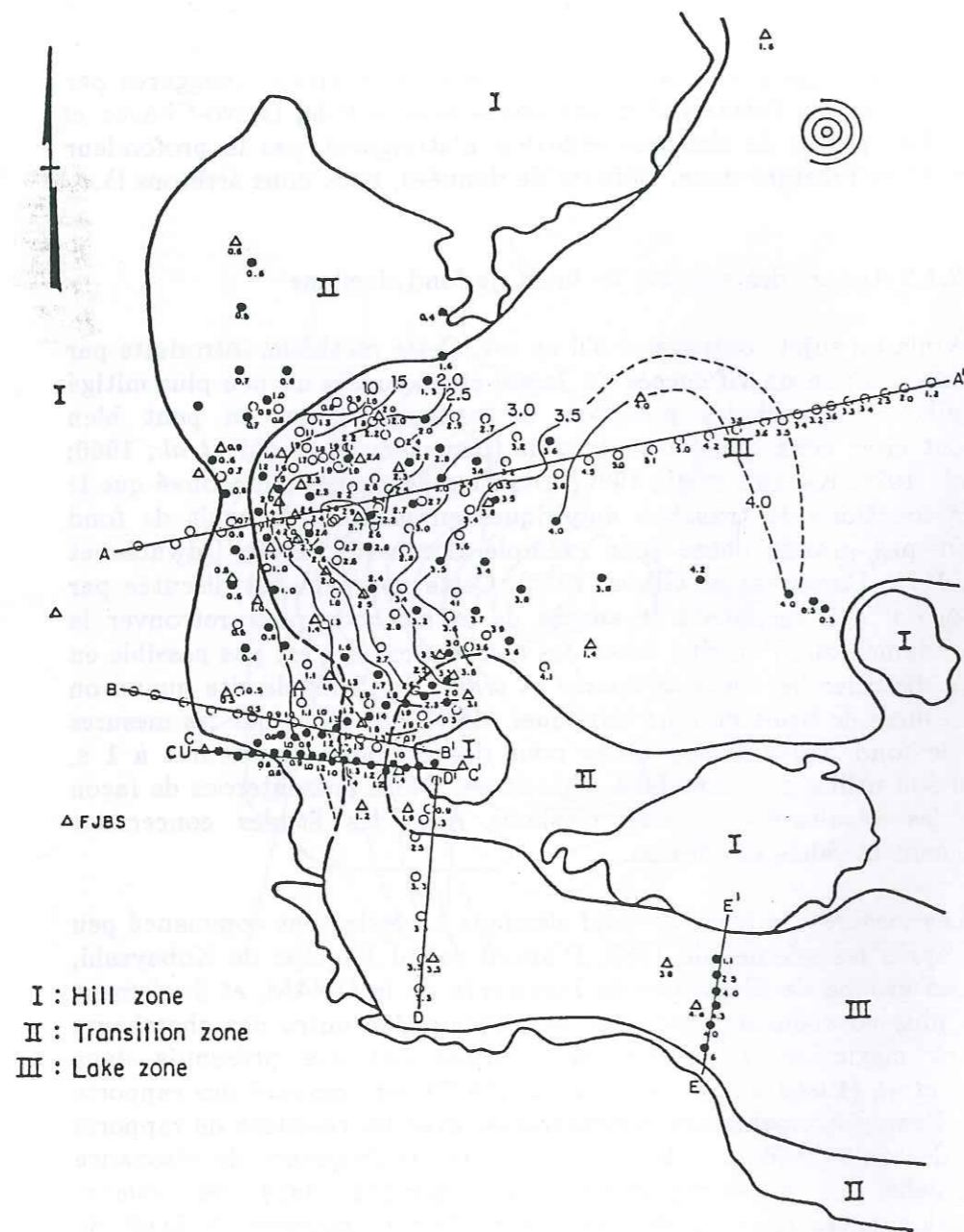


Figure 2.8. Carte d'isopériodes obtenue à partir des mesures du bruit de fond sismique. [D'après Lermo *et al.*, 1988.]

différence entre CDAO et CDAF. Ce problème n'est pas abordé par Lermo *et al.* (1988) qui toutefois acceptent l'impossibilité de prédire correctement l'amplitude de la fonction de transfert, tout en montrant une carte d'isopériodes de la ville de Mexico (Figure 2.8). Lermo *et al.* (1988) abordent explicitement le problème de la stationnarité du bruit de fond et montrent (pour un seul site cependant) que, bien que le spectre ne garde pas une amplitude constante, les fréquences d'occurrence des pics se maintiennent stables (au pluriel car il y en a deux pics dont ils choisissent le plus conforme à leurs interprétations). Ils proposent en outre d'utiliser cette méthode de façon systématique, en raison de son faible coût, pour évaluer la fréquence de résonance quand on s'intéresse à un site particulier. Finalement on peut mentionner Singh *et al.* (1986) qui ont le mérite d'être les seuls à s'intéresser aux raisons du succès ou de l'échec de la méthode. Ils explicitent les hypothèses de base de la méthode (par exemple que l'excitation du bruit de fond est commun à tous les sites à l'intérieur de la vallée, qu'il est stationnaire et que la fonction de transfert du bruit est la même que celle d'un séisme). Ils suggèrent une séquence intéressante d'expériences pour tester chaque hypothèse, et le lecteur que je suis est très étonné qu'ils s'arrêtent là, sans procéder à l'expérience qu'ils décrivent et qui leur permettrait d'arriver à une conclusion.

L'impression que nous gardons de cette information est qu'il est possible de récupérer la période fondamentale quand celle-ci est un pic bien déterminé, c'est à dire qu'il y a une fréquence de résonance bien pointue, ce qui peut être le cas à SCT, mais pas nécessairement à CDA. En ce qui concerne l'amplitude, les différentes études s'accordent pour dire qu'elle n'est pas vraiment significative.

2.2 Données géotechniques

Le volume de données géotechniques concernant la vallée de Mexico est bien plus grand que celui de données géophysiques. Outre les sondages superficiels, incontournables pour toute construction, il existe un certain nombre de données recueillies à l'occasion de la construction de structures plus importantes, comme par exemple les grands immeubles, les différentes lignes du métro, ainsi que la perforation des divers tunnels qui composent le système d'évacuation des eaux de la vallée. La nature de ces données est très variable. Un grand nombre de sondages n'offre guère d'autres renseignements que le test de pénétration standard (SPT) ou le test de pénétration de cône. D'autres incluent une description des matériaux, des valeurs de teneur en eau, des valeurs de paramètres mécaniques (vitesse d'ondes *P* et *S*). Enfin, des échantillons prélevés dans différentes couches ont subi des essais en laboratoire pour déterminer leurs propriétés dynamiques sous charge cyclique, triaxiale, avec sur-consolidation ou non, drainée ou non, etc. (par exemple León *et al.*, 1974; Jaime, 1987; Romo *et*

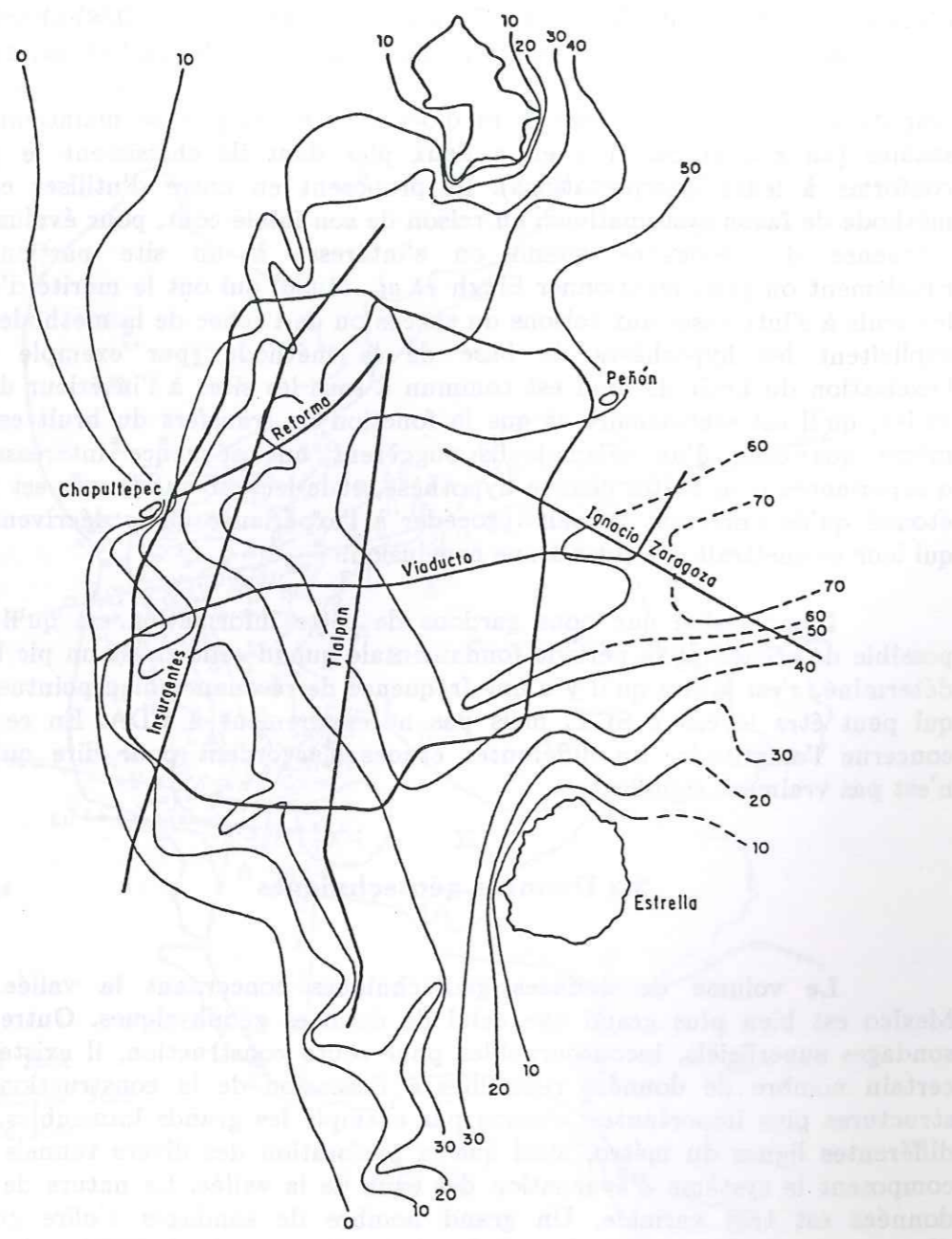


Figure 2.9. Contours d'isopaques de la couche superficielle des sédiments lacustres. [D'après Suárez *et al.*, 1987.]

al., 1988; Ovando-Shelley *et al.*, 1988a). Cependant les endroits où des tests extensifs ont été réalisés restent des moutons à cinq pattes. Des compilations de ces valeurs ont été faites à différentes dates, réunissant ainsi un nombre de données de plus en plus grand (par exemple Marsal et Masari, 1959; Suárez *et al.*, 1987; Jaime, 1987). La plus récente fait appel à des systèmes de bases de données (Ovando-Shelley *et al.*, 1988b). Dans les lignes suivantes, nous ferons une présentation succincte des résultats obtenus où il nous faudra faire la distinction entre données concernant la géométrie des couches, et données concernant leurs propriétés mécaniques ou dynamiques.

La compilation de Suárez *et al.* (1987) inclut quelque 332 sondages dont la profondeur maximale varie entre moins de 10 m et 100 m. L'information recensée se limite à l'épaisseur des couches traversées et à leur teneur en eau. La Figure 2.9 montre la représentation de l'épaisseur de la couche d'argile qu'ils obtiennent. Il y a un bon accord entre l'épaisseur de la couche d'argile et les cartes d'isopériodes montrées précédemment, ce qui confirme que les mesures de bruit de fond sismique n'ont pas un grand pouvoir de pénétration. Une autre forme de l'épaisseur de cette couche est donnée par Jaime (1987) et présentée dans Romo *et al.* (1988) (Figure 2.10). Les contours sont plus lisses mais nous n'observons pas de différence fondamentale entre les deux figures. A ce stade, une remarque s'impose. La couche considérée sur les Figures 2.9 et 2.10 n'est en aucun cas une couche d'argile homogène. Elle est constituée de trois unités:

- une couche de remblai, restes d'anciennes constructions dans les zones où plusieurs constructions se sont succédées dans le temps, ou bien sédiments déposés par le vent ou encore une couche d'argile sèche.
- En dessous existe une couche épaisse de quelques dizaines de mètres d'argile molle (la fameuse argile de Mexico) avec des horizons de sable, sable argileux et tuf qui, en certaines zones, se différencie suffisamment de l'argile pour constituer la "première couche résistante", terme consacré par l'usage en ingénierie, car elle constitue l'appui pour beaucoup de constructions avec fondations en pieux.
- Ensuite on trouve une autre couche d'argile, plus résistante que la couche superficielle, avant d'arriver aux profondeurs montrées sur les Figures 2.9 et 2.10.

Ces variations sont illustrées par les Figures 2.11, 2.12 et 2.13. La Figure 2.11 montre un profil de sol dans la partie centrale de la ville où nous observons les différentes couches décrites, recensées dans un sondage effectué au site de la Torre Latinoamericana (P-57). L'extrapolation de ces données sur le profil montré n'est pas soutenue par d'autres données. La Figure 2.12 montre que sur une distance horizontale plus importante, après incorporation d'une quantité de données plus importante, le sous-sol de Mexico est difficilement assimilable à des couches horizontales homogènes. La Figure 2.13 montre finalement quelques stratigraphies typiques à Mexico obtenues lors de sondages plus récents (Ovando-Shelley *et al.*, 1988b).

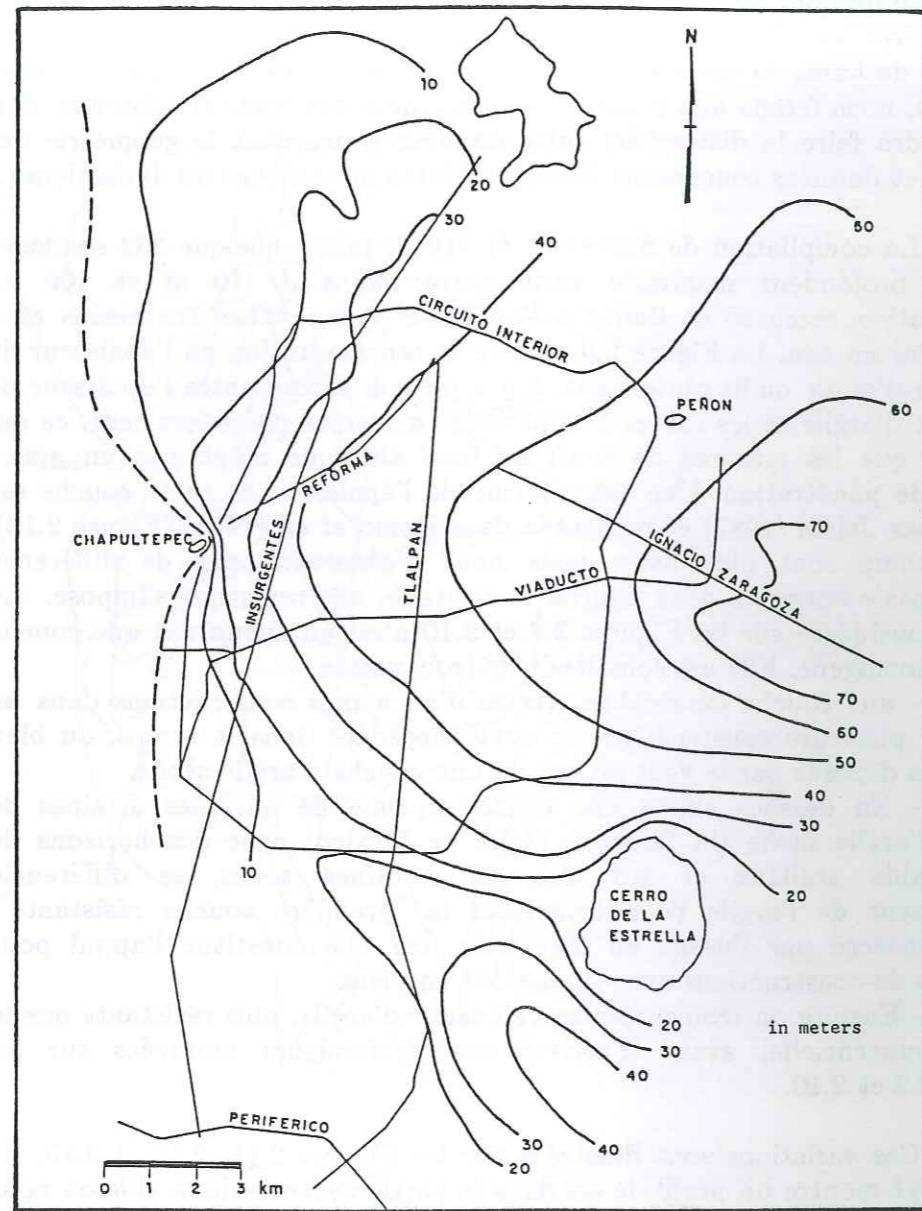


Figure 2.10. Contours d'isopaques de la couche superficielle des sédiments lacustres. [D'après Jaime, 1987.]

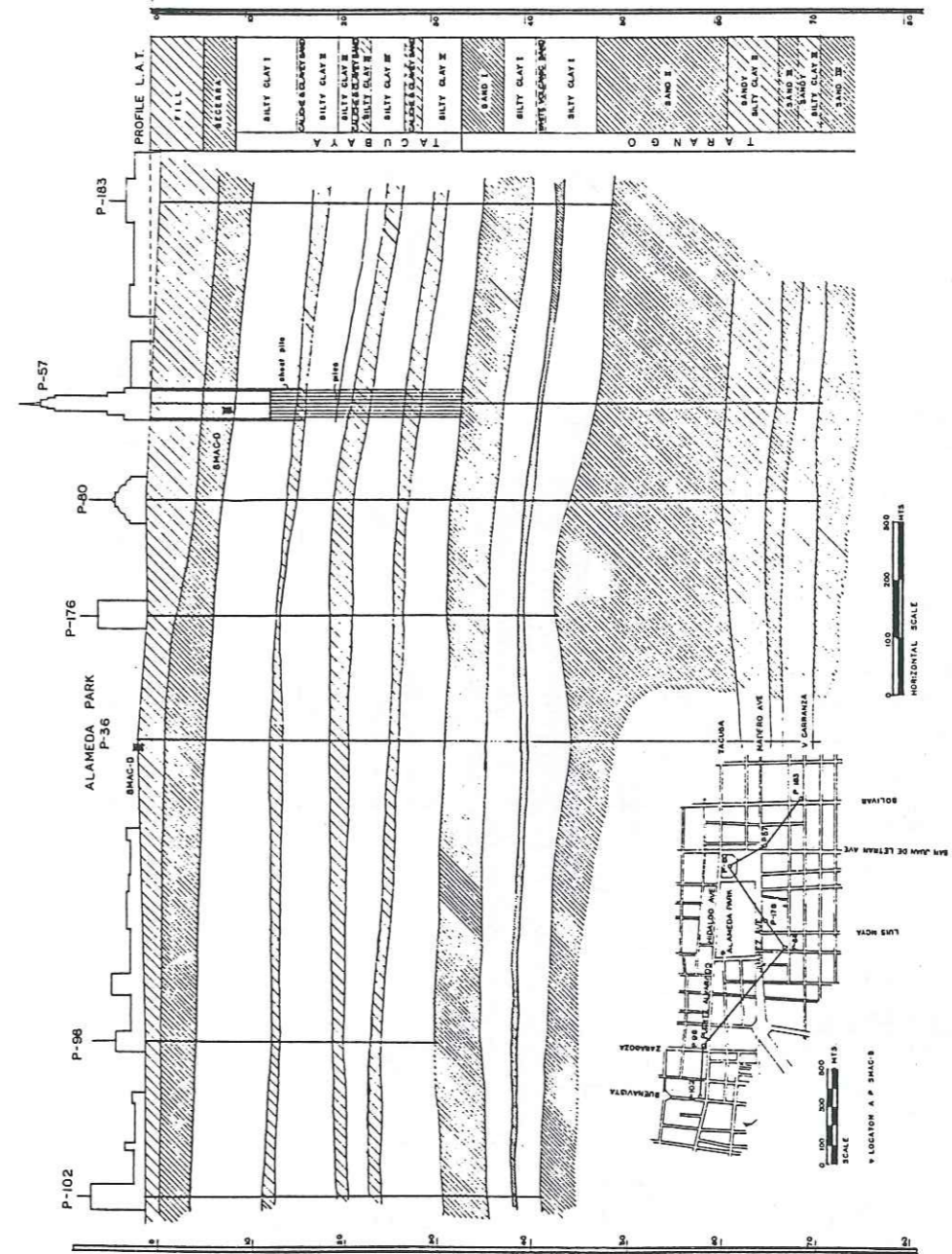


Figure 2.11. Profile du sous-sol de la partie centrale de la ville de Mexico. [D'après Zeevaert, 1964.]

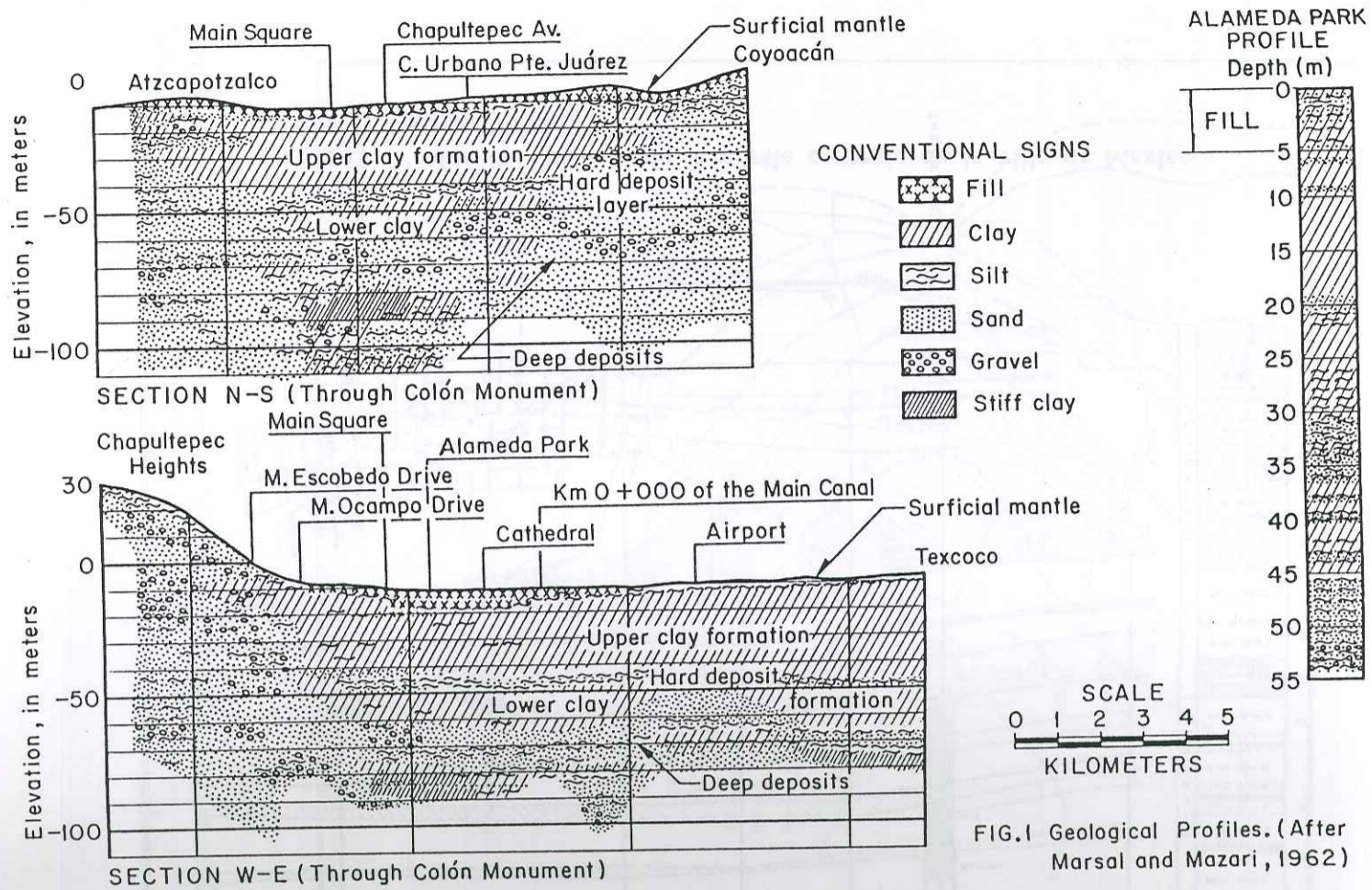
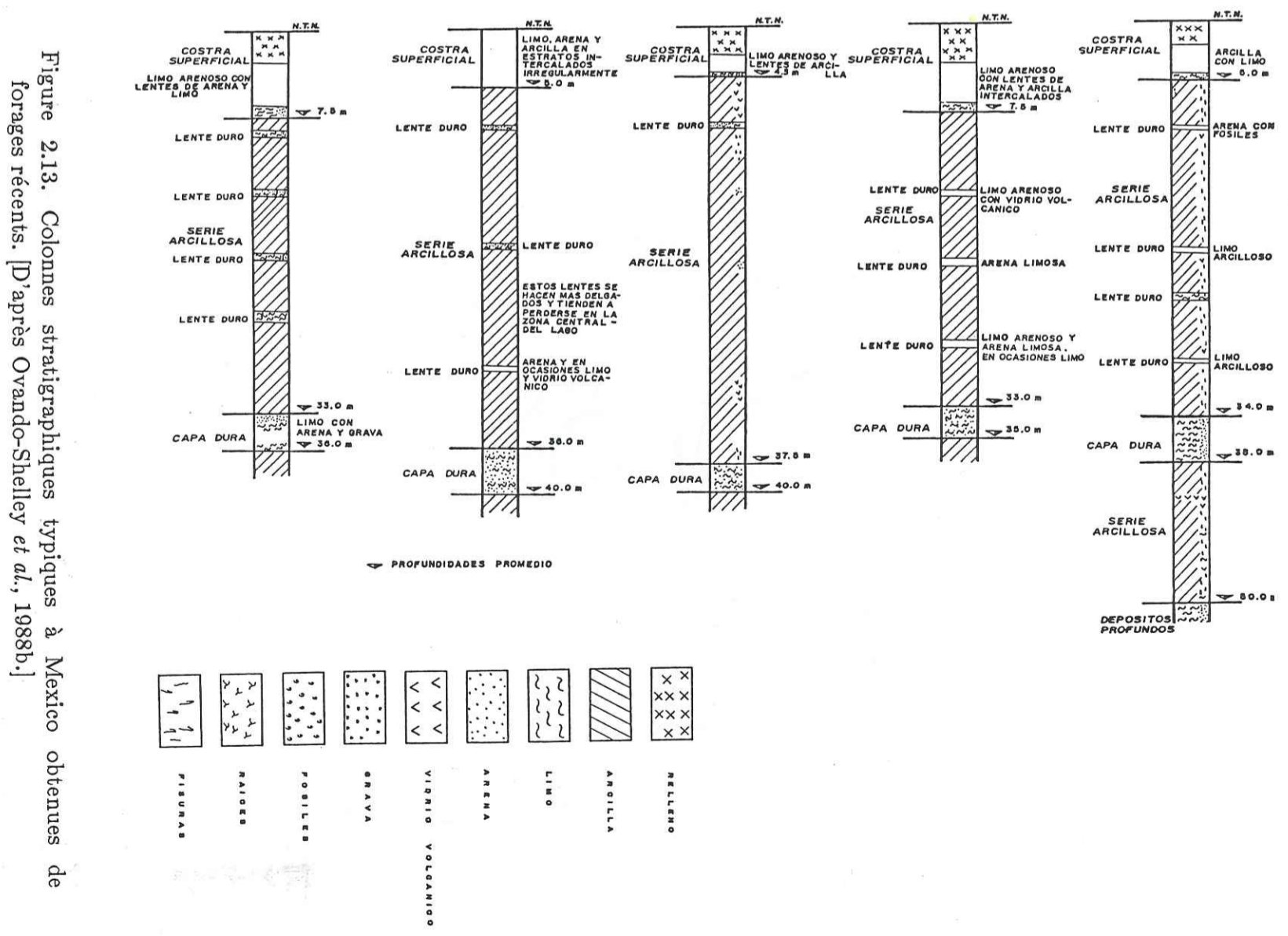


Figure 2.12. Sections typiques NS et EW du sous-sol à Mexico pour des distances horizontales de l'ordre de 15 km. [D'après Bustamante, 1964.]



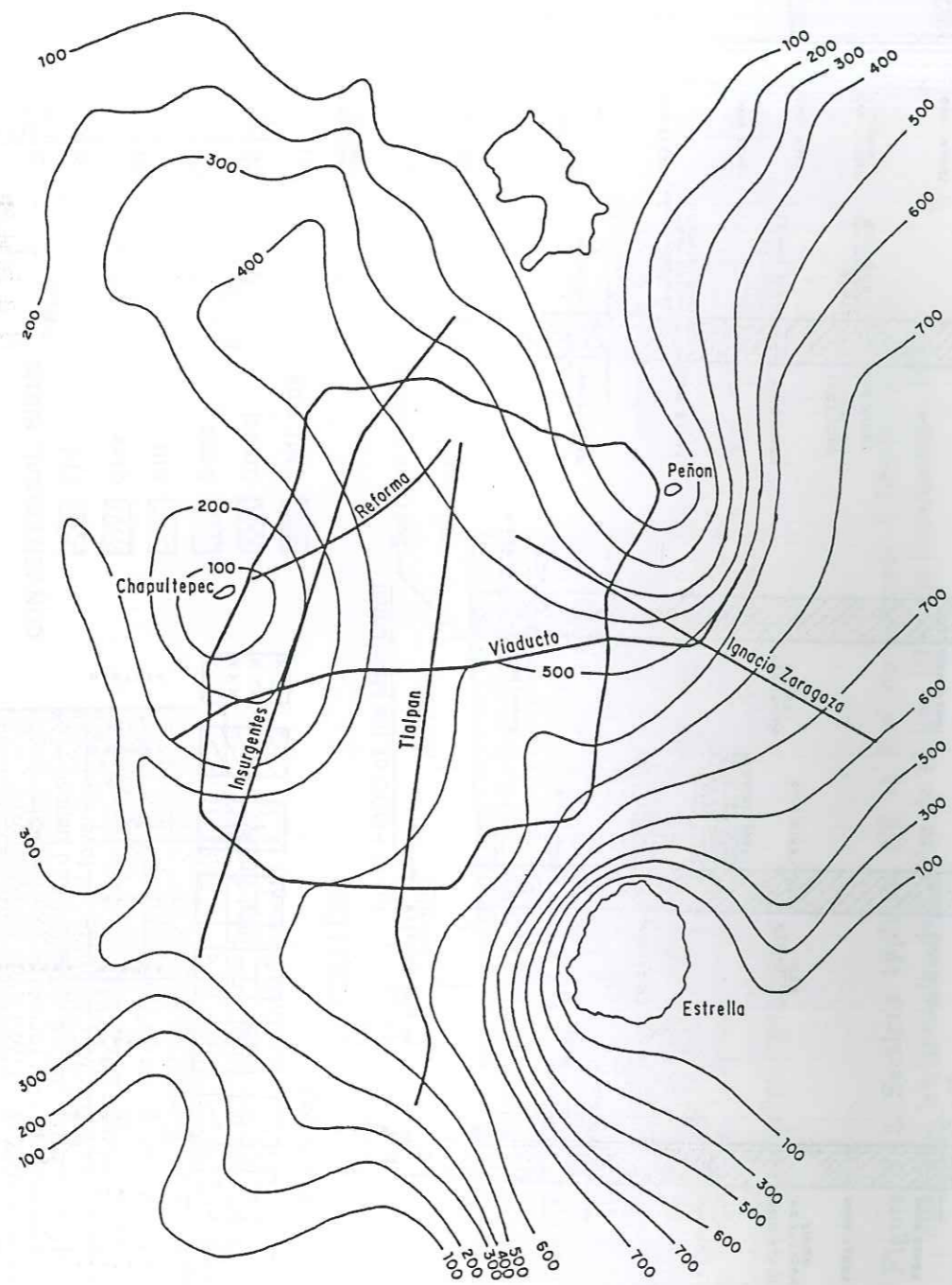


Figure 2.14. Configuration de la base de la séquence des sédiments lacustres (donc, topographie du bassin avant l'apparition de Sierra Chichinautzin) obtenue à partir de l'information de sondages géotechniques. Il y a beaucoup des différences avec l'image obtenue par la sismique réflexion (Figure 2.4). [D'après Suárez *et al.*, 1987.]

La plupart des analyses des effets de site basées sur des modèles 1-D, n'ont considéré que les sédiments dont les isopaques sont montrées sur les Figures 2.9 et 2.10. En dessous de ces couches, les auteurs de ces analyses supposent une base rigide (par exemple Rukos, 1988; Seed *et al.*, 1988). Cependant, parmi les 332 sondages de Suárez *et al.* (1987), quelques-uns atteignent la base des sédiments qui ont rempli le bassin pré-Chichinautzin. La Figure 2.14 montre les courbes d'isoprosfondeur de cet horizon qu'obtiennent Suárez *et al.* (1987). L'accord entre cette figure et la carte d'anomalies gravimétriques (Figure 2.1) est raisonnable, ce qui indique de façon qualitative que celle-ci serait un meilleur choix comme toit du demi-espace pour des analyses d'effets de site. La comparaison entre la Figure 2.4 (toit de l'horizon I de la sismique réflexion) et la Figure 2.14 montre des différences notables, bien qu'en principe il s'agisse de la même interface. Ce n'est pas surprenant car la Figure 2.4 est entachée d'erreurs par la limite de détectabilité de la méthode, tandis que la Figure 2.14 souffre du faible nombre de points de mesure utilisés pour l'interpolation et le tracé des contours.

Passons maintenant aux propriétés des matériaux qui constituent ces couches. On peut distinguer deux niveaux de connaissance. Le premier comporte des renseignements mécaniques, en particulier sur la valeur de la densité et des vitesses de propagation d'ondes élastiques. Le deuxième consiste en l'étude en laboratoire des échantillons prélevés dans le sous-sol et que l'on soumet à différents essais. Un grand nombre d'études sur ces prélèvements a été réalisé dans cette direction dans le but, d'une part de définir une loi de comportement pour l'argile qui permettrait de modéliser son comportement à faibles comme à grandes déformations, et d'autre part, d'établir des relations empiriques entre les paramètres de ces lois et des quantités facilement mesurables (par exemple l'indice de vides), ou pour lesquelles un nombre important de données existe (comme le test de pénétration de cône électrique, CPT).

Un nombre limité de mesures de vitesse de propagation d'ondes S dans des forages a été présenté récemment (Jaime, 1987; Ovando-Shelley *et al.*, 1988b) en utilisant des diagraphies de forage et des mesures down-hole. La Figure 2.15 montre les résultats obtenus pour le site SCT. On observe en surface une couche de remblai de quelques 6 m d'épaisseur, viennent en dessous environ 25 m d'argile avec une vitesse d'ondes S très faible, après suivent une première couche résistante (composée de sable argileux), une deuxième couche d'argile correspondant à la formation argileuse inférieure et finalement les sédiments profonds. Des résultats similaires sont présentés pour trois autres sites à Mexico. La couche de remblai n'apparaît pas dans tous les cas, et la vitesse de l'argile est comprise entre 30 et 100 m/s. La vitesse de la première couche résistante varie entre 80 et 300 m/s, celle de la formation argileuse inférieure entre 60 et 200 m/s et, finalement les sédiments profonds ont une vitesse d'ondes S entre 200 et 600 m/s.

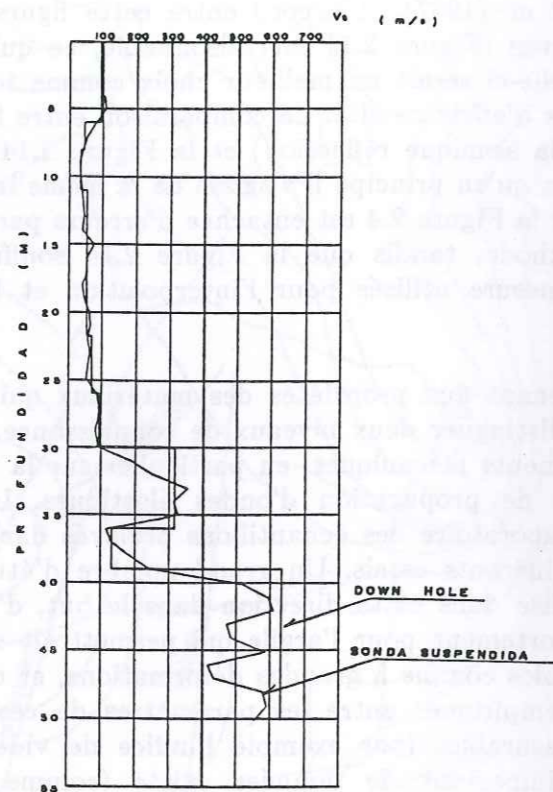


Figure 2.15. Variation de la vitesse de propagation d'ondes S en fonction de la profondeur mesurée au site SCT avec une méthode de diagraphie de forage ("sonda suspendida") et un essai downhole. [D'après Ovando-Shelley *et al.*, 1988b.]

Les études de laboratoire sur la couche d'argile ont été réalisées en grand nombre. On peut mentionner Romo *et al.* (1986), Jaime (1987), Dobry et Vucetic (1987), Romo *et al.* (1988). Tous ces auteurs étudient la transition entre comportement linéaire et non-linéaire en fonction de la contrainte ou de la déformation appliquée, l'influence de paramètres tels que nombre de cycles, taux de surconsolidation, consolidation isotrope ou anisotrope dans le comportement sous charge triaxiale cyclique, drainé ou non, etc. Nous nous contenterons ici de rappeler les résultats de Romo *et al.* (1988), montrés sur la Figure 2.16, qui résumant le comportement dynamique des différents échantillons d'argile en fonction de la déformation. Malgré les petites différences entre sites, il en ressort un comportement très linéaire jusqu'à des valeurs de déformation très élevées (0,1%). Ces résultats mettent l'argile de Mexico à la tête du groupe des argiles linéaires et permettent de comprendre les valeurs de déplacement mesurés en SCT (40 cm pic-à-pic). L'excellente revue de Dobry et Vucetic (1987) explique ce comportement par un indice de plasticité extrêmement élevé. Ils montrent, avec des calculs de réponse sismique en 1-D, que cette argile est capable de transmettre des déformations très élevées.

Nous avons trouvé une seule étude qui s'intéresse au comportement de la première couche résistante, constituée de limon sableux avec une teneur en eau de 60%: celle de Ovando *et al.* (1988a). Leurs résultats indiquent que, en raison de la partie argileuse de cette couche de sable, ce matériau ne risque pas de subir de liquéfaction, et que l'énergie y est donc dissipée plutôt à travers un travail de déformation plastique. Son amortissement équivalent est cependant faible, car il montre des cycles d'hystérésis très élancés.

Les conclusions que nous pouvons tirer de tous ces résultats sont les suivantes. Toutes les études s'accordent pour privilégier le rôle de l'argile comme facteur majeur concernant l'amplification du mouvement observée à Mexico. Cependant il est difficile de définir les caractéristiques physiques de ce matériau: sa saturation en eau varie entre 60% et 400%, sa densité est comprise entre $1,1 \text{ gr}\cdot\text{cm}^{-3}$ et $1,5 \text{ gr}\cdot\text{cm}^{-3}$, sa vitesse de propagation d'ondes S est comprise entre 30 et 200 m/s. Cette couche d'argile présente aussi des variations latérales importantes. Dans la zone centrale du lac de Texcoco elle forme une unité plutôt homogène avec des épaisseurs qui vont jusqu'à 70 m. En s'approchant des bords du remplissage (donc dans une grande partie de la ville de Mexico) elle s'amincit, des lentilles de sable et limon sableux apparaissent, se réunissent en une seule couche résistante, séparant l'argile en formation argileuse supérieure et inférieure, d'autres horizons plus ou moins sableux ou tufacés modifient ses propriétés physiques avant d'atteindre la zone de transition où elle disparaît progressivement, laissant la place aux sédiments plus résistants et plus volcaniques de la zone de collines. Dans nos modèles, nous essayerons de prendre en compte plusieurs de ces caractéristiques. Le modèle de base que nous choisirons sera une couche homogène de 40 m d'épaisseur, avec une vitesse d'ondes S de 80 m/s

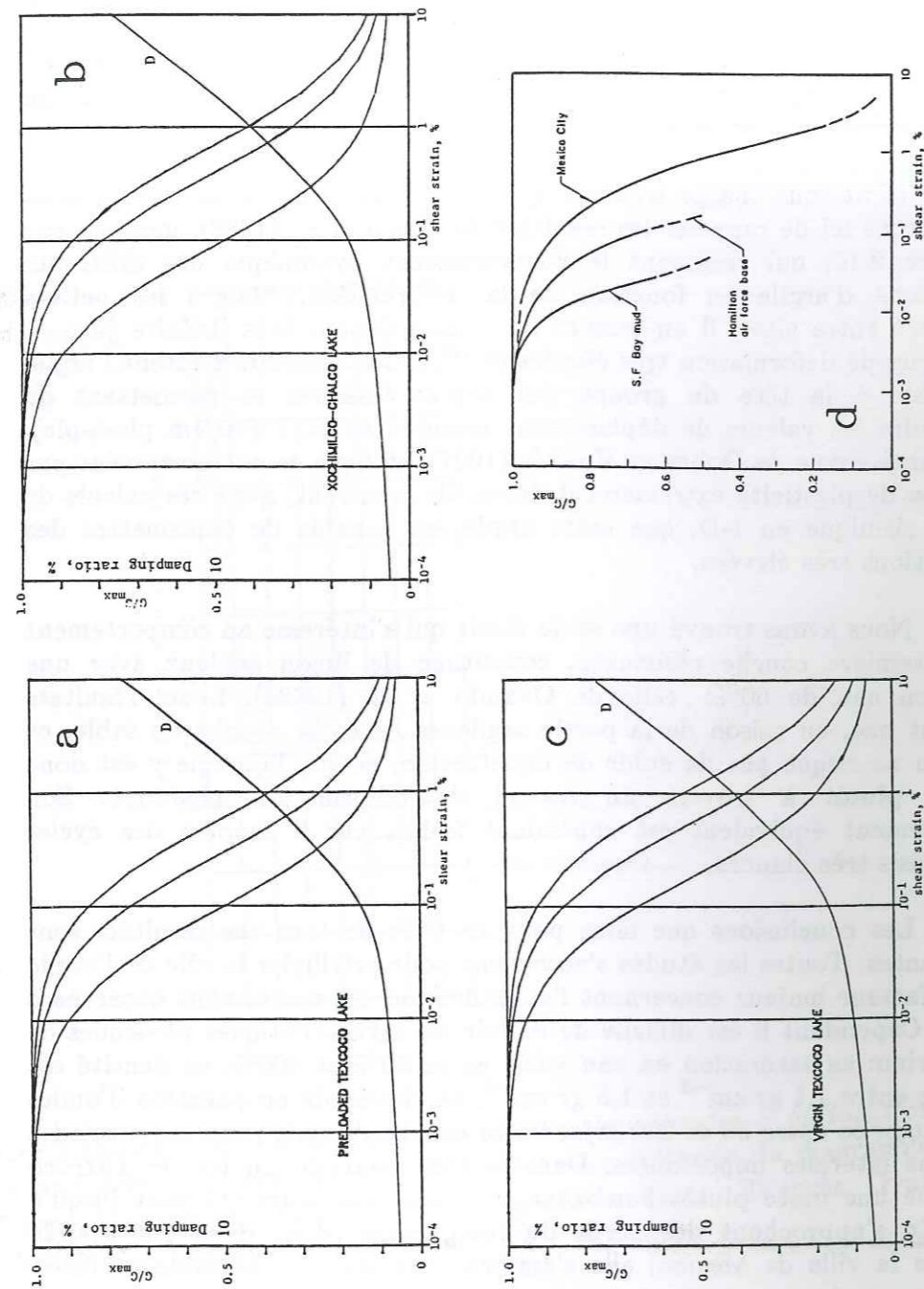


Figure 2.16. Variation du module de cisaillement (G) et du pourcentage d'amortissement critique (D) des argiles lacustres en trois sites de la vallée de Mexico obtenue des essais triaxial et colonne résonante. Les différentes courbes montrés pour le module de cisaillement indiquent la dispersion des points de mesure. (a) Argile de Texcoco prechargée (sous la ville de Mexico). (b) Argile du lac de Xochimilco-Chalco (dans la partie sud de la ville). (c) Argile vierge du lac de Texcoco (à l'est et en dehors de la ville). (d) Comparaison entre les résultats pour l'argile de Mexico et d'autres argiles. [D'après Romo *et al.*, 1988.]

et une densité de 1,5 gr·cm⁻³. Nous avons imposé aussi un facteur d'amortissement de 2% ($Q = 25$). Au cours du mémoire nous ferons des analyses de sensibilité pour étudier l'effet des écarts à ce modèle de base en ce qui concerne la géométrie et les propriétés mécaniques. La géométrie du substratum sera une coupe simplifiée EW entre Peñon et Chapultepec (voir par exemple Figure 2.9) avec une interface parabolique. Des analyses de sensibilité sur la forme particulière de l'interface ont été réalisées par Bard (1987) et ne seront pas répétées ici. Nous sommes conscients que nos modèles sont entachés d'une incertitude significative, mais nous pensons qu'ils sont largement suffisants pour notre approche qualitative du problème, comme il en sera discuté dans la Partie 2 de ce mémoire.

3. DONNEES DE MOUVEMENT FORT

Les données accélérométriques sont un élément très important dans toute étude de génie parasismique. En effet, l'accélération du sol lors de séismes constitue une information primordiale pour quiconque s'intéresse à la sollicitation des structures, tout simplement par le fait que, en première approximation, la force à laquelle elles doivent résister y est proportionnelle. Les premiers accélérogrammes enregistrés à Mexico datent des années 50, mais il s'agit d'enregistrements isolés, et c'est seulement dans les dernières années que de nombreuses données de bonne qualité ont été obtenues. Notre but ici n'est cependant pas d'en faire une synthèse. Nous nous intéresserons plutôt à deux jeux particuliers de données. Il s'agit en premier lieu de celles obtenues lors du séisme de Michoacán du 19 septembre 1985 et de sa réplique principale du 21 septembre. Deux réseaux d'accélérographes ont permis leurs enregistrements: un réseau sur la côte de l'océan Pacifique, installé grâce à la collaboration entre l'Université de Californie, San Diego (UCSD), et l'Instituto de Ingeniería de l'UNAM; et un réseau à Mexico, au sens large, installé par l'Instituto de Ingeniería de l'UNAM. Le premier fournit le premier exemple d'un déplacement permanent pour un séisme de cette magnitude. Les données enregistrées par le second ont permis de comprendre les dommages subis à Mexico.

Le deuxième jeu de données que nous présenterons dans ce chapitre correspond à l'ensemble d'accélérogrammes enregistrés à Mexico lors d'un "petit" séisme le 25 avril 1989. Il s'agit d'un exemple de la qualité et quantité d'enregistrements que le nouveau réseau accélérométrique, mis en place après les séismes de 1985, permet d'acquérir, et qui, nous en sommes convaincus, est un facteur décisif pour la compréhension des effets de site dans cette ville.

3.1 Les séismes de septembre 1985

Le séisme de Michoacán n'a pas été un séisme d'une magnitude exceptionnelle pour les standards mexicains (entre 1900 et 1981 on dénombre 22 séismes dans la zone de subduction avec une magnitude $M_s \geq 7,5$, Singh *et al.*, 1981, voir aussi Figure 3.1). Il n'est même pas le plus grand séisme de ce siècle, douteux honneur qui revient au séisme de Jalisco de 1932 (UNAM Seismology Group, 1986). Cependant, les conséquences de ce séisme dans la ville de Mexico, à plus de 300 km de l'épicentre, furent exceptionnelles. Le nombre de victimes est estimé à au moins 8000 personnes. Quelques 300 bâtiments ont été détruits ou très sérieusement endommagés. Le choc

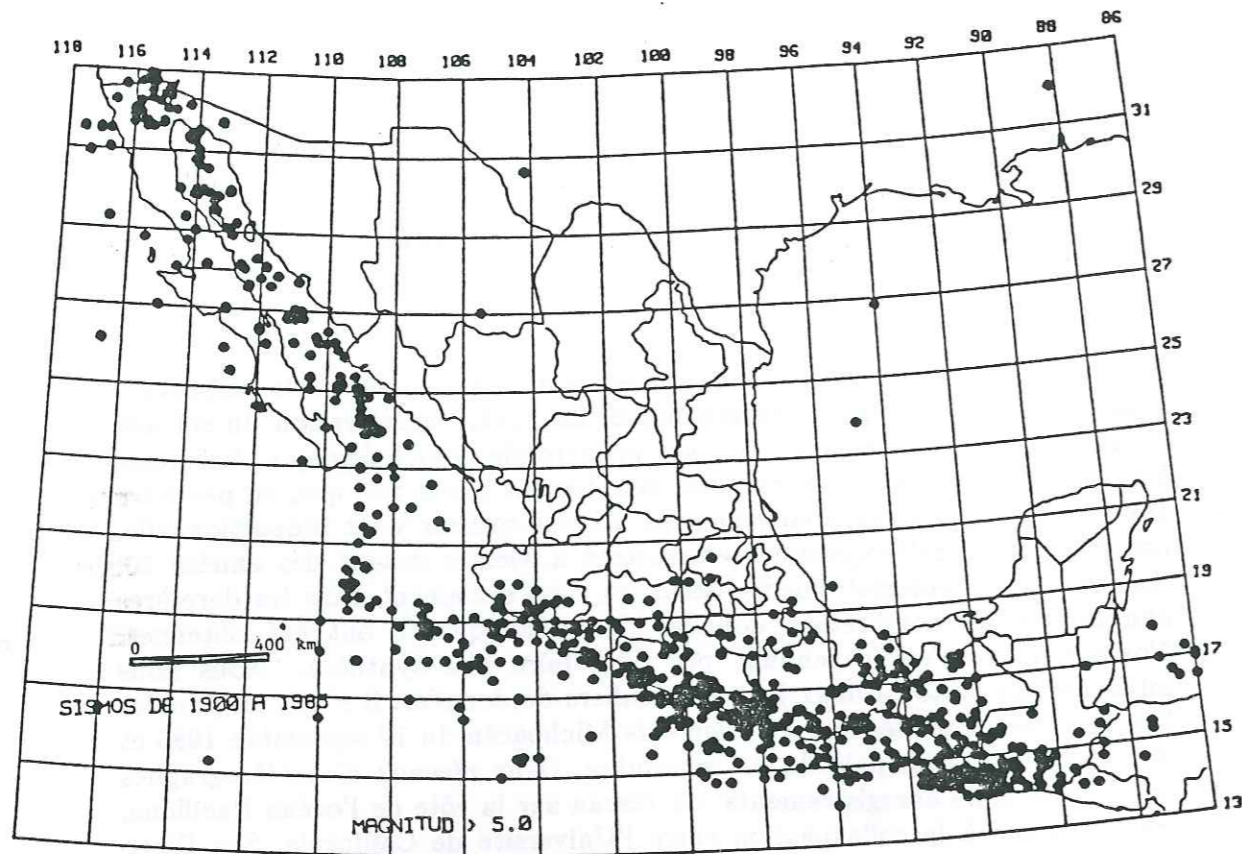


Figure 3.1. Sismicité du Mexique entre 1900 et 1985. Seuls sont montrés les séismes de magnitude supérieure à 5,0. [D'après Bravo-Chávez *et al.*, 1988.]

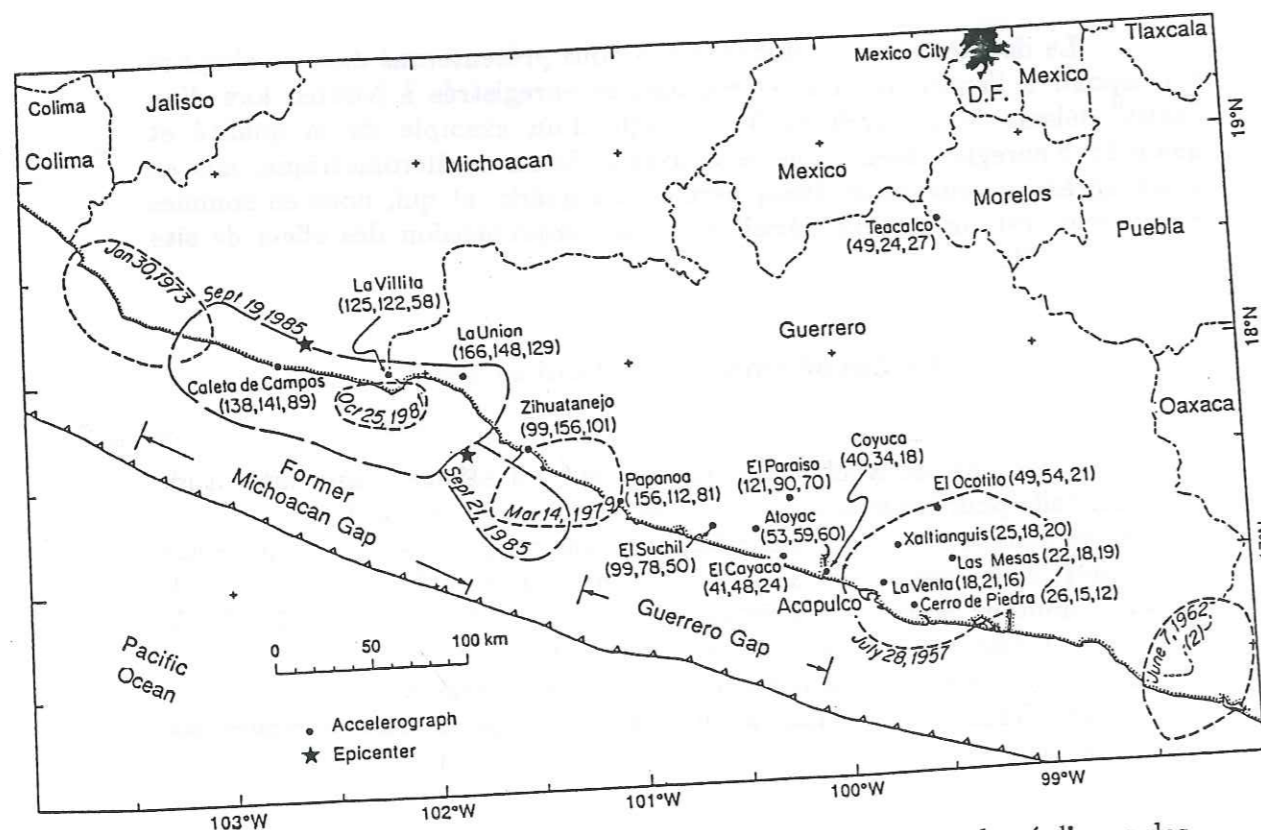


Figure 3.2. Carte de la côte ouest du Mexique avec les zones de répliques des séismes de 1985 ainsi que la localisation des stations du réseau accélérométrique qui ont enregistré le choc principal. Les tiretés courts montrent les limites des zones de répliques pour d'autres séismes importants depuis 1951. L'accélération maximale, en cm/s^2 , est donnée entre parenthèses pour chaque station dans les directions NS, EW et verticale. [D'après Anderson *et al.*, 1986.]

principal eut lieu le 19 septembre 1985 à 7:17 (heure locale) sur la côte ouest du Mexique, à la limite entre les plaques Cocos et Amérique du nord. Les études de la source d'enregistrements télésismiques (Eissler *et al.*, 1986; Houston et Kanamori, 1986), ainsi que des ondes de surface (Ekström et Dziewonski 1986; Riedsel *et al.*, 1986) s'accordent bien pour retrouver les caractéristiques de la source: une surface de rupture rectangulaire d'environ 170 km par 50 km, disposée parallèlement à la côte (Figure 3.2); un déplacement en faille inverse avec une petite composante de coulissage sur un plan penté de 10 à 15° selon les auteurs; une fonction source pouvant se décomposer en 3 pulses dont les deux premiers, séparés de 26 s, sont associés à des moments sismiques égaux représentant chacun 45% du moment sismique total ($M_0 = 1,1 \cdot 10^{21}$ N.m); et une profondeur de l'hypocentre de 17 km. Le 21 septembre eut lieu la réplique la plus importante ($M_S = 7,5$), avec une profondeur de source de 22 km, un moment sismique compris entre 2,9 et $4,7 \cdot 10^{20}$ N.m et une fonction source simple. Il est incontestable que la taille de la source du choc principal soit un facteur important dans la durée exceptionnelle de ce séisme à Mexico, mais elle ne peut pas être la seule cause (voir par exemple la Figure 3.38, Partie 2).

Au moment du grand séisme, un réseau accélérométrique était en cours d'installation sur la côte du Pacifique. Ce réseau, fruit de la collaboration entre l'UCSD et l'UNAM comportait 20 stations en septembre 1985, et il a permis d'obtenir 16 enregistrements de très bonne qualité présentés dans Anderson *et al.* (1986). Le réseau couvrait spécialement la côte de Guerrero plus au sud de Michoacán. En effet, Singh *et al.* (1980) avaient avancé l'hypothèse que le gap de Michoacán était asismique. Ils ont considéré que le gap le plus proche de la rupture était celui de Guerrero. La Figure 3.2 montre la distribution des stations, les accélérations maximales enregistrées, et la zone de faille déduite des répliques de Michoacán et d'autres grands séismes de la zone de subduction. Le faible nombre de répliques pour le séisme de Michoacán (UNAM Seismology Group, 1986), la faible valeur de chute de contraintes observée (19 bar), les très faibles accélérations dans la zone épacentrale pour un séisme de cette magnitude (la loi d'atténuation de Campbell, 1981, prédit 0,8 g pour un séisme de magnitude équivalente, à 20 km de la faille) et les résultats de simulation de mouvement dans le champ proche (Gariel, 1988) indiquent qu'un des deux sous-événements du choc principal correspondrait à la croissance régulière d'une large fissure unique.

En 1985, le seul réseau d'accéléromètres existant à Mexico était celui de l'Instituto de Ingeniería, UNAM. Ces appareils ont très bien fonctionné lors du séisme du 19 septembre 1985 et l'on a pu obtenir 11 enregistrements de très bonne qualité pour le choc principal. La réplique du 21 septembre fut aussi enregistrée par quelques-uns de ces appareils. Bien que l'intensité du mouvement ait été suffisante pour les faire déclencher tous, certains sont restés en panne de film, d'autres ont été affectés par les

Figure 3.3. Carte de Mexico avec localisation de stations accélérométriques, la zonification de la ville et la distribution de dommages. L'accélération maximale, en cm/s^2 , est donnée entre parenthèses pour chaque station dans les directions NS, EW et verticale. [D'après Anderson *et al.*, 1986.]

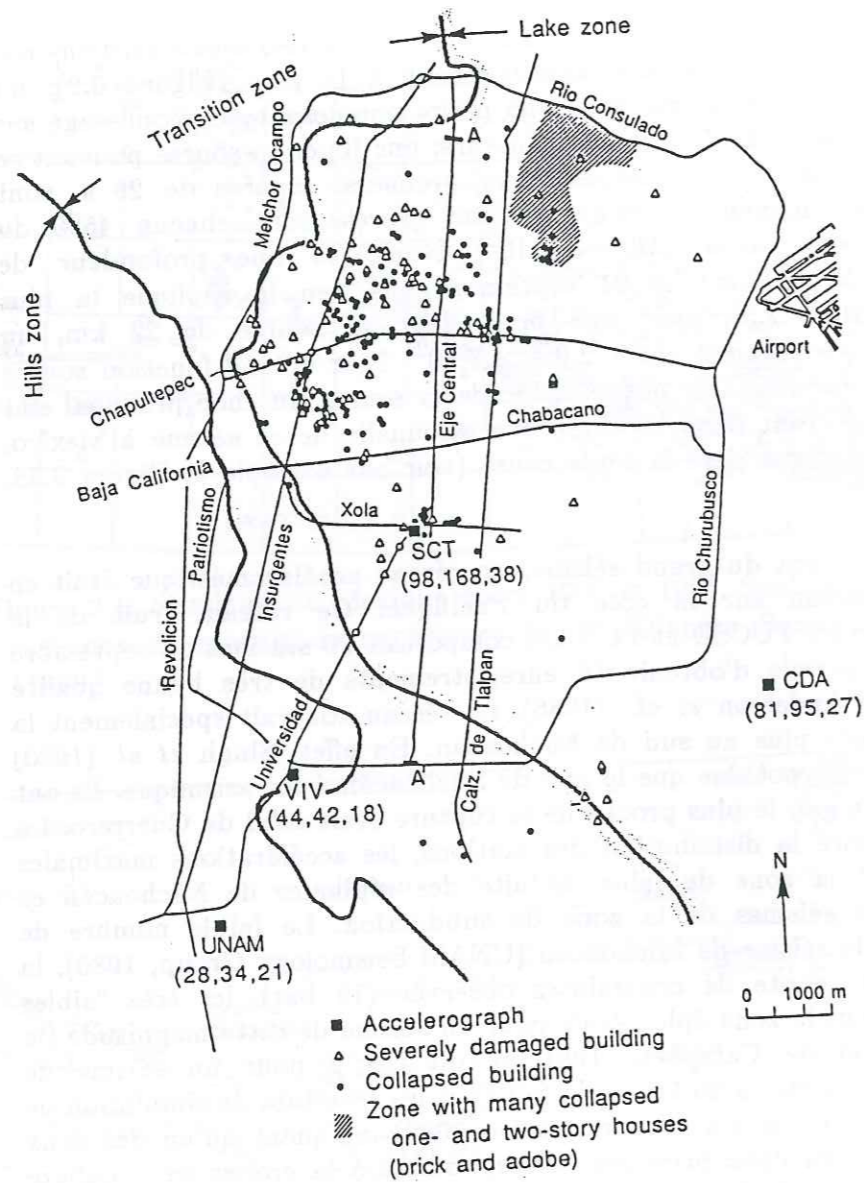


Tableau 3.1 Liste d'enregistrements obtenus à la ville de Mexico. Séisme du 19 septembre 1985.

ESTACION	CLAVE	LAT. NORTE	LONG. OESTE	TIPO Y No.	ACELEROGRAFO COMPO-NENTE	FREC. NAT.	AMORT.	TIPO DE TERRENO
C.U. D.F.	CU81	19.338	99.183	DCA333 -121	N88E VERT N98E	33.8 31.8 32.8	8.64 8.66 8.78	Roca basáltica. Planta baja del edificio 1 del Idei
Idei Patio	CUIP	19.338	99.183	DCA318 -154	S88E VERT N98W	31.8 31.3 31.4	8.73 8.66 8.68	Roca Patio del Idei C.U.
Mesa Vibradora C.U.	CUHV	19.338	99.183	DCA333 -145	S88E VERT N98W	31.8 31.8 38.8	8.78 8.66 8.75	Roca. Mesa vibradora de C.U.
Madín Margen Izquierda	MADI	19.536	99.261	SMA1 -3385	N88E VERT N38W	25.4 25.5 26.3	8.68 8.68 8.68	Roca fracturada. Presa Madín, Naucalpan Edo. de Mexico
Tacubaya D.F.	TACY	19.483	99.194	DCA333 -168	S88E VERT N98W	38.8 38.8 38.8	8.78 8.78 8.78	Suelo duro Zona de Iomas, D.F.
Sismex Viveros	SXVI	19.358	99.171	DCA318 -133	N88E VERT N98W	38.4 32.8 33.8	8.66 8.88 8.78	Suelo arcilloso Zona de Transición, D.F.
C. de Abastos Frigorífico	CDAF	19.368	99.888	DCA333 -114	S88E VERT N98W	31.8 31.8 31.8	8.78 8.78 8.78	Suelo arcilloso Zona del exlago de Texcoco
C. de abastos Oficina	CDAO	19.368	99.888	DCA333 -115	S88E VERT N98W	31.8 31.8 31.8	8.78 8.78 8.78	Suelo arcilloso Zona del exlago de Texcoco
Secretaría de Comunicaciones y Transportes	SCT1	19.393	99.147	DCA333 -144	S88E VERT N98W	38.8 38.8 38.8	8.75 8.66 8.78	Suelo arcilloso Zona del exlago de Texcoco
Tlahuac Bombas	TLHB	19.279	99.888	SMA1 -4598	N88E VERT N98W	18.3 19.8 18.5	8.68 8.68 8.68	Suelo arcilloso Zona del exlago de Xochimilco
Tlahuac Deportivo	TLHD	19.293	99.835	SMA1 -4591	N88E VERT N98W	18.3 19.8 18.5	8.68 8.68 8.68	Suelo arcilloso Zona del exlago de Xochimilco

[D'après Mena *et al.*, 1986.]

Tableau 3.2 Liste d'enregistrements obtenus à la ville de Mexico.
Séisme du 21 septembre 1985.

ESTACION	CLAVE	LAT. NORTE	LONG. OESTE	TIPO Y No.	ACELEROGRAFO COMPO-NENTE	FREC. NAT.	AMORT.	TIPO DE TERRENO
Idel Patio	CUIP	19.330	99.183	DCA310 -154	S00E VERT N90E	31.0 31.3 31.4	0.73 0.66 0.68	Roca Patio del Idel C.U.
Mesa Vibradora C.U.	CUMV	19.330	99.183	DCA333 -145	S00E VERT N90W	31.0 31.0 30.0	0.70 0.66 0.75	Roca. Mesa vibradora de C.U.
Tacubaya D.F.	TACY	19.403	99.194	DCA333 -168	S10E VERT N80E	30.0 30.0 30.0	0.70 0.70 0.70	Suelo duro Zona de lomas, D.F.
Sismex Viveros	SXVI	19.358	99.171	DCA310 -133	N32V VERT N58E	30.4 32.0 33.0	0.65 0.80 0.78	Suelo arcilloso Zona de Transición, D.F.
C. de Abastos Frigorífico	CDAF	19.368	99.088	DCA333 -114	N00E VERT N90E	31.0 31.0 31.0	0.70 0.70 0.70	Suelo arcilloso Zona del exlago de Texcoco
C. de abastos Oficina	CDAO	19.368	99.088	DCA333 -115	N00E VERT N90E	31.0 31.0 31.0	0.70 0.70 0.70	Suelo arcilloso Zona del exlago de Texcoco
Tlahuac Dep.	TLHD	19.293	99.035	SMA1 -4591	S00E VERT N90E	18.3 19.0 18.5	0.6 0.6 0.6	Suelo arcilloso Zona del exlago de Xochimilco

[D'après Carmona et al., 1987.]

dégâts des structures voisines. Les Tableaux 3.1 et 3.2 donnent la liste des enregistrements obtenus, telle qu'elle a été publiée par l'Instituto de Ingeniería (Mena *et al.*, 1986; Carmona *et al.*, 1987). La Figure 3.3 montre la localisation de quelques-uns des accéléromètres à Mexico, l'accélération maximale enregistrée par station, la distribution des dégâts et le zonage sismique de la ville tel qu'il était donné dans les règles parasismiques de 1976. Les composantes EW de certaines stations sélectionnées sont montrées sur la Figure 3.4. Les variations en amplitude, durée et contenu fréquentiel sont énormes entre la zone épiscopale et les stations à Mexico. Des résultats similaires sont observés pour les enregistrements de la réplique du 21 (Figure 3.5). Ils montrent des différences énormes pour des stations situées pratiquement à la même distance épiscopale. L'accélération maximale varie d'un facteur 3 entre la zone des collines (stations CUIP, CUMV) et la zone du lac (SCT1). Outre l'augmentation de l'amplitude du mouvement, on observe un accroissement très important de la durée pour les stations situées dans la zone du lac, relativement aux stations placées sur le rocher. Il est intéressant de regarder la variation du pic d'accélération en fonction de la distance. La Figure 3.6 permet de comparer ce paramètre avec les observations du séisme du Chili, du 3 mars 1985. Le pic d'accélération pour le séisme de Michoacán montre une dispersion beaucoup plus faible que pour les données chiliennes, pour des distances inférieures à 250 km. Ceci est dû en partie aux conditions de site, les stations du Chili étant installées en conditions de site très diverses (pas nécessairement en champ libre), et les stations mexicaines situées dans la zone épiscopale étant toutes installées sur du rocher. Les accélérations maximales décroissent avec la distance au Mexique, mais après 300 km elles remontent pour atteindre des niveaux similaires à ceux de la zone épiscopale, effet occasionné bien évidemment par l'amplification locale à Mexico.

Le séisme de Michoacán a donné lieu à de très nombreuses publications, aux sujets très variés (et d'intérêt aussi très variable): des reportages sur le vécu (par exemple Cluff, 1985; Lomnitz et Castaños, 1985) aux études simples, voire simplistes (par exemple, Rukos, 1988). Il y a quand même aussi un bon nombre d'articles avec des analyses sérieuses des données. Outre l'article d'Anderson *et al.* (1986) cité plus haut où l'accent est mis sur les enregistrements accélérométriques obtenus sur la côte, Singh *et al.* (1988a) analysent les accélérogrammes enregistrés à Mexico, principalement dans le domaine spectral. Ils présentent des rapports spectraux entre les sites situés sur la zone du lac relativement aux sites sur la côte à distance équivalente. Leurs conclusions sont les suivantes: l'énergie libérée à la source, autour d'une période de 2 s, par le séisme du 19 septembre a été anormalement élevée (d'un facteur 2 environ) par rapport à celle prédite par les lois d'échelle ou celle prédite des régressions d'enregistrements à Mexico de séismes antérieurs. Ils observent aussi une amplification d'un facteur 8 à 50, à des fréquences entre 0,2 et 0,7 Hz, selon le site, entre la zone du lac et Ciudad Universitaria. Le comportement des

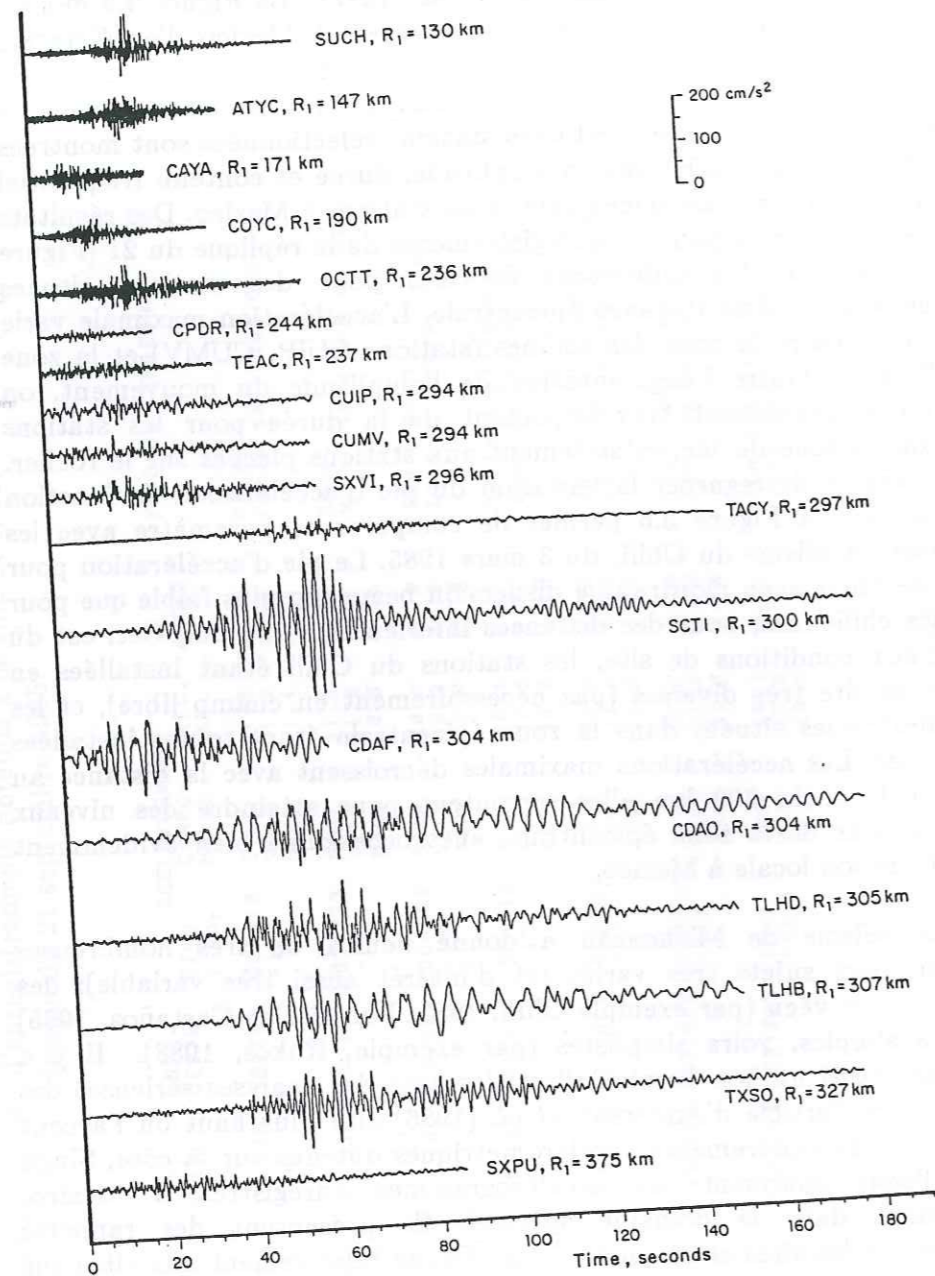


Figure 3.4. Composante EW de l'accélération pour le séisme du 19 septembre 1985 dans des sites sélectionnés. R_1 est la distance de la station au point de la faille le plus proche. Les sites CUIP, CUMV, SXVI, TACY, SCT1, CDAF, CDAO et TLHD sont tous à Mexico. La figure montre seulement les premiers 60 s de l'enregistrement à CDAF. [D'après Singh *et al.*, 1988a.]

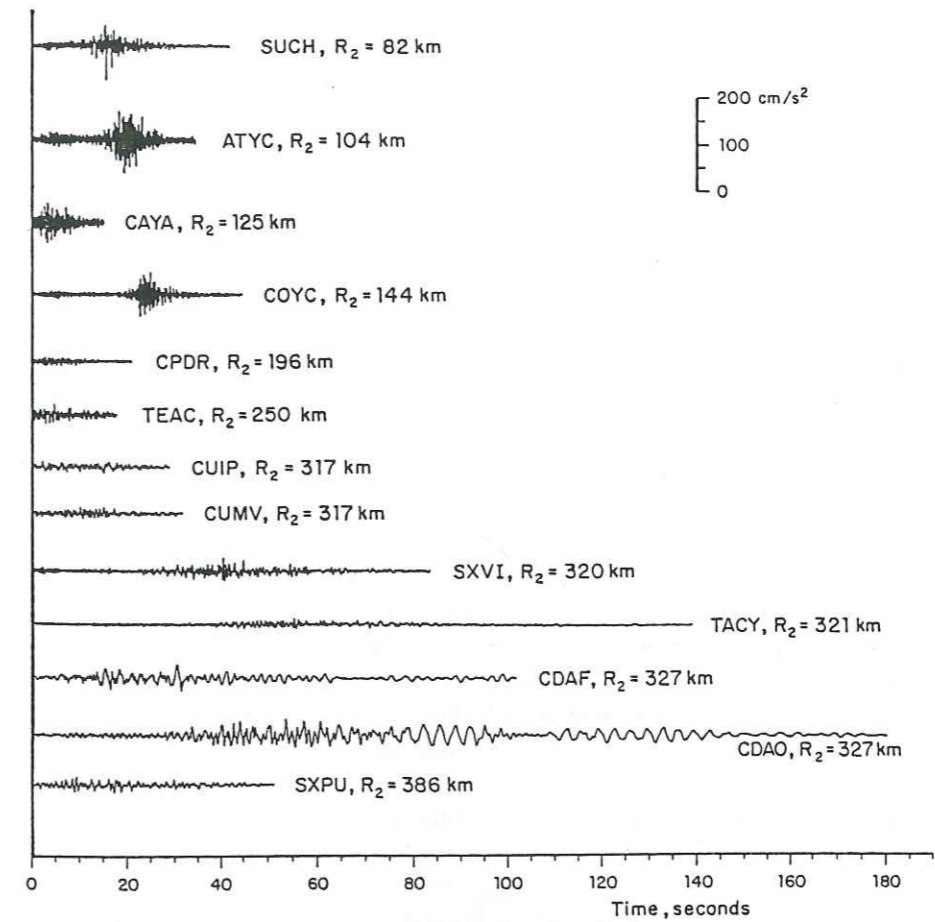


Figure 3.5. Composante EW de l'accélération pour la réplique du 21 septembre 1985 dans des sites sélectionnés. R_2 est la distance de la station au point de la faille le plus proche. Le nombre d'enregistrements est inférieure à celui de la figure précédente à cause de problèmes instrumentales. [D'après Singh *et al.*, 1988a.]

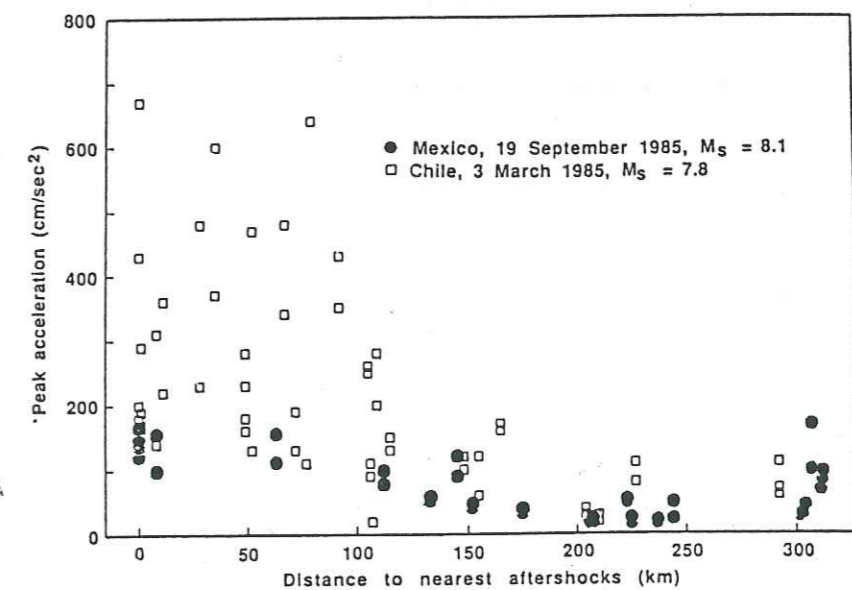


Figure 3.6. Maxima de l'accélération horizontale en fonction de la distance en dehors de la zone de répliques. [D'après Anderson *et al.*, 1986.]

couches d'argile de la zone du lac est resté basiquement dans le domaine linéaire. Et finalement, ils décomposent cette amplification énorme en une cascade de facteurs: en dehors de la vallée de Mexico un facteur de 2,5 entre 0,2 et 0,5 Hz pour deux stations à la même distance épacentrale, mais dans des azimuts différents; un facteur entre 3 et 4 entre un point hors de la vallée et un point à l'intérieur dans la zone des collines; et finalement un facteur 10 entre la zone du lac et la zone des collines. Il s'ensuit un facteur 75 entre un point de la zone du lac et un point sur la côte à la même distance épacentrale. Singh *et al.* (1990) explorent plus loin dans le domaine téléseismique le diagramme de radiation du séisme du 19 septembre et trouvent une radiation anormale dans la bande 0,3 - 0,7 Hz dans le quadrant NE (direction de Mexico).

Un autre volet de l'information sur le mouvement fort généré par ce séisme est la distribution des dommages à l'intérieur de la ville. Les premières recompilations se sont limitées à recenser le nombre d'immeubles touchés (par exemple celle montrée sur la Figure 3.3) et à identifier les facteurs de dommages les plus importants (Beck et Hall, 1986; Hall et Beck, 1986). Des études postérieures ont fait la distinction entre les matériaux de construction, le nombre d'étages et le schéma structural. La recompilation officielle des dommages a été présentée par Meli *et al.* (1986). Un grand nombre d'études postérieures ont permis d'analyser en détail la performance, la réponse, et l'étude cas par cas de divers types de structures soit en béton armé (par exemple Meli et Avila, 1989; Sordo *et al.*, 1989) soit en acier (Hanson et Martin, 1987; Osteraas et Krawinkler, 1989), le comportement de fondations (Mendoza et Auvinet, 1988), les effets de torsion dans des structures asymétriques (Ruiz *et al.*, 1989), d'un rez-de-chaussée faible par rapport aux étages supérieurs (Ruiz et Diederich, 1989) etc. Mais indépendamment des renseignements concernant le comportement ou la ductilité requise de tel ou tel système structural, ou les raisons qui ont permis au plus grand nombre de structures de rester sur pied après un séisme qui dépassait largement celui prévu dans le règlement de constructions en vigueur, la distribution des dégâts fournit des informations importantes concernant le mouvement du sol en surface. Seulement, le degré d'intensité sismique que l'on peut attribuer à une zone n'est pas seulement fonction du nombre de structures endommagées, il est fonction aussi, de façon statistique, du rapport entre le nombre de structures endommagées d'un certain type et le nombre total de structures du même type dans la zone en question. Cette étude demande le recensement du parc total de bâtiments et l'analyse structurale, aussi simplifiée soit-elle de ces structures. Ce travail a été réalisé par Iglesias *et al.* (1987) et Iglesias (1988) qui ont adopté le coefficient de résistance de structures sévèrement endommagées comme une mesure quantitative de l'intensité sismique du site. Leur résultat est montré sur la Figure 3.7 sous forme de la carte d'intensités observées pour les séismes de 1985. La corrélation entre cette carte et les cartes d'épaisseur de la couche d'argile montre encore une fois l'importance de cette couche dans la réponse sismique de la vallée de

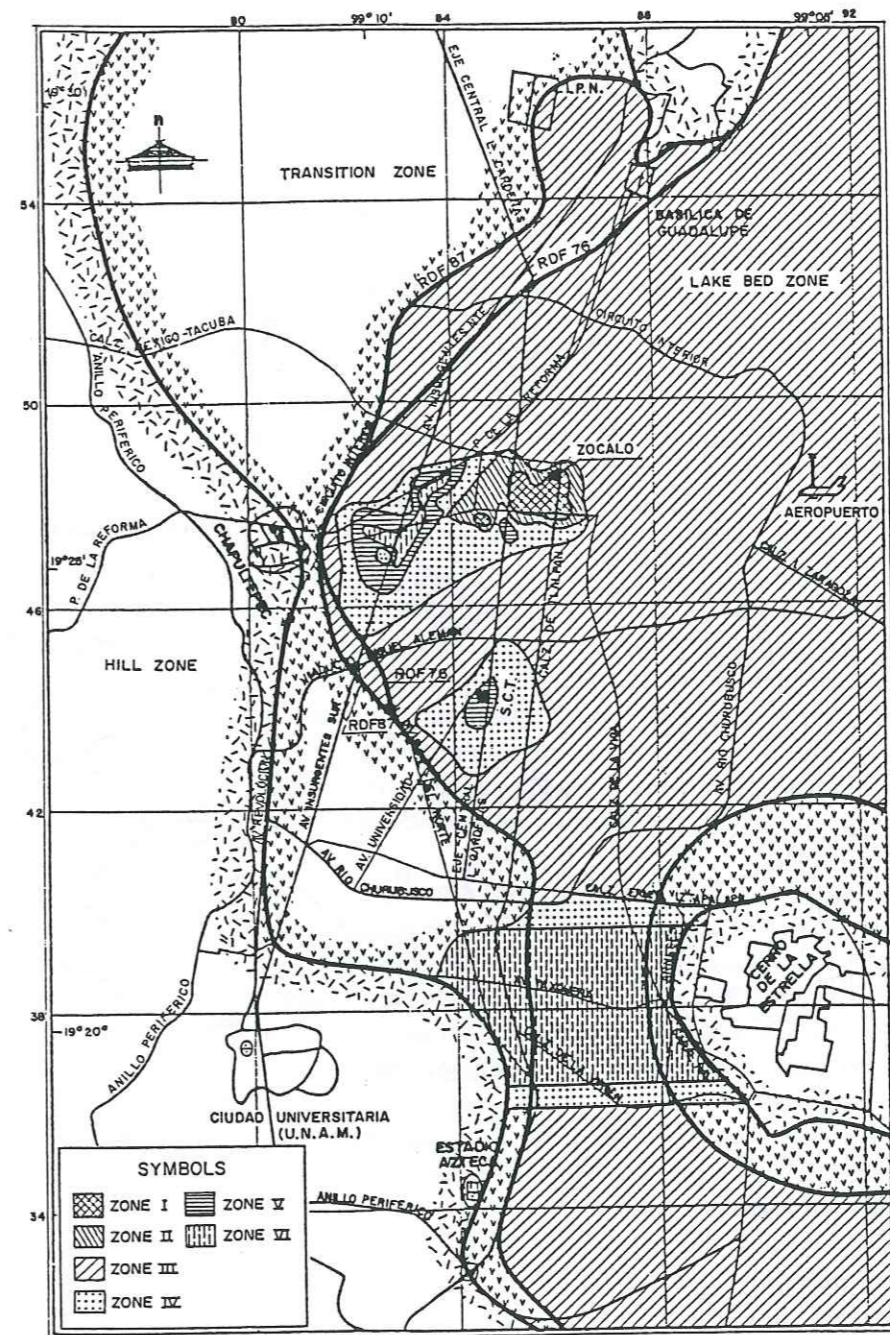


Figure 3.7. Carte d'intensité à Mexico pour les séismes de septembre 1985, obtenue de l'analyse des structures endommagées. [D'après Iglesias, 1988.]

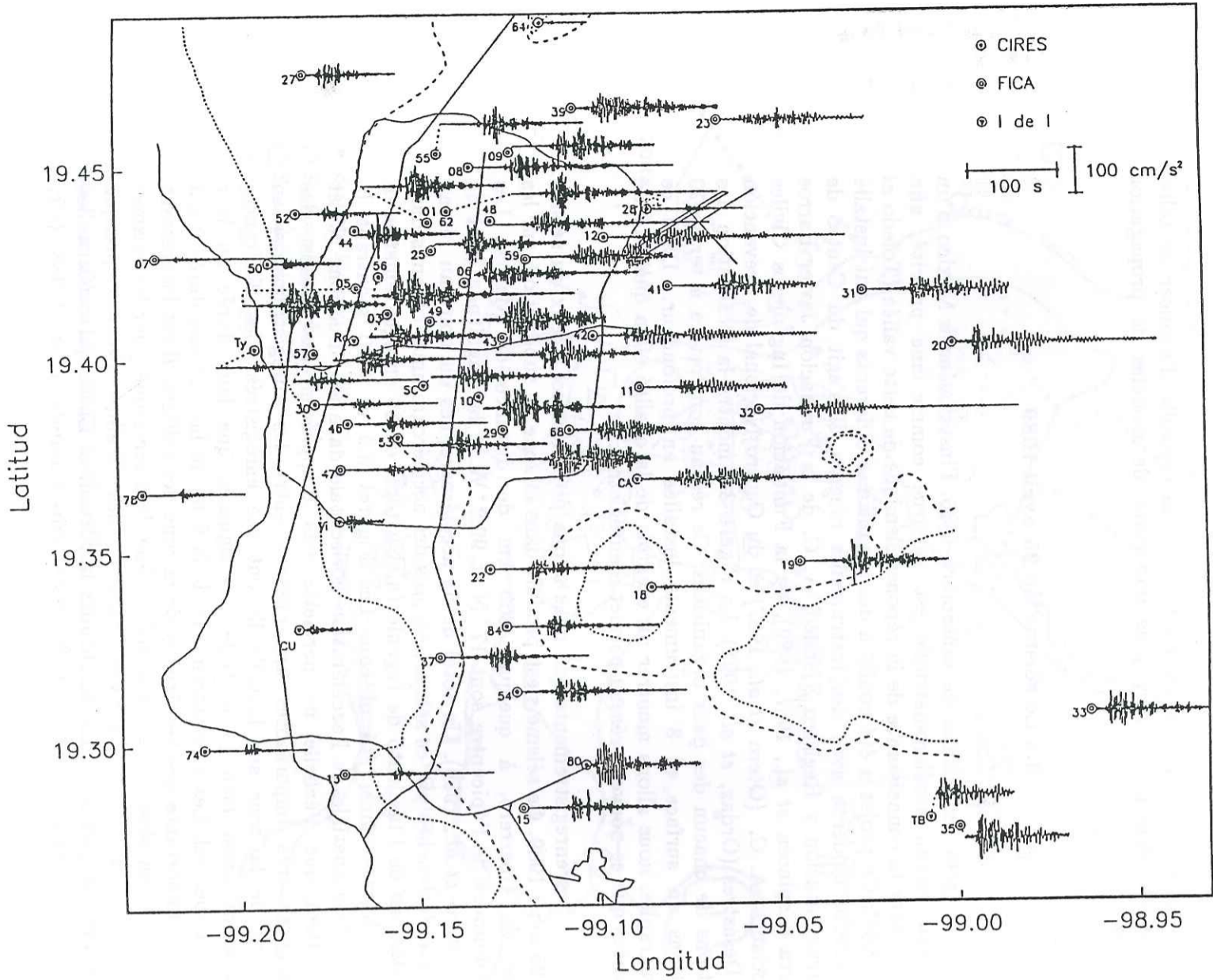


Figure 3.9. Composante NS de l'accélération enregistré par le nouveau réseau accélérométrique à Mexico pour le séisme du 25 avril 1989.

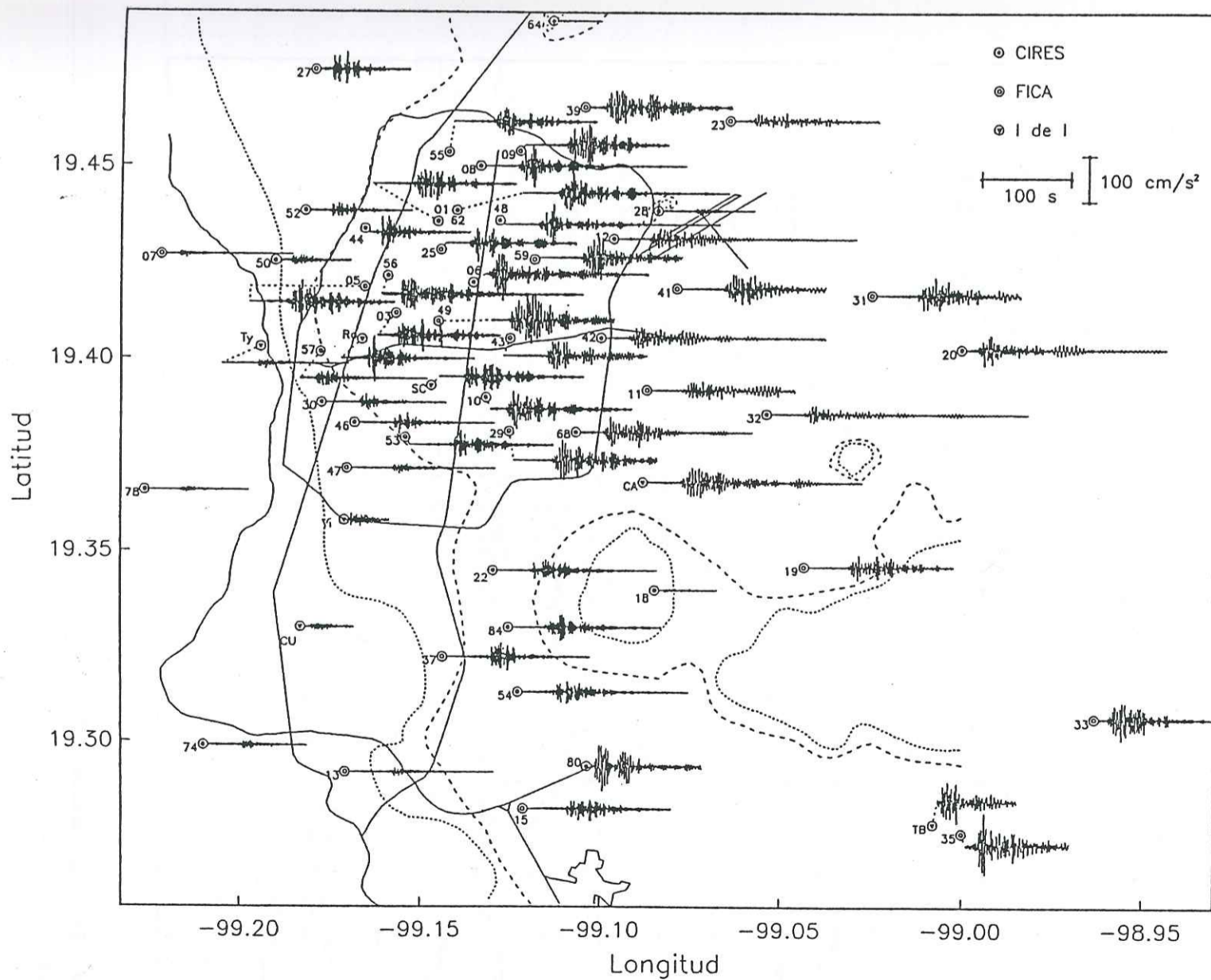


Figure 3.10. Composante EW de l'accélération enregistré par le nouveau réseau accélérométrique à Mexico pour le séisme du 25 avril 1989.

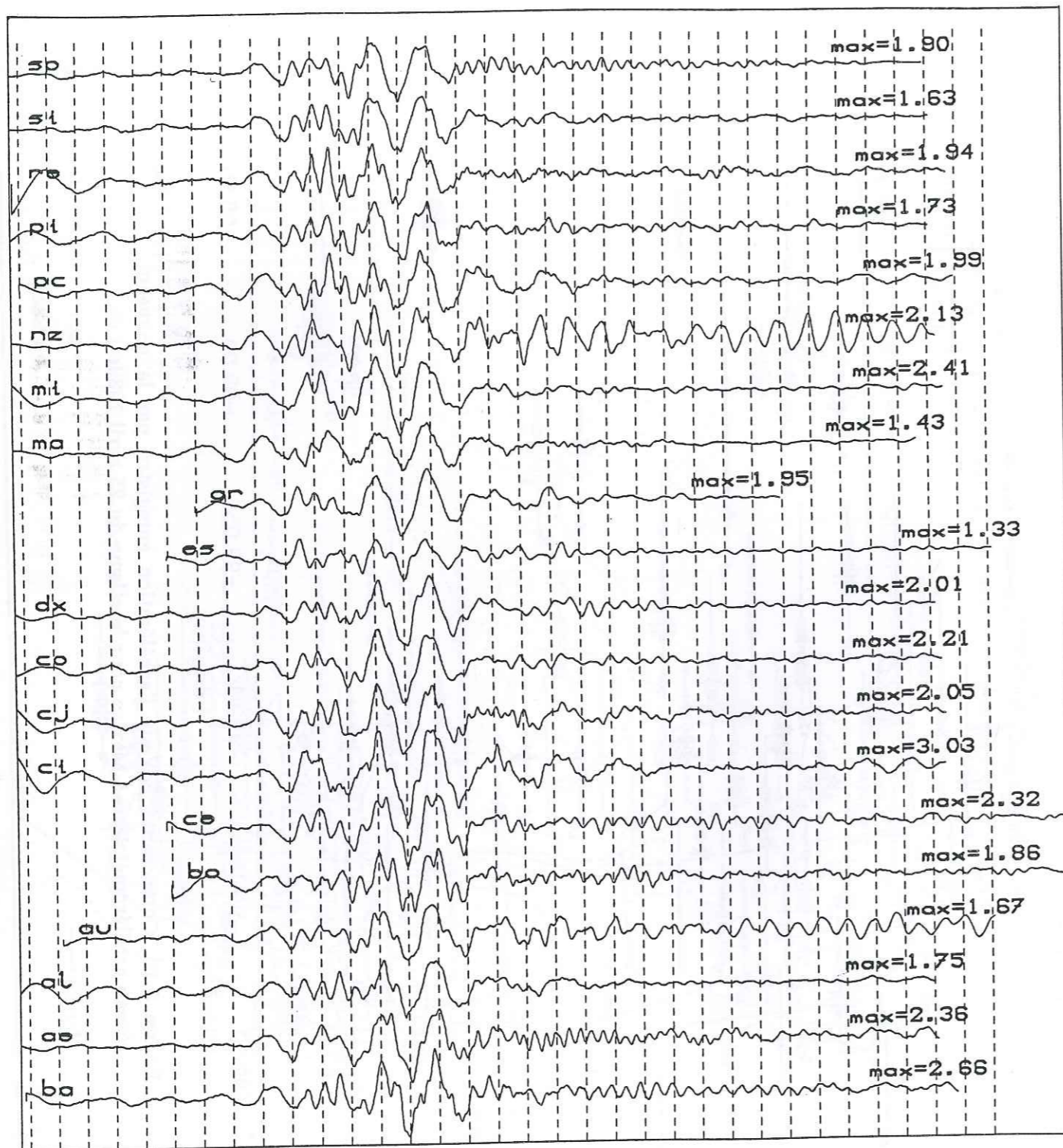


Figure 3.11. Composante verticale du déplacement (intégré de l'accélération) pour quelques unes des stations qui ont enregistré le séisme du 25 avril 1989. Les signaux ont été décalés pour aligner le pulse prominent qui apparaît dans toutes les stations. La distance entre traits verticaux est de 5 s. La valeur maximale est donnée en cm.

aussi § 3.1.3, Partie 2) que les enregistrements du séisme du 19 septembre 1985, avaient une composante verticale très similaire et indépendante du site d'enregistrement, dans le domaine des basses fréquences. Nous avons calculé les déplacements verticaux par intégration des accélérations pour ce séisme. Les résultats après application d'un filtre passe-haut à fréquence de coupure 0,07 Hz sont montrés pour certaines stations sur la Figure 3.11 (les autres montrent des résultats similaires). Les signaux ont été alignés avec le décalage temporel trouvé par cross-corrélation. Il apparaît très clairement sur cette figure, une ressemblance entre les stations. On peut noter aussi que la dispersion du pic de mouvement n'est pas très importante. Les Figure 3.12 et 3.13 montrent les résultats obtenus pour les composantes horizontales. Cette fois, nous avons filtré en passe-haut à 0,07 Hz et en passe-bas à 0,2 Hz. La composante NS (Figure 3.12) montre aussi ce grand pulse, et il est aligné pour le même décalage que nous avons obtenu pour la composante verticale. Par contre, la composante EW (Figure 3.13) ne montre pas d'indices de ce pulse. Etant donné que vu de Mexico, l'épicentre se situe en direction presque sud, on peut interpréter ce pulse comme une onde de Rayleigh en provenance de la zone épiscopale. Il serait intéressant de poursuivre l'analyse car il y a 5 stations pour lesquelles on dispose du temps absolu. On peut à ce moment-là, placer chaque enregistrement dans sa position correcte dans le domaine spatio-temporel. Ce type d'analyse est poursuivie actuellement au Centre de Investigaciones Sísmicas de la Fundación Javier Barros Sierra (Reinoso *et al.*, 1990).

Les enregistrements du séisme du 25 avril 1989 est un exemple de la qualité et quantité de données que le nouveau réseau accélérométrique de Mexico permet d'obtenir. D'autres séismes ont été enregistrés dès 1986 et les données ont été déjà utilisées pour calculer la fonction de transfert empirique entre la zone des collines et la zone du lac (Singh *et al.*, 1988b), et pour prédire le mouvement en cas de séismes futurs (Ordaz *et al.*, 1988). Le développement du réseau accélérométrique et l'analyse de ses résultats est un élément important dans la compréhension des effets de site à Mexico. Dans ce cas, pourquoi n'avons-nous pas poursuivi l'analyse? L'installation du nouveau réseau accélérométrique a commencé en 1986. Le séisme d'avril 1989 a été le premier pour lequel un nombre très important d'enregistrements a été obtenu. Malheureusement, nous n'avons eu accès à ces données que tardivement (deuxième semestre de 1990), trop tard pour les délais impartis à notre travail. Nous espérons que des centres de recherche dans des pays plus chauds nous donneront l'occasion de continuer l'analyse de ces données.

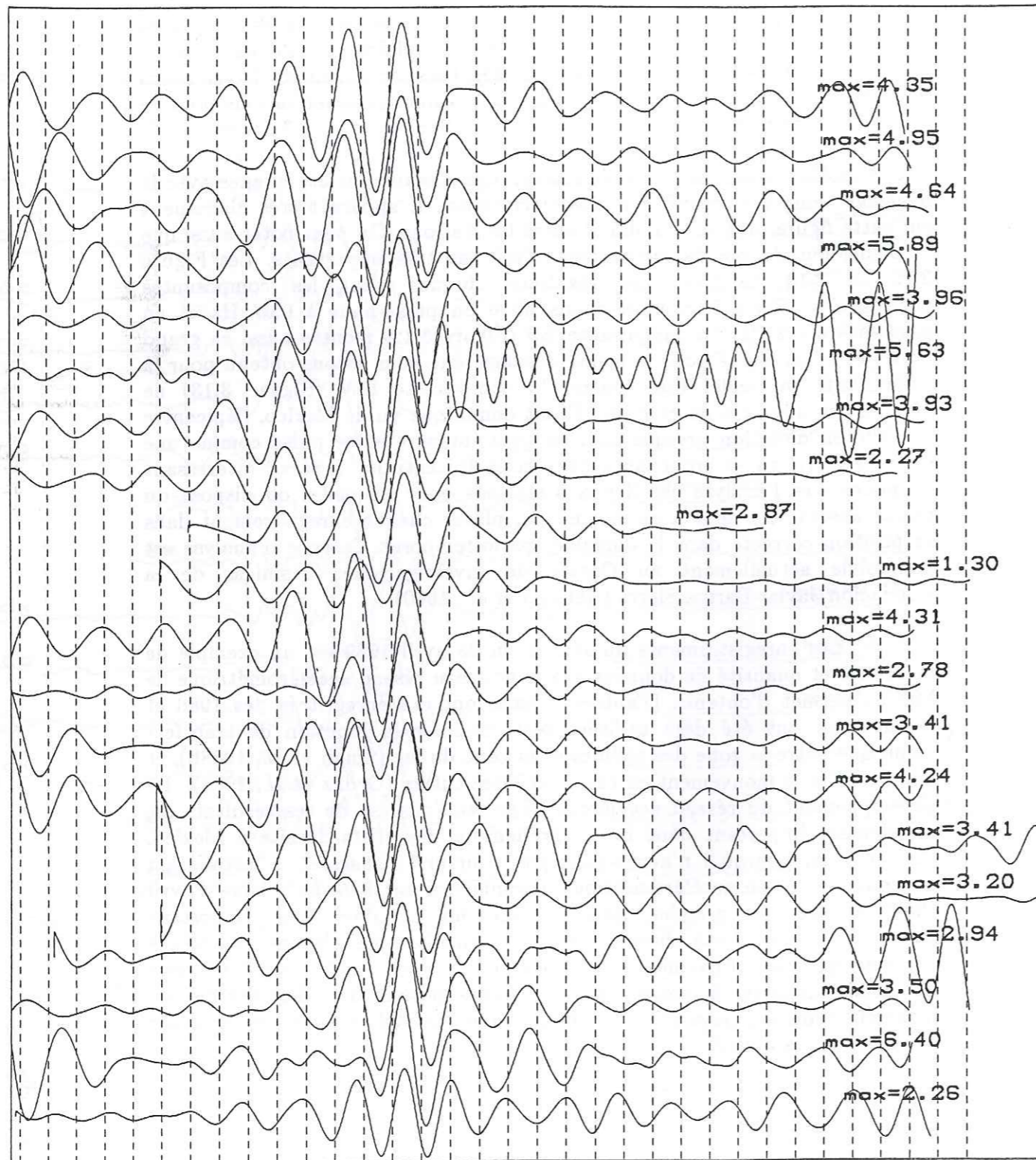


Figure 3.12. Composante NS du déplacement (intégré de l'accélération) pour quelques unes des stations qui ont enregistré le séisme du 25 avril 1989. Les signaux ont subi le même décalage que la composante verticale. La distance entre traits verticaux est de 5 s. La valeur maximale est donnée en cm.

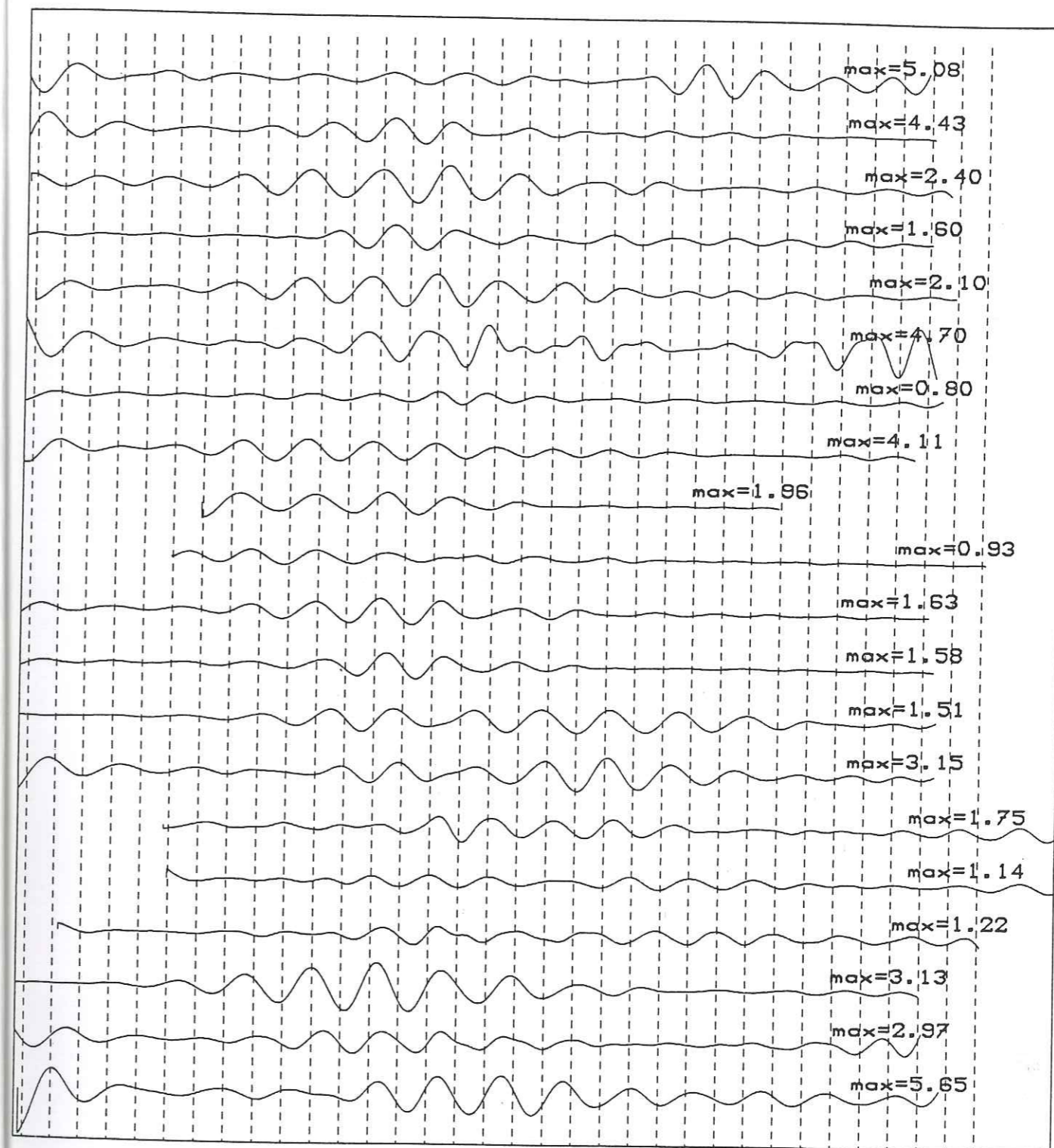
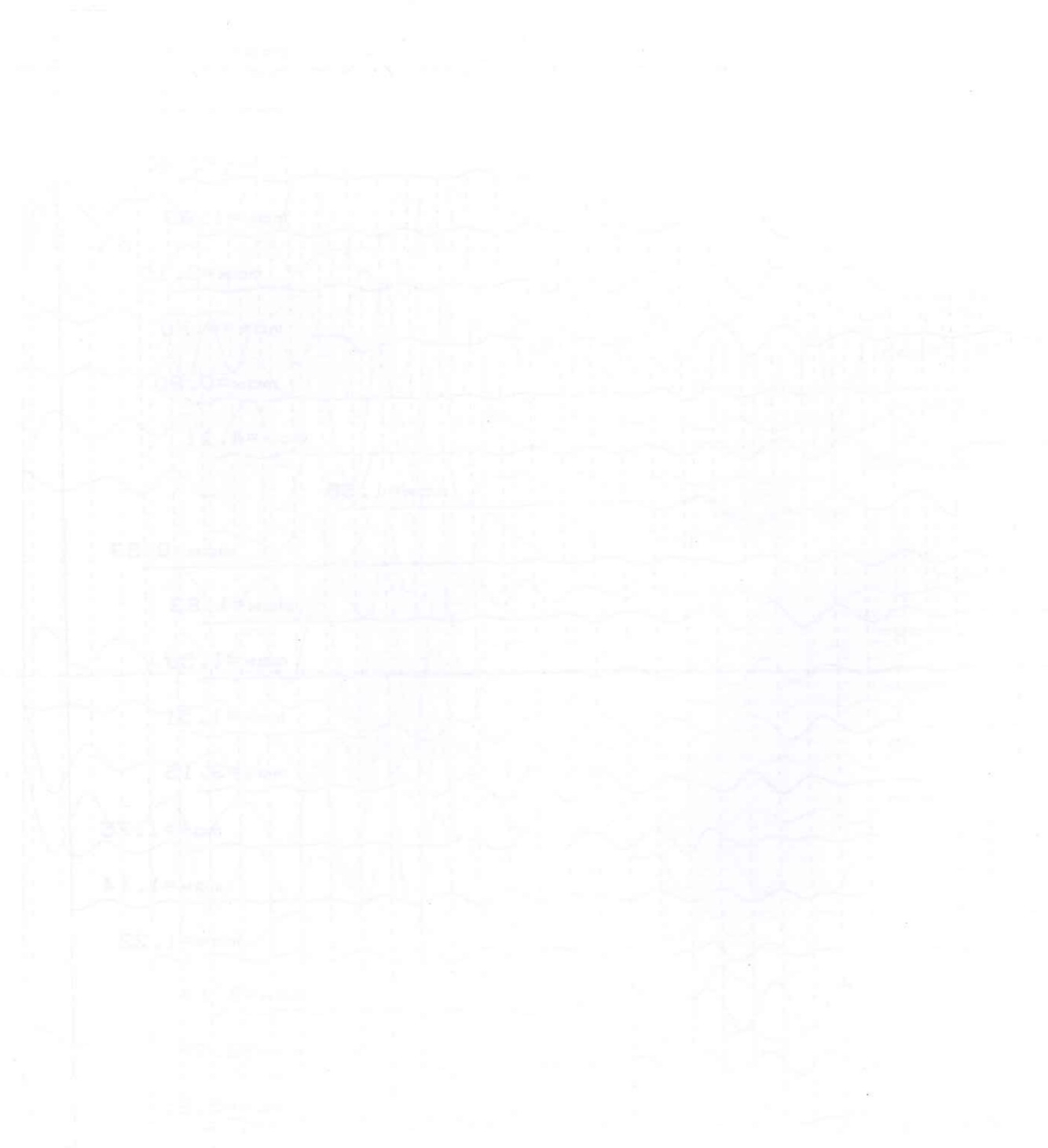


Figure 3.13. Composante EW du déplacement (intégré de l'accélération) pour quelques unes des stations qui ont enregistré le séisme du 25 avril 1989. Les signaux ont subi le même décalage que la composante verticale. La distance entre traits verticaux est de 5 s. La valeur maximale est donnée en cm.



PARTIE 2

MODELES

1. INTRODUCTION

Dans la première partie, nous avons donné quelques renseignements sur les conditions géologiques et géotechniques du sous-sol de la vallée de Mexico, structure complexe avec une histoire géologique très accidentée. Il est clair que ce sont ces conditions qui doivent être à l'origine des variations spatiales du mouvement sismique sur des distances petites relativement à la distance épacentrale. La prévision nous demande maintenant d'être en mesure de prédire ces variations pour un séisme futur donné, ce qui nous permettrait effectivement de diminuer le risque sismique de cette ville. Avant d'en arriver là, il nous faut être capables d'expliquer les données sismologiques observées avec des modèles. Ces modèles constituent la partie la plus importante de ce travail.

La modélisation de la vallée de Mexico pose un certain nombre de problèmes qu'on pourrait énumérer comme suit:

- Structure fortement 3-D.
- Transition graduelle des matériaux de remplissage sur les bords.
- Présence d'une couche d'argile de très faible épaisseur relativement aux dimensions de la vallée, mais très significative du point de vue amplification du mouvement.
- Présence de lentilles de sables saturés → matériaux biphasiques.
- Variation des propriétés mécaniques du remplissage dans les directions horizontale et verticale.
- Connaissance très limitée de la distribution spatiale des propriétés mécaniques.
- Manque d'information sur le champ d'ondes incident.

Nous ne sommes pas en mesure de donner une solution à tous ces problèmes, qui relèvent de domaines très différents, de la sismologie à la mécanique des sols. Actuellement, nous n'avons pas la capacité de formuler un modèle qui serait "le" modèle de la vallée de Mexico. Il y a deux raisons à cette incapacité. D'abord le manque cruel de données pour contraindre un tel modèle, car plus on veut regarder dans le détail, plus on est obligé d'inventer. La deuxième raison est la limitation en capacité de calcul et les grandes difficultés numériques qu'il faudrait résoudre pour obtenir des résultats d'un modèle 3-D non-linéaire avec variations des propriétés mécaniques dans la direction verticale et dans les directions horizontales. Nous n'avons pas voulu nous attaquer à un tel problème, limités que nous étions à une période de trois ans (si on avait peut-être cinq ans dont 1 de Cray?). L'approche que nous avons choisie est différente. Au lieu de nous poser la question quantitative: quelle est la fonction de transfert en surface de la vallée de Mexico?, nous avons choisi d'essayer de trouver des réponses

phénoménologiques, qualitatives, à la question suivante: quels éléments peut-on isoler, qui pourraient contribuer à l'amplification du mouvement et à l'énorme accroissement de la durée observés?

Cette deuxième partie du mémoire est divisée en quatre chapitres. Dans le premier nous discuterons des modèles possibles, en ce qui concerne la dimensionnalité et la (non-)linéarité. En particulier, nous discuterons les apports et limitations du modèle le plus simple en ce qui concerne les effets de site, le modèle 1-D linéaire, ce qui nous permettra de justifier notre choix de modèles qui seront, par une majorité écrasante, des modèles 2-D linéaires. Les deux chapitres suivants aborderont successivement les modèles à grande échelle et les modèles à échelle réduite. Cette division est entièrement arbitraire bien sûr, mais elle facilite l'analyse et permet d'épargner énormément le temps de calcul. Dans le paragraphe 3.3, nous discuterons de la validité d'une telle division. Finalement, le quatrième chapitre de cette partie traitera des modèles non-élastiques. Nous utilisons ce terme pour parler de la possible influence de la gravité dans la propagation des ondes à Mexico. En effet, certains auteurs expliquent les arrivées tardives, monochromatiques, que l'on observe dans les enregistrements comme ondes gravitaires. Dans ce dernier chapitre, nous essaierons de regarder le bien fondé de cette explication.

2. DE POSSIBLES MODELES ET MODELES POSSIBLES

Nous abordons maintenant la partie principale de ce travail qui consiste en l'utilisation de modèles numériques de propagation d'ondes. Le choix est vaste: 1-D, 2-D ou carrément 3-D, linéaires viscoélastiques, non-linéaires élastoplastiques, linéaires équivalents, etc. (pour une synthèse des différentes méthodes utilisées pour le calcul des effets de site en génie parasismique voir Sánchez-Sesma, 1987 et Aki, 1988). Plusieurs d'entre eux ont été utilisés pour expliquer les données à Mexico. Dans ce premier chapitre, nous présenterons les raisons qui ont guidé notre choix. Nous limiterons la discussion aux modèles "élastiques", bien que dans le dernier chapitre nous aborderons les modèles fluides. Nous considérons que ces derniers sont pour ainsi dire hors-concours, ils ne sont pas du tout utilisés couramment dans le calcul des effets de site. Les raisons qui conduisent à leur utilisation seront discutées amplement l'opportunité venue.

Abordons d'abord le problème de la linéarité. Il a été suggéré que le comportement des argiles à Mexico est fondamentalement linéaire, et ceci pour un domaine assez étendu des déformations. Les résultats des mesures en laboratoire (par exemple, Romo et Jaime, 1986) ont montré que ces argiles restent linéaires sur un domaine beaucoup plus étendu que celui des courbes classiques (mais dépassées) de Seed et Idriss (1970). Il est admis qu'un tel comportement résulte d'un indice de plasticité (I_p) très élevé, de l'ordre de 150 à 250 (on considère que un $I_p > 80$ indique déjà une argile très plastique) et d'un indice des vides (e) de l'ordre de 5 à 8 (voir l'excellent article de synthèse de Dobry et Vucetic, 1987). La Figure 2.1 permet de comparer la décroissance du module de cisaillement et le coefficient d'amortissement hystérétique de l'argile de Mexico avec d'autres argiles avec un I_p moindre. Côté sismologique, les seules mesures dont nous avons connaissance sont celles données par Singh *et al.* (1988a et b), qui en comparant des rapports spectraux entre le séisme principal et sa réplique la plus forte en 1985 ainsi que pour d'autres séismes, ont déterminé une diminution relative de l'amplification pour le site CDAO dans la zone du lac de l'ordre de 40% pour le séisme principal en 1985. Ils notent que ces réductions dans les rapports spectraux et leur diminution de fréquence associée ne sont pas apparentes pour des séismes de magnitude inférieure à 7,6. Cette conclusion n'est pas encore très solide étant donné le faible nombre de séismes utilisé et la dispersion bien connue des rapports spectraux. Il y a cependant un autre argument sismologique qui supporte le comportement linéaire. Il s'agit des enregistrements du séisme d'avril 1989. Nous avons présenté dans la première partie les données strong-motion obtenues pour ce séisme à Mexico, et montré que les amplifications entre la zone du lac et le rocher sont comparables à celles de 1985. Qui plus est, les

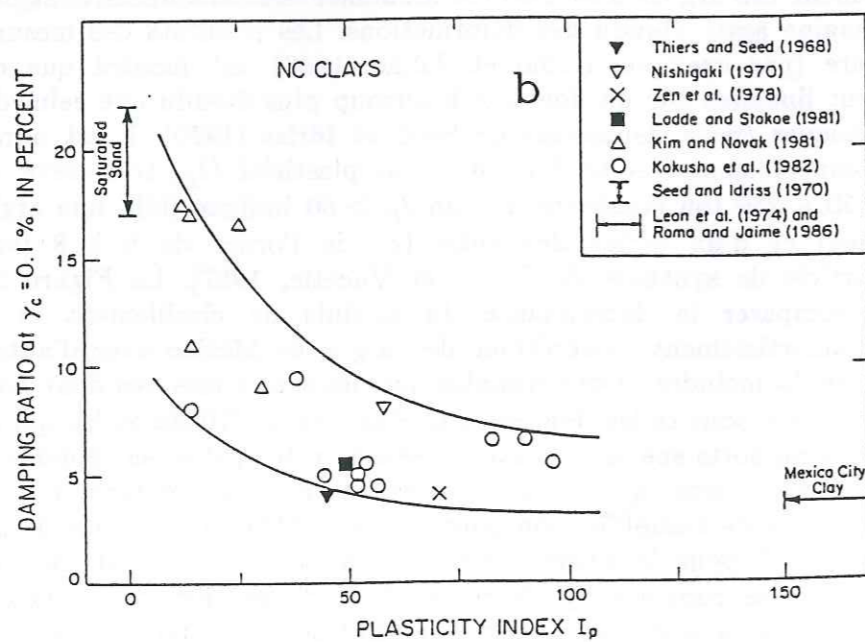
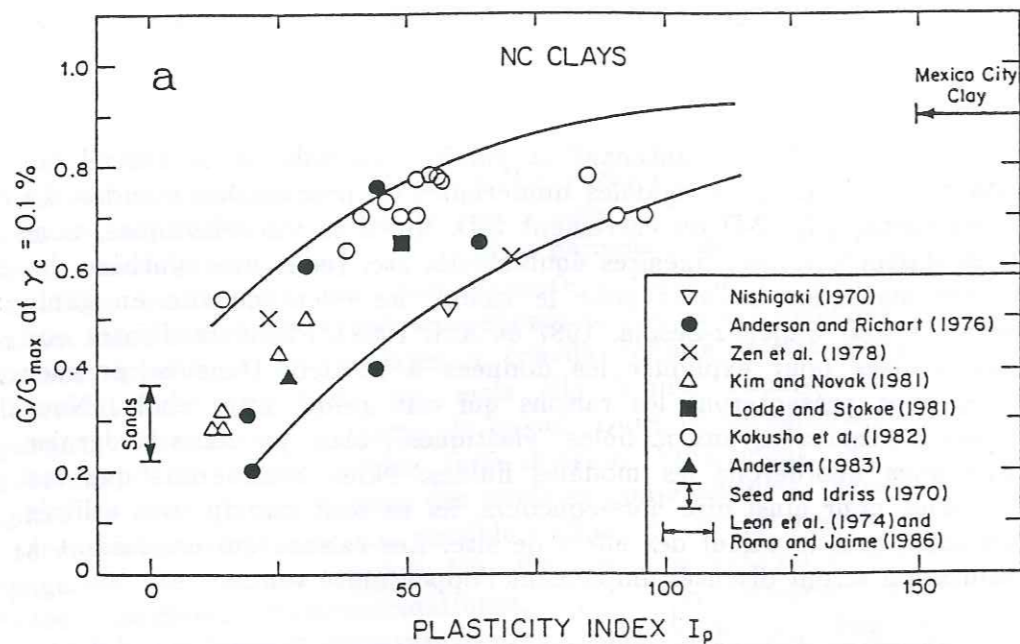


Figure 2.1. (a) Effet de l'indice de plasticité (I_p) sur le rapport entre module de cisaillement dynamique et sa valeur maximale pour une déformation de 0,1%. (b) Effet de l'indice de plasticité sur le coefficient d'amortissement dynamique pour une déformation de 0,1%. [D'après Dobry et Vucetic, 1987].

différences en durée des signaux dans les différentes zones sont similaires à celles observées en septembre 1985. Ceci nous permet de dire que même si le comportement en général des argiles est non-linéaire, le phénomène particulier qui nous intéresse très spécialement, la durée du mouvement en surface, ne l'est pas. Donc, nous pouvons essayer de trouver une réponse avec des modèles linéaires. Qu'en est-il de la dimensionnalité?

On écartera d'abord les modèles 3-D. En effet, il existe peu de modèles 3-D dans la littérature pour le calcul des effets de site. Bien qu'ils soient très attractifs d'un point de vue théorique car très souvent dans la nature les structures auxquelles on s'intéresse sont fortement 3-D (la vallée de Mexico en est un exemple très clair), leur utilisation pratique se heurte à plusieurs problèmes. En fonction de ses limitations on pourrait diviser les méthodes 3-D en deux familles: celles limitées à des géométries simples ou fréquences basses; et celles limitées par le coût des calculs. Dans le premier groupe, on peut mentionner par exemple les travaux de Hudson (1967) qui utilise une approche par perturbations limitée à des pentes faibles, Singh et Sabina (1977) qui donnent une solution exacte pour une cavité semi-sphérique dans un milieu acoustique, Lee (1978, 1982, 1984) qui utilise un développement en séries et Lee et Langston (1983) qui utilisent la théorie de rais. Dans le deuxième groupe, celui limité par le temps d'ordinateur disponible mais *a priori* beaucoup plus flexible en ce qui concerne les géométries et l'étendue en fréquences, on peut citer en guise d'exemple Zhenpeng *et al.* (1980) et Mufti (1990) pour la méthode des différences finies, la méthode de collocation pour irrégularités axisymétriques de Sánchez-Sesma (1983) et Sánchez-Sesma *et al.* (1984, 1989a), la méthode des éléments finis (Clouteau, 1990), et l'extension de la méthode d'Aki-Larner à 3-D (Ohori *et al.*, 1989; Uebayashi *et al.*, 1989; Horike *et al.*, 1990). Dans toutes ces méthodes nous n'en trouvons pas une qui puisse être utilisée pour modéliser la vallée de Mexico jusqu'à disons 1 Hz avec des ressources de calcul qui nous seraient accessibles. (Il est bien dommage que le manque d'informations sur le sous-sol rende impossible toute tentative dans les modèles réduits, montrés très avantageux pour les effets topographiques par Anoshehpour et Brune, 1989). Nous garderons à l'esprit qu'en nous limitant au plus à deux dimensions, nous ne pourrons pas attacher beaucoup d'importance aux résultats quantitatifs que nous présenterons. Nous sommes convaincus, cependant, que nos modèles sont très satisfaisants pour une approche qualitative du problème de la réponse sismique de la vallée de Mexico. Qu'en est-il des modèles 1-D? La réponse à cette question demande à elle seule un paragraphe.

2.1 Le modèle 1-D ou Pourquoi faire compliqué quand on peut faire simple

Le modèle 1-D est le modèle le plus simple qui permette la prise en compte des effets de site dus aux hétérogénéités du sous-sol. Comme tel il a été intensivement utilisé dans le calcul des effets de site depuis la première

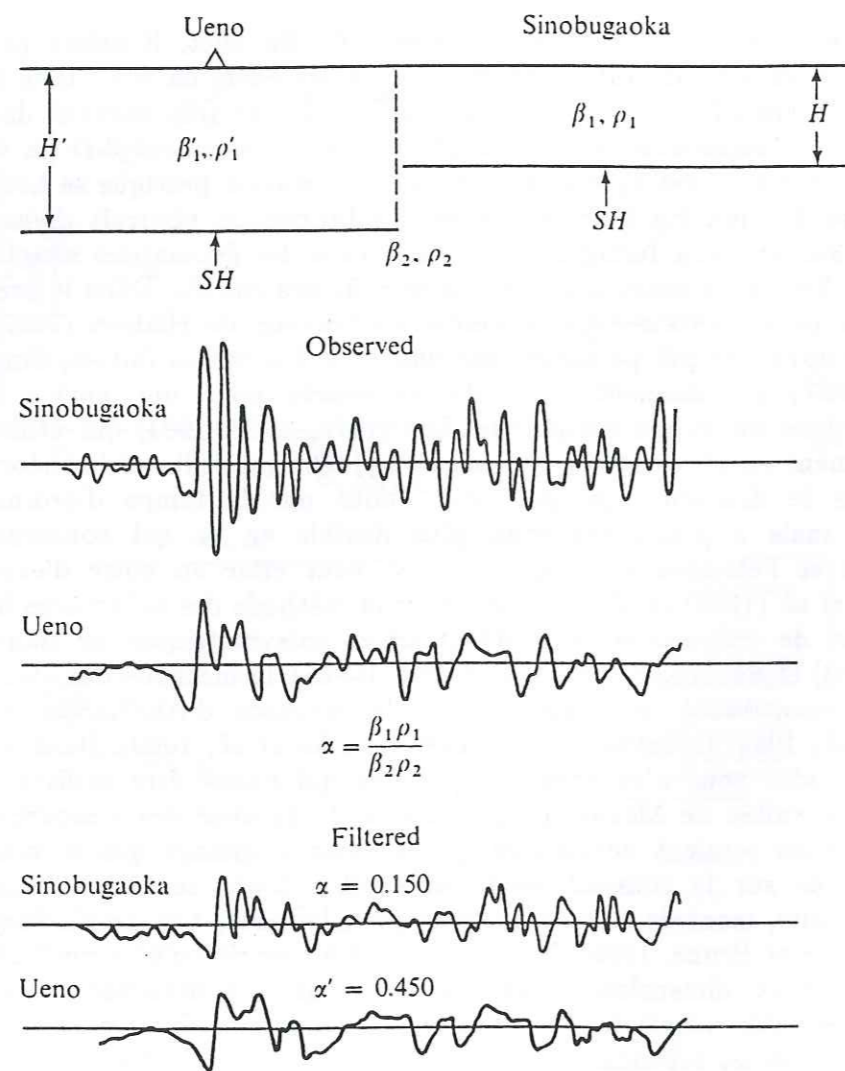


Figure 2.2. Première déconvolution réussie en utilisant le modèle 1-D avec une seule couche et incidence verticale d'ondes *SH*. La similarité des signaux est très claire une fois enlevé l'effet de la couche superficielle. [D'après Takahasi et Hirano, 1941, cités par Aki et Richards, 1980].

déconvolution réussie il y a tout juste 50 ans (Figure 2.2), jusque dans le cas de Mexico. La formulation pour la propagation d'ondes élastiques dans un milieu continu, hétérogène en une seule dimension, est due à Thomson (1950). Haskell (1953, 1960) corrige des erreurs dans la formulation et l'applique avec succès à l'étude de la dispersion d'ondes de surface. La méthode de Thomson-Haskell est une méthode matricielle qui permet de propager des ondes planes dans une structure stratifiée. Elle est un cas particulier de la méthode des matrices de propagation introduite par Gilbert et Backus en 1966 (Aki et Richards, 1980) et elle a été présentée avec des formulations indépendantes, et un peu différentes, par Knopoff (1964) et Herrera et Rosenbluth (1965). Cette méthode requiert l'hypothèse de comportement linéaire des matériaux, mais satisfait exactement les conditions de radiation à l'infini (Aki et Richards, 1980).

Une autre tendance des modélisateurs 1-D est le fruit de l'identification d'un profil de sol sous incidence d'ondes *SH* avec une structure soumise à un mouvement de cisaillement. Cette école a surtout appliqué les techniques originellement issues de l'analyse structurale à la propagation d'ondes dans la Terre, notamment la méthode des éléments finis. Cette évolution s'est poursuivie dans la direction des lois rhéologiques pour le sol de plus en plus complexes, forcement plus réalistes, et vers l'évaluation probabiliste du spectre de réponse en surface (par exemple, Schnabel *et al.*, 1972; Romo *et al.*, 1980). Le prix payé en contrepartie à cette sophistication est, entre autres, le sacrifice de la condition de radiation et l'imposition du mouvement excitation au "niveau de référence". Ces techniques ont été appliquées par Seed *et al.* (1988) au cas de Mexico. Ils ont trouvé un accord entre calculs et observations qu'ils qualifient comme allant de raisonnable (*fair*) à très bon (*very good*). Dans ce paragraphe, nous discuterons un peu leurs résultats et présenterons nos propres calculs 1-D (calculés eux humblement avec la méthode de Thomson-Haskell) dans le but de justifier notre conviction que "raisonnable à très bon" n'est pas nécessairement suffisant et que dans le cas qui nous occupe et qui concerne la durée des accélérogrammes à Mexico, le spectre de réponse n'est pas du tout une mesure adéquate du mouvement.

La Figure 2.3 montre les résultats des simulations de Seed *et al.* (1988) pour deux sites: SCT et CAO. L'excitation est une "moyenne" des composantes horizontales des trois accélérogrammes obtenus à la Cité Universitaire. Le profil du sol utilisé est montré dans chaque cas, les propriétés ont été obtenues à partir de sondages dans des forages et de l'interprétation des accélérogrammes de septembre 1985 (sic). L'accord entre les spectres de réponse en accélération observés (mais moyennés) avec le spectre calculé est effectivement raisonnable. Mais le spectre de réponse implique une opération non-linéaire sur la réponse en surface: la sélection de la valeur maximale de la réponse d'un oscillateur linéaire d'un degré de liberté. Si, comme nous, on s'intéresse à la réponse en champ libre, il nous faut faire la même comparaison entre observation et prédiction dans le

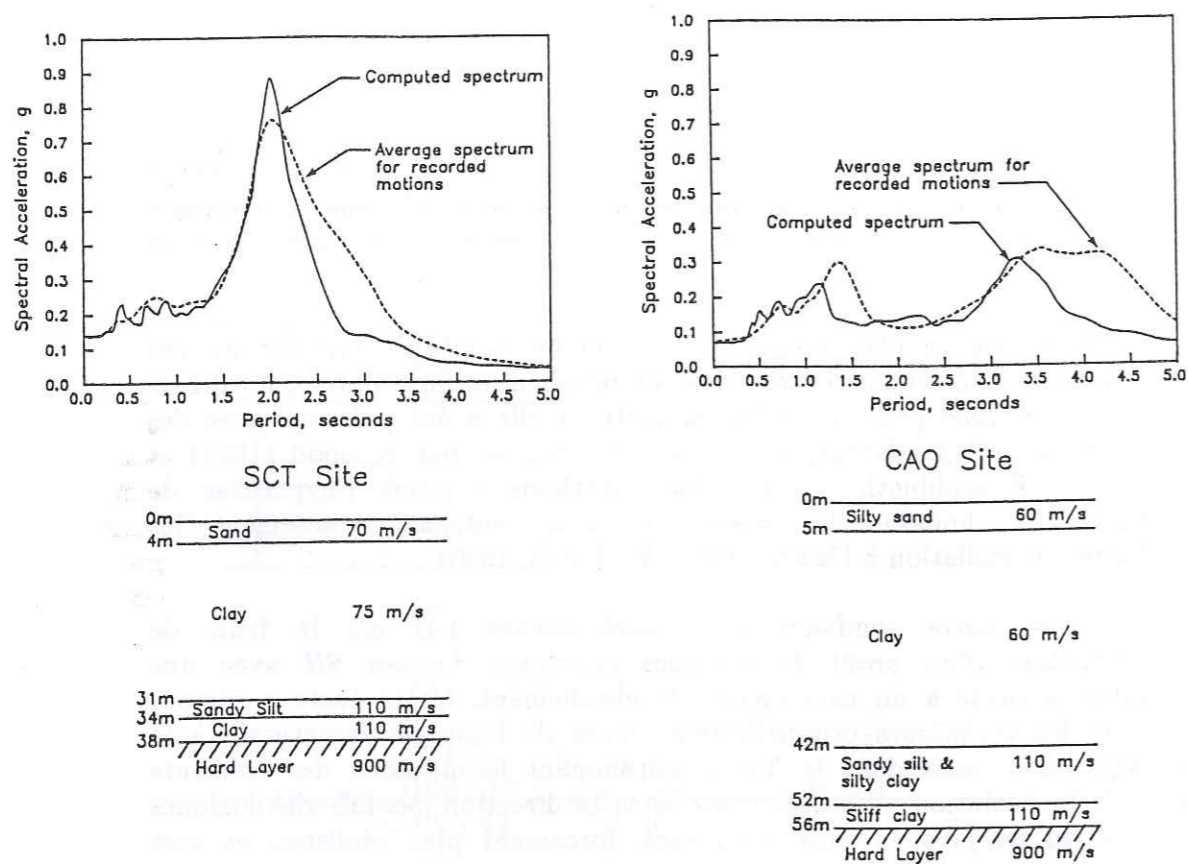


Figure 2.3. Comparaison entre spectres de réponse (5% d'amortissement) observé et calculé en surface pour deux sites de la zone du lac à Mexico. Le modèle 1-D utilisé dans chaque cas est montré en bas. [D'après Seed *et al.*, 1988].

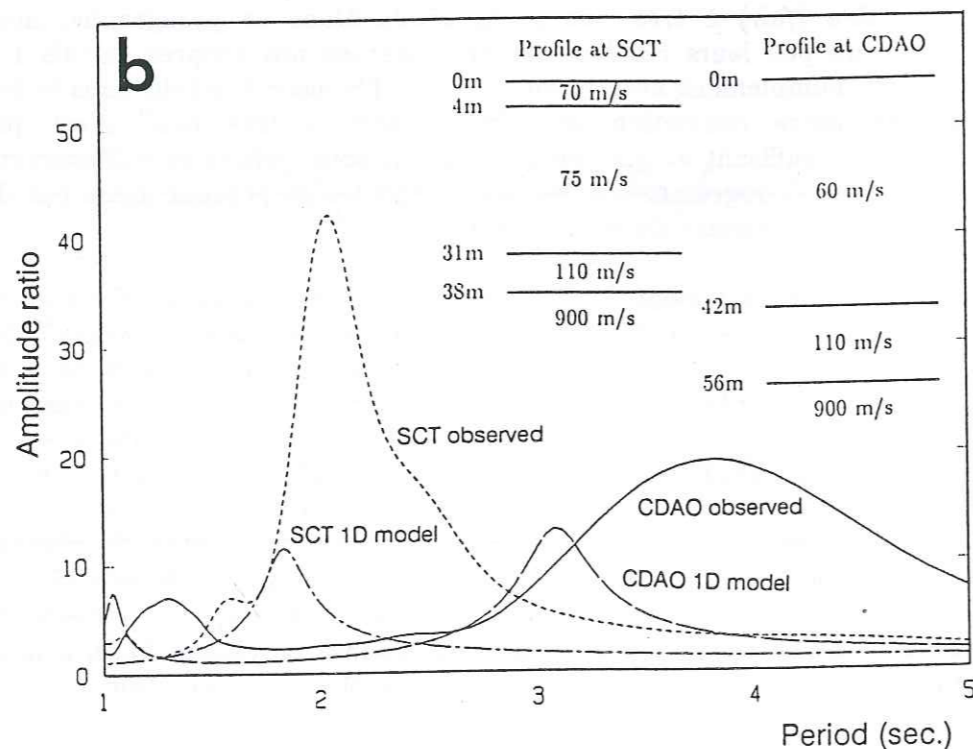


Figure 2.4. Fonctions de transfert calculées avec un modèle 1-D linéaire pour les deux profils de sol donnés sur la figure précédente. Les rapports spectraux moyens pour les deux composantes horizontales entre les accélérogrammes à SCT et CDAO relativement à TACY sont inclus sur la figure. [D'après Kawase et Aki, 1989].

domaine de Fourier. Un premier essai serait de calculer les fonctions de transfert des profils de sol donnés pour incidence d'ondes *SH* et les comparer aux rapports spectraux des accélérogrammes SCT et CAO avec un site de référence choisi, libre d'effets de la stratification superficielle. C'est cela que Kawase et Aki (1989) ont calculé pour les mêmes profils montrés sur la Figure 2.3. Les résultats sont montrés sur la Figure 2.4. La station de référence pour les rapports spectraux, TACY, n'est pas la même que Seed *et al.* (1988) mais elle fut aussi enregistrée sur la zone I. L'accord entre ces courbes est loin d'être aussi raisonnable, ni en ce qui concerne la position des pics d'amplification en fréquence ni en ce qui concerne leur amplitude. La conclusion de Kawase et Aki (1989) est, d'une part, que les spectres de réponse amortis (5% dans les courbes de Seed *et al.*, 1988) ne sont pas une mesure fiable du mouvement quand la durée est un paramètre important car ils arrivent rapidement à la saturation (déjà affirmé dans, par exemple, Lin, 1976; Sánchez-Sesma *et al.*, 1988b) et, d'autre part, que le modèle 1-D ne permet pas de retrouver l'amplitude observée de la fonction de transfert entre TACY et SCT ou CAO pour des valeurs raisonnables de vitesse de la couche d'argile.

Il peut être argumenté que les résultats de Kawase et Aki (1989) ne sont pas directement comparables à ceux de Seed *et al.* (1988) car les premiers considèrent une méthode de propagation d'ondes linéaire et que le comportement de l'argile ne l'était pas lors du séisme en 1985 (Seed *et al.*, 1988; Singh *et al.*, 1988b). Pour en avoir le cœur net, nous avons refait les calculs de Kawase et Aki (1989) avec d'autres données. Nous avons sélectionné deux stations parmi celles qui ont enregistré le séisme du 25 avril 1989 à Mexico; une sur la zone I et une autre sur la zone III. Il s'agit des stations D50 sur la zone I et D68 sur la zone III du réseau géré par la Fundación Javier Barros Sierra. Comme par hasard, ces stations se trouvent respectivement à 2 et 1 km approximativement des stations TACY et CAO du réseau de l'Instituto de Ingeniería. Nous avons suivi le raisonnement de Seed *et al.* (1988), et considéré la station D50 comme représentative du champ incident sous la couche d'argile superficielle. Le rapport spectral entre les deux stations serait donc la fonction de transfert du profil local à la station D68, divisée par un facteur deux dû à l'effet de surface libre. Nous avons supposé encore que le profil du sol est le même que celui donné par Seed *et al.* (1988) pour la station CAO. Les composantes horizontales des accélérogrammes observés à ces stations pour le séisme du 25 avril 1989 sont montrées sur la Figure 2.5. Les différences entre les deux stations D50 et D68 sont considérables, aussi bien en durée qu'en amplitude, différences comparables à celles entre TACY et CAO en 1985. Cette fois, cependant, il s'agit d'un séisme de magnitude 6,8 pour lequel, d'après Singh *et al.* (1988b), le comportement est linéaire. Nous avons obtenu la fonction de transfert empirique entre la station D68 et la station D50 en calculant le rapport des spectres d'amplitude filtrés avec une fenêtre de Parzen de 0,05 Hz de largeur. La transformée de Fourier a été calculée sur la longueur totale des enregistrements. Ces fonctions de transfert sont montrées sur la Figure 2.6,

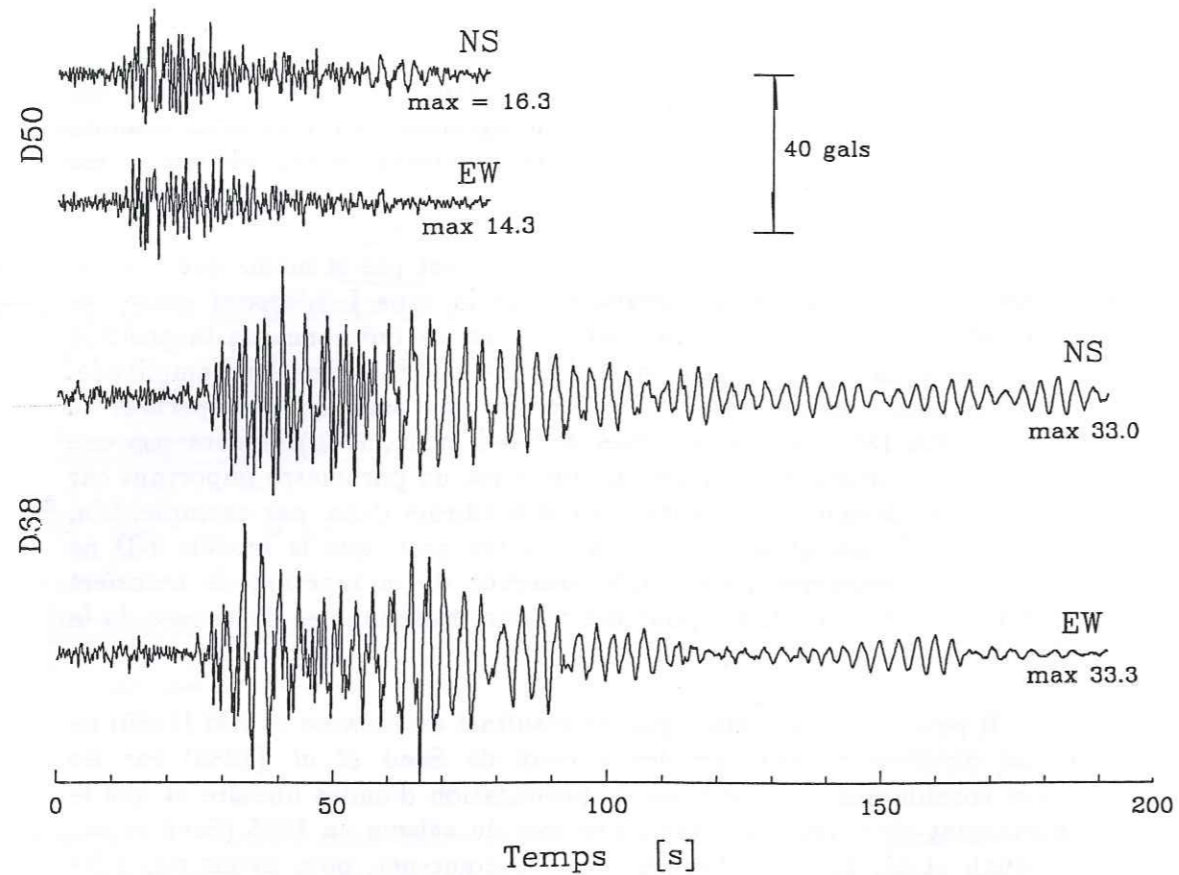


Figure 2.5. Composantes horizontales des accélérogrammes enregistrés aux stations D50 (sur le rocher) et D68 (sur la zone du lac) pour le séisme du 25 avril 1989 (magnitude 6,9). Les différences en amplitude et en durée sont évidentes.

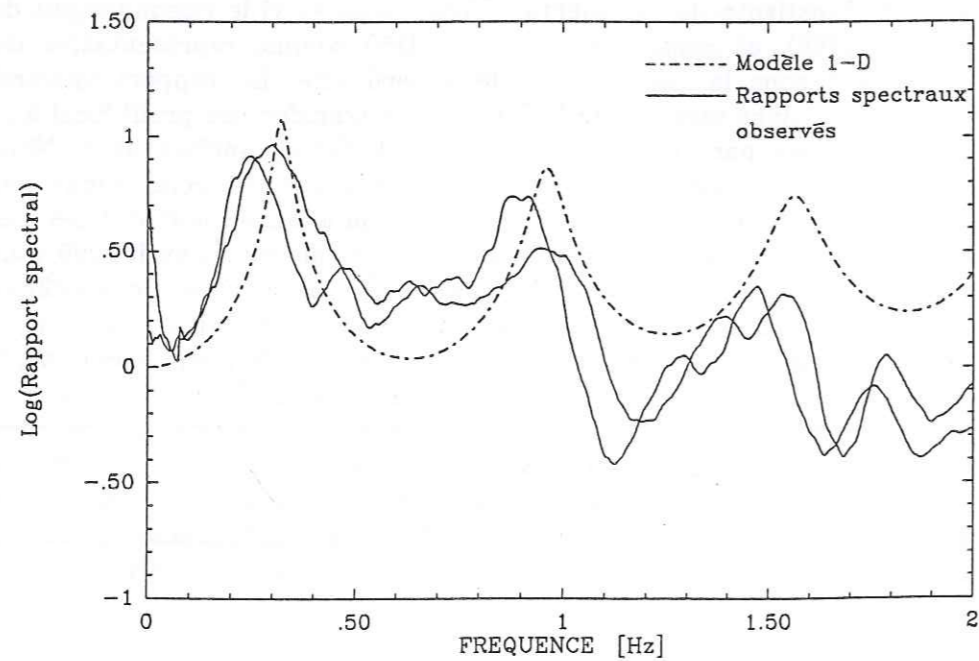


Figure 2.6. Rapports spectraux pour les composantes montrées sur la figure précédente. La station de référence est D50. La ligne pointillée montre la fonction de transfert 1-D pour incidence verticale d'ondes *SH* du profil CAO montré sur la Figure 2.2.

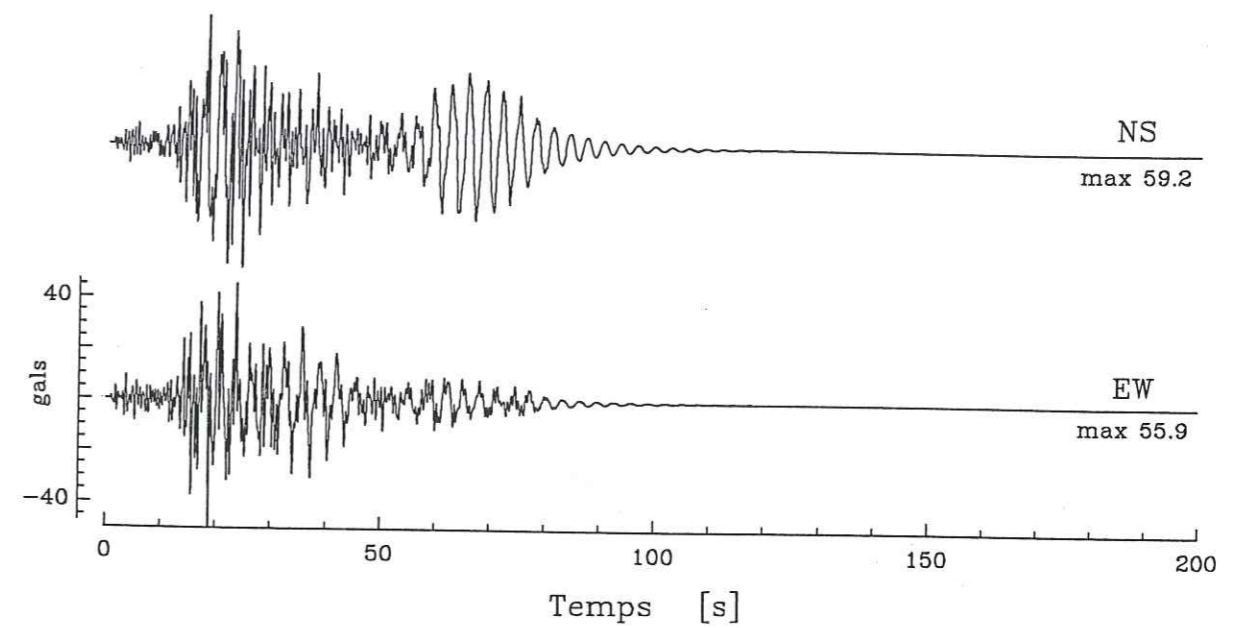


Figure 2.7. Accélérogrammes horizontaux synthétiques calculés pour la station D68. Ils résultent de la convolution des accélérogrammes observés à D50, convolués avec la fonction de transfert calculée pour le profil CAO de la Figure 2.2. La durée de ces synthétiques est fondamentalement la même que celle de l'accélérogramme au rocher.

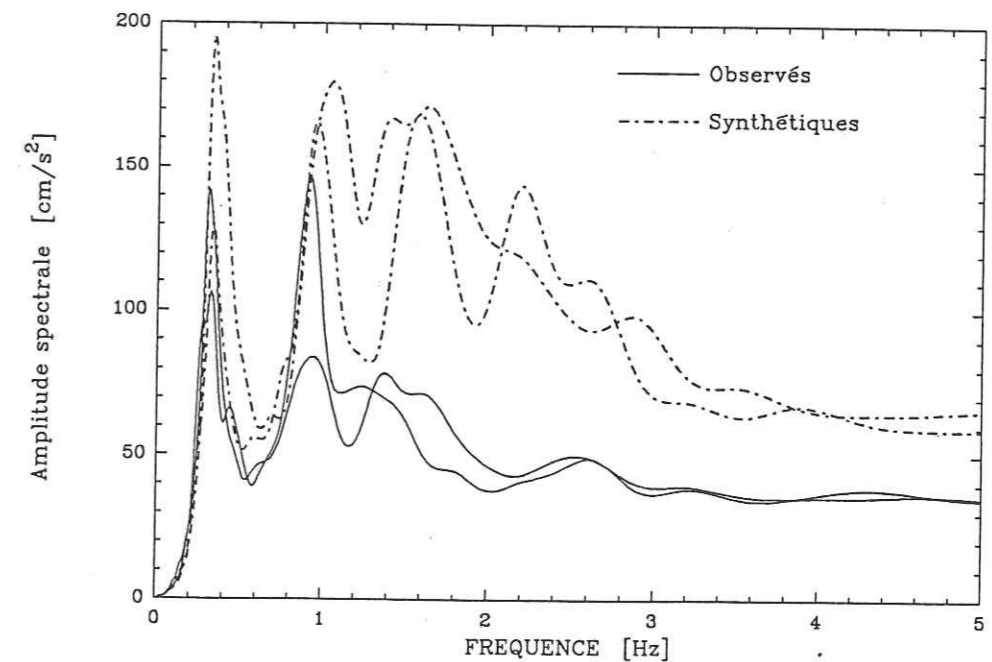


Figure 2.8. Spectres de réponse d'accélération (5% d'amortissement) calculés pour les composantes horizontales des accélérogrammes de la station D68. En trait continu, spectres de réponse des accélérogrammes observés. En pointillé, spectres de réponse des signaux synthétiques montrés sur la figure précédente.

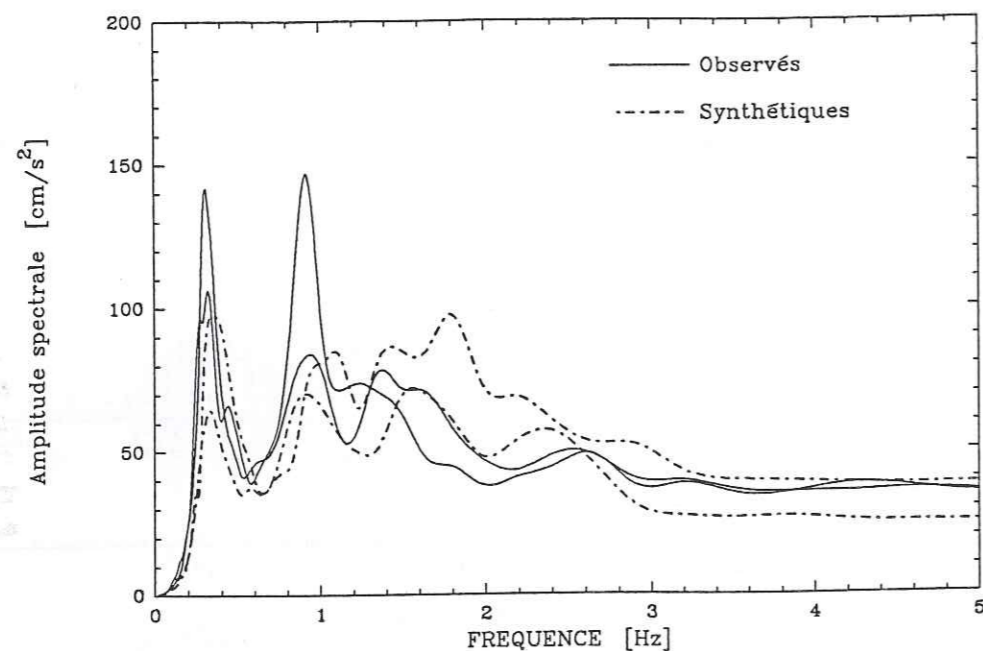


Figure 2.9. Spectres de réponse d'accélération (5% d'amortissement) calculés pour les composantes horizontales des accélérogrammes de la station D68. En trait continu, spectres de réponse des accélérogrammes observés. En pointillé, spectres de réponse des signaux synthétiques obtenus avec le modèle 1-D montré sur la Figure 2.2. Nous avons inclus un amortissement de 10% ($Q_S = 5$) dans la couche superficielle et de 5% ($Q_S = 10$) dans la couche intermédiaire.

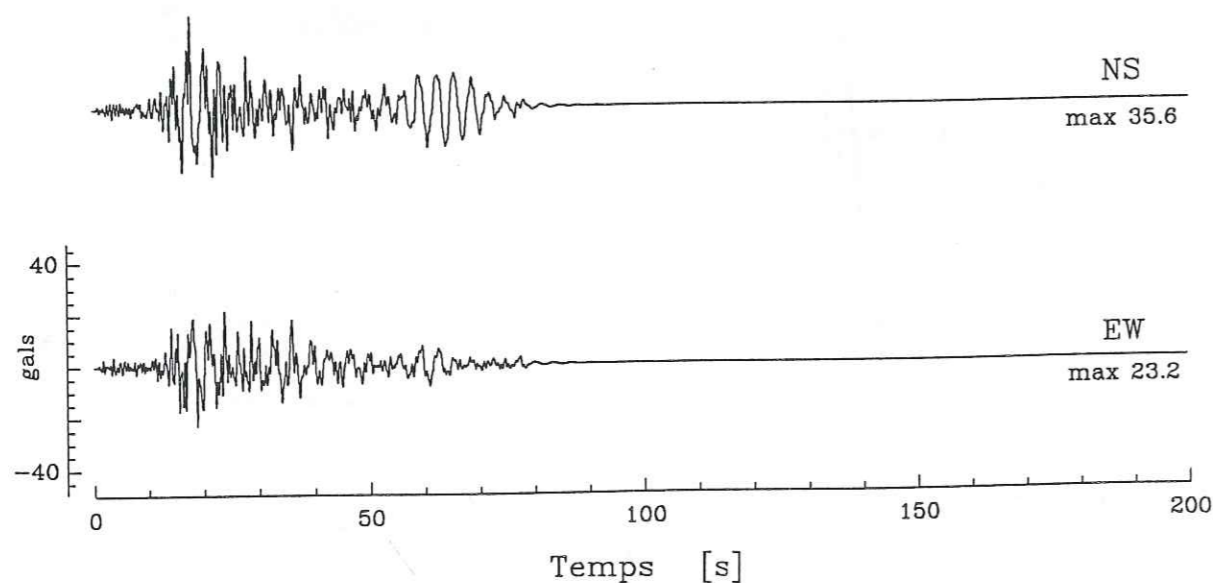


Figure 2.10. Accélérogrammes horizontaux synthétiques calculés pour la station D68. Ils résultent de la convolution des accélérogrammes observés à D50, convolués avec la fonction de transfert calculée pour le profil CAO de la Figure 2.2 avec un amortissement de 10% ($Q_S = 5$) dans la couche superficielle et de 5% ($Q_S = 10$) dans la couche intermédiaire. La durée de ces synthétiques est la même que celle de l'accélérogramme au rocher.

avec la fonction de transfert théorique pour incidence verticale d'ondes *SH*, calculée avec la méthode de Thomson-Haskell pour le profil CAO de Seed *et al.* (1988). Les rapports spectraux montrent une amplification de D68 relative à D50 assez modeste, de l'ordre d'un facteur 10, loin des facteurs 20 à 40 montrés par Singh *et al.* (1988a) pour le séisme de 1985. Ceci explique pourquoi nous obtenons un accord bien meilleur que celui montré sur la Figure 2.4. L'amplitude des pics ainsi que leur position en fréquence sont très similaires pour la théorie et les observations entre 0 et 1 Hz. Après 1 Hz la réponse théorique surestime l'amplification. Puisque nous arrivons à un accord raisonnable entre observations et modèle en fréquence, nous voudrions le retrouver dans le domaine du temps. La Figure 2.7 montre les accélérogrammes synthétiques obtenus pour la station D68 en convoluant les signaux observés à D50 avec la fonction de transfert 1-D. On obtient un désaccord avec les observations assez important car, d'une part, les amplitudes maximales sont surestimées d'un facteur 2 et d'autre part, la durée du signal n'a subi aucun changement. Il y a donc deux composantes au rapport spectral: la relation d'amplitude entre les composantes fréquentielles et la distribution des différentes phases dans le temps. Pour obtenir un bon accord dans le domaine de la fréquence avec le modèle 1-D, nous sommes forcés de tout inclure dans l'amplification car ce modèle ne peut pas changer les durées. Passons maintenant aux spectres de réponse. Nous avons tracé sur la Figure 2.8 les spectres de réponse d'accélération des signaux synthétiques et ceux calculés pour les accélérogrammes observés à D68. Cette fois le modèle 1-D surestime de façon encore plus importante le spectre observé à partir de 1 Hz. Il est évident que pour obtenir un bon accord en spectre de réponse il nous faudrait diviser d'au moins un facteur 2 la fonction de transfert théorique. Mais à ce moment l'accord entre fonction de transfert et rapport spectral se gâte et nous revenons au cas de Kawase et Aki (1989). C'est ce cas que nous voulons montrer en dernier. Nous avons pris toujours le même profil de vitesses mais cette fois nous avons inclus un amortissement pas du tout vraisemblable: 10% pour la première couche et 5% pour la couche intermédiaire. Nous avons encore convolué la fonction de transfert de ce profil (divisée par deux par effet de la surface libre) avec les composantes horizontales de l'accélérogramme D50 et calculé les spectres de réponse des signaux synthétiques résultants. La comparaison avec les spectres de réponse des composantes horizontales pour les enregistrements D68 sont montrés sur la Figure 2.9. Nous observons un accord raisonnable sur une large bande de fréquences, et les niveaux d'accélération maximale sont d'un ordre de grandeur correct. La Figure 2.10 montre les accélérogrammes synthétiques correspondants. Nous observons peu de différences avec les signaux montrés sur la Figure 2.7 à un facteur d'échelle près. En ramenant les accélérations maximales à des valeurs plus proches de celles observées nous avons perdu environ 10 s de durée du signal; les synthétiques ont la même durée que le signal utilisé comme excitation.

En résumé, nous pouvons dresser les conclusions suivantes. Un des problèmes essentiels du cas de Mexico est la durée. Ce paramètre entre de

façon subsidiaire dans le calcul des spectres de réponse qui arrivent vite à la saturation. Si nous voulons garder le sens physique du phénomène pour comprendre ce qui se passe, il nous faut réfléchir dans les domaines du temps et de Fourier. Or, nous avons montré avec un exemple simple que le modèle 1-D n'est pas adapté à ce but. Même si ce modèle permet de reproduire l'amplitude du mouvement observée avec un choix judicieux de paramètres (par exemple, en interprétant les signaux observés), il n'y a aucune manière de l'utiliser pour modifier la durée des signaux synthétiques, qui auront toujours une coda décroissant exponentiellement. Cette impossibilité oblige à sacrifier la vraisemblance des signaux dans le temps pour retrouver une amplitude correcte en fréquence et inversement. Nous considérons donc qu'il nous faut faire appel aux modèles 2-D pour chercher une explication, et c'est ce que nous essayerons de faire dans la suite de ce mémoire. La question pourrait se poser ainsi: pourquoi une structure qui appelle à l'utilisation des modèles 1-D par son extension horizontale et son contraste de vitesses a une réponse sismique qui est si éloignée de ces modèles?

3. METHODES ET MODELES A GRANDE ECHELLE

Nous avons déjà précisé dans le chapitre précédent les bases qui ont guidé notre choix de modèles. Dans ce chapitre, nous présenterons des résultats pour les modèles à grande échelle de la vallée. Ces modèles centrent l'intérêt sur la structure complète, incluant les sédiments profonds de la vallée, tâche rendue très difficile par le manque d'informations concernant la structure profonde de la vallée. Ce manque d'informations permet plusieurs interprétations, comme en témoignent plusieurs articles récents. Leurs auteurs respectifs se sont attachés, eux aussi, à expliquer le phénomène de durée exceptionnelle de mouvement fort à Mexico. Dans une première partie, nous ferons un résumé très succinct des résultats sur deux modèles grande échelle proposés pour le cas de Mexico dont nous essayerons de montrer les atouts ainsi que les limitations. Il nous faut cependant formuler une réserve. Nous nous sommes volontairement limités à deux modèles en laissant de côté d'autres tentatives. La raison en est double: d'une part, il s'agit plus pour nous de situer nos résultats et de montrer que les autres ne sont pas plus avancés, que de faire une revue complète des modèles proposés pour le cas de Mexico; d'autre part, nous avons choisi les approches que nous jugeons les plus intéressantes. Nous ne discuterons donc pas des modèles aussi intéressants que l'origami (Sánchez-Sesma *et al.*, 1988a), appliqué au cas de Mexico dans Sánchez-Sesma *et al.* (1988b), limité fortement à une géométrie donnée et une vallée homogène, même dans sa version hybride (Bravo, 1988; Tento *et al.*, 1988) permettant l'extension du calcul vers les basses fréquences (nous reviendrons sur leur façon de prendre en compte la couche d'argile dans le paragraphe 3.3) ou les calculs en différences finies de Chávez-Pérez (1990) où les fréquences prises en compte sont encore trop basses et l'atténuation totalement négligée. Une deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à la discussion approfondie de modèles à grande échelle en présentant plus en détail les résultats obtenus avec la méthode d'Aki-Larner. Cette partie reprend des résultats présentés dans Bard *et al.* (1988) pour incidence d'ondes *SH*, auxquels on a rajouté des résultats pour incidence d'ondes *SV*. Finalement, une dernière partie nous permettra de faire le lien avec le chapitre suivant. Nous y poserons la question du découplage des effets à grande échelle, présentés dans ce chapitre, et ceux à petite échelle, présentés dans le chapitre suivant. Puisque nous les considérons séparément, il nous faut poser la question de la validité d'une telle procédure.

3.1 Trois modèles récents dans la littérature

3.1.1 Un modèle bi-dimensionnel particulier

Dans une série d'articles récents, un groupe de chercheurs mexicains a présenté un modèle grande échelle pour l'étude des effets de site. Il s'agit d'un modèle 2-D mais qui est spécial dans le choix des dimensions. Tandis que les sismologues prennent comme dimensions une horizontale et la profondeur, eux ont pris les deux directions horizontales. Tandis que les modèles des autres sont limités à des structures géologiques cylindriques, infinies dans une direction horizontale, leur modèle prend en compte la forme géographique précise du bassin de Mexico, en négligeant les variations d'épaisseur des sédiments. Le principe de la méthode, originellement présentée dans Flores *et al.* (1987), est décrit en détail dans Novaro *et al.* (1990), où les auteurs présentent aussi une application à la vallée de San Fernando en Californie. L'application de ce modèle au cas de Mexico est présenté dans Seligman *et al.* (1989). L'idée de base, la résonance globale de bassins sédimentaires, n'est pas sans rapport avec les modèles ellipsoïdaux de Rial (1989b). Dans cette partie, nous discutons un peu de leur approche et de leurs résultats.

Rappelons d'abord la géométrie du bassin de Mexico. La Figure 3.1, tirée de Seligman *et al.* (1989), montre les limites géographiques du bassin. La couche d'argile repose sur une structure profonde qu'ils considèrent fermée par la ride (déduite des données gravimétriques) qui va du bord de la vallée au point PB, et qu'ils prolongent jusqu'à isoler complètement la partie de l'ancien lac de Tenochtitlán. Lors du séisme de 1985, ils proposent que l'énergie sismique arrivant du demi-espace vers la structure profonde de la vallée subisse une première et très importante conversion d'énergie d'onde *S*, censée propager la partie intense du séisme, aux ondes *P*. En supposant que la structure profonde atteint 2,5 km d'épaisseur, étant donné la dimension horizontale de la partie qu'ils ont isolée et les propriétés moyennes pour les sédiments profonds, l'extrapolation des résultats de Bard et Bouchon (1985) prédit la résonance latérale de la vallée dans son ensemble, dans le cas d'incidence *SV* à une fréquence de l'ordre de 1,5 fois la fréquence de résonance du modèle 1-D. Pour une vallée avec une vitesse d'ondes *S* de 400 m/s comme indiqué par Seligman *et al.* (1989), $f_0 = 0,04$ Hz dans le cas 1-D. On peut donc supposer que des modes de résonance bi-dimensionnels s'établissent. L'énergie sismique ainsi piégée dans la structure profonde atteint les sédiments superficiels et le contraste d'impédance avec les sédiments profonds concentre l'énergie dans l'argile. La vitesse de propagation des ondes *P* dans l'argile est voisine de 1500 m/s, ce qui permet l'interaction entre les ondes se propageant latéralement, réfléchies par les bords du lac, et conduit à l'établissement de modes de résonance de la couche d'argile. Les ondes *S* qui arriveraient à la couche d'argile, étant donné leur vitesse de propagation d'environ 30 fois inférieure à celle des

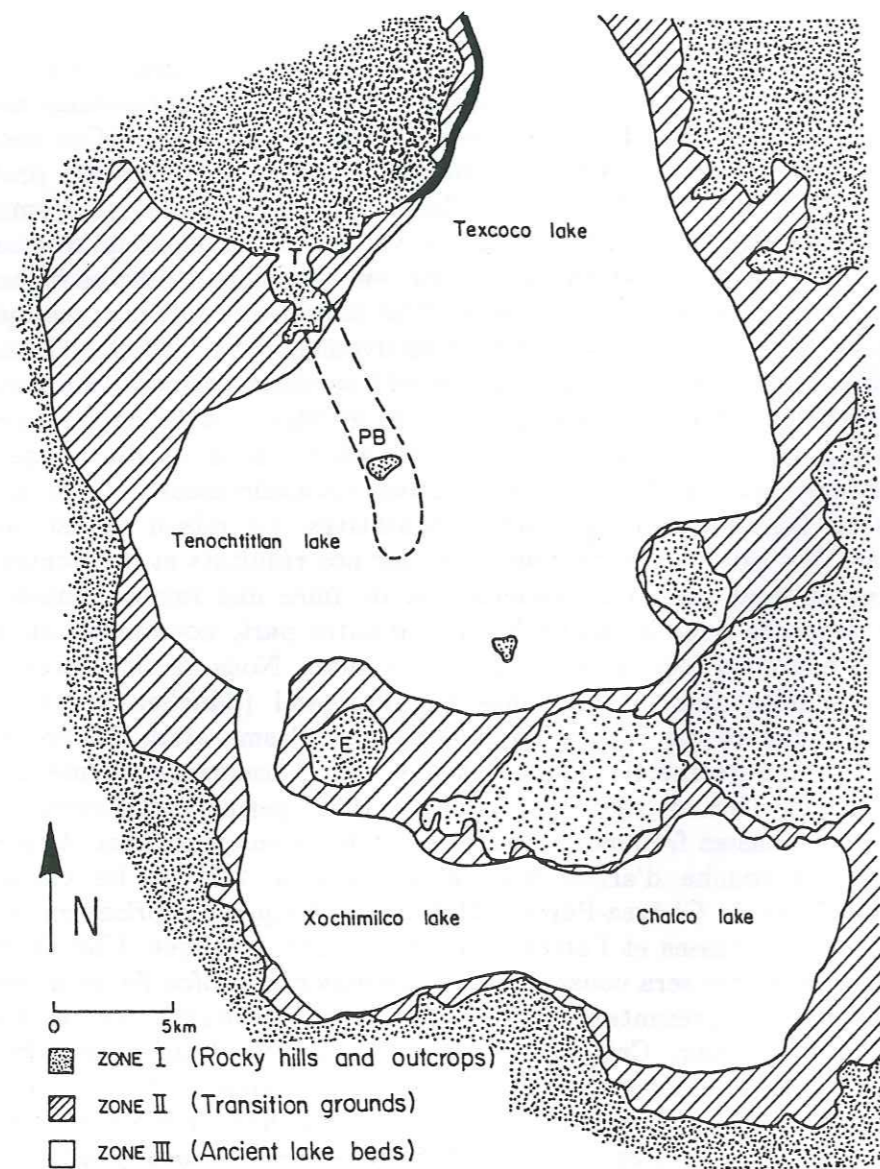


Figure 3.1. Schéma géologique de la vallée de Mexico. On différencie trois types de terrain qui correspondent à la zonification sismique de la ville: sites rocheux et volcans (zone I), la zone de transition qui comprend les dépôts des produits d'érosion des collines de la zone I (zone II), et les argiles déposées dans l'ancien lac (zone III). La ligne pointillée entre les points T et PB montre une ride enfoncée, déduite à partir des données gravimétriques et qui fermerait partiellement le bassin. Le centre ville se trouve dans l'ancien lac de Tenochtitlán. [D'après Seligman *et al.*, 1989].

ondes P , subirait une conversion $S-P$ aux bords du lac. Les ondes P se réfléchissant totalement donneraient un "pattern" fonction de la géométrie de la couche d'argile sur le plan. Ils proposent d'expliquer la distribution des dégâts observés comme le reflet de la distribution de nœuds et ventres de cette résonance d'ondes P se propageant horizontalement, pour une combinaison des modes proches de la fatidique période de 2 s. La Figure 3.2 montre une superposition de sept formes modales calculées pour la partie correspondante au centre de la ville pour des périodes comprises entre 1,88 s et 2,2 s.

Voilà pour le modèle. Passons maintenant aux remarques que nous pouvons formuler à son sujet. Parmi les atouts de ce modèle se trouve l'idée de considérer des dimensions qui sont souvent ignorées. En effet, il s'agit du seul modèle, à notre connaissance, qui ait considéré la forme géographique de la couche d'argile. Ceci a son importance quand on se rappelle que la vallée de Mexico n'est pas du tout une structure cylindrique (Figure 3.1). Nous ne pouvons qu'être d'accord avec l'observation de Novaro *et al.* (1990), il s'agit d'un modèle qui pourrait compléter avantageusement d'autres approches. Tel qu'il est présenté cependant, ce modèle comporte des limitations très fortes, que l'on va mentionner ci-après. On sait qu'un train d'ondes incident du demi-espace traversera des milieux non homogènes. Il est raisonnable de penser, étant donné la séquence d'événements géologiques qui a formé le bassin de Mexico, que les hétérogénéités verticales seront plus importantes, ou au moins aussi importantes, que les hétérogénéités latérales. On doit donc avoir un certain gradient de vitesses dans les sédiments profonds à Mexico qui obligerait les ondes incidentes à se redresser en s'approchant de la surface libre. En supposant que l'incidence sous la couche d'argile ne soit pas verticale mais proche de l'angle critique, on peut espérer effectivement des effets exceptionnels: des amplifications dans le cas SV 4 fois supérieures au cas SH pour le même modèle 1-D (Aki, 1988) et une conversion $S-P$ très énergétique (Aki et Richards, 1980). Ces phénomènes sont cependant limités à un domaine étroit de l'angle d'incidence et sont très affectés par l'atténuation. D'autre part, il est difficile d'imaginer des ondes P , donc ondes de volume, se propageant dans la couche d'argile sans atténuation et sans être affectées ni par la surface libre, ni par des éventuelles et, on l'a vu dans la Partie 1, très réelles hétérogénéités latérales au sein même de la couche d'argile. Finalement, comment expliquer la réflexion totale de ces ondes de volume aux bords de l'argile sachant qu'il ne s'agit pas d'une interface parfaitement verticale entre un milieu élastique et un milieu rigide, mais plutôt d'une transition graduelle dans la qualité et la sélection des matériaux qui passent progressivement d'argiles à des argiles sableuses, puis à des sables argileux et enfin à des sédiments plus résistants. Nous nous arrêtons là. Dans le paragraphe 3.2, nous présenterons des calculs pour un modèle à grande échelle incluant la couche d'argile. Nous en profiterons pour regarder explicitement le comportement sous incidence d'ondes S des ondes générées dans la couche d'argile. En conclusion, il est de notre avis qu'il est certainement intéressant de regarder les effets de la



Figure 3.2. Figure 9 de Seligman *et al.* (1989). Distribution des amplitudes maximales du mouvement résultant de la superposition de sept formes modales calculées pour la partie correspondante au lac de Tenochtitlán montré dans la figure précédente. Les modes de résonance du bassin pour des périodes comprises entre 1,88 et 2,2 s ont été calculés en supposant un demi-espace rigide. Nous lui avons superposé la Figure 5 de Seligman *et al.* (1989) avec la distribution des dégâts à Mexico pour les séismes de septembre 1985. Chaque point correspond à un bâtiment écroulé ou gravement endommagé. Dans la zone hachurée, un certain nombre de structures entre un et deux étages ont subi des dégâts importants.

forme géographique du bassin, qu'il est très tentant de regarder les arrivées tardives monochromatiques dans les accélérogrammes comme une évidence de résonance de quelque chose, ou de deux résonances à fréquences proches, mais que la réponse que donne ce modèle ne suffit pas. Contrairement à Seligman *et al.* (1989), nous ne trouvons pas une bonne corrélation entre les ventres de leur superposition de formes modales et la distribution des dégâts (Figure 5 de Seligman *et al.*, 1989) que nous avons superposé sur la Figure 3.2.

3.1.2 La méthode des éléments de frontière et nombre d'onde discret

Un modèle 2-D plus "classique", appliqué explicitement à la vallée de Mexico, est celui présenté par Kawase et Aki (1989). La méthode utilisée est une version modifiée du Discrete Wavenumber Boundary Element Method (DWBEM) introduite par Kawase (1988). D'après le nom de la méthode, fort adéquat, il s'agit d'un mariage entre la méthode classique Boundary Element Method, ou Boundary Integral Element Method, (Wong et Jennings, 1975; Brebbia, 1978) et la méthode du Discrete Wavenumber (par exemple, Bouchon et Aki, 1977; Campillo, 1986). Comme il est expliqué dans Kawase (1988), ceci permet, en supposant la périodicité du milieu, de ramener des intégrales dans le domaine du nombre d'onde à des sommes infinies, où il est possible de calculer analytiquement les variations de la fonction de Green le long de chaque élément de frontière, diminuant considérablement le coût du calcul. Kawase et Aki (1989) rajoutent encore des modifications à la méthode en isolant les termes de la fonction de Green qu'on peut traiter analytiquement et réduire encore les besoins en calcul, qui néanmoins demeurent très considérables pour le cas du mouvement dans le plan, si considérables que les auteurs se sont restreints à des modèles assez simples. Ils considèrent deux cas: un bassin homogène et un bassin qui inclut, sur une partie de sa largeur, une couche superficielle à faible vitesse. La Figure 3.3 montre le deuxième de ces modèles, sur lequel nous axerons la discussion.

La Figure 3.4 montre la réponse du modèle obtenue pour incidence verticale d'ondes *SH*. Le signal source est un pulse de Ricker centré sur 0,25 Hz, fréquence de résonance de la couche lente superficielle. La structure à grande échelle génère des ondes superficielles (nécessairement des ondes de Love), qui en arrivant sur la couche superficielle, sont amplifiées considérablement en même temps que leur vitesse de propagation diminue fortement. Les sismogrammes sur la couche superficielle montrent deux phases distinctes: la résonance verticale des ondes incidentes et les réflexions multiples des ondes de surface sur les bords de la couche superficielle. La durée du signal en surface en est considérablement augmentée. Les résultats pour l'incidence des ondes *SV* sont montrés sur la Figure 3.5 et sont qualitativement similaires à ceux pour les ondes *SH*. On

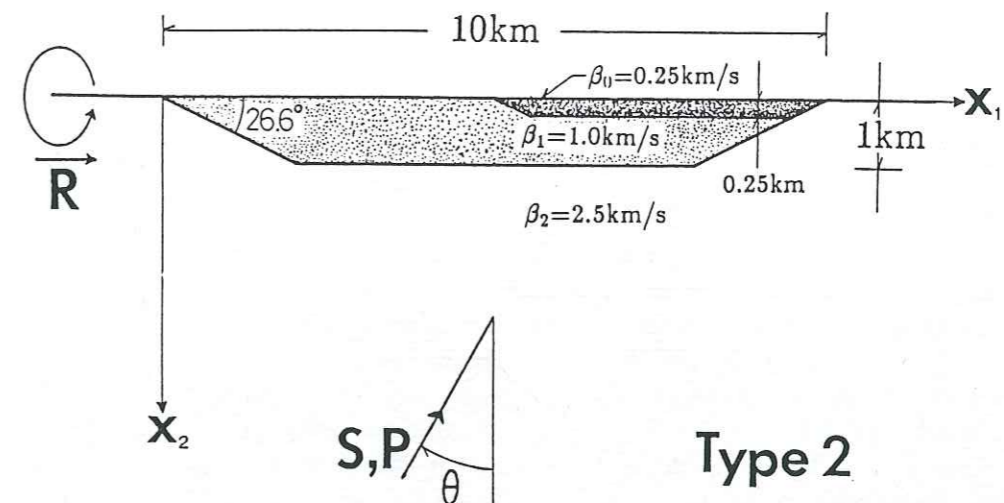


Figure 3.3. Modèle proposé par Kawase et Aki (1989) pour la vallée de Mexico. Tous les paramètres du modèle sont montrés sur la figure car il n'y a pas de contraste en densité et l'atténuation matérielle n'est pas prise en compte.

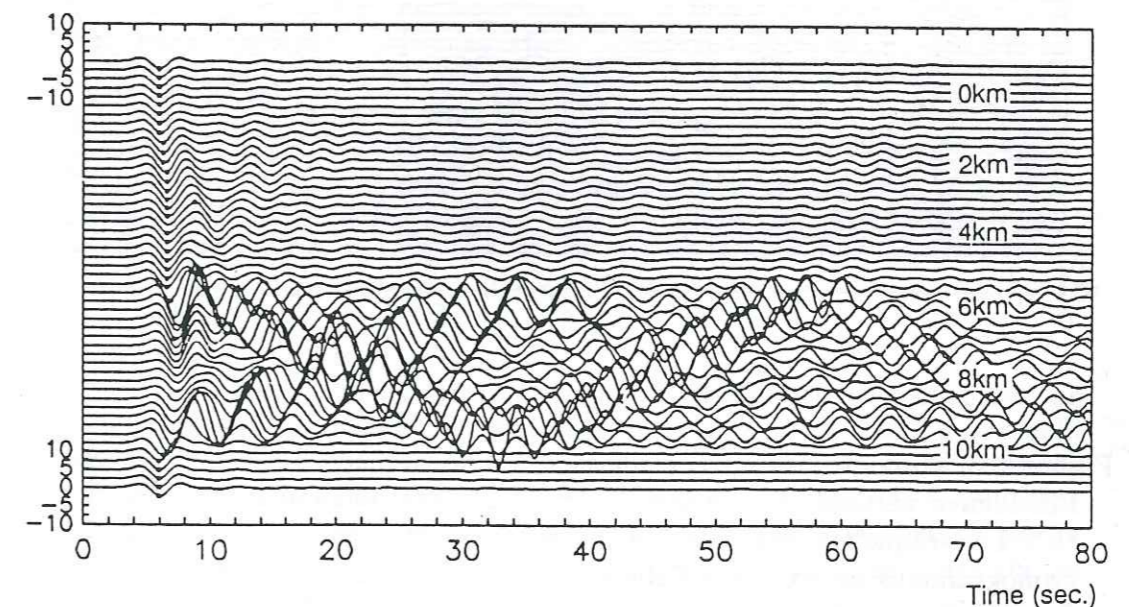


Figure 3.4. Réponse du modèle montré sur la figure précédente pour l'incidence verticale des ondes *SH* en forme de pulse de Ricker de période centrale 4 s. L'onde de Love arrive à l'extrémité droite du bassin 25 s après l'arrivée directe. On peut noter l'asymétrie de la propagation dans la couche à faible vitesse. [D'après Kawase et Aki, 1989].

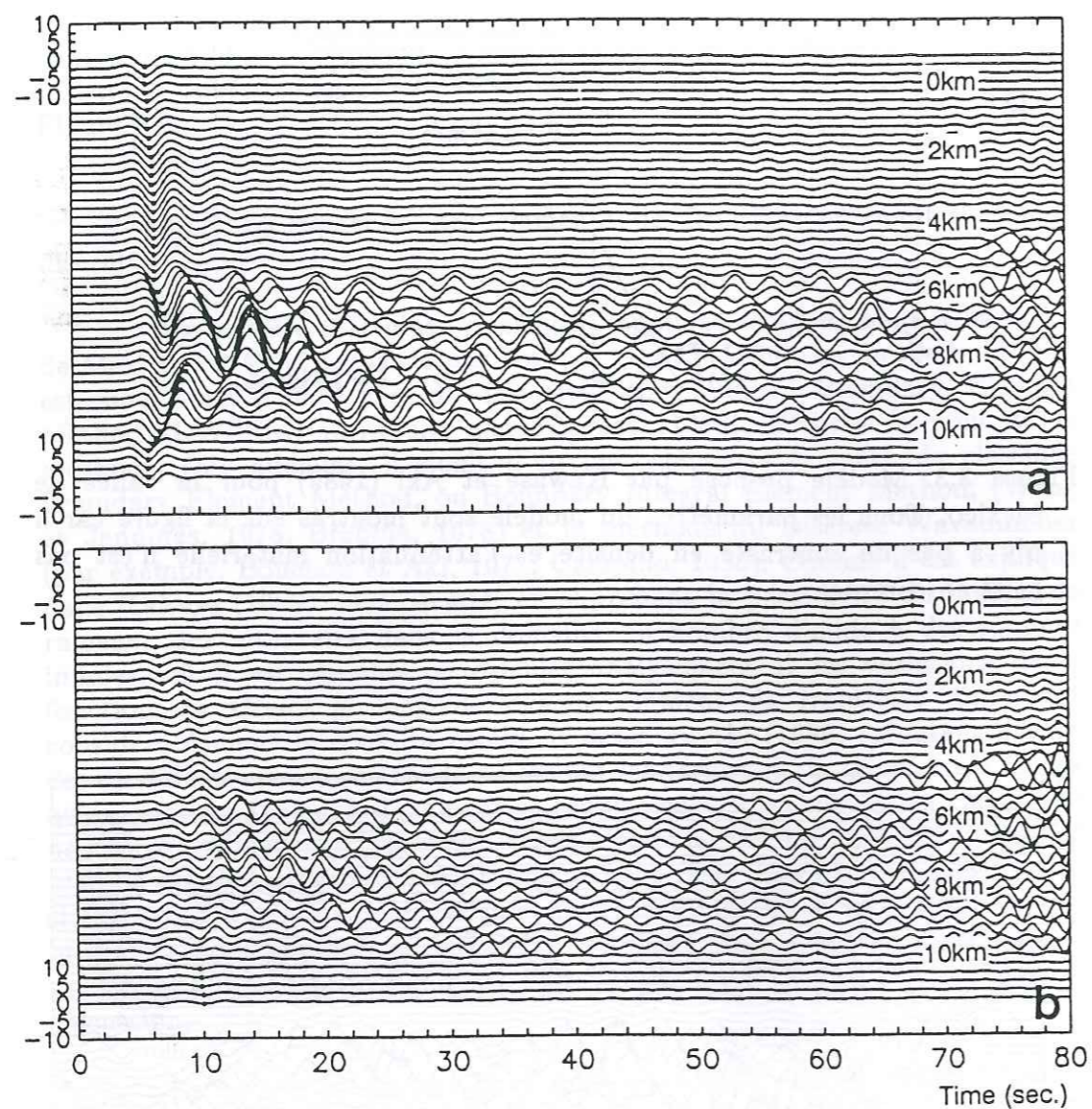


Figure 3.5. Réponse en surface du modèle montré sur la Figure 3.3 pour l'incidence verticale des ondes SV: déplacement horizontal (a) et vertical (b). La fréquence centrale du pulse de Ricker est de 0,25 Hz. Les sismogrammes ne sont pas fiables après 50 s car ils sont contaminés par des arrivées provenant des structures fictives voisines. [D'après Kawase et Aki, 1989].

retrouve la génération des ondes de surface par la structure profonde (de Rayleigh cette fois), qui en arrivant sur la couche superficielle sont amplifiées et piégées. Pour la fréquence du pulse de Ricker choisi, seul est excité le mode fondamental des ondes de surface. Pour ce mode, les vitesses (aussi bien de phase que de groupe) des ondes de Rayleigh sont plus élevées que celles des ondes de Love, ce qui donne sur les sismogrammes des groupes d'ondes moins nettes. L'effet est cependant le même, une croissance considérable de la durée sur la couche superficielle.

En résumé, la proposition de Kawase et Aki (1989) pour expliquer la durée du mouvement à Mexico est donc la génération des ondes de surface par la structure profonde de la vallée et l'amplification et le piégeage de ces ondes par une couche superficielle à faible vitesse. Les objections qu'on peut formuler sont déjà signalées par Kawase et Aki (1989) eux mêmes. Celles que nous considérons les plus importantes concernent le modèle. D'une part, les milieux sont considérés parfaitement élastiques, sans aucune atténuation matérielle. D'autre part, la vitesse et l'épaisseur qu'ils considèrent pour la couche lente en surface ne correspondent pas, et de loin, aux propriétés de la couche d'argile à Mexico. En ce qui concerne la première objection, nous nous référons à Bard *et al.* (1988) où il est montré dans le cas de Mexico, l'effet radical de l'atténuation dans la propagation d'ondes dans l'argile. Nous ne sommes pas d'accord avec Kawase et Aki (1989) sur le fait qu'un coefficient d'amortissement de 1 ou 2 pour cent ($Q = 50$ ou 25) soit un amortissement faible. Nous ne sommes pas d'accord avec eux non plus quand ils pensent que le fait de négliger l'atténuation serait contrebalancé par le fait de prendre une vitesse plus élevée pour la couche superficielle. Ce qui nous conduit à faire des objections sur les propriétés mécaniques qu'ils ont choisi. Ils proposent que, en considérant une vitesse de 250 m/s pour la couche superficielle (nécessaire pour maintenir le coût du calcul dans des limites raisonnables, à l'échelle de leur ordinateur, un CRAY X-MP) ils sous-estiment les effets qu'on peut espérer avec une couche plus réaliste, d'une vitesse inférieure à 100 m/s. Nous pensons qu'une vitesse plus réaliste pour la couche d'argile n'affectera pas seulement l'amplification et la durée des ondes superficielles, mais aussi leur dispersion. Dans le paragraphe 3.2 nous reviendrons sur ce point dans la discussion de nos résultats.

Nos observations finales sur leurs résultats sont les suivantes. Le modèle présenté par Kawase et Aki (1989) est très intéressant parce qu'il considère l'incidence d'ondes de surface, chose impossible pour la méthode d'Aki-Larner. Cependant, dans cet article Kawase et Aki ne considèrent qu'incidence d'ondes de volume et conversion en ondes de surface par le biais de la structure profonde. Ceci est en accord avec les résultats de Campillo *et al.* (1988), sur lesquels nous reviendrons dans le paragraphe suivant. Ils proposent d'expliquer la durée du mouvement à Mexico comme l'effet d'ondes de surface amplifiées par l'interaction entre la couche superficielle et la structure profonde. Les résultats montrés par Bard *et al.*

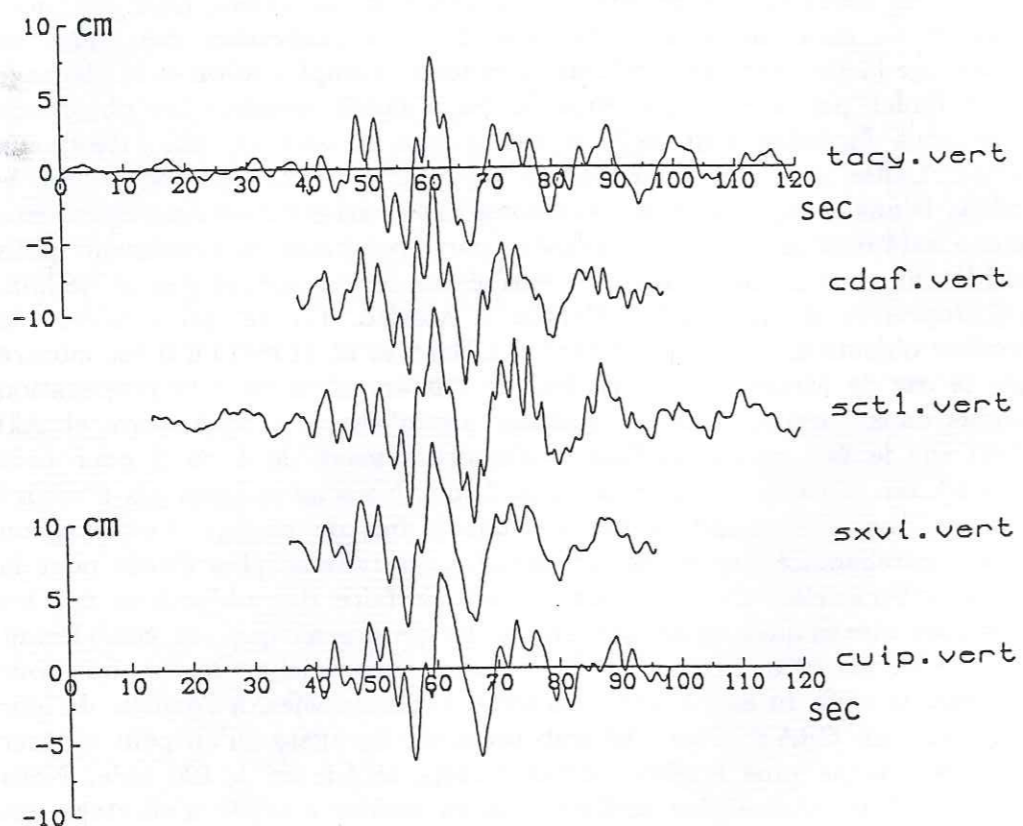


Figure 3.6. Déplacements verticaux intégrés à partir des accélérogrammes observés pour le séisme du 19 septembre 1985 en cinq sites à Mexico. TACY et CUIP sont situés sur le rocher, SXVI sur la zone de transition et CDFA et SCT1 sur la zone du lac. Les signaux ont été décalés arbitrairement pour les aligner. [D'après Campillo *et al.*, 1988].

(1988) montrent que ce n'est pas le cas ni au centre de la vallée ni sur les bords. Nous sommes tout à fait d'accord avec eux pour considérer qu'une simulation réaliste de la vallée de Mexico est rendue très difficile aussi bien par l'extension latérale de la vallée (de l'ordre de 10 km) que par le contraste de vitesses, trop élevé (40 m/s en surface et 2500 m/s en profondeur). Nous sommes aussi d'accord dans leur observation que, une simulation correcte de la réponse du sol à Mexico requiert absolument une information non seulement sur les propriétés mécaniques des matériaux mais aussi sur la géométrie des différentes interfaces.

3.1.3 Considérations sur le champ d'onde incident

Ce paragraphe est consacré aux résultats de Campillo *et al.* (1988), référencé comme I par la suite. C'est peut être un peu surprenant en tenant compte du fait que dans leur article il est peu question des effets de site et beaucoup de l'analyse du champ d'ondes incident en 1985 à partir des données accélérométriques. Ce paragraphe est inclus ici pour nous permettre de rappeler certaines de leurs conclusions qui nous seront utiles par la suite.

L'observation centrale de I, dont il a déjà été question dans la première partie de ce travail, est l'étonnante similarité entre les composantes verticales des accélérations observées à Mexico, indépendamment de la zone sur laquelle se trouve l'accéléromètre, étonnante au vu des variations des composantes horizontales. La Figure 3.6 montre les déplacements verticaux, avec un déphasage arbitraire, calculés pour 5 stations par I. On observe que l'énergie est concentrée en deux groupes d'ondes, un avec une période de 12 s et un autre centré autour de 3 s. Une analyse de phase permet d'établir que la direction dans laquelle le retard augmente, est cohérente avec la direction épiscopentrale pour les cinq stations considérées, ce qui implique que ces arrivées proviennent de la source. I interprète le groupe d'ondes de période 3 s comme étant la phase L_g . Leur conclusion est donc que le champ incident à Mexico lors du séisme de 1985 avait une composante L_g très énergétique autour des 3 s. Cette période fut encore amplifiée par la réponse de site dans les composantes horizontales du mouvement et ressentie particulièrement par les structures dont la période fondamentale était proche.

Une dernière partie de l'analyse de I est la réponse d'une vallée homogène, très similaire à celle étudiée dans le paragraphe 3.2. Ils ont comparé la réponse d'une croûte stratifiée sans et avec la présence d'un bassin sédimentaire homogène, et ce pour différentes distances d'une source ponctuelle d'ondes SH . Nous signalons deux de leurs résultats: 1) la présence de la vallée amplifie et prolonge le mouvement en surface, avec la génération d'ondes de surface; 2) la réponse de la vallée varie très peu pour des distances à la source comprises entre 100 et 300 km. Dans leur modèle, l'excitation est donnée par des ondes L_g , qui peuvent être considérées

localement comme une superposition d'ondes planes se propageant dans plusieurs directions. Les résultats qu'ils obtiennent pour ce champ incident sont très proches de la réponse calculée pour la même vallée sur un demi-espace homogène sous incidence d'ondes planes SH , pour des angles d'incidence entre 0 et 40° par rapport à la verticale, ce qui est pour nous la conclusion la plus importante. En effet, dans la suite de ce travail nous présenterons des résultats pour notre modèle à grande échelle. Nous nous sommes limités à considérer l'incidence d'ondes de volume, SH et SV . Les résultats de I nous permettent de faire le lien avec le cas réel: si, en 1985, le champ incident à Mexico était composé d'ondes L_g , et si la réponse de la structure à grande échelle de la vallée pour incidence d'ondes L_g est similaire à celle pour l'incidence d'ondes SH , les résultats que nous obtiendrons sur la réponse à Mexico seront significatives pour le cas de séismes provenant de la zone de subduction. Nous pouvons donc passer avec un certain degré de confiance au paragraphe suivant.

3.2 Résultats obtenus avec la méthode d'Aki-Larner

Les paragraphes précédents ont présenté rapidement les résultats que d'autres groupes de travail ont obtenu pour le cas de Mexico. Nous présenterons maintenant des résultats obtenus au sein de notre laboratoire pour un modèle à grande échelle. Les calculs ont été réalisés avec la méthode d'Aki-Larner. Pourquoi cette méthode? Sans vouloir en faire l'apologie, il s'agit de la méthode qui a permis de s'approcher le plus des conditions extrêmes demandées par la modélisation de la vallée de Mexico. Ces conditions sont de deux types: la dimension de la vallée et le contraste de vitesse entre la couche d'argile et son substratum. La première empêche notamment l'utilisation des méthodes de différences finies ou éléments finis, la deuxième bloque des méthodes telles que DWN ou DWBIEM. La combinaison des deux rend impossible l'utilisation des fonctions sources en déplacement telles qu'elles sont utilisées dans Sánchez-Sesma *et al.* (1982) et Bravo *et al.* (1986). Nous avons déjà mentionné, par exemple, que Kawase et Aki (1989) n'ont pas pu prendre une vitesse pour la couche superficielle inférieure à 250 m/s ou que Campillo *et al.* (1988) se sont limités au cas d'une vallée homogène. Ces limitations cependant dépendent fortement du matériel informatique. Dans un proche avenir, des ordinateurs plus petits, dont la puissance de calcul est comparable à celle des super-ordinateurs, permettront de repousser les limites actuelles de ces méthodes. Nous reprendrons ici les observations principales présentées par Bard *et al.* (1988), référencé désormais comme I, pour le cas d'incidence d'ondes SH et nous ajouterons des résultats, plus récents, pour l'incidence d'ondes SV .

Tout d'abord quelques remarques sur la méthode d'Aki-Larner. En effet, dans cette deuxième partie du travail nous l'utiliserons beaucoup, particulièrement sous la forme présentée par Bard et Gariel (1986). Nous ne

reprendrons pas sa formulation qui a été décrite en détail dans d'autres travaux (par exemple, Larner, 1970; Aki et Larner, 1970; Bouchon 1973; Bard, 1983). Par contre, il n'est peut-être pas inutile de rappeler ses principales limitations. Cette méthode repose sur la représentation des champs diffractés par une superposition d'ondes planes. Si l'on considère par exemple une interface irrégulière entre un demi-espace et une couche sédimentaire, le champ dans la couche sera obtenu par la somme des contributions d'ondes planes homogènes et inhomogènes se propageant dans toutes les directions. Dans le demi-espace, par contre, la représentation du champ de déplacement est formée par la contribution du champ libre (champ de déplacement en l'absence d'irrégularités) et une sommation d'ondes planes homogènes et inhomogènes se propageant vers le bas. Étendre la sommation aux ondes se propageant vers le haut violerait la condition de radiation à l'infini. Le fait de n'inclure explicitement aucune onde diffractée se propageant localement vers le haut (le *Rayleigh ansatz*) a été souvent invoqué pour expliquer les fortes erreurs qu'on obtient dès que les pentes dans le modèle deviennent supérieures à 40 ou 45°. Il est intéressant que, d'un point de vue théorique, Sánchez-Sesma *et al.* (1989b) montrent que les ondes diffractées vers le haut dans le demi-espace sont implicitement dans la formulation et peuvent être retrouvées par une superposition d'ondes inhomogènes. D'un point de vue pratique cela ne change rien car la représentation d'ondes homogènes comme une superposition d'ondes inhomogènes est d'une convergence extrêmement lente, ce qui pose des problèmes numériques insurmontables. Nous resterons donc avec la limitation à des pentes relativement faibles, d'incidence proche de la verticale et de fréquences pas trop élevées. D'autres sources d'erreur dans la méthode d'Aki-Larner sont: la périodicité de la structure, nécessaire pour ramener les intégrales dans le domaine du nombre d'onde à des sommations discrètes (d'où son rapport très proche avec la méthode dite du Discrete Wavenumber); et la troncature des sommes infinies qui résultent des intégrales infinies, ce qui conduit à ignorer toutes les ondes se propageant avec un nombre d'onde horizontal supérieur à une certaine valeur fixée d'avance. Nous garderons les critères décrits dans Bard (1983) en ce qui concerne les choix de longueur de périodicité et indice de troncature. Nous considérons que la fiabilité de la méthode n'est plus à démontrer (par exemple, Bard et Bouchon, 1980a et b; Bard et Bouchon, 1985; Bard et Gariel, 1986; Bard et Tucker, 1985) et nous nous sommes contentés de vérifier à tout moment que les paramètres du modèle ne forçaient pas trop la méthode ainsi que la cohérence interne des résultats. Suivant la démarche de I, nous présenterons d'abord les résultats pour la vallée sans la couche d'argile pour ensuite passer au modèle complet en incluant cette couche en surface.

3.2.1. La vallée sans l'argile

Le modèle considéré, montré sur la Figure 3.7, est

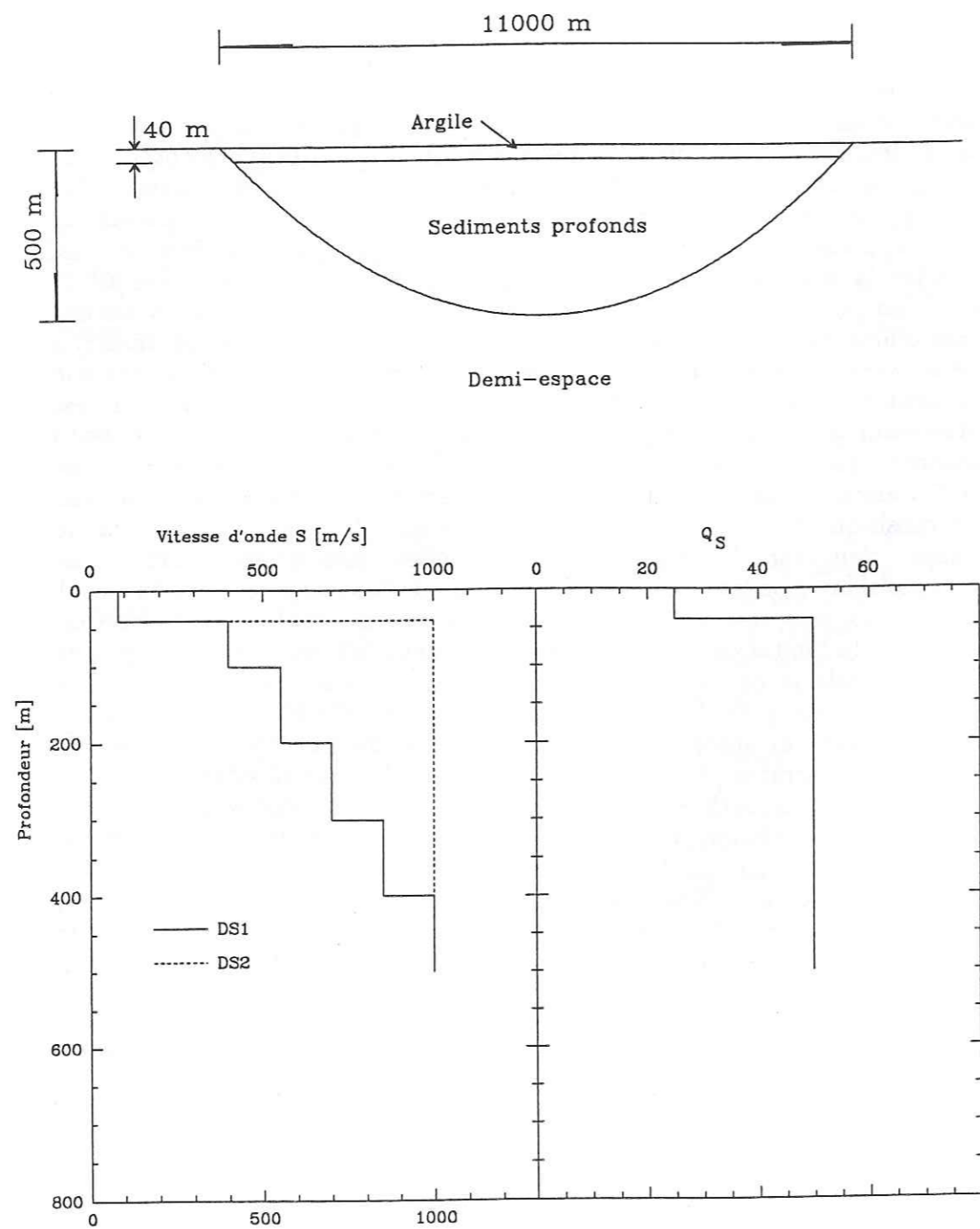


Figure 3.7. Modèle à grande échelle de la vallée de Mexico. Deux modèles de vitesse pour les sédiments profonds ont été considérés: homogène (DS2) et à gradient de vitesse (DS1). La vitesse de la couche d'argile reste fixée à 80 m/s.

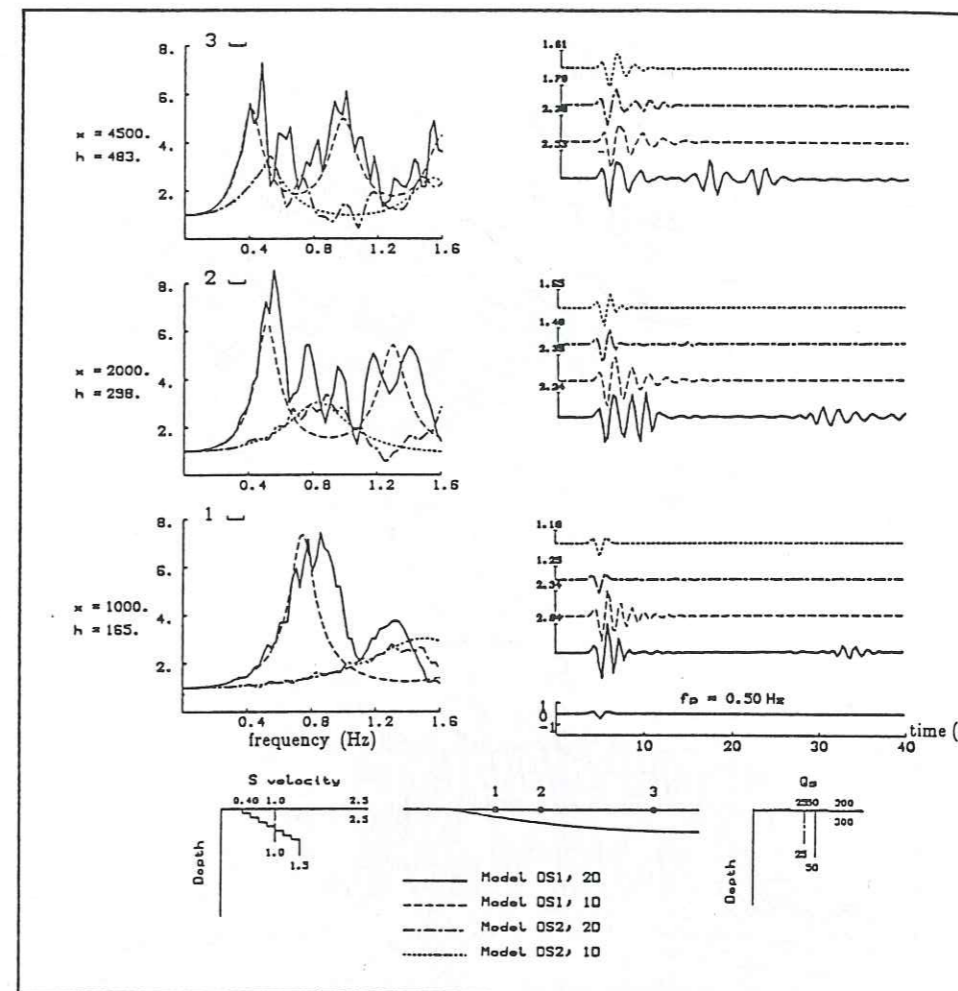


Figure 3.8. Résumé des résultats pour l'incidence des ondes *SH* dans le modèle de la figure précédente sans la couche d'argile, deux modèles de vitesses (DS1 et DS2) et 2-D et 1-D. A gauche: fonctions de transfert à trois points sur la surface. Elles ont été lissées avec une fenêtre triangulaire mobile de 0,1 Hz de largeur (indiqué en haut à gauche de chaque figure). A droite: sismogrammes synthétiques pour les mêmes trois points, L'onde incidente est un Ricker centré à 0,5 Hz. L'épaisseur locale de sédiments ainsi que la distance au bord de la vallée sont données pour chaque point. [D'après Bard *et al.*, 1988].

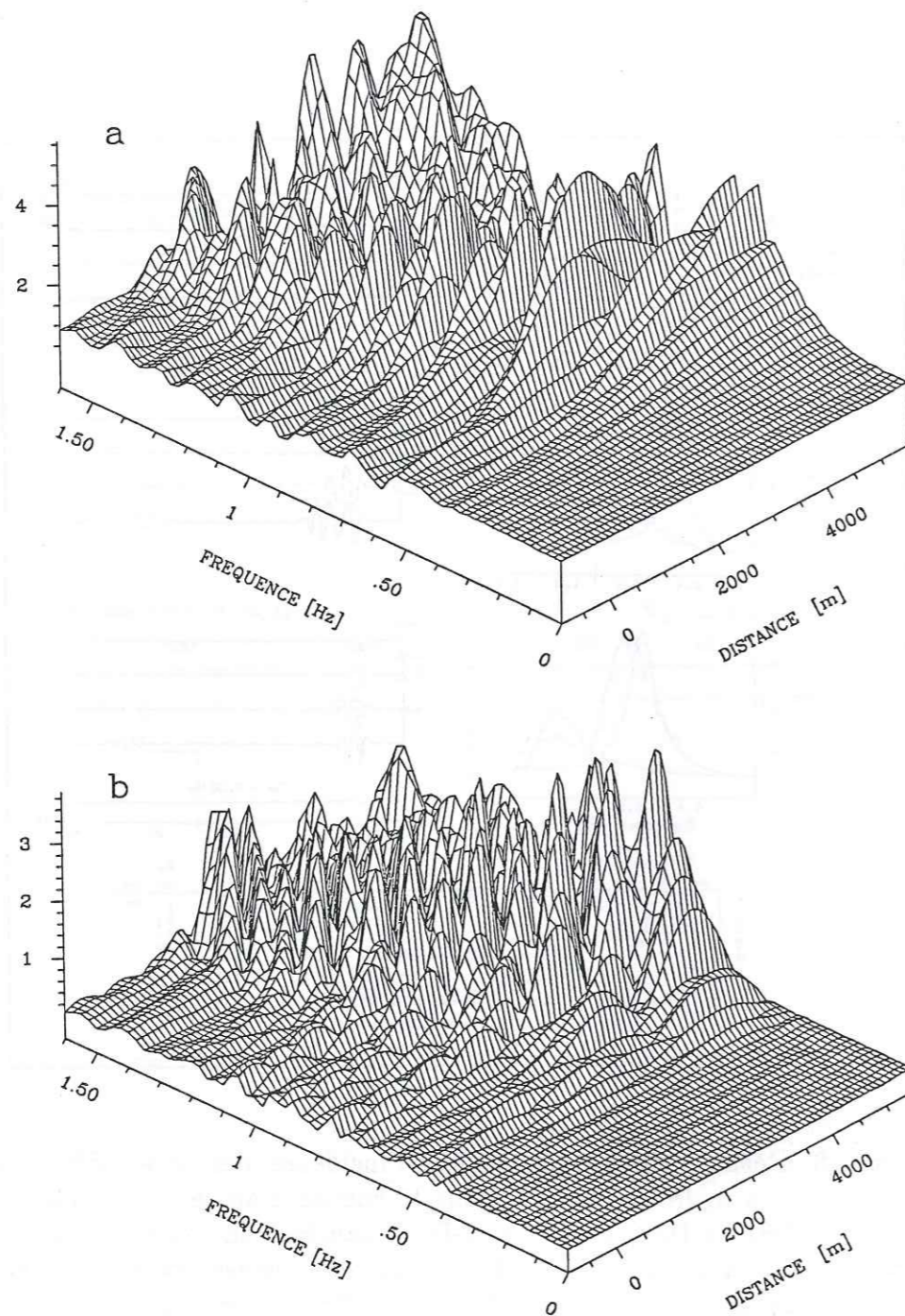


Figure 3.9. Fonctions de transfert obtenues pour la vallée de la Figure 3.7 (sans la couche d'argile) et l'incidence des ondes *SV*. Le modèle de vitesses est DS2. Seule la moitié du profil est montrée en raison de sa symétrie. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

géométriquement très simple. Les raisons de ce choix ont été déjà présentées par I. Dans ce paragraphe nous ferons abstraction de la couche d'argile montrée sur la Figure 3.7. La vallée est modélisée avec une parabole de 11 km de largeur et 500 m de profondeur maximale. Deux lois de vitesse pour les sédiments profonds sont envisagées. La première est une vallée homogène avec les propriétés suivantes (modèle DS2, Figure 3.7):

$$\beta = 1000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}, \quad \rho = 1,8 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}, \quad \alpha = 1500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}, \\ \nu = 0,1, \quad Q_S = 50, \quad Q_P = 200.$$

Les propriétés du demi-espace sont:

$$\beta = 2530 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}, \quad \rho = 2,67 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}, \quad \alpha = 4382 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}, \\ \nu = 0,25, \quad Q_S = 300, \quad Q_P = 500.$$

La deuxième loi de vitesse (DS1, Figure 3.7) est un gradient à l'intérieur de la vallée allant de 400 m/s en surface jusqu'à 1000 m/s en profondeur. La densité subit aussi un gradient de $1,8 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ en surface jusqu'à $2,0 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ en profondeur, par paliers de $0,05 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. La vitesse d'ondes *P* dans la vallée est gardée toujours à 1500 m/s car la nappe fréatique se trouve en surface. On prend donc la vitesse des ondes *P* égale à celle des ondes de pression dans de l'eau. En profondeur, une vitesse d'ondes *S* de 1000 m/s et d'ondes *P* de 1500 m/s correspond à un coefficient de Poisson de 0,1. Les résultats pour l'incidence des ondes *SH* sont montrés sur la Figure 4 de I (notre Figure 3.8) où on compare les deux lois de vitesse et les modèles 1-D et 2-D. Une première observation très importante est que les sédiments profonds sont à l'origine d'une amplification significative du mouvement (allant jusqu'à un facteur 8 en fréquence pour le modèle DS1) dans la bande de fréquences critique pour Mexico, de 0,3 à 1,5 Hz. Dans le domaine du temps cette amplification se traduit à la fois par la résonance de l'arrivée directe et par la génération sur le bord de la vallée des ondes de Love qui arrivent au récepteur situé au centre de la vallée entre 20 et 30 s après l'arrivée directe.

Les fonctions de transfert obtenues pour le modèle DS2 et l'incidence des ondes *SV* sont montrées sur la Figure 3.9. Nous observons aussi une amplification significative, avec des amplitudes comparables dans les deux composantes du mouvement (la valeur de champ libre pour la composante horizontale étant 1 et pour la composante verticale 0). Nous observons que l'amplification maximale atteint un facteur 5, tandis que, dans le cas *SH*, elle arrivait jusqu'à 4. La variation spatiale du mouvement est aussi très significative. Sur les sismogrammes synthétiques de la Figure 3.10, nous observons les mêmes phénomènes que pour les ondes *SH*: la résonance 1-D du remplissage et la propagation d'ondes de surface dans la vallée (dans ce cas il s'agit d'ondes de Rayleigh). Nous pouvons noter qu'à partir de 25 s, les sismogrammes sont contaminés par des arrivées parasites de structures fictives voisines; c'est le lot de toute méthode reposant un tant soit peu sur

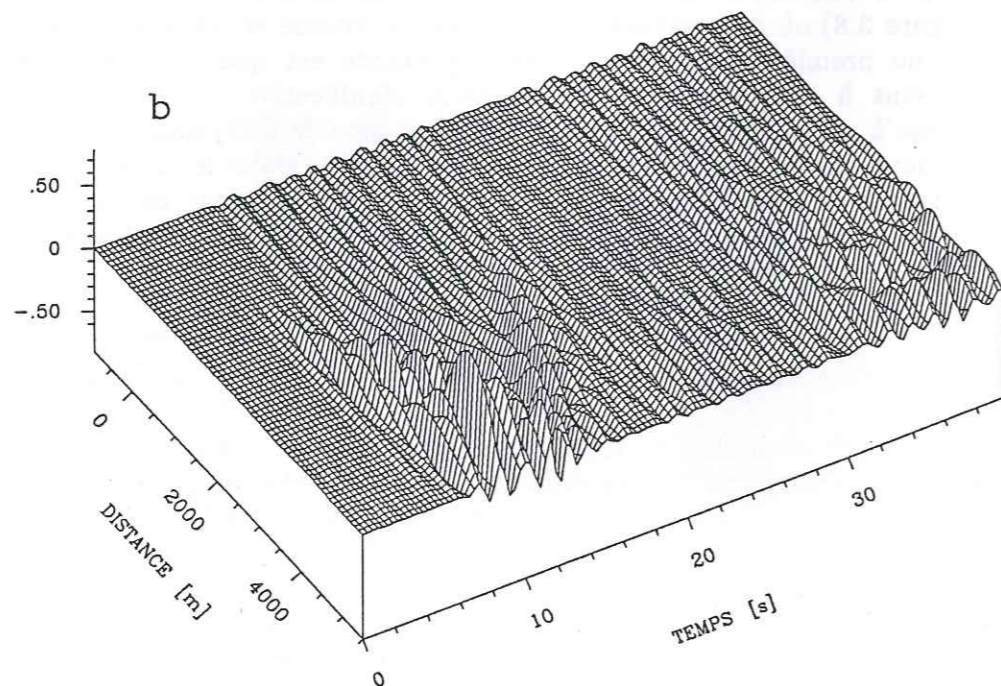
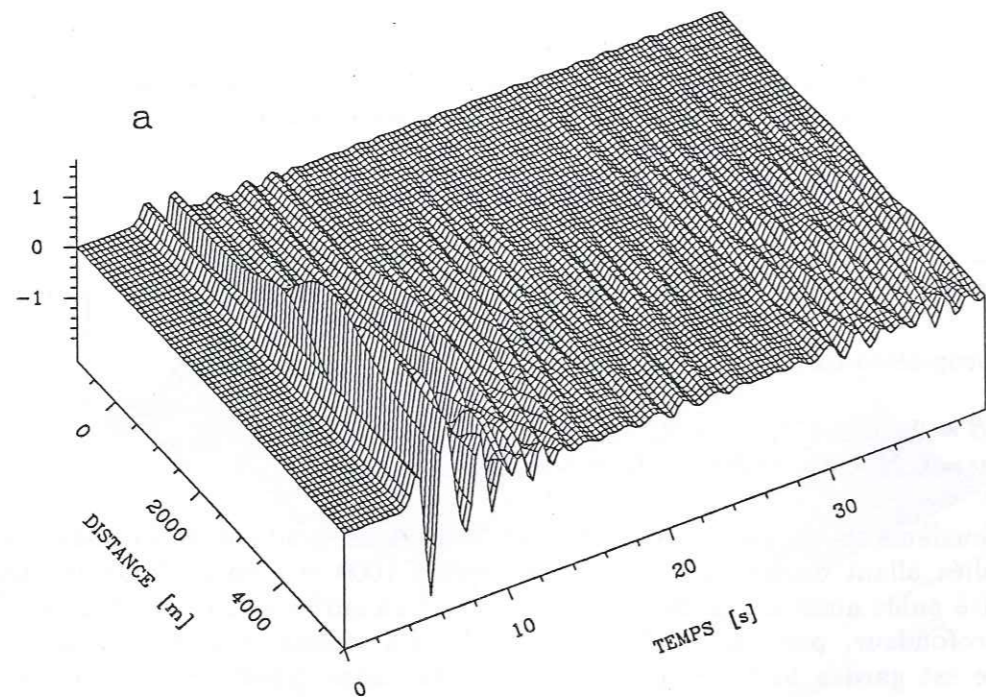


Figure 3.10. Sismogrammes synthétiques correspondant aux fonctions de transfert montrées sur la figure précédente. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale. Après environ 26 s, les sismogrammes ne sont pas fiables car ils sont contaminés par des arrivées parasites provenant des structures fictives voisines. La radiation de l'énergie vers le demi-espace en forme des ondes *P* est évident dans la composante verticale, avec comme conséquence l'atténuation de l'onde de Rayleigh.

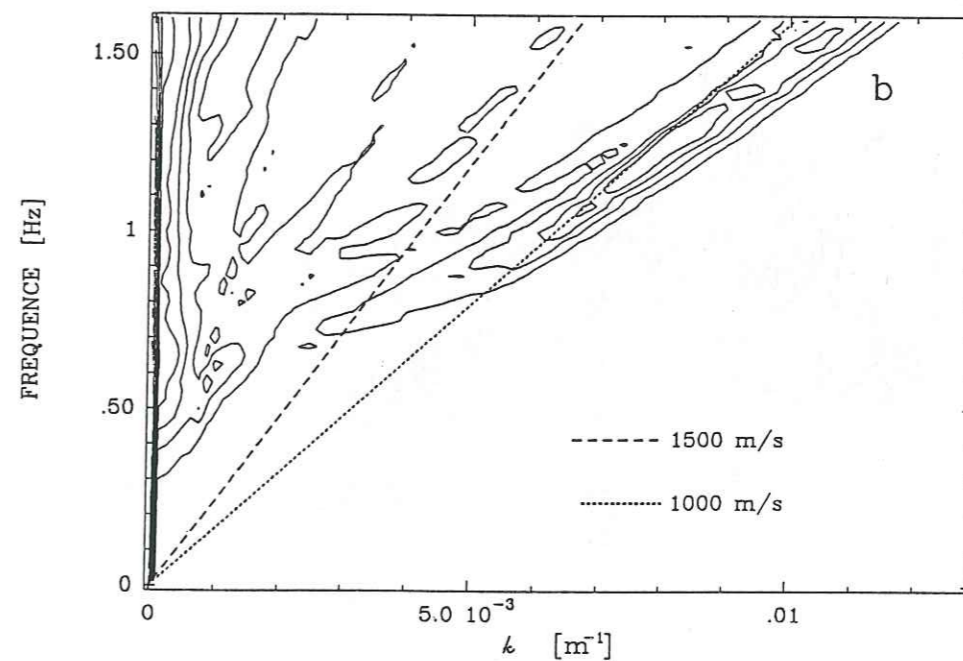
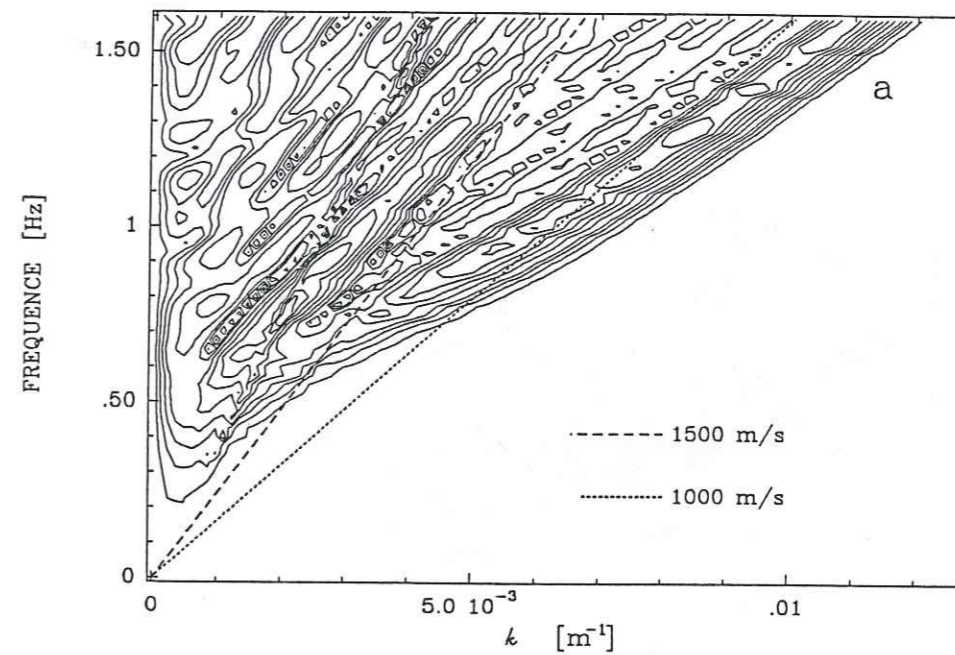


Figure 3.11. Diagrammes $f-k$ de l'amplitude des ondes descendantes dans la vallée. Les contours ont été tracés pour des valeurs de 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70 et 80% du maximum. (a) Ondes *P*. b) Ondes *S*. Nous observons beaucoup plus des ondes *P* que des ondes *S*.

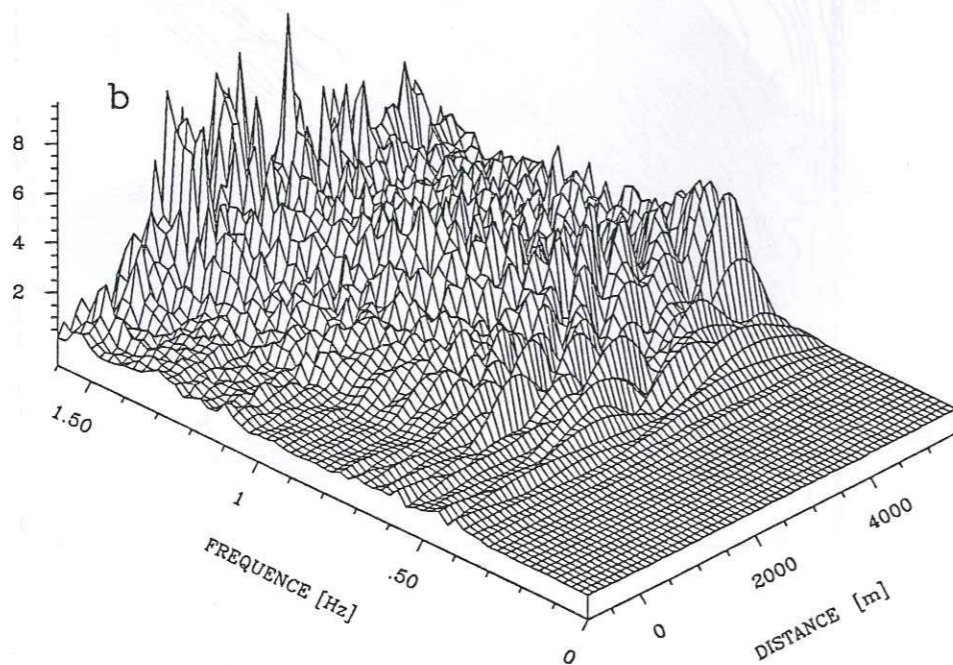
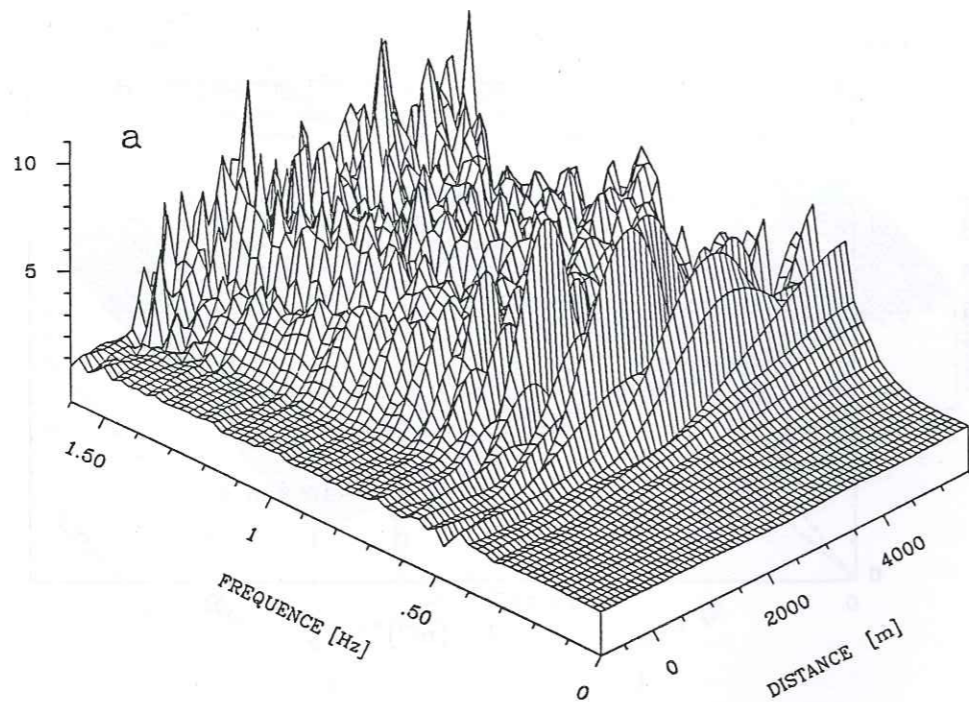


Figure 3.12. Fonctions de transfert obtenues pour la vallée de la Figure 3.7 (sans la couche d'argile) et l'incidence des ondes *SV*. Le modèle de vitesses est DS1. Seule la moitié du profil est montrée en raison de sa symétrie. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

la périodisation du milieu (par exemple, Figure 3.5). Au centre de la vallée, les ondes de surface prolongent la durée du mouvement, mais du fait de leur plus grande vitesse de propagation relativement au cas *SH*, cette augmentation de durée est moindre dans le cas *SV*. Il est intéressant de noter qu'une partie considérable de l'énergie s'échappe en forme d'ondes *P* (la vitesse apparente de ces ondes sur la Figure 3.10 est comprise entre 2800 et 5000 m/s) de la vallée vers le demi-espace, ce qui atténue fortement la réflexion de l'onde de Rayleigh sur le bord de la vallée. La distribution de ces ondes dans le plan $f-k$ est présentée sur la Figure 3.11, dans deux diagrammes qui montrent les contours d'amplitude des ondes descendantes *P* et *S* à l'intérieur du remplissage. Nous observons clairement les composantes *P* et *S* de l'onde de Rayleigh qui se propage avec une vitesse de phase un peu inférieure à la vitesse des ondes *S*, comme il se doit. Le diagramme des ondes *P* fait apparaître aussi un nombre considérable d'autres ondes, dont certaines montrent clairement un caractère dispersif. Du fait qu'elles n'apparaissent que sur le diagramme d'ondes *P* et parce que leur vitesse de propagation est très élevée, nous les interprétons comme ondes *P*, homogènes et inhomogènes, précisément celles qui amènent l'énergie hors de la vallée.

Passons maintenant aux résultats pour l'incidence *SV* et le modèle DS1, pour lequel nous attendons des effets encore plus importants. La Figure 3.12 montre les fonctions de transfert obtenues dans ce cas. Nous observons que, d'une part, le caractère du mouvement est similaire au cas DS2, avec toutefois plus de pics du fait que la complexité du modèle ajoute des fréquences de résonance partout dans la vallée. D'autre part, l'amplitude maximale du mouvement horizontal est doublée par rapport au cas DS2, et ceci dans les deux composantes du mouvement. L'amplitude maximale de la composante horizontale est de l'ordre de 11, valeur proche de celle observée pour le cas *SH* (8 sur une fonction de transfert lissée avec une fenêtre triangulaire de 0,1 Hz de largeur). Ceci se traduit par des amplitudes très importantes dans le domaine du temps (Figure 3.13), spécialement en ce qui concerne l'onde de Rayleigh. Le contraste de vitesses entre vallée et demi-espace, plus important, piège mieux l'énergie à l'intérieur de la vallée. Nous sommes moins gênés par les arrivées parasites des structures voisines qui néanmoins se manifestent pour des temps plus grands que 27 s. Les ondes de Rayleigh dans la vallée montrent un caractère très dispersif, ce qui donne un train d'ondes très long, comme on peut le voir vers le centre de la vallée. Cette observation est confirmée par les diagrammes d'amplitude des ondes descendantes dans la couche la plus superficielle à l'intérieur du remplissage (Figure 3.14). Le diagramme des ondes *P* montre la distribution de l'énergie en ondes se propageant avec une vitesse de 1500 m/s et des ondes dispersives à vitesse de propagation plus faible. Ces ondes apparaissent aussi dans le diagramme des ondes *S*, où l'on voit que leur vitesse tend asymptotiquement vers des valeurs proches de la vitesse des ondes *S*. Il est intéressant de noter que, à la différence du cas *SH*, il n'y a pas d'arrivées tardives dans les sismogrammes par effet des ondes de surface (par exemple,

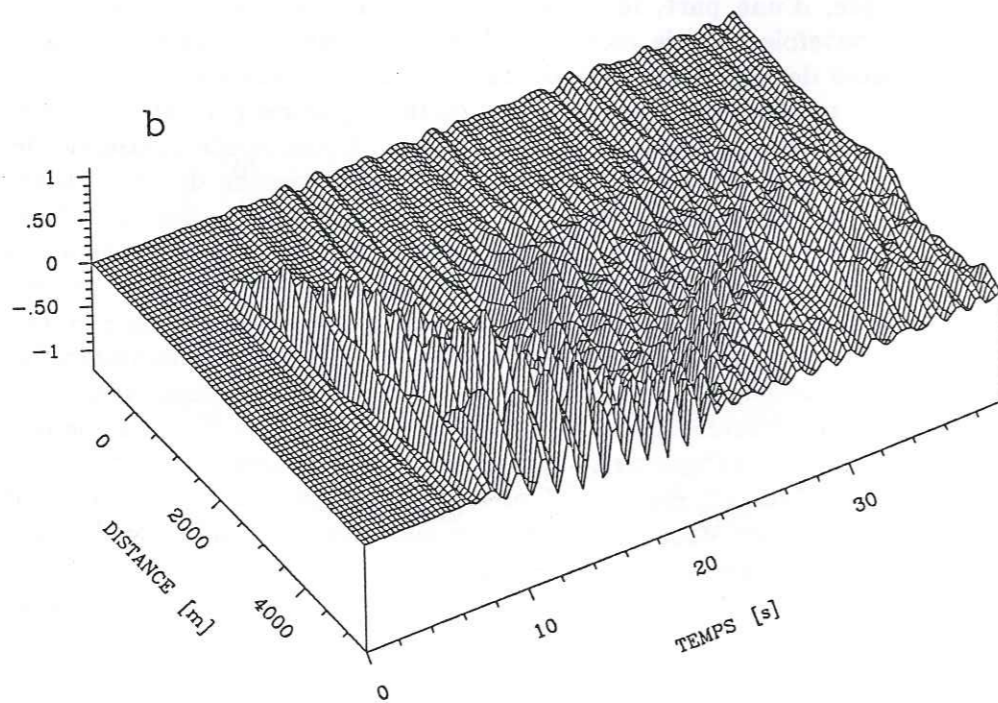
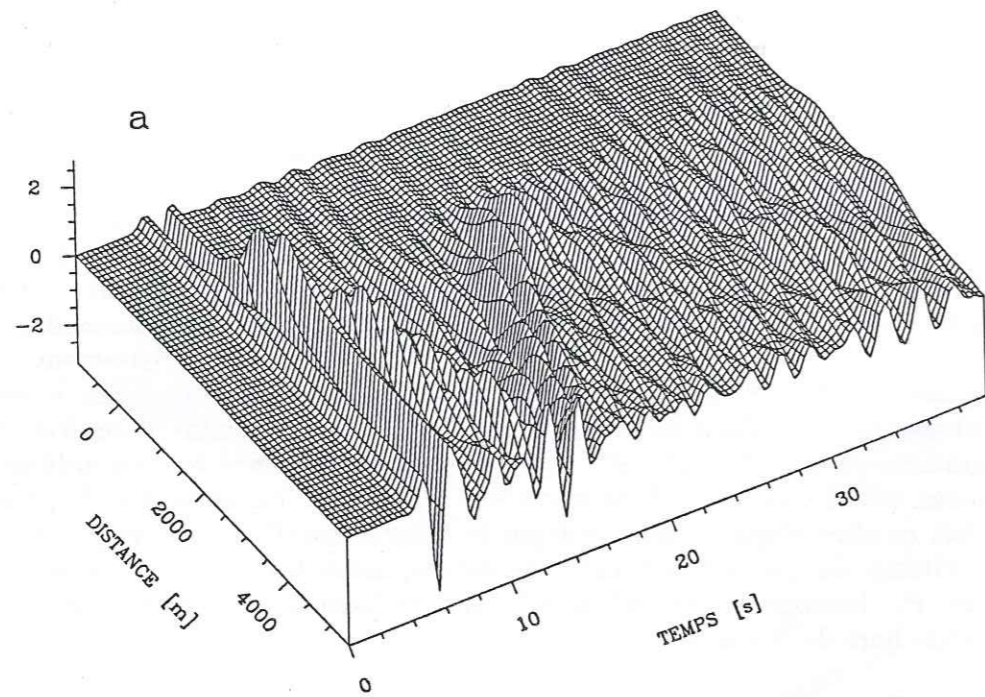


Figure 3.13. Sismogrammes synthétiques correspondant aux fonctions de transfert montrées sur la figure précédente. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale. Après environ 26 s, les sismogrammes ne sont pas fiables car ils sont contaminés par des arrivées parasites provenant des structures fictives voisines. Un groupe d'ondes de Rayleigh, très long sur la composante verticale, arrive au centre de la vallée quelques 10 s après l'arrivée directe.

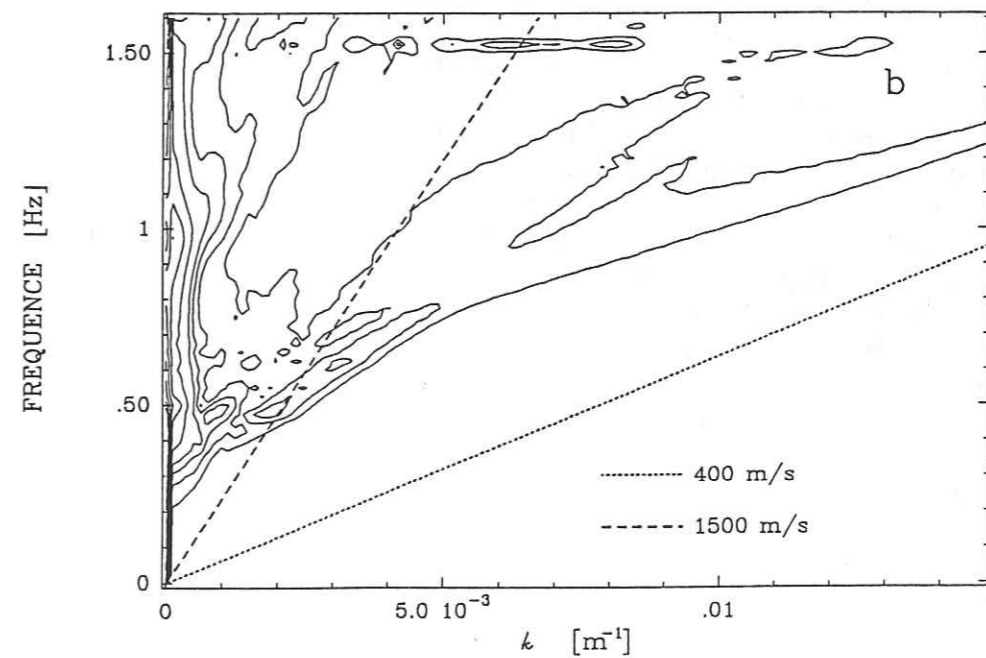
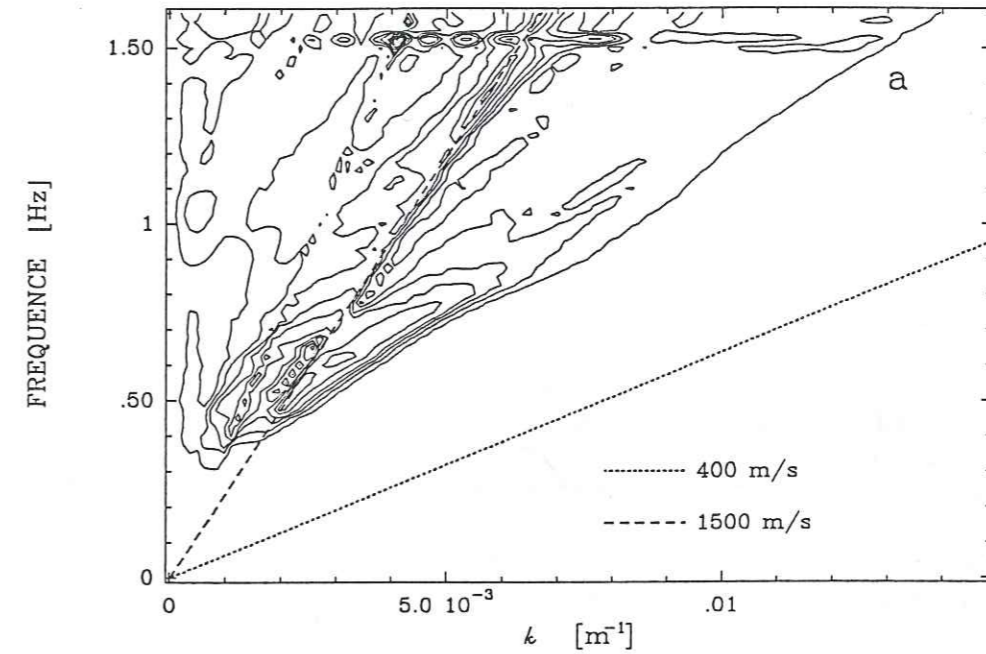


Figure 3.14. Diagrammes $f-k$ de l'amplitude des ondes descendantes dans la vallée. Les contours ont été tracés pour des valeurs de 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70 et 80% du maximum. (a) Ondes P . b) Ondes S .

dans la composante horizontale, la première onde de Rayleigh arrive au centre de la vallée entre 6 et 8 s après l'arrivée directe). Par contre, sur la composante verticale, on peut observer une nette augmentation de la durée du mouvement, par exemple au centre de la vallée, où le mouvement se poursuit avec une amplitude significative entre 8 et 22 s, car l'onde incidente se confond avec les ondes de Rayleigh.

3.2.2. La vallée avec l'argile

Nous abordons finalement le modèle complet, tel qu'il est montré sur la Figure 3.7, avec la couche d'argile en surface. Cependant, en raison de son coût, il n'était pas possible de faire le calcul avec les dimensions montrées pour le cas d'incidence d'ondes *SV*. Nous présenterons les résultats du modèle de 11 km de largeur pour les ondes *SH* seulement. Pour le cas *SV*, l'extension horizontale de la vallée sera réduite de moitié. En prenant un modèle plus petit pour le cas du mouvement dans le plan, nous compensons un peu le fait d'avoir à multiplier par deux la taille des matrices à inverser dans le programme.

Les figures montrant les résultats pour l'incidence des ondes *SH* sont incluses dans le paragraphe 3.3, où elles nous serviront pour discuter de la validité de considérer séparément les modèles à grande et petite échelle. En ce qui concerne les fonctions de transfert, comme nous nous y attendions, l'amplification maximale est très élevée, sous l'effet du contraste de vitesses. Dans le cas du modèle DS2 (sédiments profonds homogènes), Figure 3.29(b), on voit dans la réponse en surface l'effet prépondérant de la couche d'argile, avec les deux fréquences de résonance à 0,5 et 1,5 Hz. D'ailleurs, I avait montré (leur Figure 8) un assez bon accord obtenu dans ce cas avec le modèle 1-D, sauf bien évidemment aux bords de la vallée. Les résultats pour le modèle DS1 (Figure 3.33(b)) sont un peu plus compliqués. Nous observons l'apparition de deux pics de résonance au centre de la vallée, à 0,4 et 0,6 Hz au lieu de celui à 0,5 Hz, comme on l'observe sur le bord. Les variations latérales sont plus rapides. L'amplification maximale apparaît dans les deux profils de vitesse aux bord de la vallée et atteint des valeurs similaires dans les deux cas. En ce qui concerne les sismogrammes synthétiques, les résultats sont montrés sur les Figures 3.31(b) (modèle DS2) et 3.35(b) (modèle DS1). Dans les deux cas on observe: 1) la résonance de la couche d'argile au centre de la vallée, sans aucune variation latérale, donc une résonance 1-D; 2) sur le bord, la génération d'une onde de Love se propageant par la couche d'argile avec une vitesse de groupe de l'ordre de 18 m/s. Cette onde a une dispersion très forte, ce qui, avec sa très basse vitesse de propagation, limite son effet à des distances d'au plus 1000 m du bord. Dans le cas du modèle DS1, la structure en gradient est à l'origine d'une deuxième onde de Love, dont la vitesse de groupe se situe entre 250 et 300 m/s, qui se propage probablement dans les sédiments profonds. Sa dispersion étant aussi très marquée, l'amplitude avec laquelle cette onde arrive au

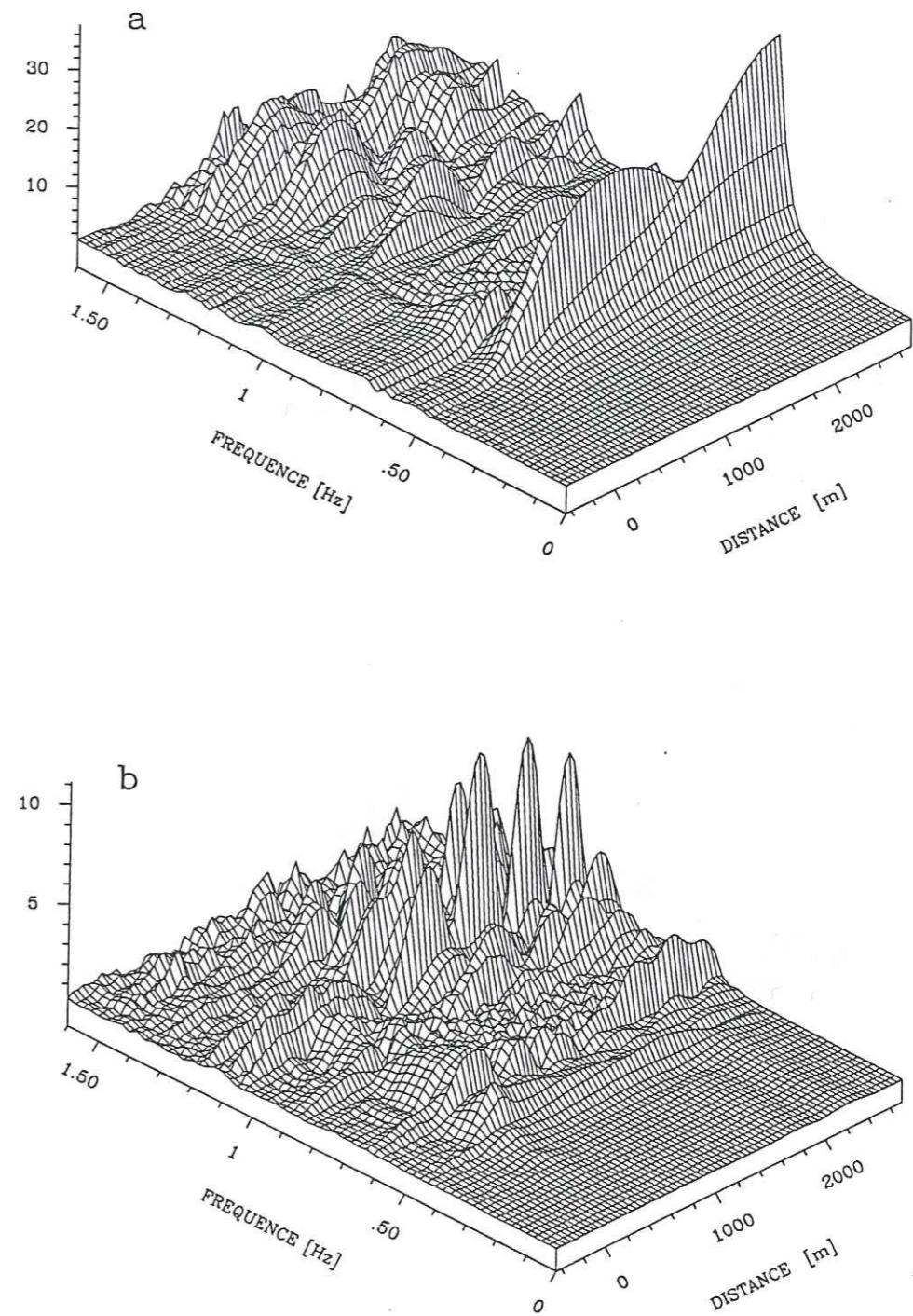


Figure 3.15. Fonctions de transfert obtenues pour la vallée de la Figure 3.7 ramenée à 5,5 km de largeur totale avec la couche d'argile et l'incidence des ondes *SV*. Le modèle de vitesses est DS2. Seule la moitié du profil est montrée en raison de sa symétrie. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

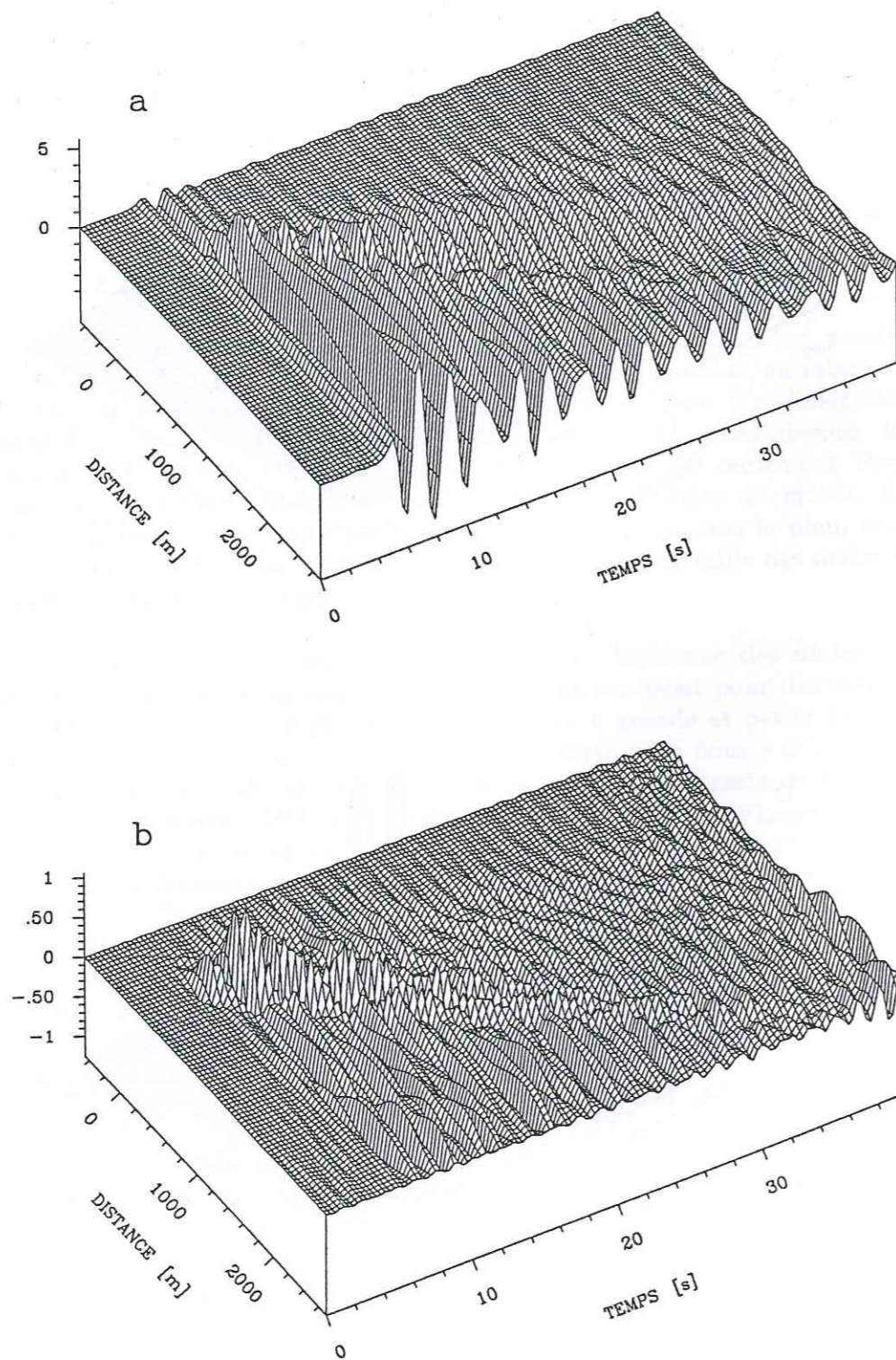


Figure 3.16. Sismogrammes synthétiques correspondant aux fonctions de transfert montrées sur la figure précédente. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale. On peut observer un train d'ondes de Rayleigh se propager du bord vers le centre, où il arrive quelques 30 s après l'arrivée directe.

centre de la vallée est très faible.

Considérons maintenant le cas *SV*. Les fonctions de transfert horizontale et verticale pour le modèle de la Figure 3.7, ramené à 5,5 km de largeur totale (profil de vitesse DS2) sont présentées sur la Figure 3.15. La composante horizontale ne montre pas le même caractère que pour les résultats *SH*. Bien qu'on retrouve le premier pic de résonance à 0,5 Hz, l'amplification maximale est située maintenant au centre de la vallée et les valeurs de celle-ci sont plus importantes d'un facteur 1,5. En outre, le deuxième pic à 1,5 Hz n'est pas aussi net. Ceci est dû à la conversion de l'énergie en ondes *P*, qui est très efficace autour de 1 Hz. Le mouvement vertical atteint une amplitude maximale de l'ordre de 10 autour de cette fréquence. Les sismogrammes synthétiques correspondants sont montrés sur la Figure 3.16 pour un signal incident en forme de pulse de Ricker centré à 0,5 Hz. La résonance 1-D de la couche d'argile apparaît très clairement sur la composante horizontale, pour laquelle le mouvement est amplifié d'un facteur 5 au centre de la vallée, par rapport à la valeur de champ libre. L'irrégularité latérale de l'argile au bord de la vallée génère une onde de Rayleigh, que l'on voit bien sur les deux composantes du mouvement. L'amplitude de cette onde est très importante au bord de la vallée, spécialement sur la composante verticale, mais elle diminue rapidement en se propageant, et son amplitude à l'arrivée au centre de la vallée est négligeable. La vitesse de groupe de cette onde est proche des 80 m/s, car dans la Figure 3.16 elle traverse la moitié de la vallée en quelques 34 s. Les diagrammes $f-k$ de la Figure 3.17 montrent que l'amplitude de cette onde est relativement faible comme l'indique le petit nombre de contours qui la décrivent sur cette figure. Dans le diagramme pour les ondes *P*, une partie importante de l'énergie se propage en forme d'ondes *P* horizontalement, leur vitesse de phase horizontale étant de 1500 m/s.

Les derniers résultats correspondent au modèle de vitesse DS1, donc un gradient, en présence de la couche d'argile en surface. Les fonctions de transfert pour ce cas sont montrées sur la Figure 3.18. Nous observons, comme dans le cas *SH*, le dédoublement du premier pic de résonance dans la composante horizontale vers le centre de la vallée, où les amplitudes sont maximales. Les niveaux d'amplification sont très similaires pour les deux profils de vitesse dans les sédiments profonds car ils sont contrôlés par le contraste d'impédance totale substratum-couche d'argile. Dans la composante verticale, il n'existe plus une résonance claire à une fréquence donnée, comme on l'avait observé pour le modèle DS2. La répartition de l'énergie sur une plage de fréquences plus large donne des amplitudes maximales plus faibles. Dans le domaine du temps, il n'y a pas de surprise non plus. Les sismogrammes synthétiques montrés sur la Figure 3.19 résultent de la superposition entre une résonance 1-D de la couche d'argile, l'onde de surface générée par l'irrégularité latérale de la couche d'argile et d'autres ondes de surface, beaucoup plus rapides, dues à la structure stratifiée des sédiments profonds. Dans la composante verticale, l'amplitude

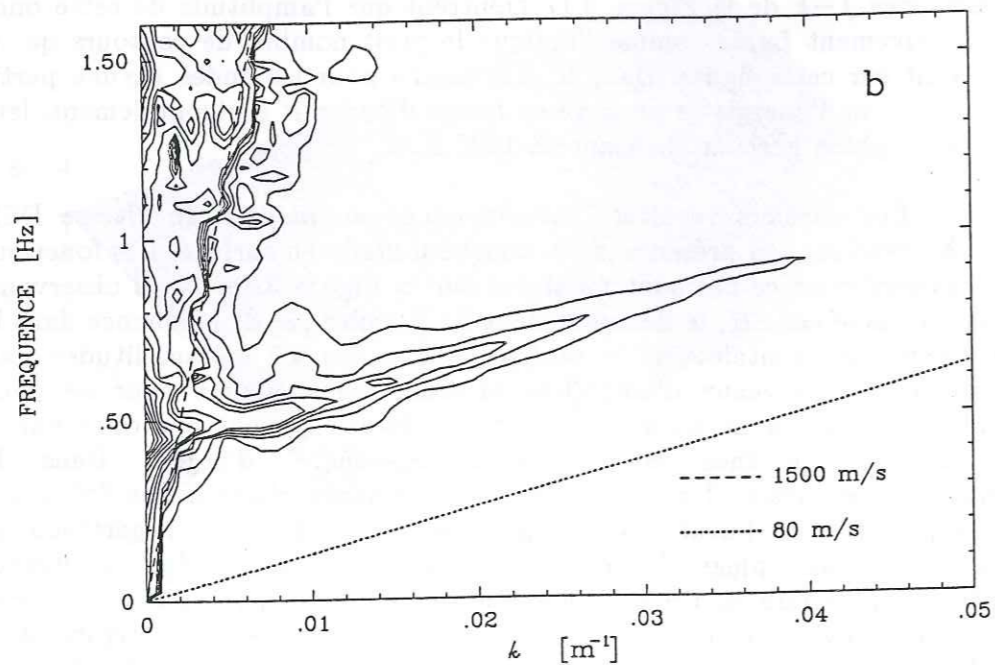
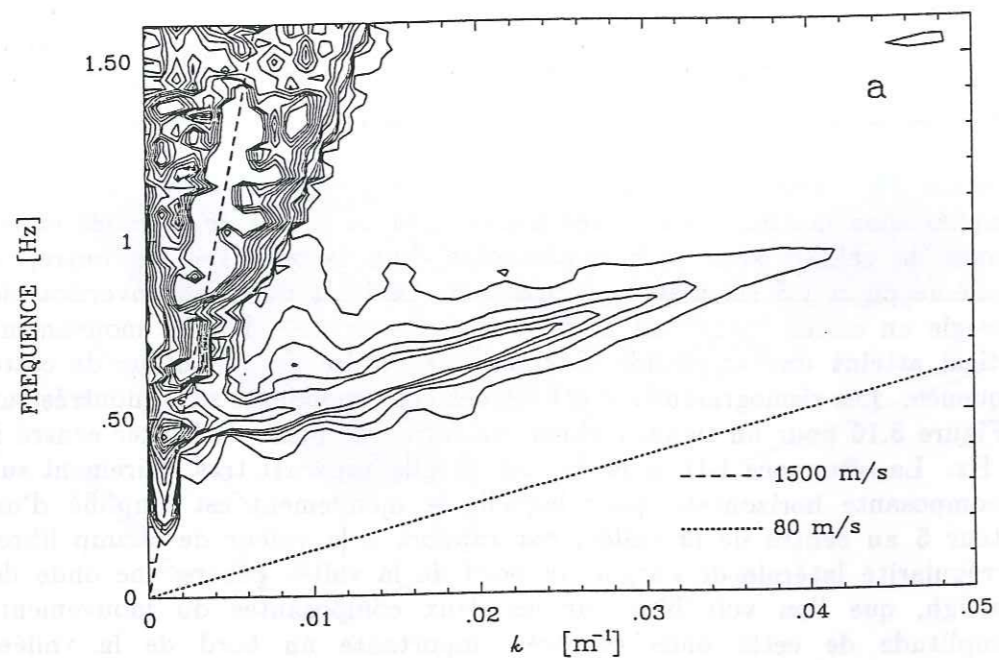


Figure 3.17. Diagrammes $f-k$ de l'amplitude des ondes descendantes dans la vallée. Les contours ont été tracés pour des valeurs de 1, 2, 3, 4, 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70 et 80% du maximum. (a) Ondes P . (b) Ondes S .

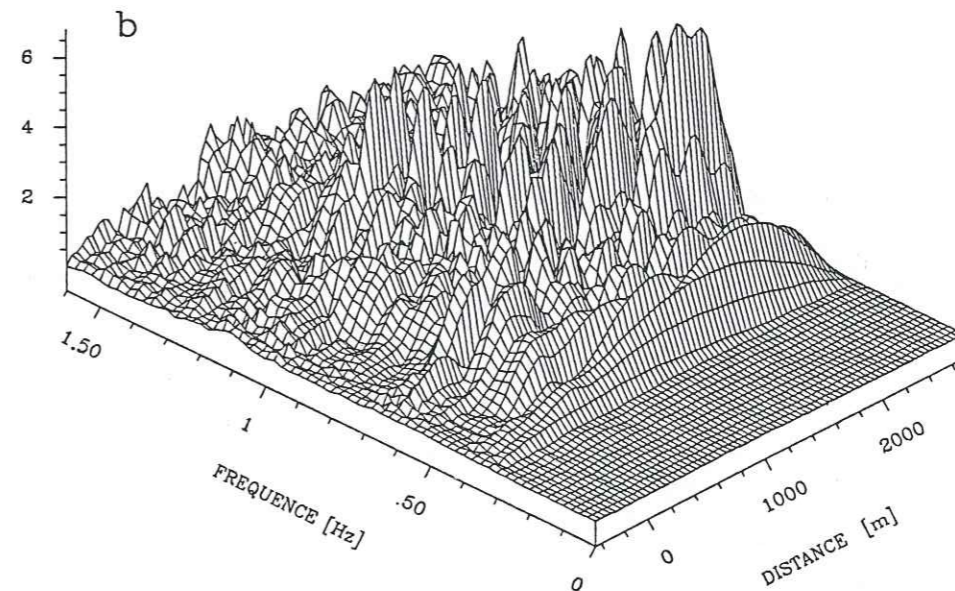
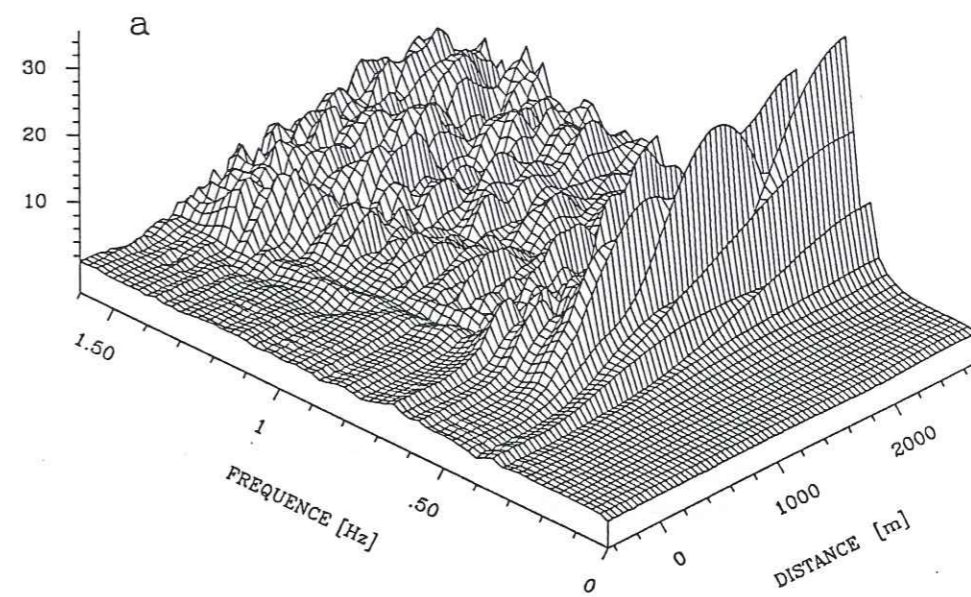


Figure 3.18. Fonctions de transfert obtenues pour la vallée de la Figure 3.7 ramenée à 5,5 km de largeur totale avec la couche d'argile et l'incidence des ondes SV . Le modèle de vitesses est DS1. Seule la moitié du profil est montrée en raison de sa symétrie. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

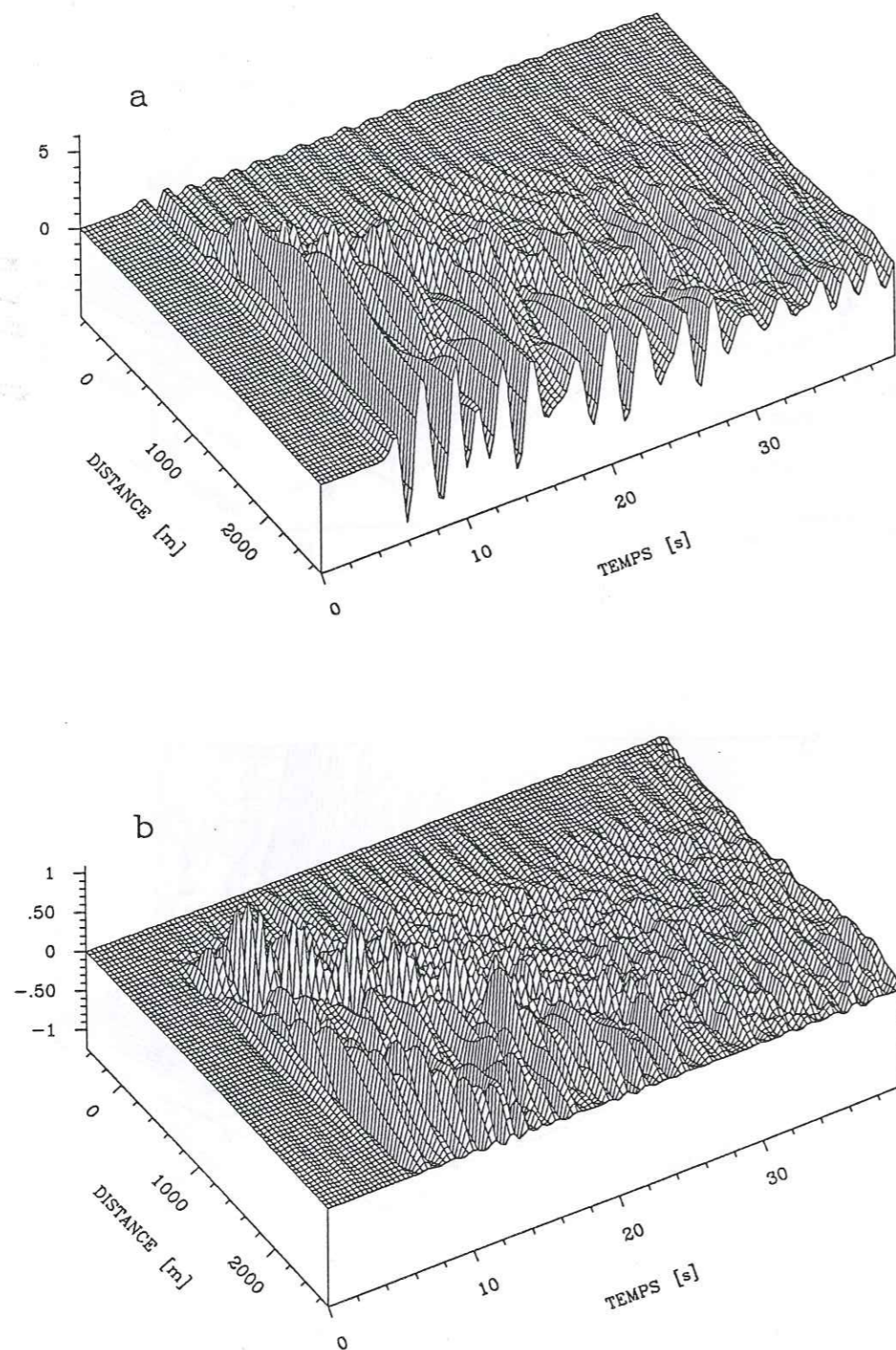


Figure 3.19. Sismogrammes synthétiques correspondants aux fonctions de transfert montrées sur la figure précédente. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale. On peut observer deux trains d'ondes de Rayleigh se propager du bord vers le centre: un rapide arrivant au centre 6 s après l'arrivée directe et un lent qui arrive, avec des amplitudes très faibles, 25 s après l'arrivée directe.

du mouvement est toujours contrôlée par la résonance de l'argile, mais il est intéressant de noter que l'interaction entre cette résonance et l'onde de surface rapide donne des arrivées tardives avec des amplitudes assez importantes, sans néanmoins dépasser environ 50% de l'arrivée directe. L'onde de Rayleigh lente est encore très atténuée par sa dispersion et arrive au centre de la vallée avec une amplitude négligeable. Finalement, les diagrammes $f-k$ sont montrés sur la Figure 3.20. L'onde de Rayleigh plus lente a une vitesse de groupe de l'ordre de 84 m/s. La structure en gradient du remplissage étale l'énergie sur un domaine de nombre d'onde plus étendu, par rapport au cas de la vallée homogène (Figure 3.17), car il y a un nombre plus élevé de modes d'ondes de Rayleigh qui peuvent se propager. On peut en identifier plusieurs sur la Figure 3.20.

Avant de passer au paragraphe suivant nous voudrions commenter brièvement deux points. D'abord, les résultats que nous avons présenté pour le cas final en *SV* concernent une vallée qui est la moitié moins large que les autres cas étudiés. Nous pensons qu'il n'y aurait pas de changements fondamentaux dans le cas de la vallée à 11 km de largeur totale. En effet, pour la vallée étudiée on est bien dans la région de propagation latérale d'ondes de surface comme définie dans Bard et Bouchon (1985). Prendre une vallée avec un rapport demi-largeur/profondeur encore plus grand ne modifiera pas ce comportement. Evidemment, une largeur de la vallée plus importante implique des temps de propagation plus longs pour les ondes de surface et une dispersion accrue, d'où une amplitude encore plus faible au centre de la vallée. Deuxièmement, et en comparaison avec le cas *SH*, la différence la plus importante est l'apparition d'ondes de surface moins dispersives et avec une vitesse de groupe plus grande. De ce fait, si Bard *et al.* (1988) concluaient que les effets de bord de la vallée disparaissaient très rapidement, nous observons que dans le cas *SV*, ces effets de bord pourraient affecter une zone plus grande.

3.2.3. Application de la méthode d'Aki-Larner au modèle de Seligman *et al.* (1989)

Nous avons montré quelques résultats sur l'effet de la structure à grande échelle de la vallée pour un seul modèle géométrique, choisi parmi beaucoup d'autres modèles possibles. Il a cependant été montré (Bard, 1987) que, qualitativement, les résultats ne dépendent que très peu de la forme géométrique particulière, au moins dans certaines limites. Or, dans le paragraphe 3.1.1 nous avons discuté le modèle de Seligman *et al.* (1989), qui ont suggéré des effets très différents pour une vallée plus profonde. Nous rappelons, en effet, qu'ils proposent la résonance dans son ensemble de la vallée, par la propagation d'ondes *P* horizontalement dans les couches superficielles de la vallée. Cette résonance 2-D est effectivement prédite en extrapolant les résultats de Bard et Bouchon (1985) pour une vallée homogène ayant une relation demi-largeur/profondeur de l'ordre de 2,4,

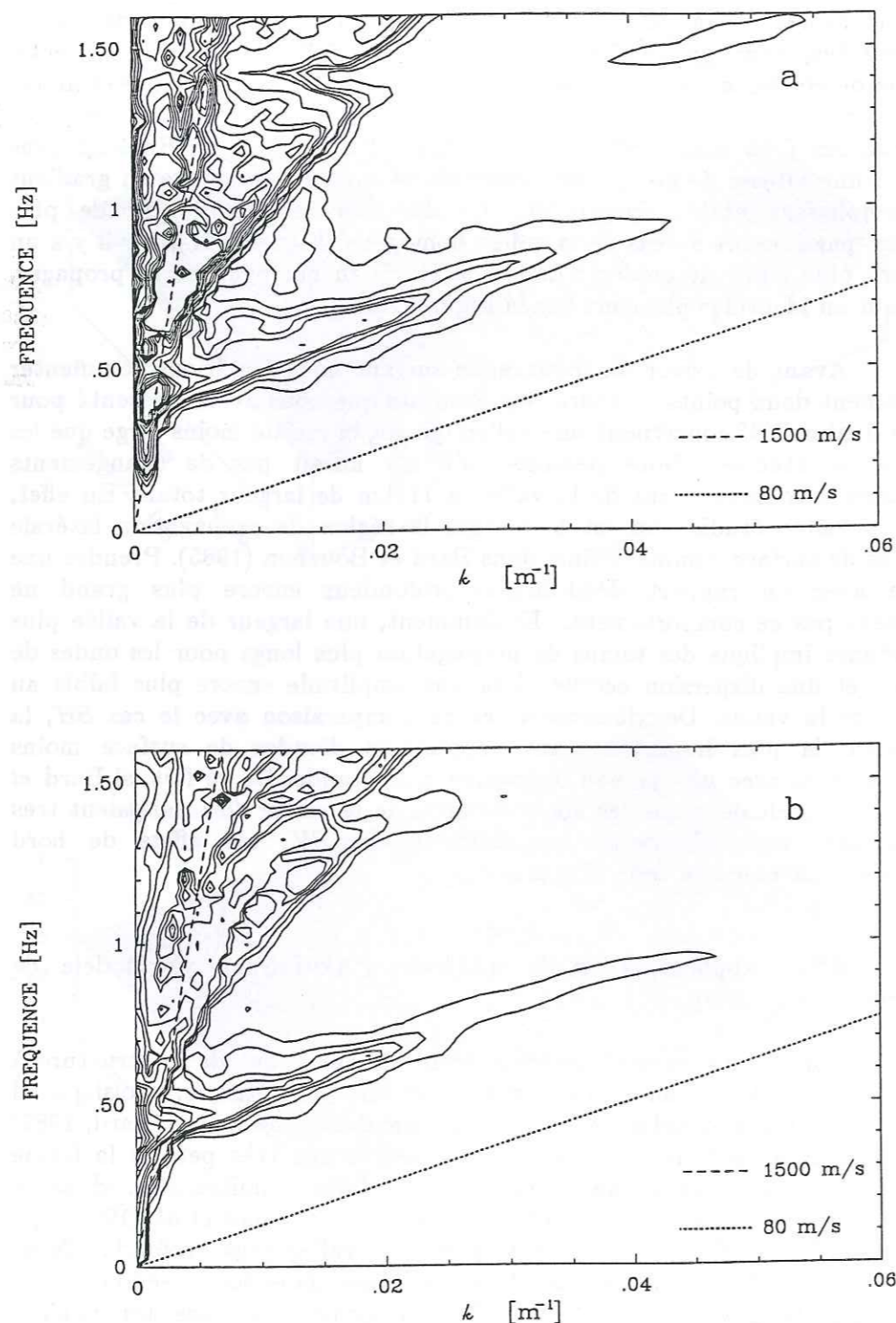


Figure 3.20. Diagrammes $f-k$ de l'amplitude des ondes descendantes dans la vallée. Les contours ont été tracés pour des valeurs de 1, 2, 3, 4, 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70 et 80% du maximum. (a) Ondes P . b) Ondes S .

valeur préconisée par Seligman *et al.* (1989). Les résultats que nous avons présenté favorisent la propagation latérale d'ondes de surface, car la relation demi-largeur/profondeur est un facteur 11. Nous avons utilisé notre programme de calcul pour examiner la proposition de Seligman *et al.* (1989). Dans ce paragraphe, nous en présentons les résultats pour l'incidence verticale d'ondes SV sur une vallée ayant une relation demi-largeur/profondeur de 2,4. Nous y considérerons en détail la propagation latérale d'ondes P et la possible existence de modes propres bi-dimensionnels.

Le modèle que proposent Seligman *et al.* (1989) est une vallée de 12 km de largeur horizontale et 2,5 km de profondeur maximale. Pour nous éviter des désagréments avec des pentes raides, nous avons choisi une forme sinusoïdale pour l'interface entre vallée et demi-espace. Seligman *et al.* (1989) donnent une vitesse de 400 m/s dans le remplissage de la vallée et de 2800 m/s dans le demi-espace. Nous avons pris cette valeur pour le demi-espace, qui, avec un coefficient de Poisson de 0,25 donne une vitesse des ondes P de 4850 m/s. La densité dans le demi-espace est supposé comme $2,67 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ et l'atténuation est donnée par un facteur Q_S de 300 et Q_P de 500. En ce qui concerne les valeurs à l'intérieur de la vallée, nous avons étudié deux modèles. Le premier, assez irréaliste, considère un remplissage homogène avec une vitesse de propagation des ondes S de 400 m/s, une vitesse des ondes P de 1500 m/s et une densité de $1,8 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. L'atténuation est de $Q_S = 50$ et $Q_P = 100$. Le deuxième modèle pour le remplissage considère un gradient de vitesse à l'intérieur de la vallée. En surface, la vitesse des ondes S est de 400 m/s mais augmente par paliers tous les 100 m de profondeur de 100 m/s, atteignant 1000 m/s dans une dernière couche qui va d'une profondeur de 600 m jusqu'à l'interface avec le demi-espace. En ce qui concerne la vitesse des ondes P , nous gardons la valeur de 1500 m/s en surface, toujours la vitesse de propagation des ondes de pression dans de l'eau, ce qui donne, en surface un coefficient de Poisson de 0,46. Nous avons conservé cette vitesse pour les ondes P jusqu'à ce que, du fait de l'augmentation de la vitesse des ondes S , le coefficient de Poisson diminue jusqu'à 0,25, ce qui se produit à 500 m de profondeur. A partir de là, le coefficient de Poisson est gardé à 0,25 et, donc, la vitesse des ondes P de la dernière couche dans la vallée passe à 1732 m/s. La densité subit aussi un gradient allant de $1,8 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ dans la couche superficielle, jusqu'à 2,2 dans la dernière couche du remplissage, par paliers de $0,05 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$.

La Figure 3.21 montre les fonctions de transfert qu'on obtient dans le cas du remplissage homogène. La première constatation est la fréquence à laquelle se produit la résonance de la vallée, très basse, de l'ordre de 0,06 Hz. Cette observation était prédite par Bard et Bouchon (1985), qui donnent une fréquence de résonance bi-dimensionnelle de 1,5 fois la fréquence de résonance 1-D ($\beta/4H = 0,04$) pour l'incidence d'ondes SV . C'est à cette fréquence que les amplitudes sont les plus fortes sur les deux composantes du mouvement. La Figure 3.22 montre les sismogrammes synthétiques

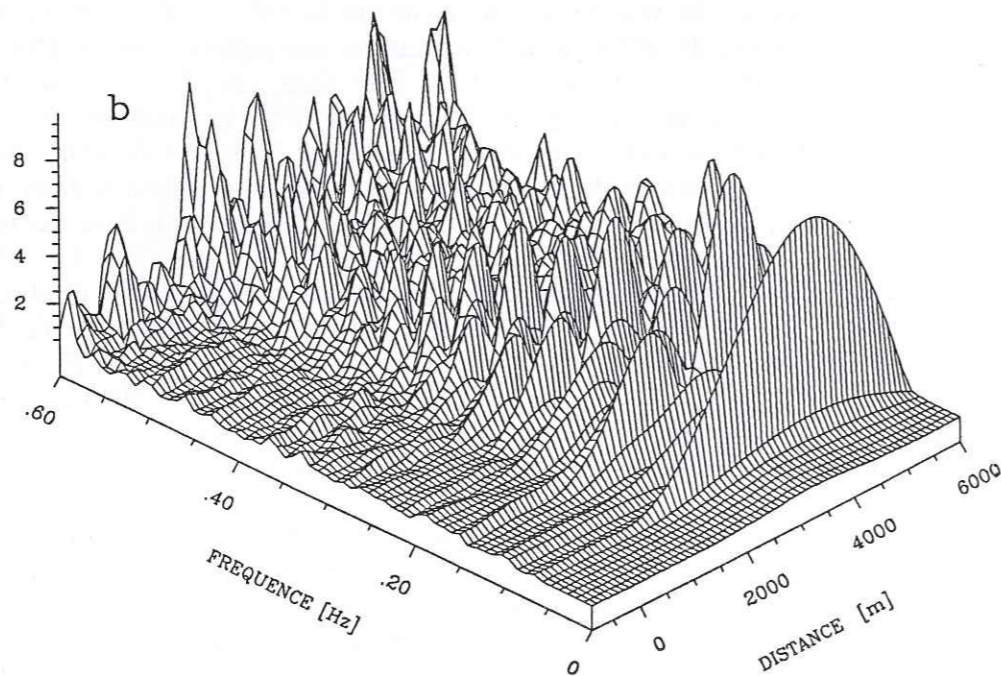
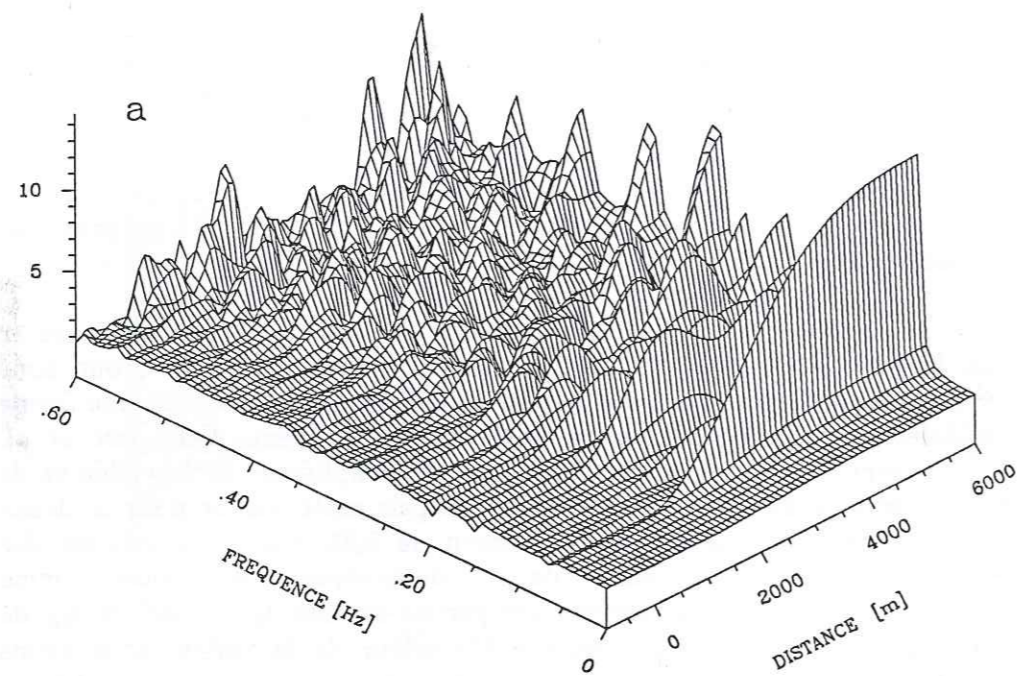


Figure 3.21. Fonctions de transfert obtenues pour la vallée proposée par Seligman *et al.* (1989), pour l'incidence des ondes *SV*. Il s'agit d'une vallée homogène sinusoïdale de 12 km de large et 2,5 km de profondeur maximale. Les propriétés mécaniques sont données dans le texte. Seule la moitié du profil est montrée en raison de sa symétrie. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

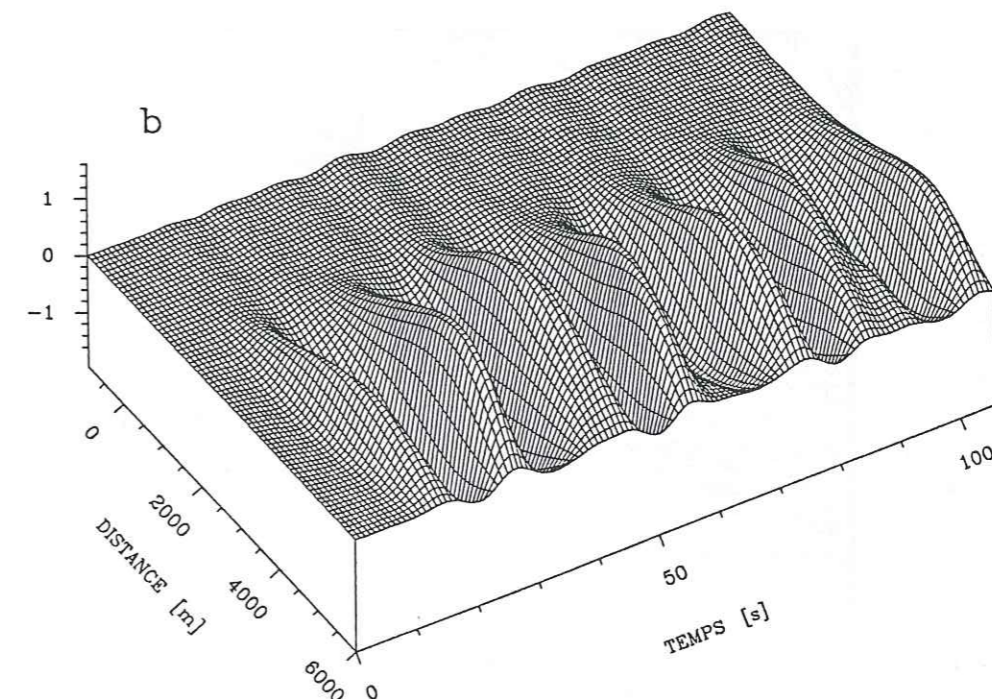
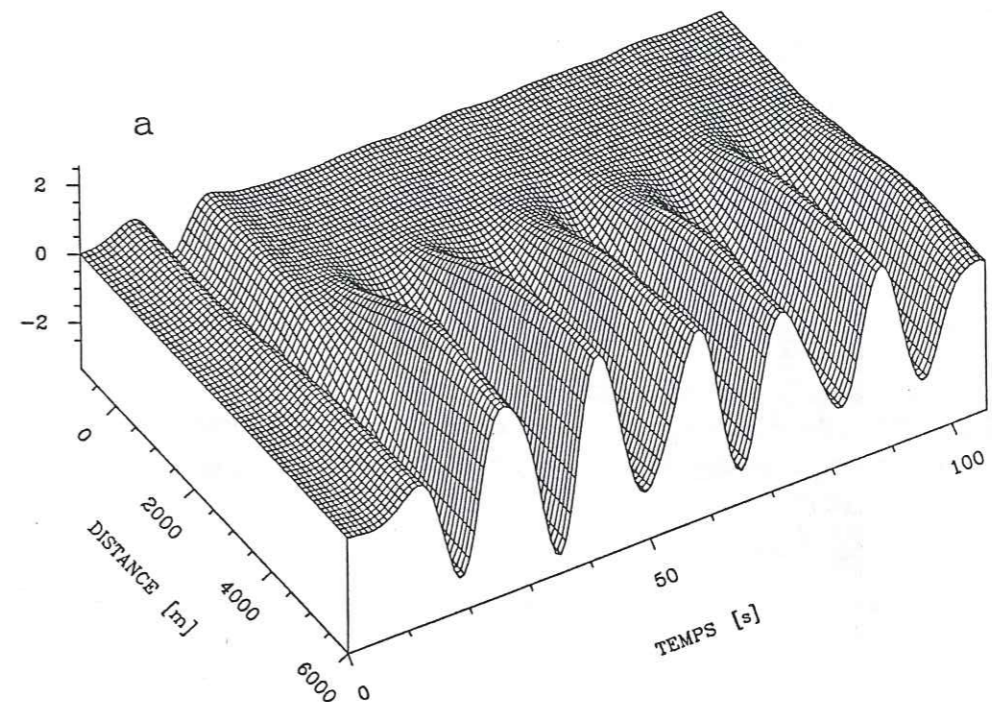


Figure 3.22. Sismogrammes synthétiques correspondant aux fonctions de transfert montrées sur la figure précédente. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 0,06 Hz. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale. On peut observer la résonance de la vallée dans son ensemble.

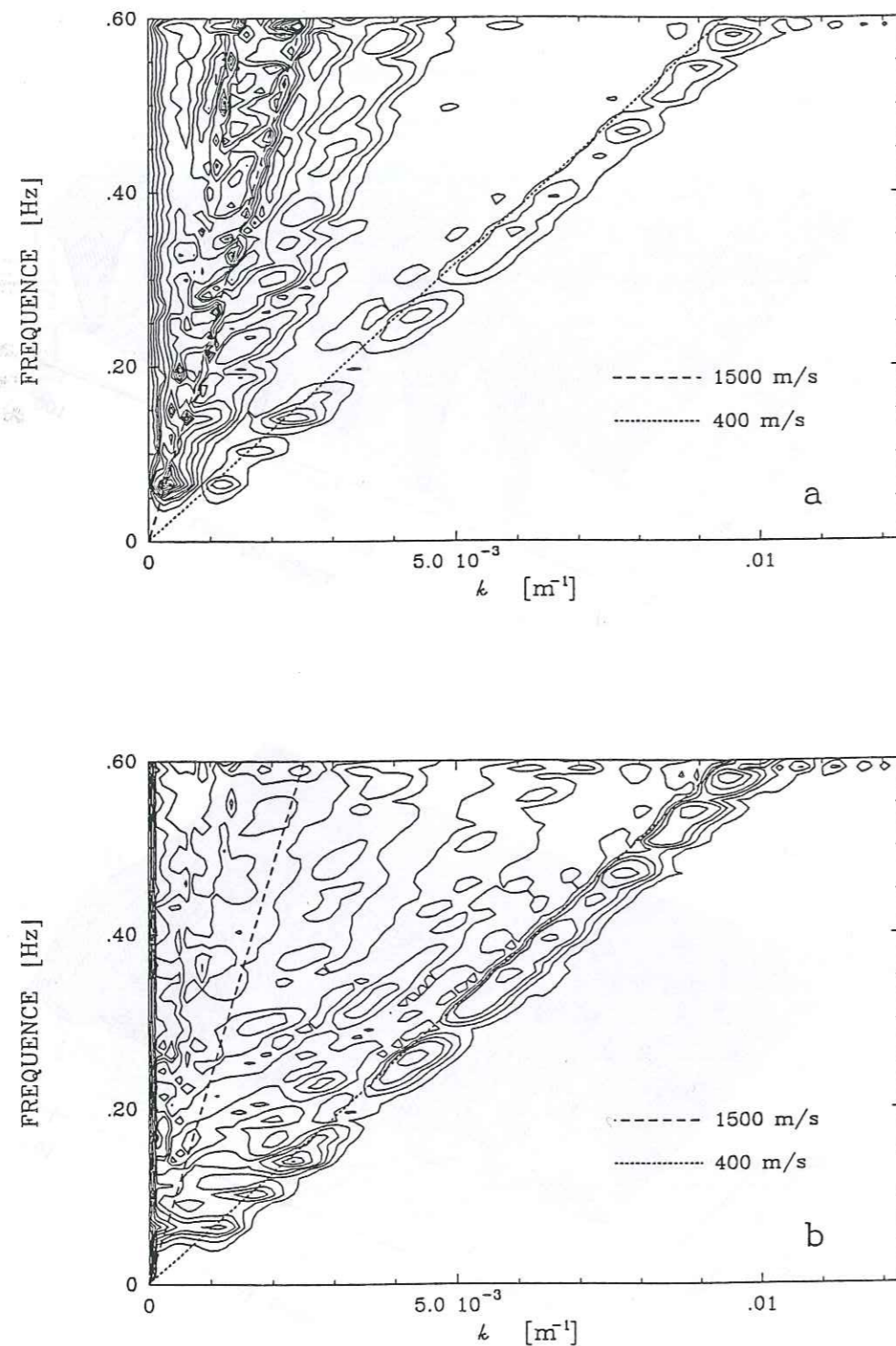


Figure 3.23. Diagrammes $f-k$ de l'amplitude des ondes descendantes dans la vallée. Les contours ont été tracés pour des valeurs de 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70 et 80% du maximum. (a) Ondes P . b) Ondes S .

calculés pour un signal incident en forme de pulse de Ricker de fréquence centrale 0,06 Hz. Il n'est pas surprenant d'y observer la vibration en phase de toute la vallée pour la composante horizontale (et en opposition de phase pour la composante verticale) avec des amplitudes importantes et une atténuation du mouvement en fonction du temps très faible. La Figure 3.23 montre les diagrammes $f-k$ des ondes descendantes dans le remplissage. Dans les deux figures, représentant les ondes P et les ondes S , l'onde de Rayleigh est très claire avec sa vitesse de phase légèrement inférieure à celle des ondes S . Le diagramme pour les ondes P montre qu'effectivement il y a une partie de l'énergie qui se propage en forme d'ondes P horizontalement.

Passons maintenant au cas avec un gradient dans la vallée. La Figure 3.24 montre les fonctions de transfert obtenues dans ce cas. Il y a des différences significatives par rapport au cas homogène. Bien que les amplitudes maximales soient conservées dans la composante horizontale, le mode fondamental n'est plus le plus énergétique. La fréquence de résonance a évidemment augmenté car l'épaisseur de la couche à 400 m/s est beaucoup plus faible, mais elle est encore bien en-dessous de 0,2 Hz. La composante verticale montre aussi des amplitudes plus fortes dans les modes supérieurs, mais les valeurs absolues sont à peine plus grandes que la moitié de celles du cas homogène. La Figure 3.25 montre les sismogrammes synthétiques calculés avec un pulse de Ricker centré à 0,2 Hz. Bien qu'on ne soit pas très loin de la fréquence de résonance, et que la fréquence de ce pulse soit très basse, nous n'observons plus la réponse de la vallée comme un ensemble, mais la propagation latérale d'ondes très rapides. Elles peuvent être identifiées sur les diagrammes $f-k$ montrés sur la Figure 3.26, où on observe une onde qui se propage avec une vitesse de phase de 1500 m/s, vitesse qui diminue avec la fréquence en s'approchant de la vitesse des ondes S . Cette phase est plus évidente sur le diagramme des ondes P , mais apparaît aussi sur celui des ondes S , indiquant qu'il s'agit d'une onde de Rayleigh. L'amplitude relative des phases peut s'apprécier dans les perspectives des diagrammes $f-k$ montrés sur la Figure 3.27. Il y a bien une phase qui se propage avec une vitesse de 1500 m/s indépendamment de la fréquence, mais son amplitude est inférieure à l'onde de Rayleigh.

En conclusion, nous ne partageons pas le point de vue qui considère les modes de résonance 2-D comme un facteur important pour la réponse de la vallée de Mexico, tel qu'il est proposé par Seligman *et al.* (1989). Cette résonance bi-dimensionnelle se produit dans le cas d'un remplissage homogène avec une vitesse d'ondes S de l'ordre de 400 m/s à des fréquences de résonance qui sont trop basses pour le cas de Mexico. D'autre part, il n'est pas possible que cette vitesse là soit constante jusqu'à 2500 m de profondeur. Les résultats pour un profil de vitesse vraisemblable montrent clairement que l'effet principal de la présence de la vallée en surface est la propagation latérale d'ondes de surface pour la relation demi-largeur/profondeur invoquée par Seligman *et al.* (1989) et ceci à partir de fréquences de l'ordre de 0,2 Hz. Si nous ne pouvons pas exclure l'influence

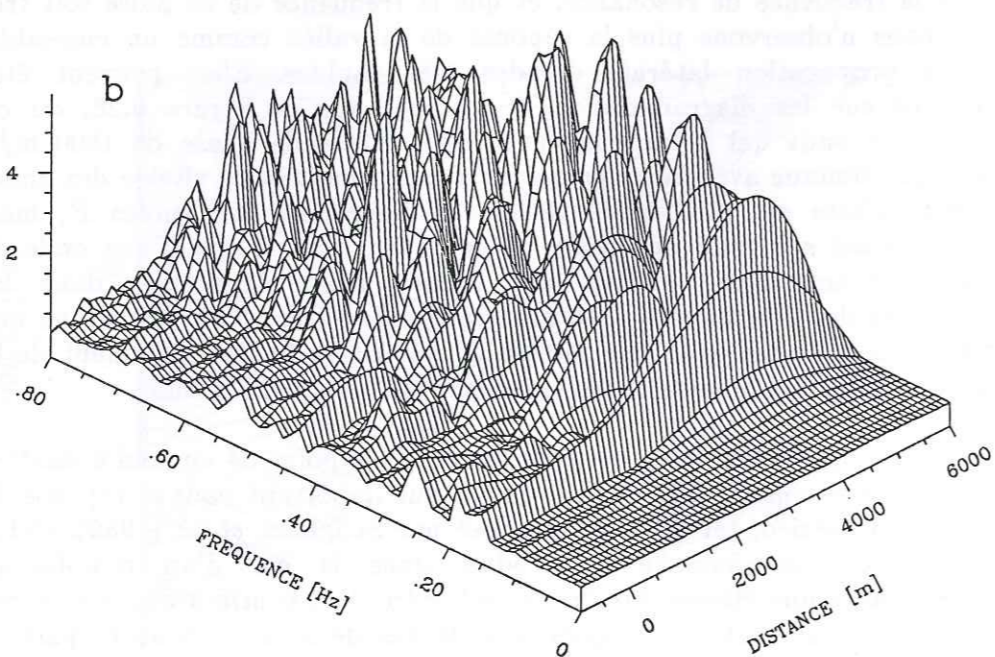
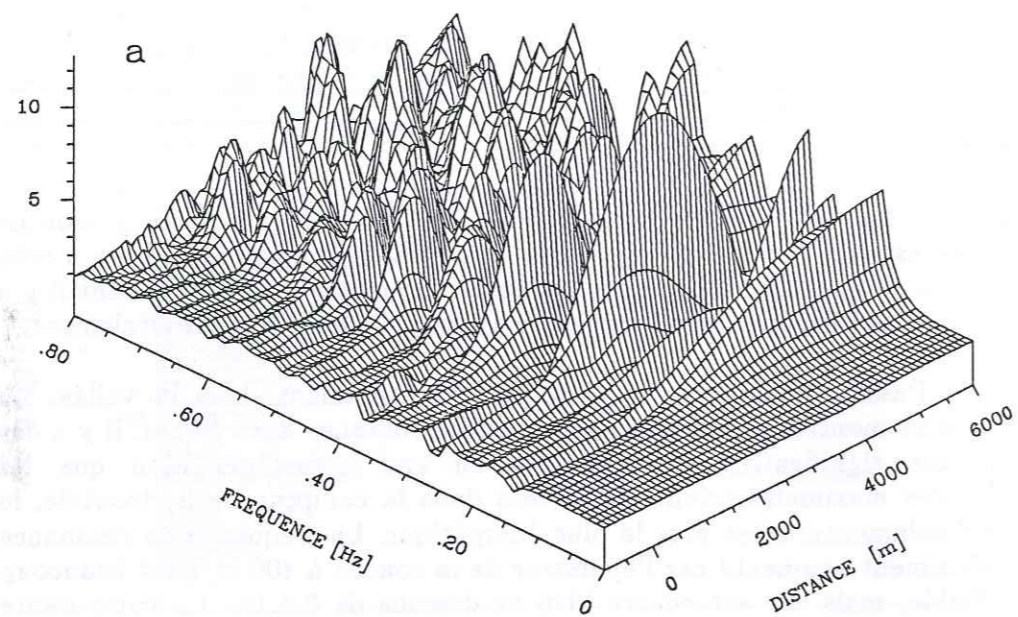


Figure 3.24. Fonctions de transfert obtenues pour la vallée proposée par Seligman *et al.* (1989), pour l'incidence des ondes SV. Il s'agit d'une vallée avec un gradient de vitesses, de forme sinusoïdale de 12 km de large et 2,5 km de profondeur maximale. Les propriétés mécaniques sont données dans le texte. Seule la moitié du profil est montrée en raison de sa symétrie. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

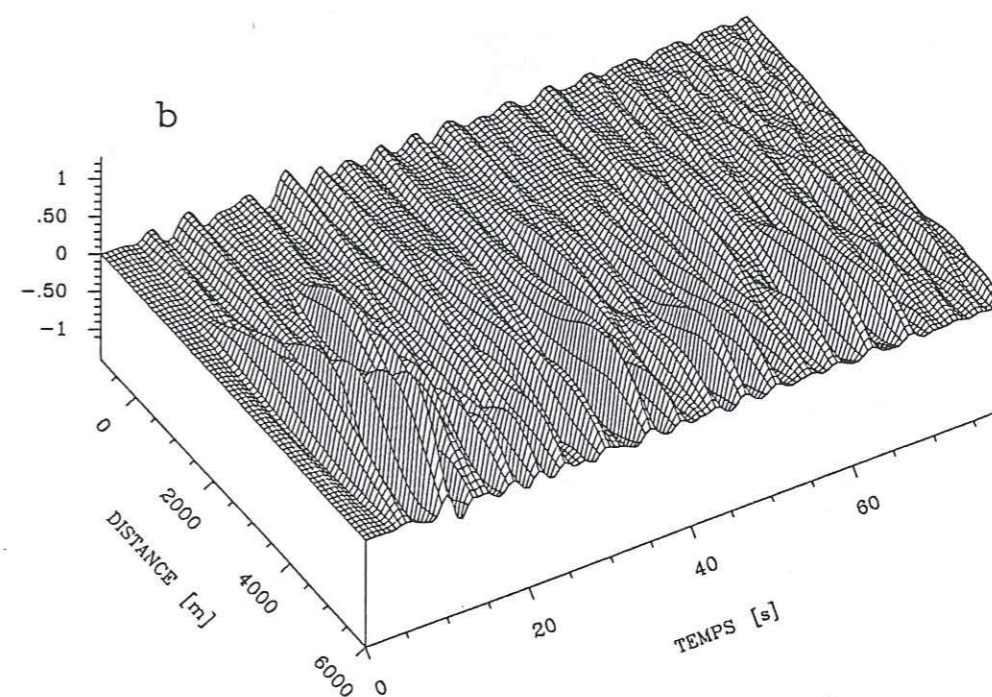
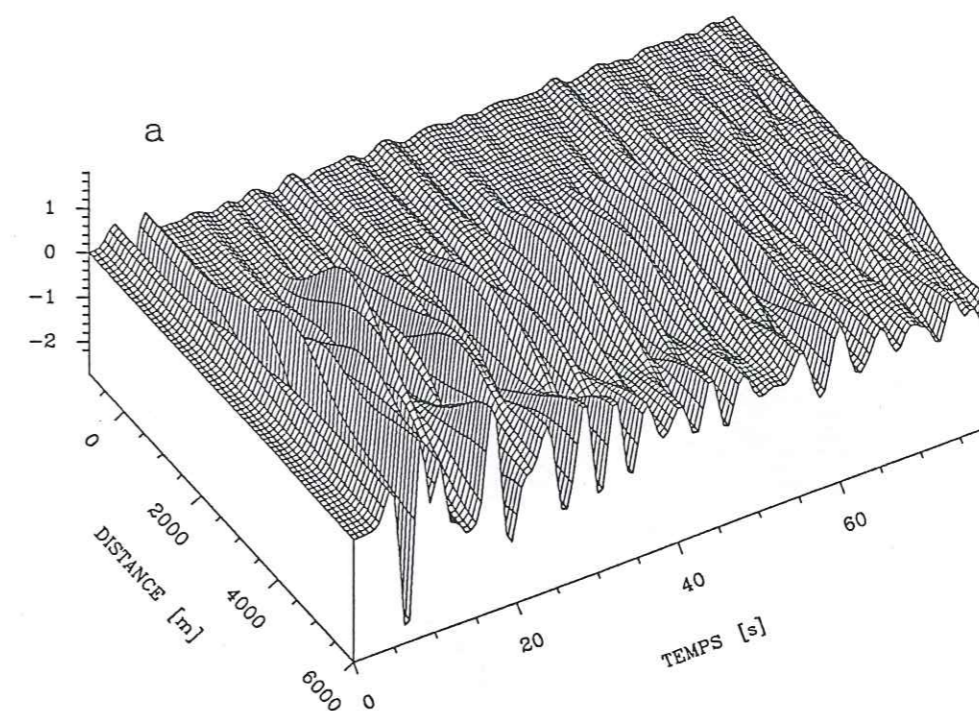


Figure 3.25. Sismogrammes synthétiques correspondant aux fonctions de transfert montrées sur la figure précédente. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 0,2 Hz. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

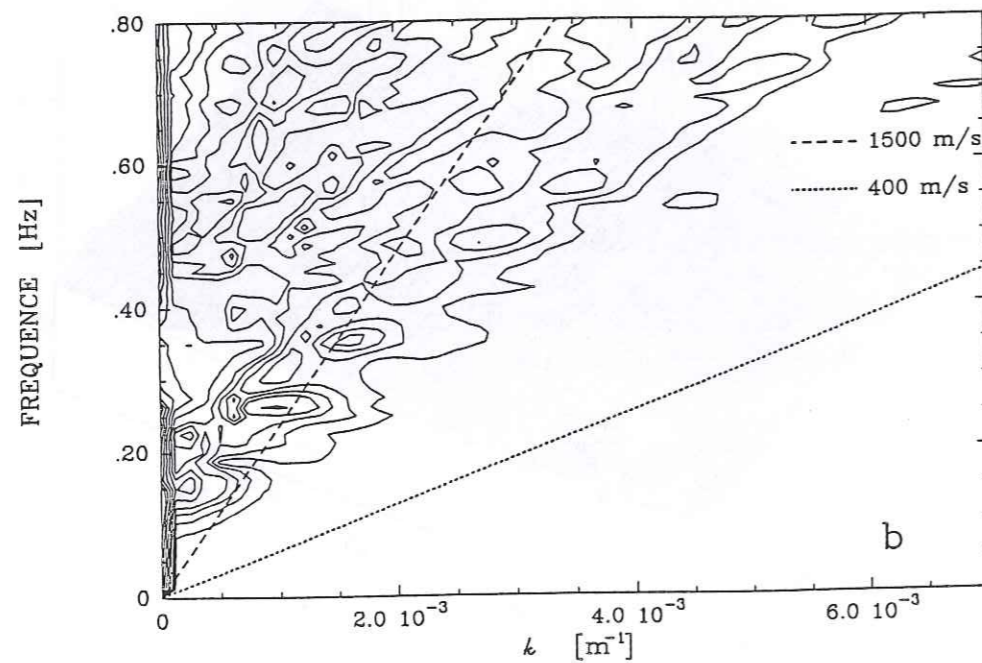
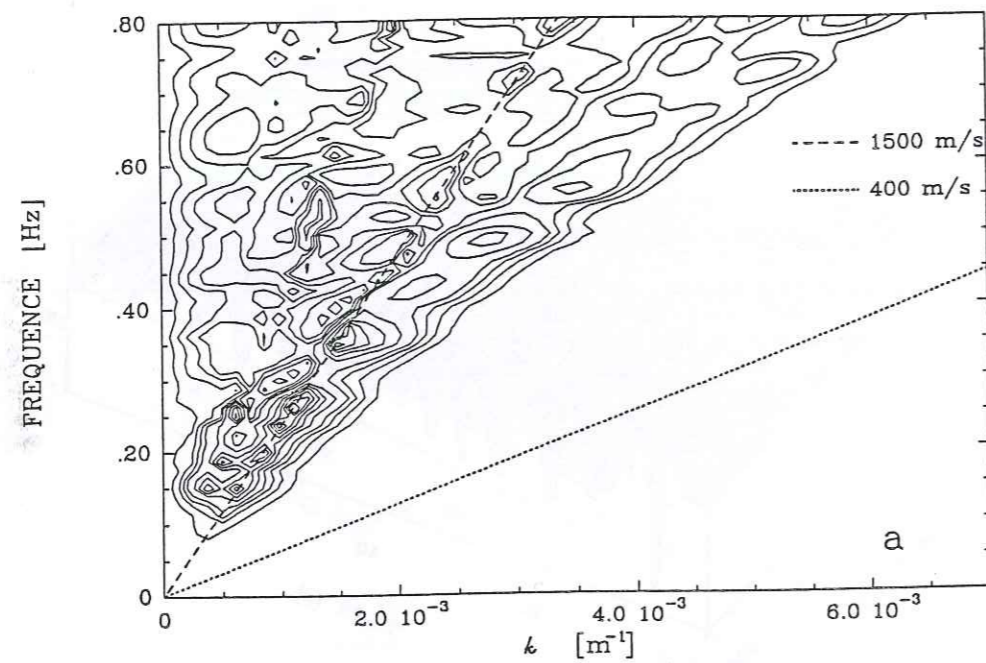


Figure 3.26. Diagrammes $f-k$ de l'amplitude des ondes descendantes dans la couche la plus superficielle dans la vallée. Les contours ont été tracés pour des valeurs de 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70 et 80% du maximum. (a) Ondes P . (b) Ondes S .

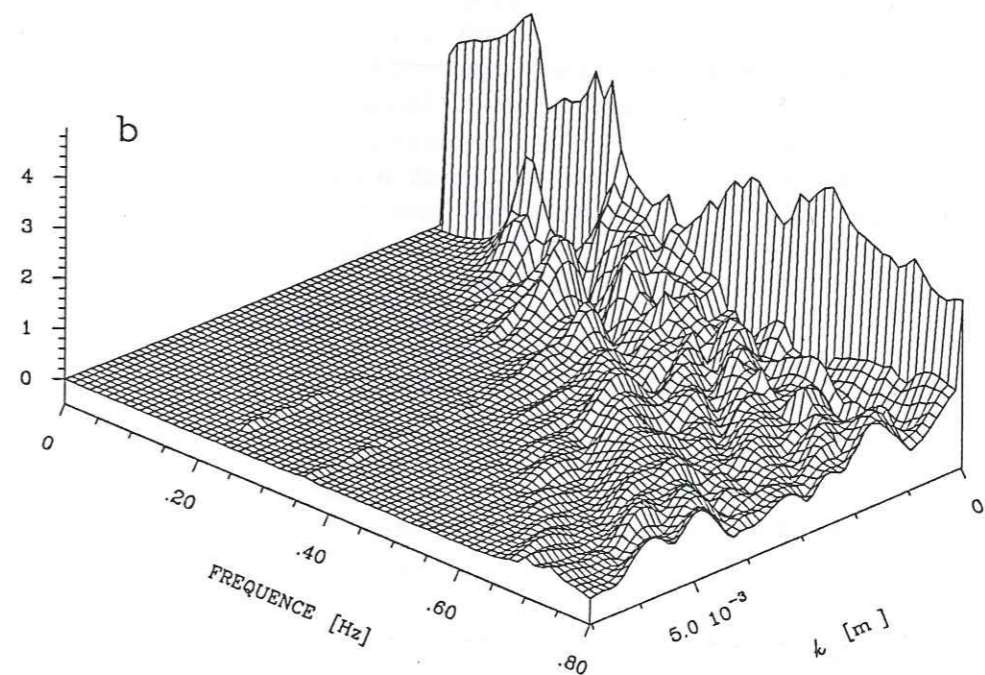
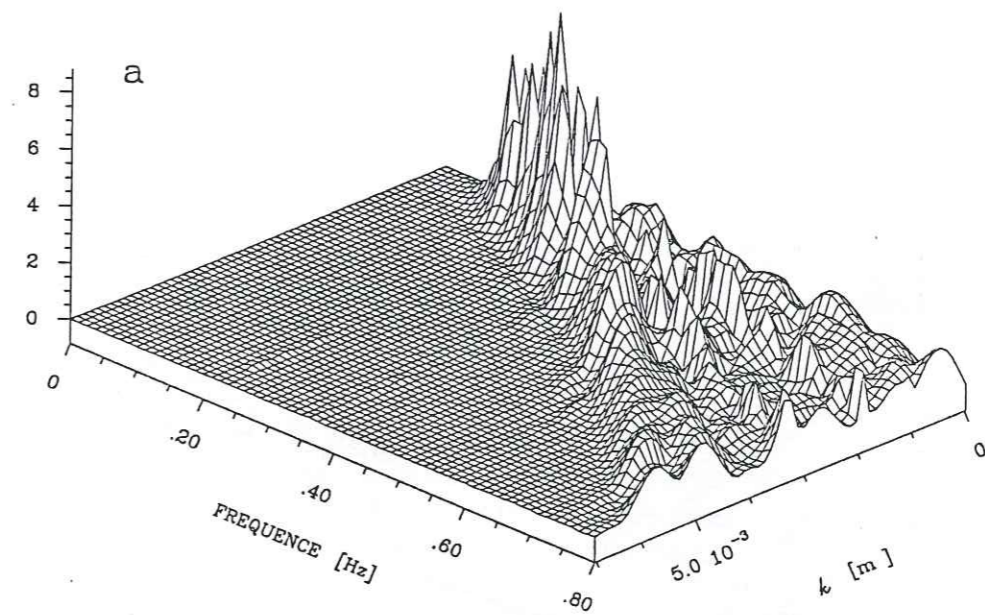


Figure 3.27. Perspectives des diagrammes $f-k$ montrés sur la figure précédente. (a) Ondes P . (b) Ondes S . Les phases qui apparaissent dans les deux diagrammes correspondent forcément à des ondes de Rayleigh.

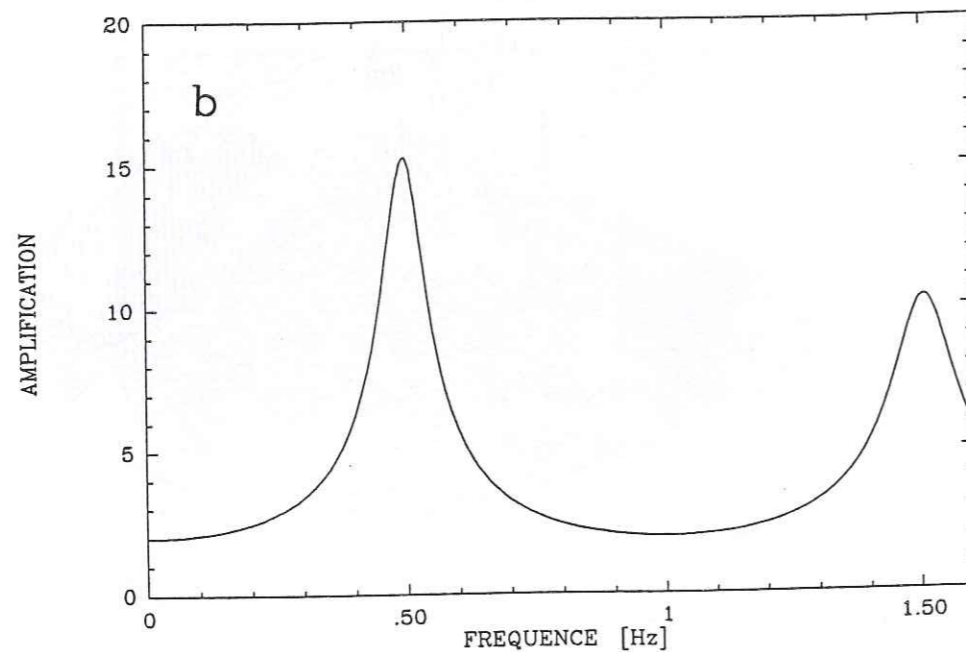
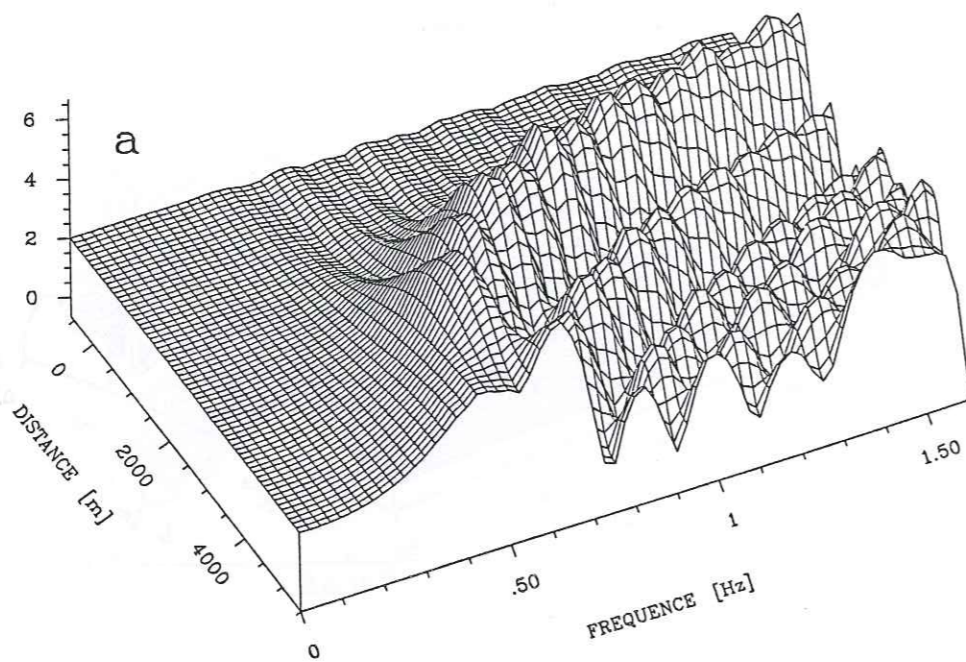


Figure 3.28. (a) Fonction de transfert sous l'incidence verticale des ondes *SH* pour la vallée parabolique homogène (sans la couche d'argile) de la Figure 3.7. Le modèle de vitesses est DS2. On montre seulement la moitié en raison de la symétrie. (b) Fonction de transfert de la couche d'argile sur un demi-espace homogène (modèle DS2).

de la forme en surface de la vallée sur sa réponse sismique, le mécanisme proposé par Seligman *et al.* (1989) pour l'établissement des modes propres d'ondes *P* se propageant horizontalement s'avère tout à fait inefficace dans le cas étudié.

3.3 Sur le découplage entre effets à grande et à petite échelle

Nous avons discuté un certain nombre d'études sur les effets de site à Mexico dus à la structure à grande échelle. Dans le chapitre suivant nous considérerons une série de modèles qui prendront en compte les variations à petite échelle des conditions locales. Cependant, et puisqu'on prend en compte séparément leurs effets, il est important de se poser la question de la possible interaction entre les deux échelles proposées. Ceci n'est pas sans relation avec la "querelle" continue entre sismologues et mécaniciens de sols sur la façon "correcte" de tenir compte des effets de site. En effet, il arrive souvent que les sismologues considèrent des modèles élastiques (ou viscoélastiques) d'une région plus ou moins importante, tenant compte des structures régionales. Des exemples relatifs à ce point de vue forment la substance des pages précédentes. De leur côté, les mécaniciens de sols utilisent des modèles rhéologiques très sophistiqués et plus ou moins non-linéaires sur une région très petite (par comparaison avec la région des sismologues) entourant la station. Pour le cas de Mexico par exemple, un grand nombre de calculs de ce type est présenté par Seed *et al.* (1988). De ce fait, il est en général malaisé d'essayer de comparer leurs résultats respectifs. Pour revenir à l'interaction entre petite et grande échelle, nous nous sommes posés la question de savoir dans quelle mesure les effets dus à la structure à grande échelle sont indépendants de ceux obtenus à petite échelle. Comme il ne s'agit pas de formuler un modèle "complet" qui incluerait tout, nous nous sommes contentés d'étudier, dans un cas précis, le couplage entre les deux effets.

Le cas précis que nous étudions est le même que celui étudié dans le paragraphe 3.2, et dont la géométrie était montrée sur la Figure 3.7. Le contraste de vitesses entre les sédiments profonds et l'argile étant très grand, les longueurs des ondes se propageant dans un milieu et l'autre seront très différentes. Ceci suggère intuitivement qu'il est possible de considérer leurs effets séparément. Si ceci est vrai, on peut envisager le calcul des effets cumulés de la structure profonde et la couche d'argile de deux façons différentes: soit "bêtement" par le modèle complet, soit en superposant la réponse de la structure profonde à celle de la couche d'argile considérée séparément. Cette dernière approche, considérée quotidiennement par les mécaniciens de sol (avec une fonction de transfert pour les sédiments profonds égale à l'unité) a été envisagée pour le cas de Mexico par Sánchez-Sesma *et al.* (1988b) et par Askar (1989). Suivant Bard *et al.* (1988), nous considérons deux lois de vitesse extrêmes pour les sédiments profonds

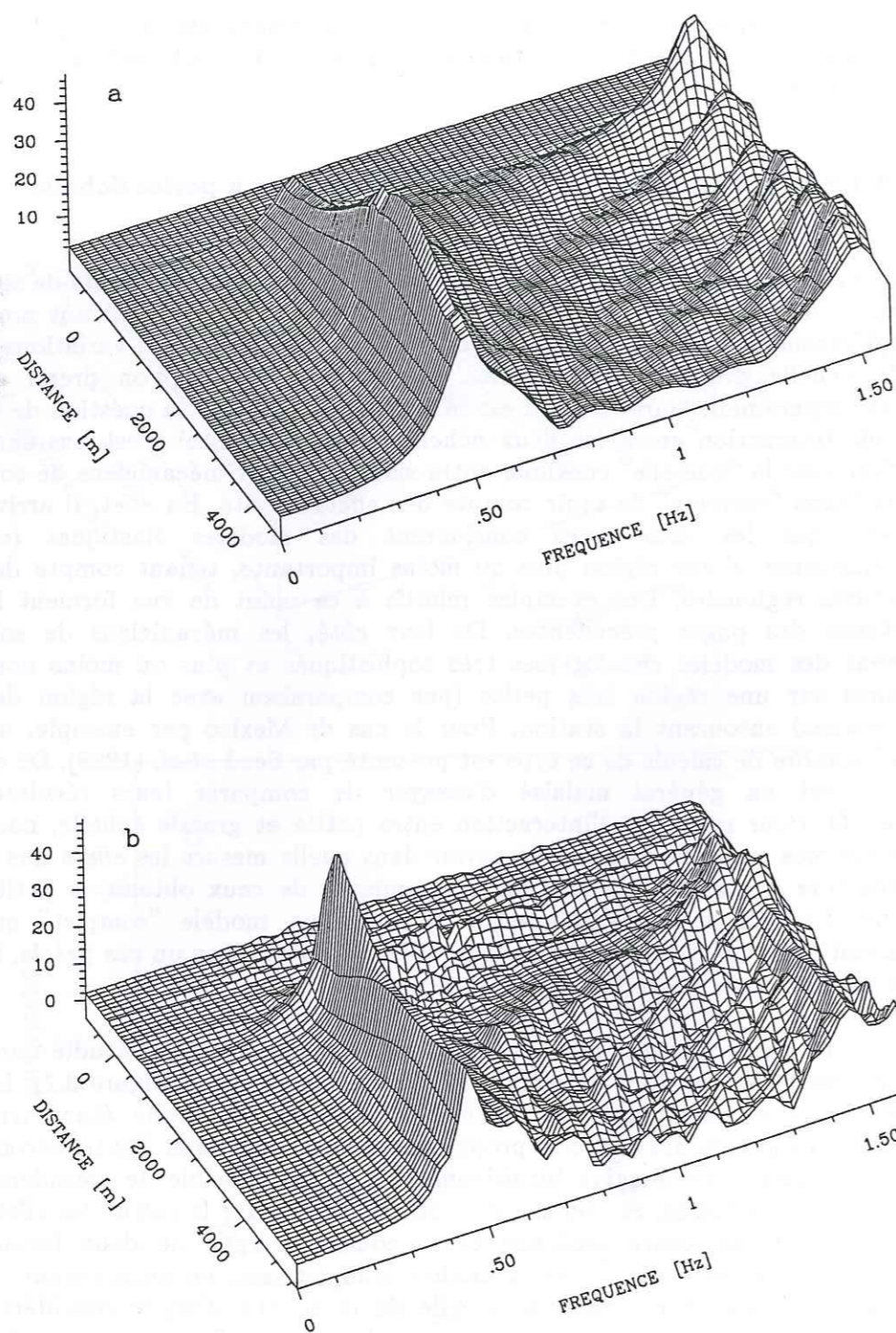


Figure 3.29. (a) Fonction de transfert pour la vallée complète (parabole+argile) obtenue par l'approche segmentée. Elle résulte de la multiplication des fonctions de transfert montrées sur la figure précédente. (b) Fonction de transfert pour la vallée avec la couche d'argile calculée par l'approche complète et le modèle de vitesses DS2.

(Figure 3.7): une vitesse constante égale à 1000 m/s (modèle DS2) et un gradient de vitesse entre 80 et 1000 m/s (modèle DS1). Le demi-espace garde dans les deux modèles une vitesse d'onde S égale à 2500 m/s et un facteur d'atténuation $Q_S = 300$. Par son large contraste de vitesse entre la couche d'argile et les sédiments profonds, le modèle DS2 est *a priori* le plus adapté à l'approche segmentée. Le modèle DS1 nous permettra de pousser la comparaison entre les deux approches avec un modèle, *a priori* moins adapté pour l'approche segmentée, qui estime les effets maxima. Nous présenterons des fonctions de transfert et des sismogrammes synthétiques pour les deux approches que nous avons définies et pour les deux lois de vitesse dans les sédiments profonds (DS1 et DS2). Les méthodes de calcul que nous avons utilisées sont celle d'Aki-Larner pour les structures 2-D et celle de Thomson-Haskell pour calculer la réponse 1-D d'une couche plane.

3.3.1 Cas de sédiments profonds homogènes

Considérons d'abord l'approche segmentée. La Figure 3.28(a) présente la fonction de transfert sous incidence verticale d'ondes SH pour la vallée parabolique homogène (sans la couche d'argile) montrée sur la Figure 3.7. Seule est montrée la réponse sur une moitié de la vallée en raison de la symétrie du problème. A basse fréquence, c'est d'abord le centre de la vallée qui présente l'amplification la plus importante. Ce pic d'amplification se décale ensuite progressivement vers le bord de la vallée, suivant le comportement décrit en détail pour ce type de structures 2-D dans Bard (1983). La fonction de transfert correspondant à la couche plane d'argile sur un demi-espace homogène est montrée sur la Figure 3.28(b). On observe les deux pics de résonance de la couche à 0,5 et 1,5 Hz. L'amplitude, très forte, est due au contraste de vitesse, très marqué pour ce modèle, entre l'argile et son substratum. La fonction de transfert totale obtenue par l'approche segmentée est montrée sur la Figure 3.29(a), elle trahit visiblement les détails des fonctions de transfert montrées sur la Figure 3.28. Le fait que l'amplitude maximale à 0,5 Hz soit située vers le centre de la vallée est conséquence de la réponse de la structure parabolique. Naturellement, on obtient sur le bord une discontinuité entre la vallée et le demi-espace, où il n'y a plus de couche d'argile.

La Figure 3.29(b) montre la réponse de la vallée hétérogène calculée avec la méthode complète. On obtient aussi une forte résonance due à la couche d'argile avec les mêmes fréquences que dans le cas précédent. On peut constater que la forme générale des fonctions de transfert obtenues par les deux approches sont effectivement similaires. Il y a cependant des différences significatives sur le bord de la vallée, où la fonction de transfert obtenue avec l'approche rigoureuse prédit des amplitudes plus importantes que l'approche segmentée, sauf à la fréquence de 1,5 Hz où la distribution d'amplitudes est encore inversée entre les deux approches. Une différence importante entre les deux figures est que, même si

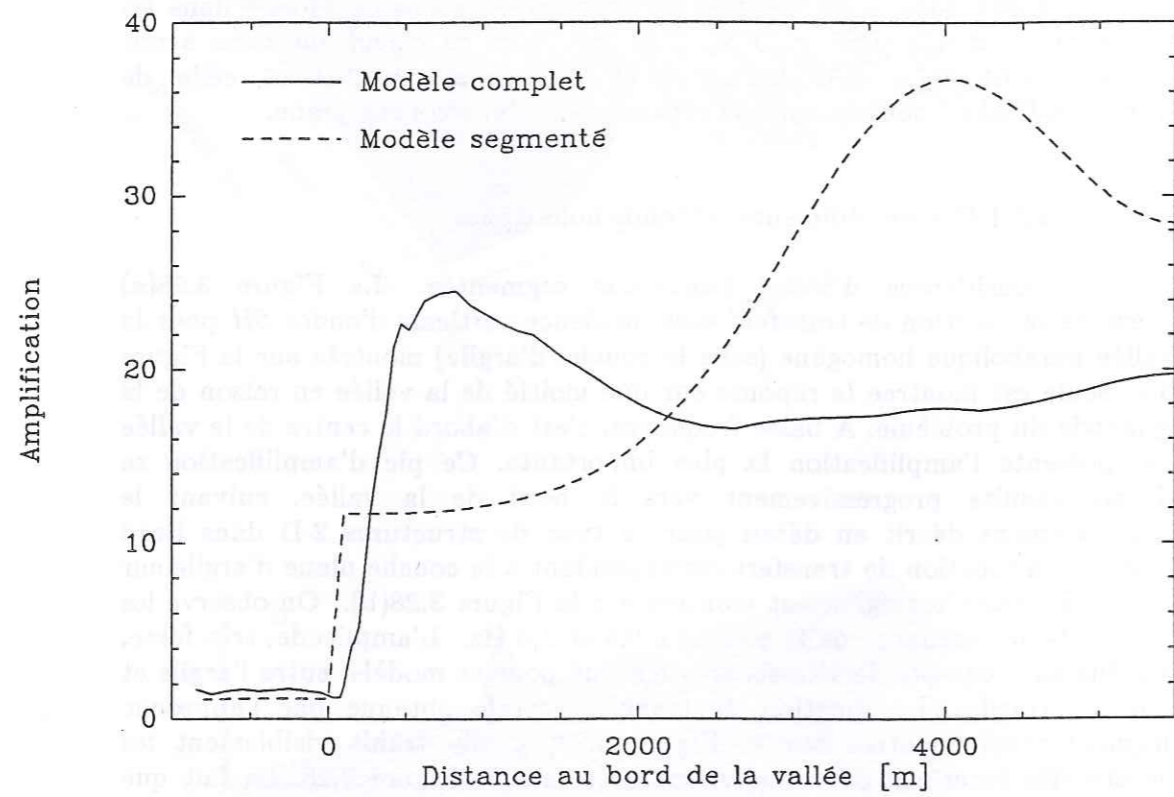


Figure 3.30. Amplification maximale des fonctions de transfert montrées sur la figure précédente, en fonction de la distance. Les différences entre les deux approches sont évidentes.

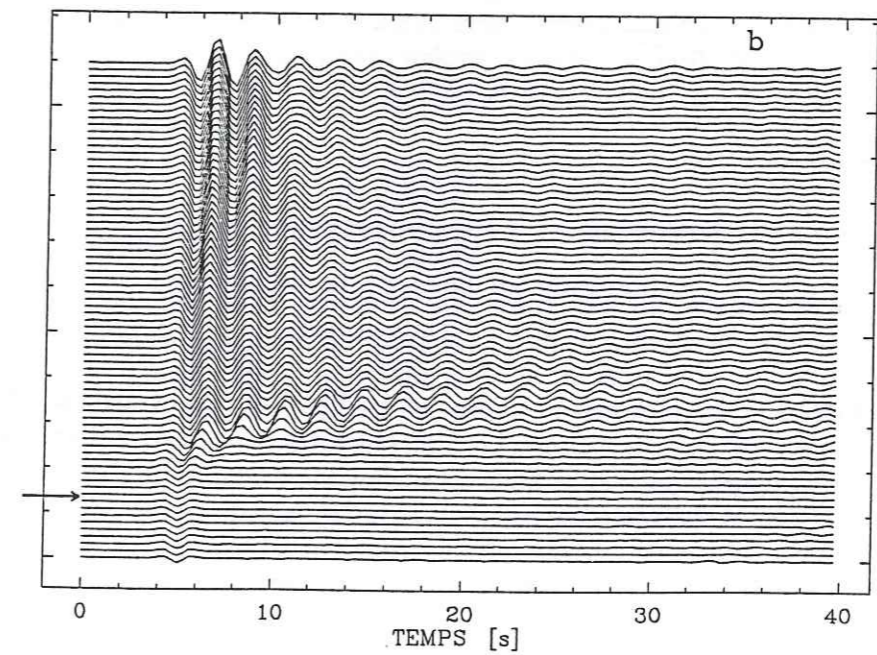
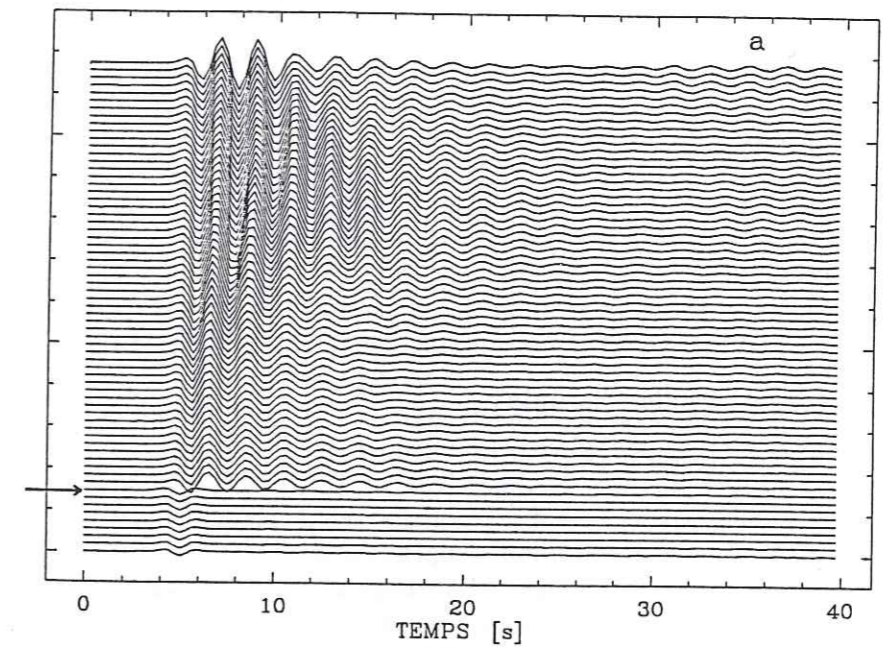


Figure 3.31. Sismogrammes synthétiques en surface calculés avec les fonctions de transfert montrées sur la Figure 3.29 (modèle DS2). La flèche montre le bord de la vallée. Le dernier sismogramme en haut de chaque diagramme correspond au centre de la vallée. (a) Approche segmentée. (b) Méthode complète.

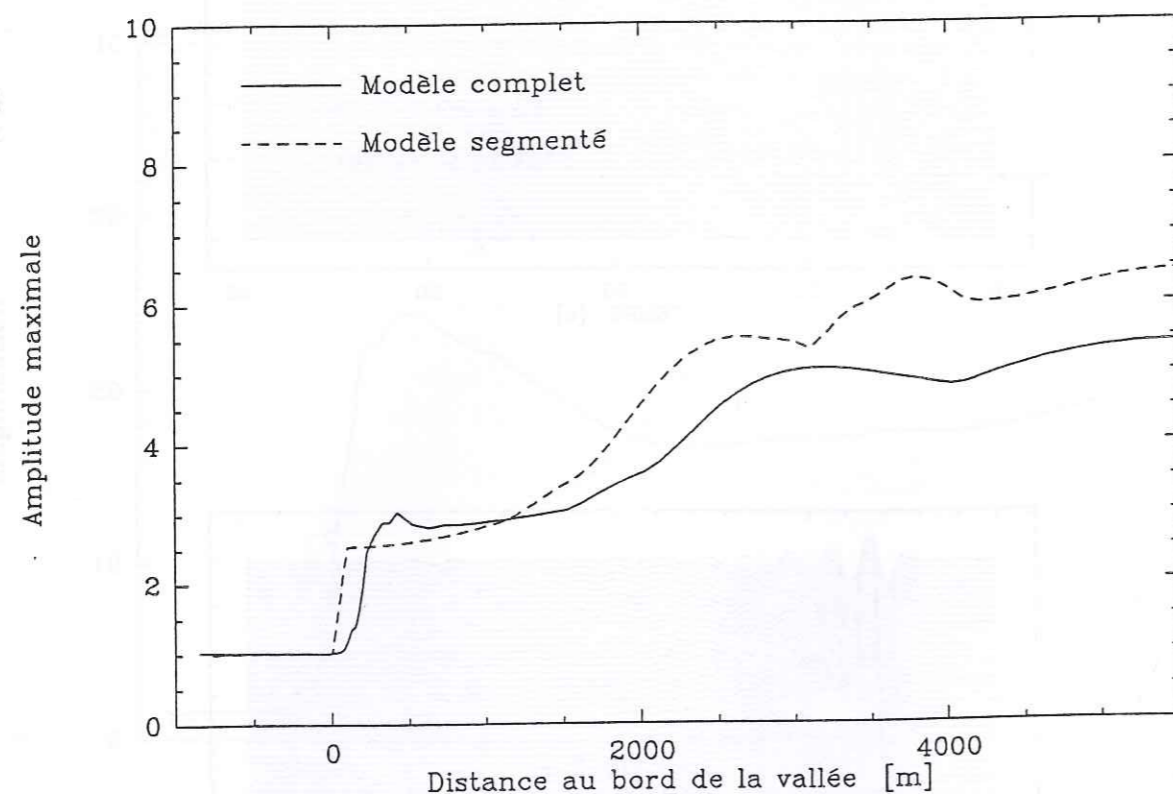


Figure 3.32. Pic du mouvement observé en fonction de la distance pour les sismogrammes présentés sur la figure précédente. Les différences sont moins frappantes que celles observées dans le domaine de Fourier.

les amplitudes maximales de la fonction de transfert le long du profil sont très proches entre les deux approches, la distribution spatiale de ces amplitudes est très différente. Sur la Figure 3.29(a), la valeur maximale se présente vers le centre de la vallée tandis que sur la Figure 3.29(b) elle apparaît sur le bord. La Figure 3.30 montre l'amplitude de ce premier pic en fonction de la distance pour les deux approches. Il est évident que le modèle de superposition est faux sur le bord, là où, pour le modèle complet, l'amplitude est maximale, mais il y a aussi des différences significatives vers le centre de la vallée, où l'approche segmentée surestime considérablement l'amplitude. Les différences atteignent un facteur 2.

Nous avons poursuivi la comparaison dans le domaine temporel. Les fonctions de transfert montrées ont été convoluées avec un pulse de Ricker de fréquence dominante 0,5 Hz. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.31. Sur la Figure 3.31(a), les sismogrammes correspondants à l'approche segmentée exhibent des caractéristiques similaires à celles qu'on remarquait sur la fonction de transfert: amplitude maximale vers le centre de la vallée et une discontinuité sur le bord. Les sismogrammes synthétiques calculés pour le modèle complet (Figure 3.31(b)) montrent deux caractéristiques différentes: la résonance au centre de la vallée n'est pas si marquée et on voit apparaître une onde de surface, générée sur le bord, très dispersive, se propageant avec une vitesse de groupe très basse (de l'ordre de 18 m/s). Si nous comparons maintenant la valeur maximale des séries de temps en fonction de la distance (Figure 3.32) nous constatons une différence moindre par rapport à celle que nous avons observée dans le domaine de la fréquence. Dans le centre de la vallée, le mouvement est surestimé de 20% par le modèle segmenté.

3.3.2 Cas de sédiments profonds à gradient de vitesses

Le modèle DS1 présente un contraste de vitesse moins marqué entre l'argile et les sédiments profonds. De ce fait, on peut espérer que l'effet de la couche d'argile sera moins marqué, en même temps que l'amplification du mouvement dans un modèle 1-D sera supérieure à celle observée pour le modèle DS2, comme montré dans le paragraphe 3.2. La Figure 3.33 montre les fonctions de transfert obtenues par les deux approches pour ce modèle. Il est curieux de constater que les fonctions de transfert se ressemblent plus que dans le cas précédent, étant donné que ce cas était *a priori* moins adéquat pour l'analyse segmentée. Les deux fonctions de transfert montrent les résonances à 0,5 et 1,5 Hz de la couche d'argile, mais comme leur amplitude est inférieure, du fait du plus faible contraste de vitesses entre l'argile et la couche immédiatement en dessous, on voit mieux les irrégularités de la surface sur la distance et la fréquence occasionnées par la structure parabolique de la vallée. La Figure 3.34 montre l'amplification spectrale maximale en fonction de la distance. Cette amplification maximale se présente à la fréquence de 0,5 Hz à l'exception du pic d'amplification

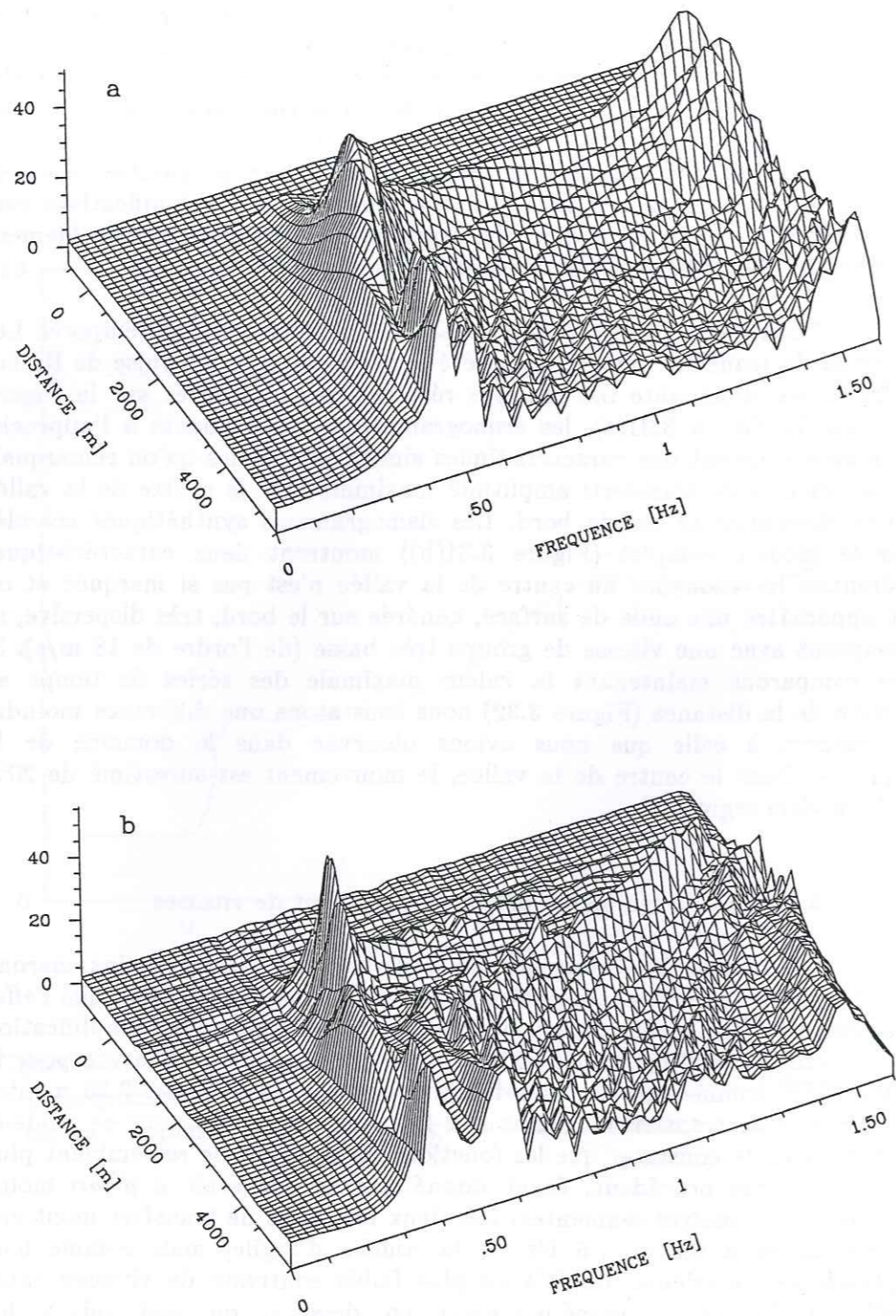


Figure 3.33. Fonctions de transfert pour la vallée complète (parabole+argile) obtenues par les deux approches. Le modèle de vitesse pour les sédiments inclut maintenant un fort gradient de vitesses (modèle DS1). (a) Approche segmentée. (b) Approche complète.

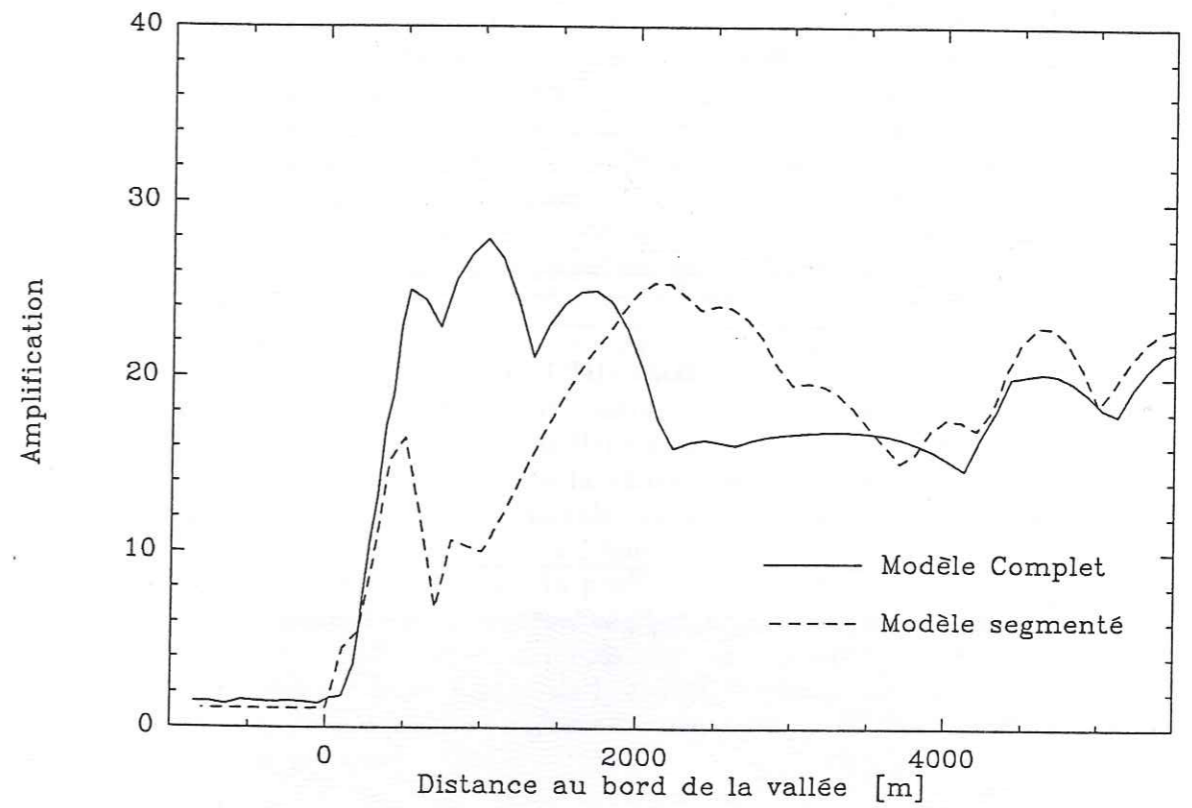


Figure 3.34. Amplification maximale des fonctions de transfert montrées sur la figure précédente, en fonction de la distance, pour le modèle de vitesses DS1. L'écart entre ces deux courbes est inférieur à celui observé pour le modèle DS2.

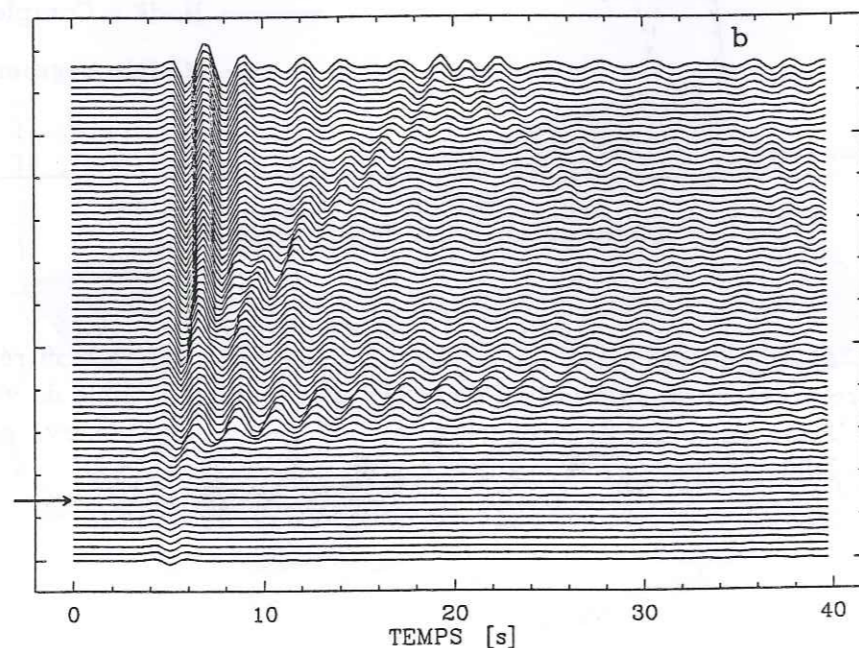
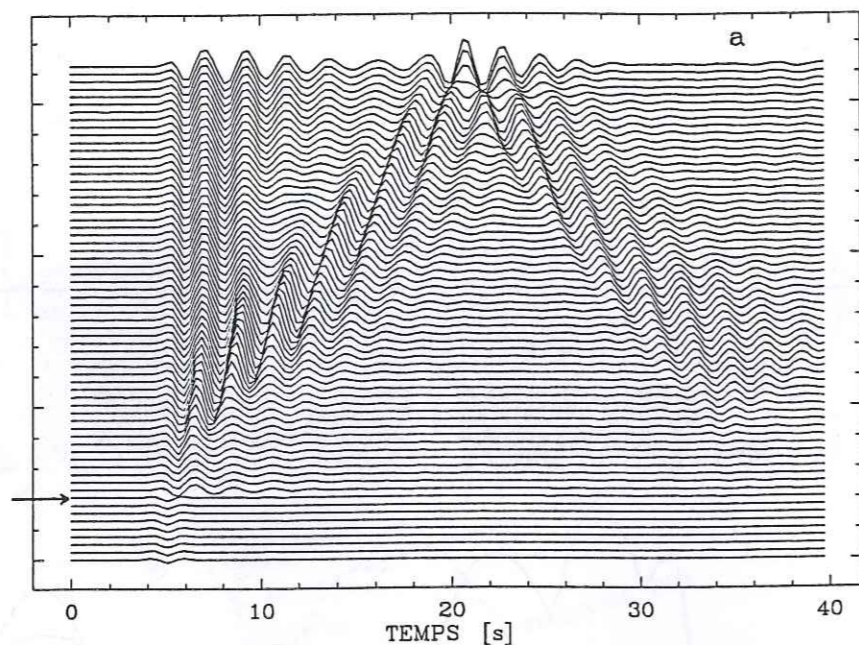


Figure 3.35. Sismogrammes synthétiques en surface calculés avec les fonctions de transfert montrées sur la Figure 3.33 (profil de vitesses en gradient, DS1). La flèche montre le bord de la vallée. Le dernier sismogramme en haut de chaque diagramme correspond au centre de la vallée. (a) Approche segmentée. (b) Méthode complète.

maximale qu'on observe pour l'approche segmentée à 500 m du bord de la vallée. Les différences entre les deux approches sont très significatives entre 0 et 3000 m de distance au bord de la vallée. Au centre de la vallée, l'écart entre les amplifications maximales des deux approches n'est pas très important, mais ceci est dû en partie à la partition de l'énergie dans le modèle complet en deux pics de résonance (à 0,4 et 0,6 Hz), diminuant ainsi l'amplitude observée sur la Figure 3.34.

Les résultats dans le domaine du temps sont présentés sur la Figure 3.35. La structure en gradient des vitesses dans la vallée donne lieu à l'apparition des ondes de surface se propageant à travers la vallée avec une vitesse de groupe entre 250 et 300 m/s. Ces ondes sont très nettes sur les deux approches et, dans le modèle complet, s'ajoutent aux ondes de surface se propageant dans l'argile. Ces dernières, montrées déjà sur la Figure 3.31, montrent ici une amplitude plus faible du fait d'un contraste de vitesses entre argile et son substratum moins important. La Figure 3.35(a) montre clairement la superposition entre une résonance unidimensionnelle et les ondes de surface dues à la structure stratifiée des sédiments profonds. Ces ondes de surface sont amplifiées artificiellement par la réponse 1-D de l'argile. Sur la Figure 3.35(b) par contre, les ondes de surface de la structure profonde ne sont pas dominantes (leur amplitude est faible et leur dispersion importante) et vers le centre de la vallée c'est la réponse 1-D, caractérisée par une absence de variation latérale, qui contrôle le pic du mouvement. Ces observations sont reprises sur la Figure 3.36, où le pic du mouvement en fonction de la distance le long du profil est représenté. Ce sont les ondes de surface qui contrôlent la courbe correspondante à l'approche segmentée, tandis que les amplitudes plus fortes dans le modèle complet sont données par la résonance 1-D au centre de la vallée. L'écart maximal entre les deux courbes n'est pas loin d'un facteur 2, beaucoup plus significatif que celui observé pour le modèle DS2.

3.3.3 Conclusions

Nous avons montré des résultats pour un cas bien précis et uniquement pour l'incidence verticale des ondes *SH*, ce qui limite les conclusions que nous en pouvons tirer. Une remarque est immédiate (il n'était même pas nécessaire de faire des calculs): le modèle segmenté ne permet pas de retrouver des ondes de surface générées par les irrégularités de la couche d'argile superficielle. Les calculs simples que nous avons effectués nous permettent d'évaluer l'importance de ces ondes de surface dans le cas des modèles étudiés; en raison de leur faible vitesse de propagation et leur caractère très dispersif, elles sont significatives uniquement près des bords de la vallée, et deviennent négligeables pour des distances au bord de l'ordre de 500 m à 1 km. Cependant, il est intéressant de noter que, pour le modèle DS2, celui qui *a priori* serait le plus approprié pour une analyse segmentée, les maxima de la réponse dans le domaine de

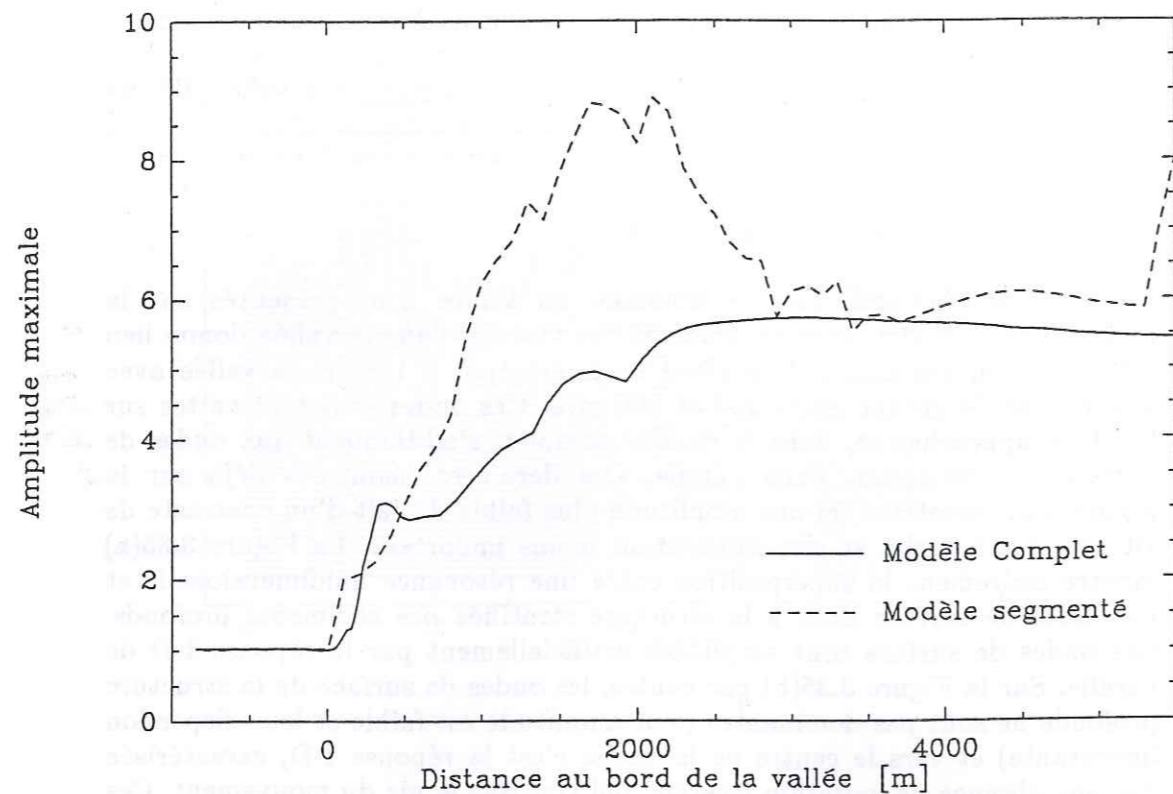


Figure 3.36. Pic du mouvement observé en fonction de la distance pour les sismogrammes présentés sur la figure précédente. Les différences sont plus importantes que celles observées dans le domaine du temps pour le modèle DS2 (Figure 3.32).

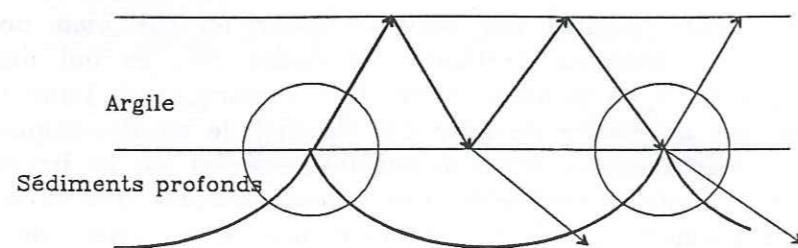


Figure 3.37. Schéma montrant l'interaction entre les ondes se propageant dans la couche d'argile et celles se propageant dans les sédiments profonds. L'interaction qui se passe dans les points encadrés ne peut pas être prise en compte dans l'approche segmentée, ce qui conduit à la surestimation de la réponse en surface.

Fourier sont très différents de la réponse correcte, même au centre de la vallée.

Dans les cas que nous avons étudiés, le modèle segmenté a tendance à surestimer le mouvement en surface. Par exemple, pour le modèle DS1 on retrouve bien un groupe d'ondes de surface, piégées par la structure stratifiée des sédiments profonds, mais l'importance de ce groupe est exagérée par la superposition directe de la réponse de la couche d'argile. La superposition directe ne permet pas l'interaction entre les ondes réfléchies et transmises à l'interface argile-sédiments profonds, montrées schématiquement sur la Figure 3.37. En négligeant leur interaction, on admet subrepticement que toute interférence est constructive. Il s'en suit nécessairement que les amplitudes seront surestimées. Plus important cependant est le fait que la durée aussi est augmentée artificiellement, ce qui dans le cas de Mexico nous fournirait une fausse explication.

Nous pensons que, faute de pouvoir évaluer la réponse complète d'une structure géologique donnée, soit par manque d'information géotechnique soit par manque de ressources de calcul, il est préférable de considérer uniquement la réponse de la couche d'argile avec un modèle simple d'une couche plane sur un demi-espace, tout en sachant que les risques de se tromper gravement là où apparaissent des irrégularités latérales sont très grands. La superposition des fonctions de transfert risquerait de nous conforter dans l'idée que nous avons réussi à introduire un effet 2-D dans un modèle 1-D, ce qui nous conduirait non seulement à nous tromper sur les bords, autant qu'avec le modèle 1-D simple, mais aussi à surestimer la réponse partout ailleurs.

En ce qui concerne la suite de ce travail, on peut dire que la séparation artificielle entre modèles à grande échelle et ceux à petite échelle ne sera valable que "loin" du bord de la vallée. Or, dans le paragraphe 3.2 nous avons vu que les ondes superficielles se propageant sur l'argile générées au bord de la vallée ne fournissaient pas une explication des arrivées tardives des enregistrements. Il ne s'agit donc pas d'un effet dû à la structure à grande échelle. Dans la suite nous considérerons plusieurs modèles à petite échelle pour tester si l'explication pourrait venir des ondes de surface générées très localement. Nous prenons bien note qu'il ne nous sera pas aisé de faire une synthèse, à la fin, des fonctions de transfert à grande et petite échelle. Il n'est pas possible de tricher pour modéliser la vallée de Mexico.

3.4 Conclusions sur les modèles à grande échelle

Nous avons tiré des conclusions partielles de chacun des paragraphes qui composent ce chapitre. Les résultats que nous avons

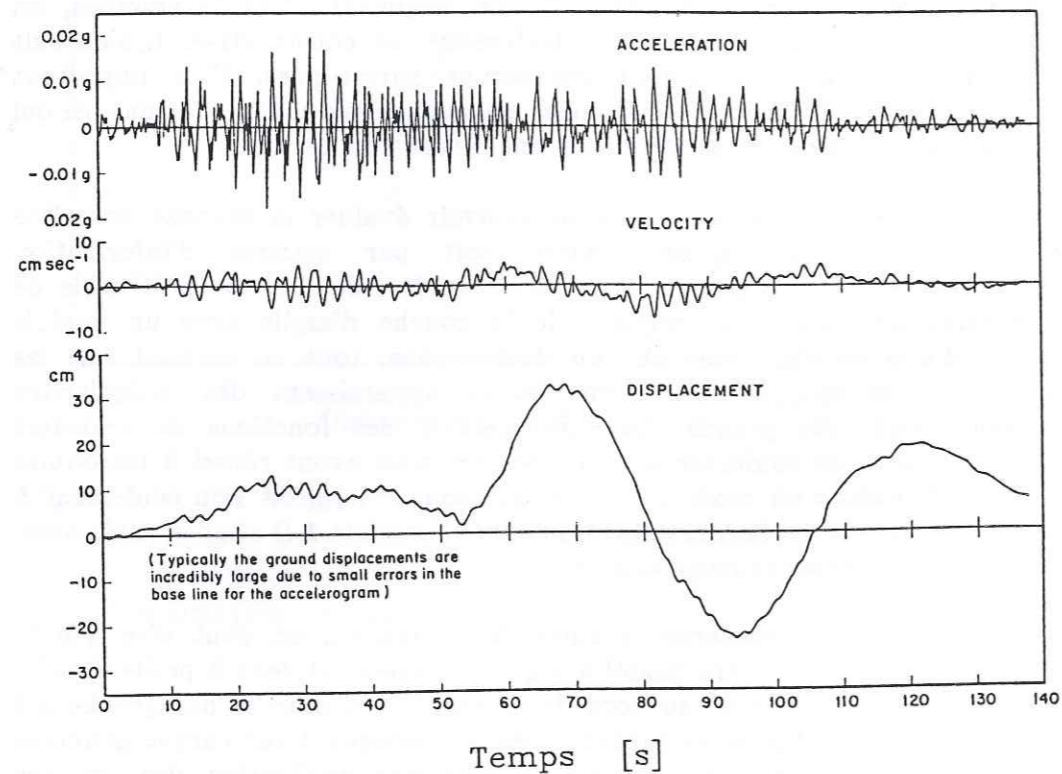


Figure 3.38. Accélérogramme observé (vitesse et déplacement obtenus par intégration) à Mexico le 6 juillet 1964. Composante NS. [D'après Rosenblueth, 1966, cité par Newmark et Rosenblueth, 1971].

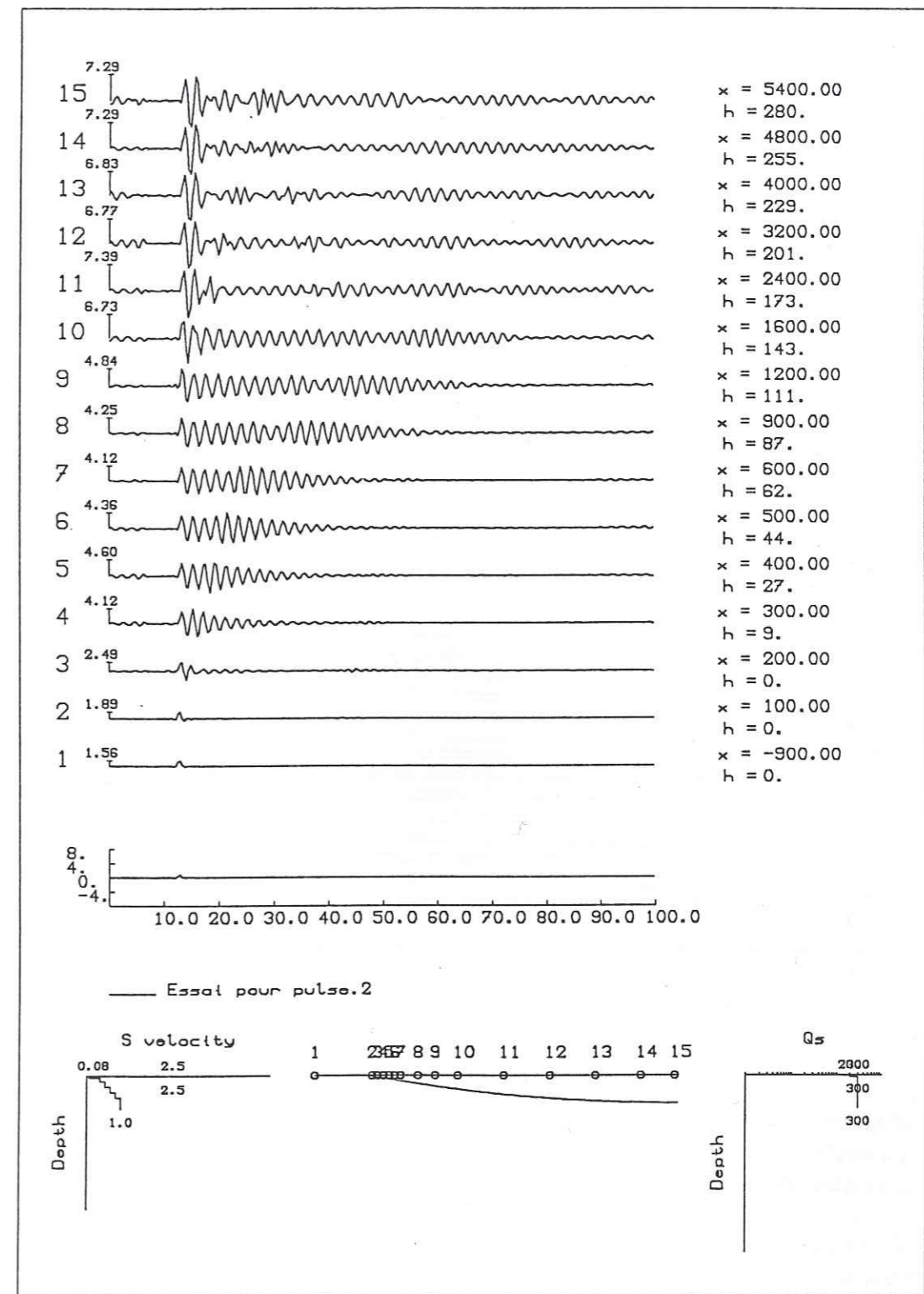


Figure 3.39. Sismogrammes synthétiques obtenus sur la surface du modèle parabolique montré sur la Figure 3.7. L'atténuation de la couche d'argile est portée à $Q = 200$. La vitesse des sédiments profonds présente un gradient vertical (modèle DS1, Figure 3.7).

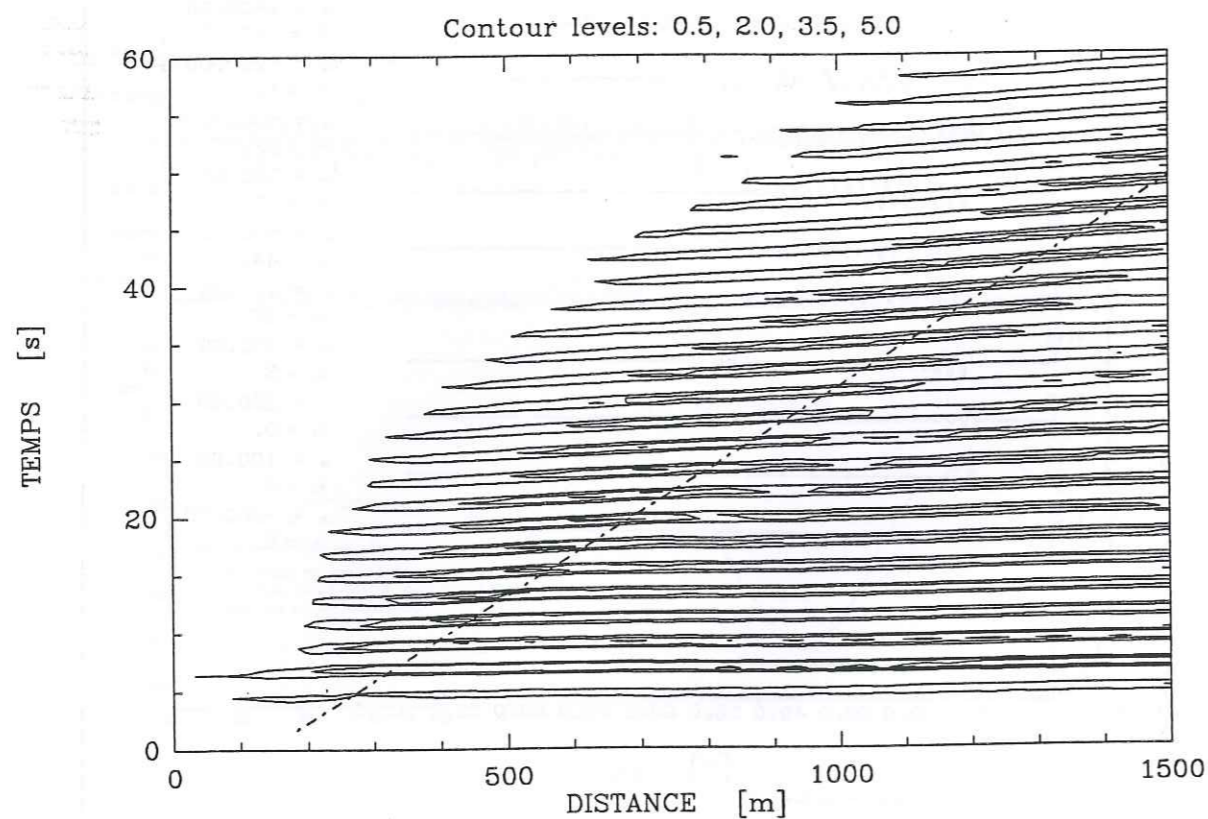


Figure 3.40. Contours dans le plan $x-t$ des sismogrammes synthétiques en surface. Le cas est le même que celui montré sur la figure précédente. La ligne pointillée correspond à une vitesse de 28 m/s.

obtenus permettent une première estimation des effets de la structure à grande échelle dans la réponse en surface de la vallée de Mexico. Nous ne reviendrons pas ici sur ces résultats. Nous préférons passer tout de suite à la question centrale: Quel est l'apport des modèles à grande échelle en ce qui concerne la durée des enregistrements obtenus sur l'argile à Mexico en 1985 (ou en 1989, ou en 1964, Figure 3.38)? La réponse est: plutôt mince. En effet, bien qu'intuitivement très attractive, une explication en termes d'ondes de surface dans la couche d'argile n'est pas envisageable *avec les propriétés mécaniques que nous avons utilisées*. Nous avons déjà discuté des points où nous ne sommes pas d'accord avec Kawase et Aki (1989), notamment en ce qui concerne leur choix de l'atténuation pour la couche d'argile. D'autres résultats récents vont cependant dans la même direction. Sánchez-Sesma *et al.* (1988b) en utilisant une méthode hybride dont nous avons déjà parlé, obtiennent des accélérogrammes synthétiques en surface d'une couche d'argile en forme de biseau. L'atténuation de l'argile y est apparemment négligée (bien que ce ne soit jamais dit explicitement). Paolucci et Faccioli (1991) montrent un bon accord entre simulations et observations, de même pour un modèle en forme de biseau représentant une vallée large dont la pente du substratum est inférieure à 1 degré. Cependant, eux aussi, considèrent un facteur Q pour l'argile de 300, qui implique une atténuation quasiment nulle. Ces résultats nous ont motivé à refaire nos calculs en utilisant, nous aussi, une valeur de Q élevée (200) pour la couche d'argile.

Revenons donc sur notre modèle parabolique avec la couche d'argile en surface. Les sismogrammes synthétiques obtenus en 15 points à la surface pour l'incidence d'ondes SH sont montrés sur la Figure 3.39. Le modèle de vitesse pour les sédiments profonds est celui du gradient et leur valeur de Q est de 300. Les différences sont significatives par rapport aux résultats obtenus avec un facteur Q plus faible (Figure 3.35(b)). La durée du mouvement significatif est plus que doublée. La Figure 3.40 montre les contours dans le plan $x-t$ de ces sismogrammes. L'onde de surface qui se dispersait rapidement sur la Figure 3.35(b) peut être suivie sur une distance beaucoup plus longue. Elle a toujours une vitesse de propagation très faible. Les résultats pour l'incidence d'ondes SV sont tout aussi impressionnants. La Figure 3.41 montre les sismogrammes synthétiques en surface pour une couche d'argile avec $Q = 200$, sismogrammes qui sont à comparer à ceux montrés sur la Figure 3.16 (les sédiments profonds sont homogènes). Nous observons deux modes d'ondes de Rayleigh se propager à partir du bord de la vallée, qui sont plus ou moins évidents selon la composante de mouvement que l'on regarde. Leurs vitesses de propagation sont d'environ 80 m/s pour le plus rapide et de quelques 57 m/s pour le plus lent. La Figure 3.42 montre le sismogramme synthétique obtenu à 1625 m à partir du bord de la vallée. La composante horizontale montre clairement l'arrivée de l'onde lente avec une amplitude de l'ordre de grandeur de l'énergie incidente. Sur la composante verticale, on peut apprécier l'arrivée de l'onde de Rayleigh plus rapide vers 17 s. Nous n'avons pas convolué notre fonction de transfert avec une source d'une durée plus importante (l'accélérogramme à TACY ou à CU

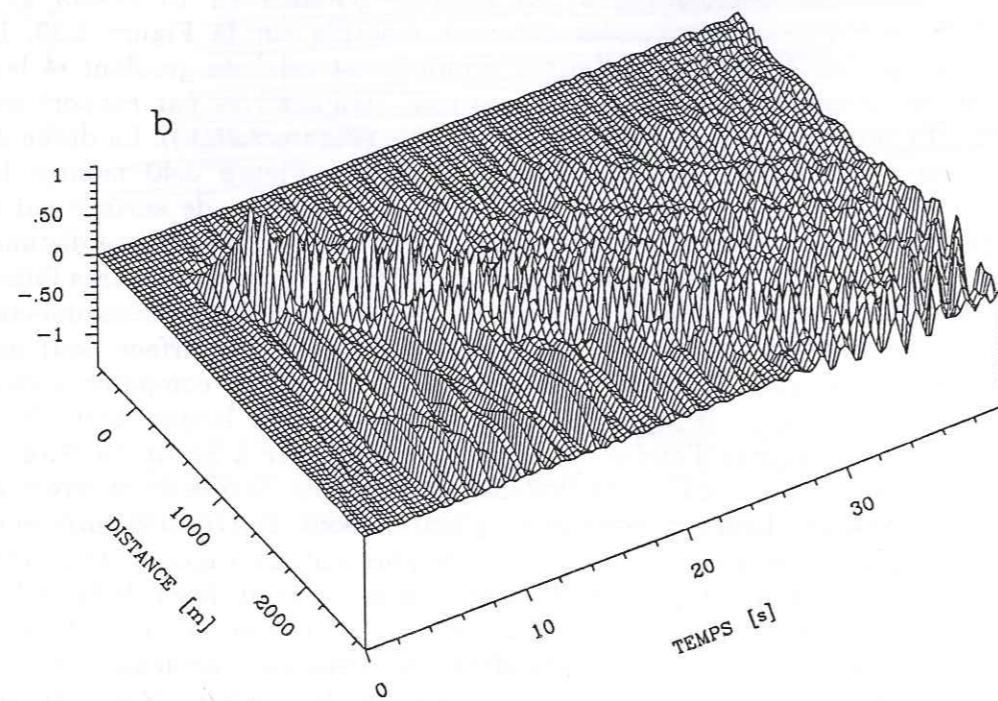
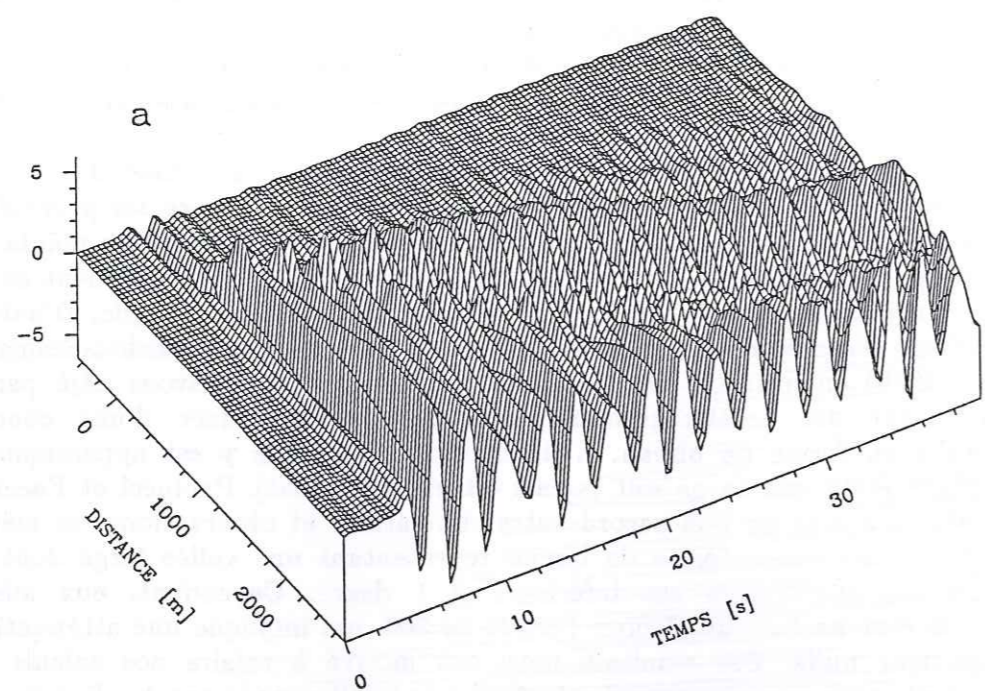


Figure 3.41. Sismogrammes en surface du modèle de la Figure 3.7 pour l'incidence des ondes SV , avec une valeur de Q dans l'argile de 200. Les sédiments profonds sont homogènes. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

par exemple) mais nous n'avons aucun doute sur le fait que les résultats se compareraient très favorablement avec les enregistrements à CDAO.

En ce qui concerne la durée donc, la conclusion que nous retenons de cette partie est la suivante: les modèles à grande échelle ne permettent pas d'expliquer l'accroissement de la durée des enregistrements dans la vallée pour deux conditions simultanées: un modèle élastique et la valeur d'atténuation que nous avons considéré pour les matériaux qui remplissent la vallée. La deuxième condition nous est imposée par les observations et nous voyons mal comment nous en défaire. La première fera l'objet du dernier chapitre de ce mémoire. En attendant, nous allons regarder de plus près la couche d'argile (je suis myope d'ailleurs) dans le but d'étudier des irrégularités plus locales. Après la grandeur, la petite échelle.

4. MODELES A PETITE ECHELLE

Le chapitre précédent nous a permis de montrer l'influence de la structure à grande échelle de la vallée de Mexico dans sa réponse sismique. Nous avons montré, d'une part qu'il n'est pas possible de négliger l'amplification due à la structure à grande échelle de la vallée (et donc que les stations accélérométriques installées à Ciudad Universitaria ne sont pas un bon choix comme stations de référence pour des études de microzonage), et d'autre part que, malgré la génération des ondes de surface dans la structure profonde (dans le cas d'un gradient de vitesses) et dans l'argile, les résultats ne permettent pas d'expliquer la durée exceptionnelle des données de mouvement fort dans la zone du lac. S'il n'est pas possible d'écarter définitivement qu'il s'agisse d'ondes superficielles, il nous faut considérer la possibilité que les ondes soient générées par des hétérogénéités latérales autres que les bords du remplissage sédimentaire.

Différents modèles considérant la diffraction par des couches d'épaisseur très irrégulière ont souvent été envisagés en sismologie. On peut mentionner les études de Hill et Levander (1984) en ondes *SH* et de Levander et Hill (1985) et Paul et Campillo (1988) pour le cas d'ondes *P-SV*. Cependant, ces études se sont plus intéressées à des irrégularités d'épaisseur de la croûte terrestre qu'à des irrégularités très locales de couches minces comme celle qui nous préoccupe ici. L'idée de chercher l'explication des arrivées tardives observées à Mexico dans des oscillateurs plus petits est une orientation naturelle après l'échec des modèles à grande échelle. La preuve en est que pas moins de trois études menées indépendamment ont été présentées à la Conférence Internationale de Dynamique des Sols et Génie Sismique à Mexico en 1989 sur des modèles très similaires. Ces études font référence à des irrégularités latérales au sein même de la couche d'argile, irrégularités corroborées par les données géotechniques (ce qui sous-entend qu'elles soient possibles et non qu'elles soient bien contraintes). En effet, il est peu vraisemblable qu'une couche d'une quarantaine de mètres d'épaisseur puisse s'étaler sur 11 km avec une épaisseur partout constante en gardant des propriétés partout homogènes, comme nous l'avons supposé pour les modèles à grande échelle. A cet égard, on peut mentionner que ces variations latérales de l'argile ont été déjà largement invoquées par tous les tenants des modèles 1-D, où l'épaisseur et la vitesse de propagation d'ondes *S* de la couche d'argile sont "adaptées" à chaque site. L'idée que les irrégularités d'épaisseur de l'argile puissent avoir un effet important sur la concentration du mouvement en certaines zones est insinuée dans une discussion plutôt académique sur le déterminisme et le chaos par Rial (1989a). Un traitement plus tourné vers la compréhension des phénomènes en termes de propagation d'ondes élastiques a été présenté

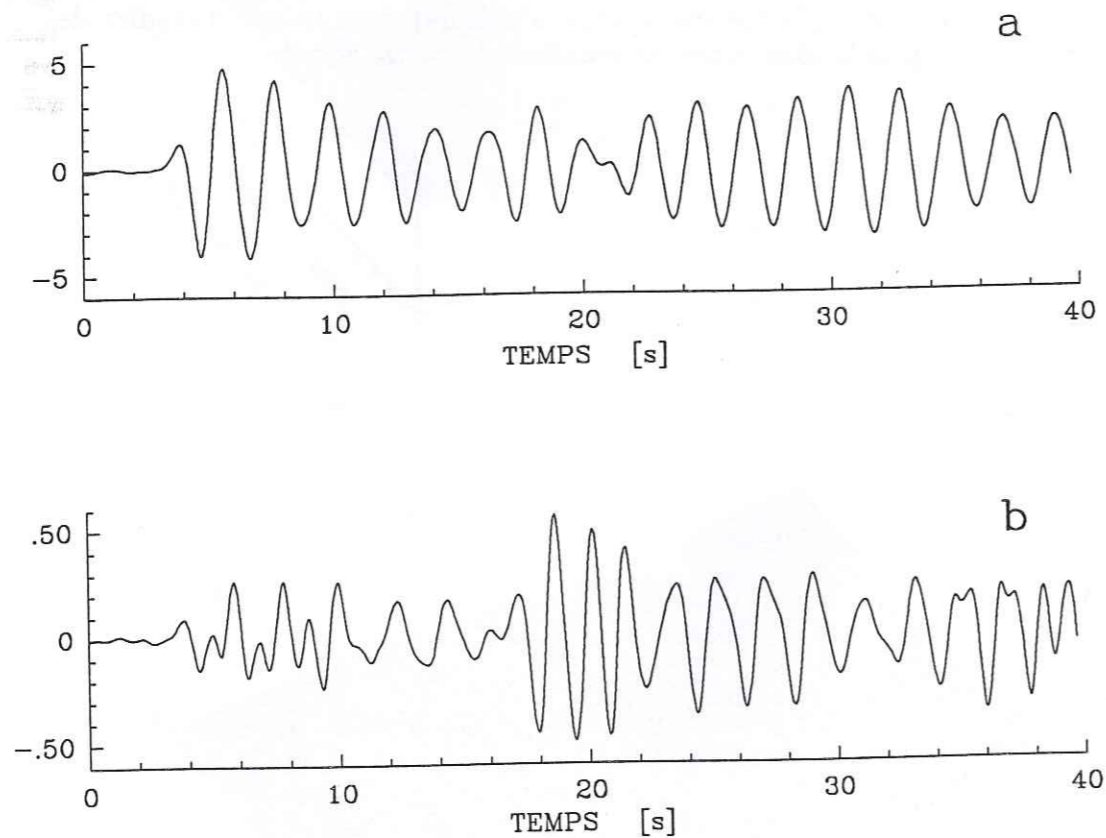


Figure 3.42. Sismogrammes en surface pour une distance au bord de la vallée de 1625 m. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

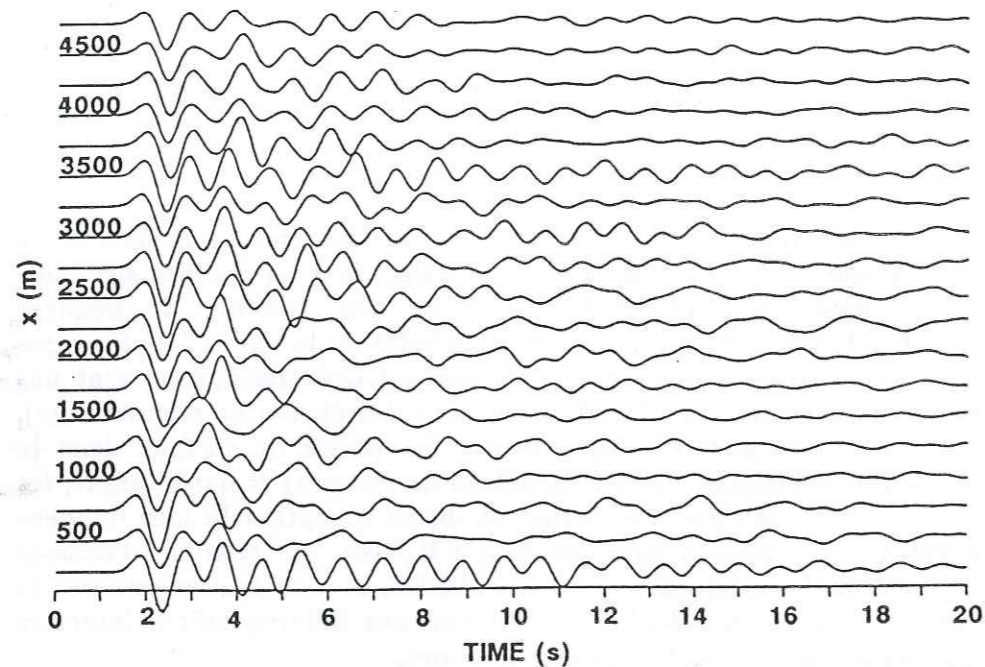


Figure 4.1. Sismogrammes synthétiques en surface sur une couche d'argile irrégulière avec des variations stochastiques de vitesse. [D'après Faccioli *et al.*, 1989].

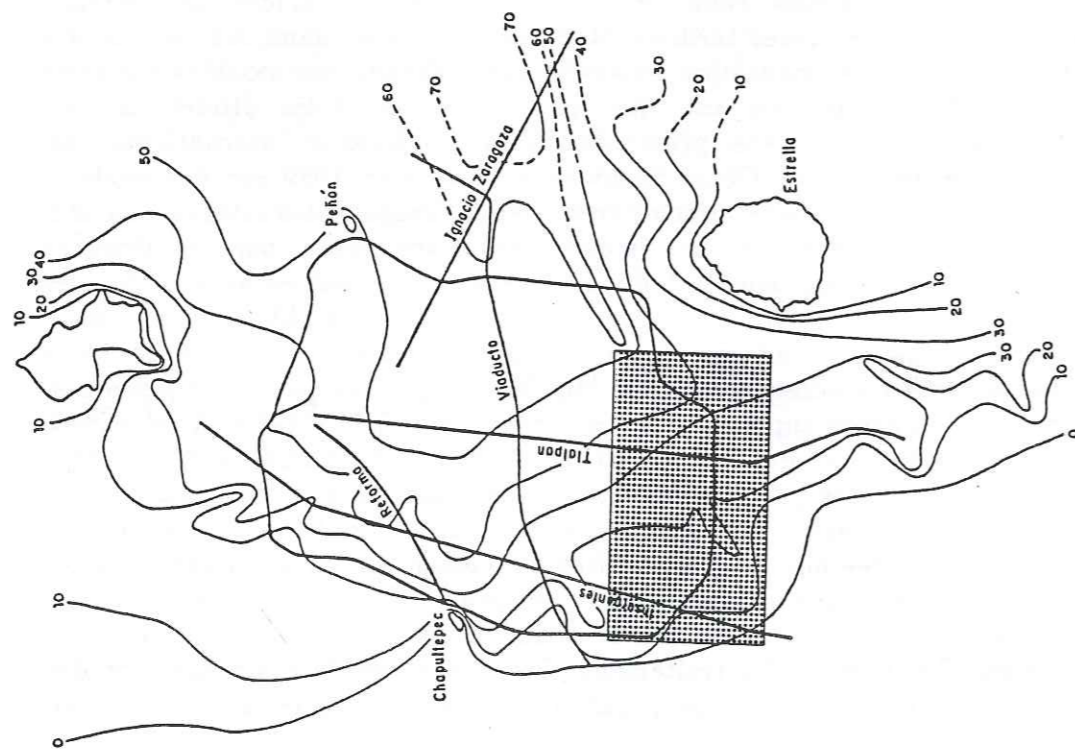
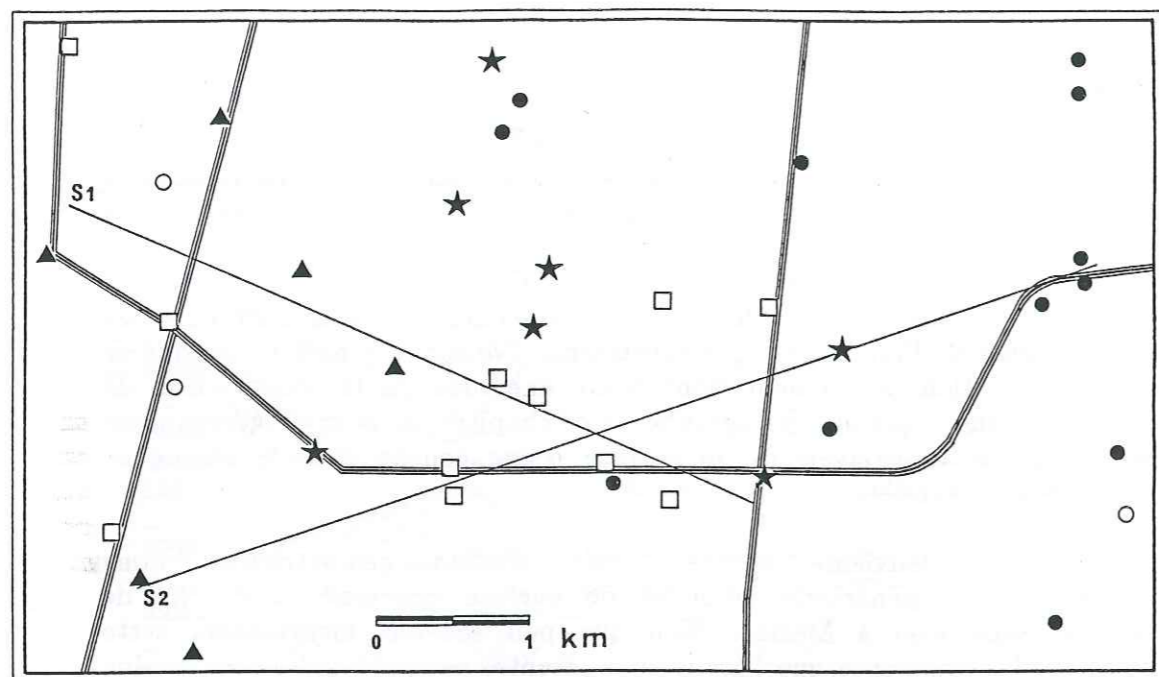


Figure 4.2. Isopaques de la couche d'argile superficielle à Mexico. Dans le rectangle montré la densité de l'information sur l'épaisseur de l'argile est très élevée. [D'après Suárez *et al.*, 1987].

dans Chávez-García et Bard (1989). La troisième étude réalisée sur les irrégularités à petite échelle est celle de Faccioli *et al.* (1989), dont les résultats sont très similaires à ceux de Chávez-García et Bard (1989) (on peut comparer, par exemple, la Figure 13 de Faccioli *et al.*, 1989, notre Figure 4.1, avec la Figure 5 de Chávez-García et Bard, 1989, notre Figure 4.16). La différence est cependant de taille: Faccioli *et al.* (1989) ont inclus des variations stochastiques de la vitesse dans l'argile en plus d'irrégularités géométriques de l'interface argile-substratum. Nous avons préféré considérer chaque variation séparément pour avoir une idée de la contribution de chacune. Dans le premier paragraphe de ce chapitre, nous envisagerons donc les effets sur le mouvement en surface d'une couche d'argile homogène d'épaisseur irrégulière.

Une deuxième source locale d'effets géométriques, donc potentiellement génératrice d'ondes de surface concerne la couche de remblai superficiel à Mexico. Bien que peu souvent mentionnée, cette couche, plus résistante que l'argile sous-jacente, peut atteindre une dizaine de mètres d'épaisseur. Elle est présente sur une grande partie de la ville et n'a pas une épaisseur constante. Pour une analyse simple, il est possible de négliger cette couche, car de prime abord son effet principal sera l'atténuation du mouvement en surface par effet de confinement. Cependant une analyse plus complète demande l'évaluation des effets 2-D des irrégularités de l'épaisseur de cette couche et la confrontation entre cette amplification 2-D et l'atténuation par confinement. Le deuxième paragraphe de ce chapitre étudie cette question. Cette étude ainsi que la précédente, concernant les variations d'épaisseur de la couche d'argile, feront appel une fois de plus à la méthode d'Aki-Larner.

La méthode d'Aki-Larner permet de considérer des couches qui horizontalement sont géométriquement irrégulières mais mécaniquement homogènes. On peut cependant se poser la question si une couche d'argile homogène à épaisseur variable est plus vraisemblable qu'une couche d'argile hétérogène à épaisseur constante. *A priori* il n'y a aucune raison. Les données disponibles indiquent en fait que la couche d'argile à Mexico est variable à la fois dans sa géométrie et dans ses propriétés mécaniques. On est donc plus près du modèle de Faccioli *et al.* (1989). Or, les problèmes de modélisation que pose un milieu hétérogène sont autrement plus complexes que ceux d'un milieu homogène. Dans le troisième paragraphe de ce chapitre nous nous attaquerons à ces problèmes et étudierons le mouvement en surface d'une couche d'argile complètement hétérogène, mais avec une épaisseur constante. La complexité de ce modèle nous impose deux obligations: 1) abandonner la méthode bien confortable d'Aki-Larner pour une méthode de différences finies; 2) nous limiter à l'incidence d'ondes *SH*, en incluant l'atténuation, paramètre fondamental en génie parasismique. Tous les calculs présentés ci-dessous seront restreints à une incidence verticale d'ondes planes. Des raisons pour cela ont été déjà avancées en ce qui concerne les modèles à grande échelle dans la paragraphe 3.1.3. Nous



Epaisseur (H) de la couche d'argile superficielle

○		H < 15 m
▲	15 m ≤	H < 20 m
□	20 m ≤	H < 25 m
★	25 m ≤	H < 30 m
●	30 m <	H

Figure 4.3. Recompilation de l'information provenant des forages ayant servi de base à l'élaboration des isopaques de la couche d'argile (rectangle montré sur la figure précédente). L'interface sous l'argile n'est pas aussi régulière que l'impliquent les contours lissés.

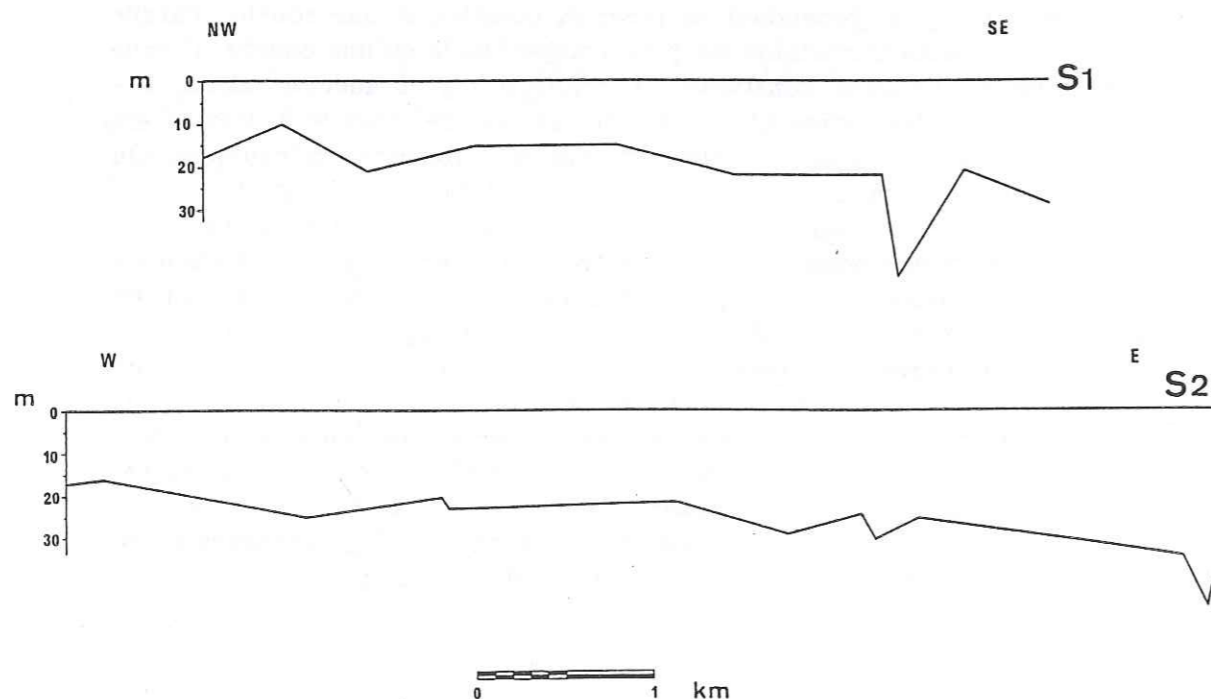


Figure 4.4. Sections correspondantes aux lignes S1 et S2 tracées sur la figure précédente.

pouvons rajouter ici que, comme la plupart des auteurs qui ont travaillé sur le sujet (référencés à plusieurs reprises précédemment), nous considérons très probable l'existence d'un gradient de vitesses dans les sédiments profonds. Ce gradient ne peut que redresser l'énergie incidente sous la couche d'argile, redressement que le contraste de vitesses entre celle-ci et son substratum ne fera qu'accentuer. Une observation préalable très importante est que, comme tous les modèles présentés jusqu'ici, notre couche hétérogène d'épaisseur constante est un modèle déterministe. Ceci implique deux fortes limitations: 1) il nous faudrait calculer beaucoup de profils différents pour avoir une idée de la distribution de probabilité de la réponse en surface étant donné une distribution de probabilité des paramètres mécaniques de la couche. Nous n'avons pas suivi cette approche, entre autre parce que les données géotechniques disponibles ne sont pas suffisantes. 2) Nous sommes contraints de fixer pour chaque profil les valeurs des paramètres élastiques à chaque point du modèle. Nous serons donc amenés à "inventer" beaucoup plus de données que dans les cas précédents.

4.1 Une couche de sol homogène de forme irrégulière

Nous avons montré dans la première partie de ce travail une carte d'isopaques de la couche d'argile, tracée par Suárez *et al.* (1987) à partir d'une recompilation de données de sondages. Sur cette carte, reproduite sur la Figure 4.2, nous avons rajouté un rectangle au sud de la ville, endroit choisi en raison de sa forte densité de sondages. Regardons maintenant l'information qui a servi de base à l'élaboration des contours. La Figure 4.3 montre l'épaisseur de la couche d'argile relevée dans chacun des sondages dans notre rectangle. On observe bien l'augmentation progressive de l'épaisseur de cette couche d'ouest en est, mais il ne s'agit pas d'une variation lente. Plus clairement, la Figure 4.4 montre les sections S1 et S2 de la Figure 4.3 où l'interface argile-substratum est difficilement assimilable à un plan. Considérons une vitesse de propagation d'ondes *S* dans l'argile de 60 m/s. La longueur d'onde à 0,5 Hz est de 120 m. Il est possible que des irrégularités de l'interface ayant cette longueur d'onde diffractent l'énergie de façon significative, altérant donc le mouvement en surface. Dans cette partie nous allons explorer les modifications du mouvement en surface dues à ce type d'hétérogénéités.

La modification la plus simple du modèle de couche plane pour l'argile est de considérer une seule irrégularité, en forme de poche par exemple, sur une interface par ailleurs plane. Ce modèle a déjà été envisagé dans Bard *et al.* (1988) où les auteurs ont présenté des résultats pour l'incidence d'ondes *SH*. La Figure 4.5 (leur Figure 12) montre les résultats dans le domaine spectral et dans le domaine temporel pour une couche d'argile dont l'épaisseur passe de 40 m à 70 m avant de revenir à 40 m sur

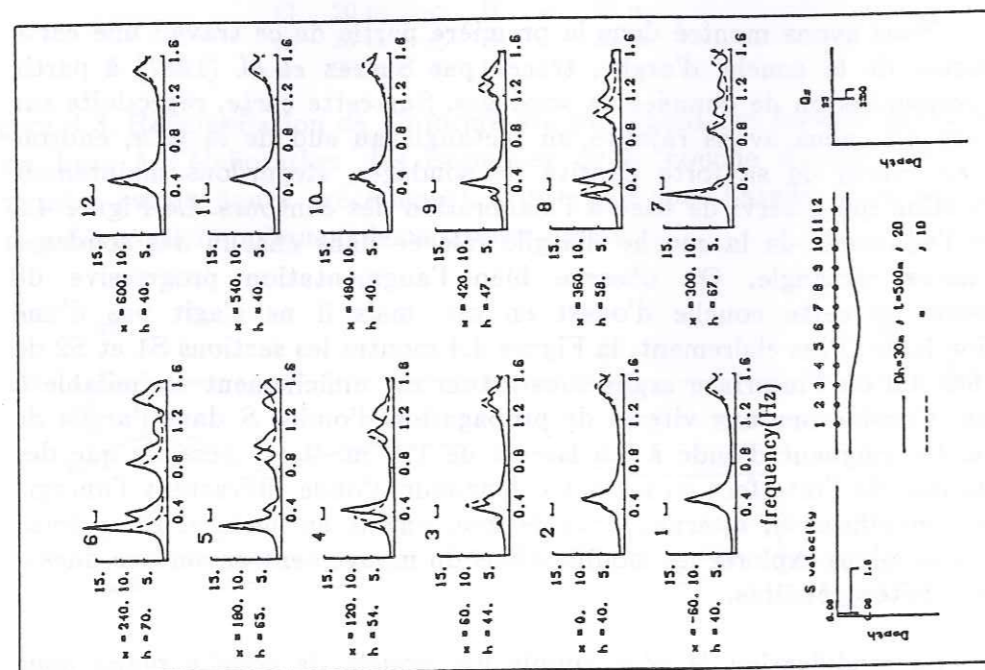
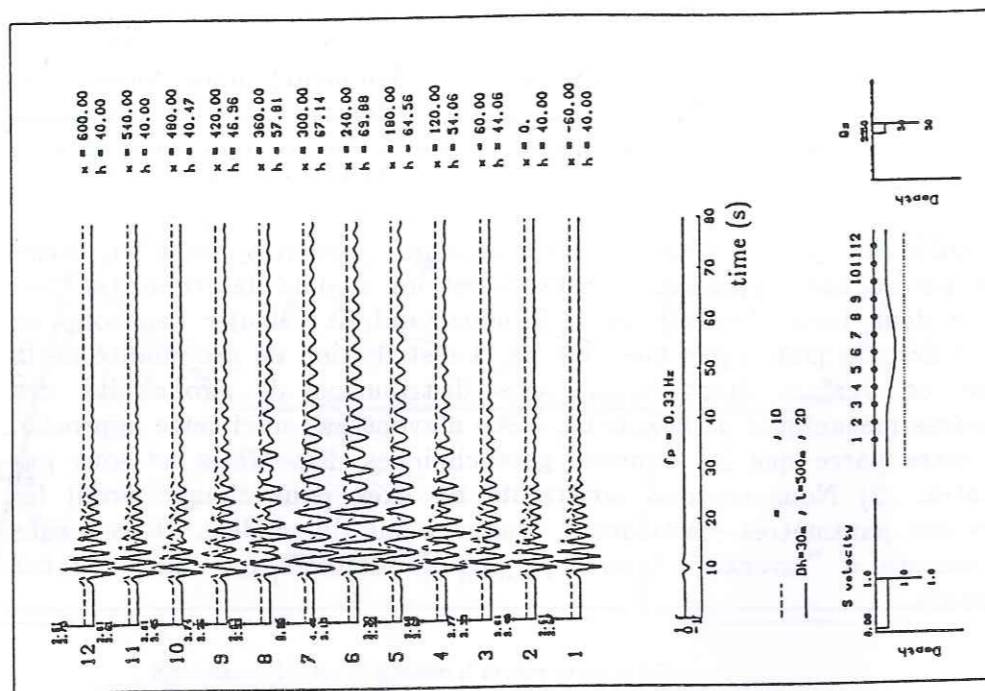


Figure 4.5. Mouvement en surface sur une couche d'argile avec une irrégularité en forme de poche pour l'incidence verticale d'ondes SH. Les propriétés mécaniques des matériaux sont celles montrées sur la figure suivante. A gauche: fonctions de transfert en 12 points de la surface. A droite: sismogrammes synthétiques dans les mêmes 12 points (le signal incident, un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz, est montré en bas). [D'après Bard *et al.*, 1988].

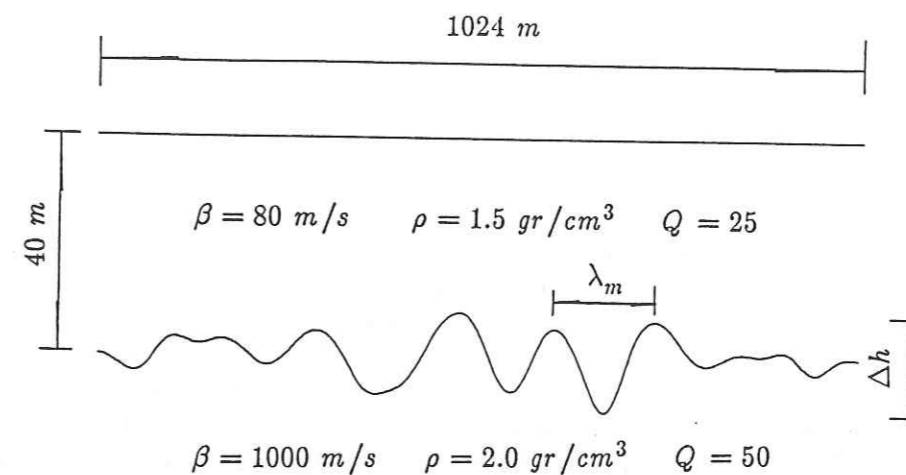


Figure 4.6. Modèle de couche irrégulière générée par filtrage d'une série de nombres aléatoires de distribution uniforme.

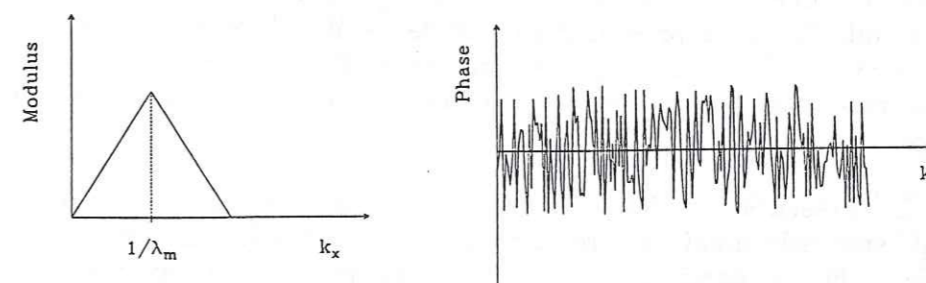
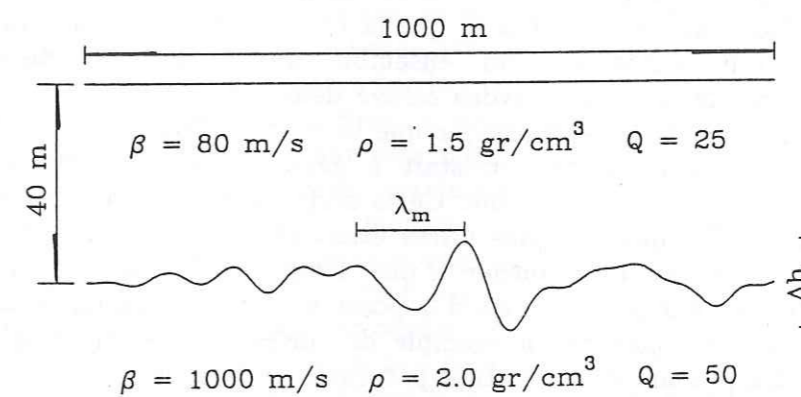


Figure 4.7. Modèle de couche irrégulière générée par composition à travers la transformation de Fourier inverse d'un module déterministe et une phase donnée par une série de nombres aléatoires.

une distance de 500 m (la forme de la variation est une sinusoïde). Le mouvement en surface subit plusieurs modifications relativement importantes par rapport au modèle 1-D: apparition d'autres pics de résonance, augmentation significative de l'amplification en surface et de la durée du mouvement. Ces résultats invitent à poursuivre l'étude en passant à l'étape suivante qui est la suite logique: une interface argile-substratum complètement irrégulière; ce qui est, d'ailleurs, plus vraisemblable. Deux aspects nous paraissent les plus importants. Le premier est de regarder en détail la possibilité et l'importance de la génération d'ondes superficielles dans la couche d'argile sous l'effet de ces hétérogénéités locales, ce qui constitue donc une étude phénoménologique. D'autre part, étant donné l'impossibilité de connaître en détail la configuration géométrique de l'interface argile-substratum, il est important de déterminer s'il est possible de caractériser les effets de l'interface en fonction d'un nombre fini des paramètres géométriques de l'interface. Ceci nous permettrait éventuellement d'estimer la réponse en ayant une idée des irrégularités de l'interface.

Le modèle que nous nous proposons d'étudier dans cette partie est donc une couche d'argile séparée d'un demi-espace par une interface irrégulière. Nous avons intérêt à ce que la forme particulière de l'interface choisie soit représentative d'un ensemble ayant des caractéristiques géométriques communes. Nous avons essayé deux manières de générer cette interface, dans le but de nous assurer que la réponse finale du modèle n'en dépendait pas. La première consistait à générer une série de nombres aléatoire avec distribution uniforme. Cette série est filtrée en passe-haut et en passe-bas, les "fréquences" des filtres étant choisis de façon à retrouver des variations raisonnables autour d'une longueur d'onde moyenne. Un facteur d'échelle final nous permet d'imposer une valeur maximale Δh à la série. La Figure 4.6 montre un exemple de surface irrégulière générée de cette façon. La plupart des résultats présentés ci-dessous utilisent ce type d'interface. Une deuxième possibilité pour obtenir la surface argile-substratum est montrée sur la Figure 4.7. Un spectre d'amplitude dans le domaine du nombre d'onde avec une forme simple est marié avec une distribution de phases aléatoire entre $-\pi$ et π . La transformation de Fourier inverse nous donne l'interface voulue après application du facteur d'échelle correspondant. Nous ne présenterons pas de résultats avec cette interface mais nous avons bien vérifié que, en moyenne, il n'y a pas de différences dans les résultats finaux entre l'une et l'autre manières de générer l'interface.

La présentation des résultats est divisée en quatre parties qui explorent successivement quatre aspects du problème. La première est consacrée à la comparaison des résultats du modèle 1-D avec ceux du modèle 2-D pour l'incidence des ondes *SH*. Dans la deuxième partie, nous regardons l'influence des paramètres qui caractérisent la géométrie de l'interface irrégulière et de la loi de vitesses sous la couche d'argile, étant

donné le manque de connaissance de la structure profonde à Mexico, toujours pour l'incidence des ondes *SH*. Les mouvements différentiels sont estimés à partir des résultats obtenus dans une troisième partie. Une quatrième et dernière partie montre quelques résultats pour l'incidence des ondes *SV*. Les résultats seront donnés en termes de fonctions de transfert dans le domaine spectral, sismogrammes et accélérogrammes synthétiques dans le domaine temporel ainsi que quelques exemples de spectres de réponse. Un dernier paragraphe résumera nos conclusions.

4.1.1 Comparaison entre 1-D et 2-D

Nous présentons dans cette partie des résultats qui nous permettront, d'une part, montrer en termes généraux les phénomènes mis en jeu par une couche irrégulière. D'autre part, nous comparerons les résultats obtenus avec des modèles 1-D et 2-D (incidence d'ondes *SH*). La première question à résoudre est lequel des modèles 1-D est à prendre en compte. Nous pouvons envisager deux possibilités: soit un modèle "moyen" avec l'épaisseur moyenne de la couche d'argile; soit un modèle pseudo-2-D, en prenant en chaque point du profil l'épaisseur correspondante de la couche d'argile. La Figure 4.8 par exemple, montre les fonctions de transfert avec ces deux modèles 1-D et celle obtenue avec le modèle 2-D (incidence d'ondes *SH*). L'interface est celle montrée sur la Figure 4.6 ($\lambda_m = 132$ m et $\Delta h = 20$ m). Nous rappelons que l'amplification maximale du modèle 1-D ne dépend pas de l'épaisseur mais du contraste d'impédances. Pour le modèle de la Figure 4.6, cette amplification maximale serait de 16,7 en l'absence d'atténuation. La Figure 4.8(a) montre un maximum avec une valeur de 10,8. Cette valeur reste constante sur la Figure 4.8(b), seule varie la fréquence d'occurrence de ce pic de façon inverse à l'épaisseur de la couche. Le modèle 2-D (Figure 4.8(c)) par contre, conserve la fréquence d'occurrence du pic d'amplification maximale à peu près constante tout le long du profil, et c'est l'amplitude qui varie. Cependant, l'interface irrégulière du modèle est une seule réalisation d'un processus stochastique. Nous ne pouvons attacher beaucoup d'importance à sa forme précise. Une quantité intéressante dans ce contexte serait la valeur moyenne de l'amplification et la dispersion observée autour de cette valeur. La Figure 4.9 montre la moyenne, et la moyenne plus ou moins l'écart-type des fonctions de transfert le long du profil. Comme nous nous y attendions, l'amplitude moyenne pour le modèle 1-D a diminué considérablement en même temps que le pic de résonance s'élargissait. Un tel modèle s'avère donc peu utile; il ne permet pas une estimation fiable de l'effet bi-dimensionnel du modèle et ne fait que diminuer l'estimation de la réponse moyenne même en dessous du modèle 1-D simple. La Figure 4.9(b) par contre, montre un pic de résonance plus étroit car la fréquence d'occurrence du pic pour le modèle 2-D ne varie pas de façon significative. L'amplitude de ce pic indique une amplification significative par effet de la diffraction dans la couche d'argile, avec une valeur moyenne plus un écart-type supérieure de 30% au modèle 1-D simple.

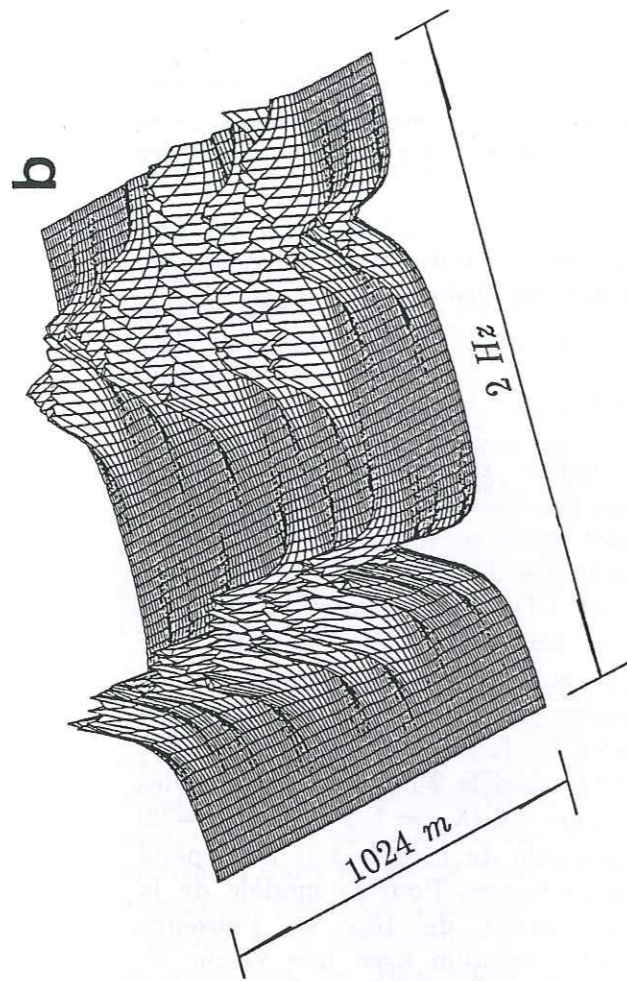


Figure 4.8. Fonctions de transfert en surface pour le modèle montré sur la Figure 4.6. (a) Modèle 1-D à une couche plane (épaisseur de 40 m). (b) Modèle 1-D en prenant en compte l'épaisseur locale de la couche d'argile. (c) Modèle 2-D (incidence d'ondes SH).

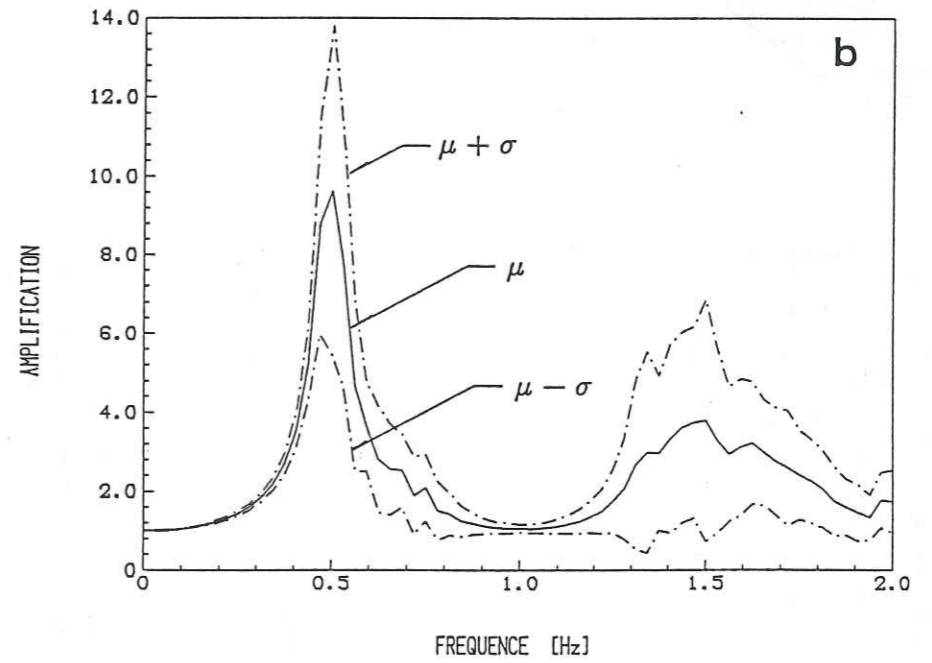
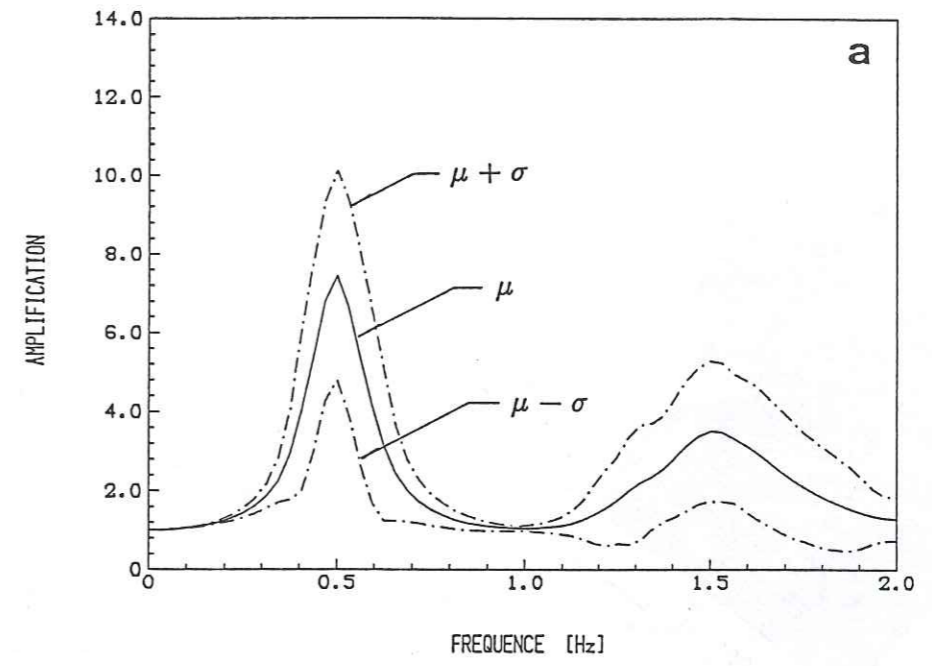
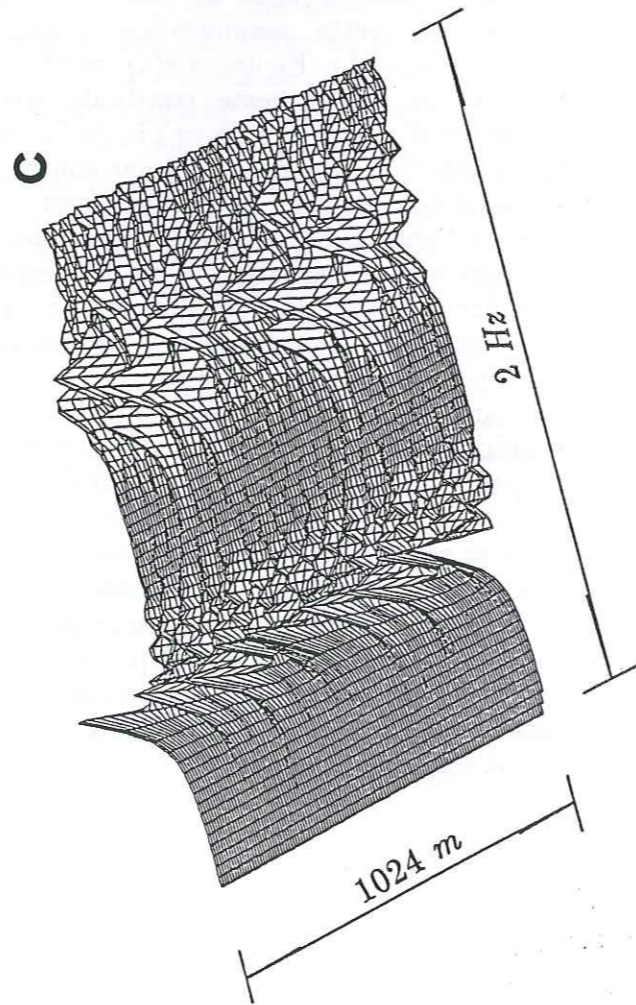
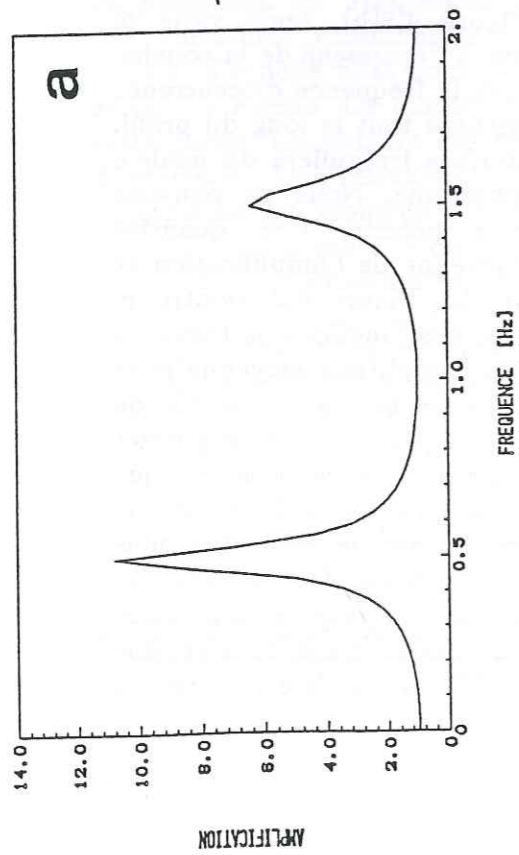


Figure 4.9. Moyennes (μ) et moyennes plus ou moins un écart-type (σ) des fonctions de transfert montrées sur la figure précédente. (a) Modèle 1-D à épaisseur variable. (b) Modèle 2-D (incidence d'ondes SH).

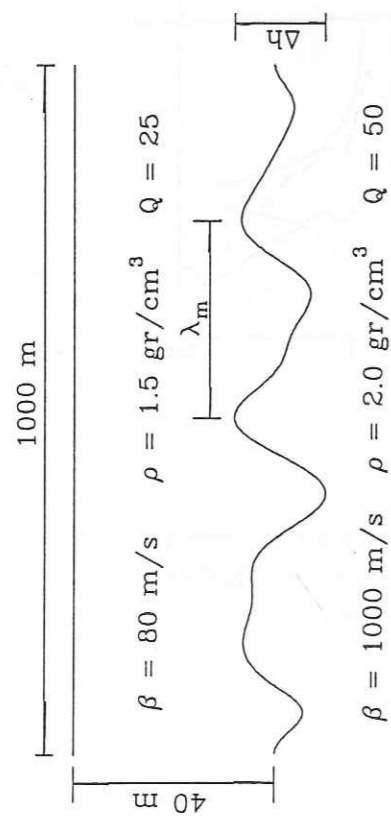
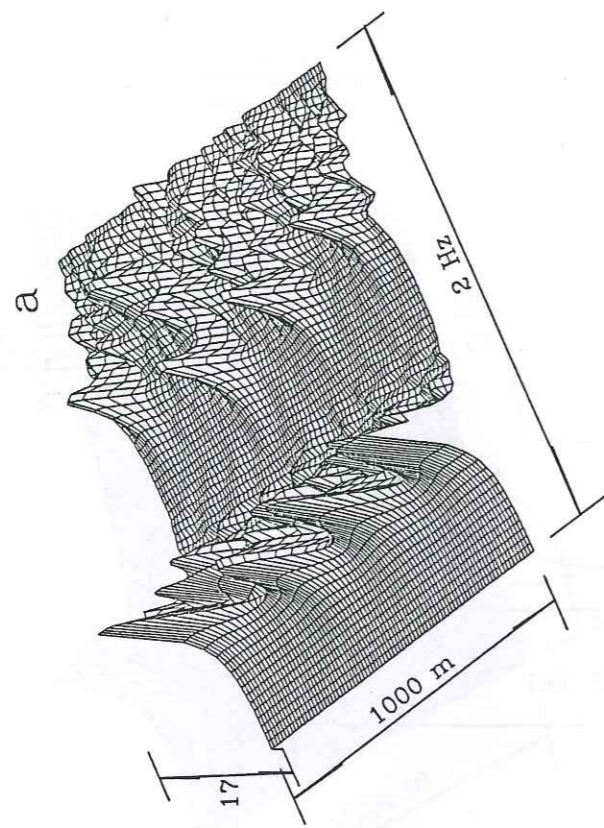
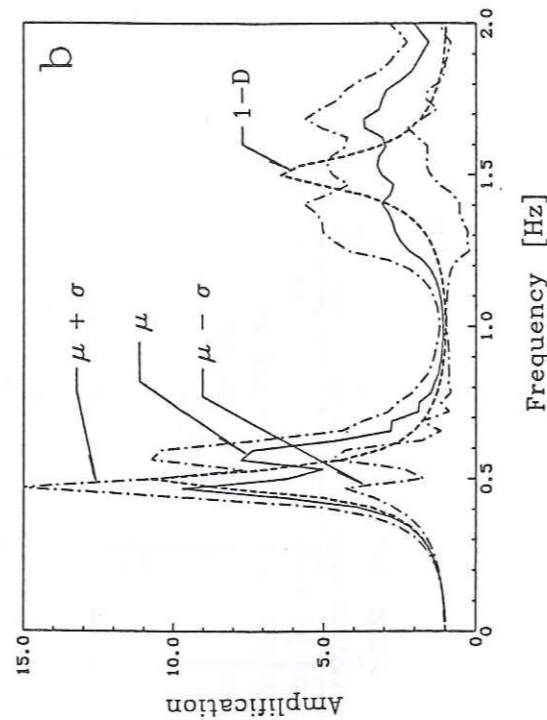


Figure 4.10. Interface et fonction de transfert en surface pour une autre réalisation de l'interface irrégulière. La longueur moyenne λ_m est cette fois de 341 m et l'amplitude maximale des variations est $\Delta h = 20\text{m}$. (a) Fonction de transfert en surface. (b) Moyenne et moyenne plus ou moins un écart-type de la fonction de transfert montrée en (a). La courbe marquée 1-D correspond au modèle uni-dimensionnel à épaisseur constante.



Un autre exemple est montré sur la Figure 4.10. L'interface consiste toujours en du bruit blanc filtré mais cette fois la longueur d'onde moyenne est plus grande ($\lambda_m = 341\text{ m}$ et $\Delta h = 20\text{ m}$). L'amplification maximale est légèrement supérieure à celle de l'exemple précédent. Dans le modèle 2-D, le premier pic de résonance se sépare en deux à des fréquences de 0,45 et 0,55 Hz. Les valeurs maximales d'amplification à ces fréquences passent de 6,6 à 16,3. Pour des fréquences plus hautes, les longueurs d'onde diminuent et les variations latérales du mouvement deviennent plus marquées; le deuxième pic à 1,5 Hz s'en trouve très affecté et son amplitude moyenne diminue en conséquence par rapport au modèle 1-D. Il est possible d'observer une certaine corrélation entre la forme de l'interface irrégulière et la forme qu'adopte le profil d'amplification maximale. Ces courbes sont tracées sur la Figure 4.11. Effectivement, comme suggéré par Rial (1989a) et montré sur la Figure 4.5, ce sont les poches d'argile qui concentrent le mouvement.

Nous poursuivons maintenant la comparaison entre modèles 1-D et 2-D dans le domaine temporel. Nous avons calculé des accélérogrammes synthétiques avec les fonctions de transfert montrées sur la Figure 4.8. L'excitation choisie était la composante NS de l'enregistrement à Tacubaya (station TACY) le 19 septembre 1985, filtré en passe-bas avec une fréquence de coupure de 2 Hz. Les résultats sont montrés sur la Figure 4.12 pour un espacement de récepteurs de 68 m. Nous montrons aussi le signal incident et celui qui résulte du modèle 1-D. Nous n'observons pas des phases distinctes se propageant horizontalement dans la couche d'argile. Apparemment, les irrégularités sont trop nombreuses et à trop courte longueur d'onde pour cela. Par contre, il existe des variations latérales du mouvement très importantes: le pic d'accélération varie entre 32 et 67 gal le long du profil; et entre les récepteurs 5 et 6 il varie de 30 gal. Un autre résultat intéressant concerne les mouvements différentiels, qui peuvent être significatifs s'ils se produisent sur des distances plus courtes que les dimensions d'une structure courante. Par exemple sur cette Figure 4.12, il y a une variation de phase de 180° entre 33 et 40 s pour les récepteurs 2, 3 et 4. L'accélérogramme pour le modèle 1-D à une couche plane correspond approximativement à un accélérogramme moyen sur le profil.

Une autre simulation de mouvement fort est montrée sur la Figure 4.13. Cette fois le signal d'entrée était la composante NS de l'enregistrement CU01, obtenu le 19 septembre 1985, à Ciudad Universitaria. Il était filtré en passe-bas avec une fréquence de coupure de 3 Hz. La Figure 4.13 montre la distribution du pic d'accélération le long du profil. La fonction de transfert était celle montrée sur la Figure 4.10. Nous observons sur cette figure une très bonne corrélation entre les pics du mouvement le long du profil et les creux de l'interface argile-substratum. Les variations de a_{max} atteignent un facteur 2,2 entre les points a et b montrés sur la figure, distants de 80 m. Les accélérogrammes synthétiques pour ces deux points sont montrés sur la Figure 4.14. En plus des différences dans les valeurs maximales, nous observons une différence dans la durée des signaux de l'ordre de 20 s.

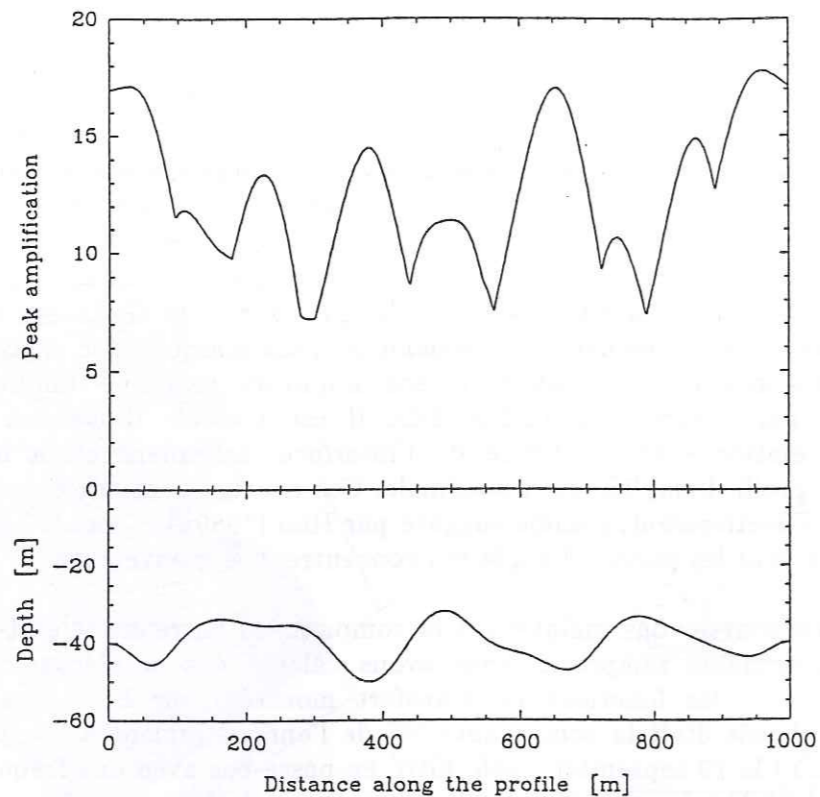


Figure 4.11. Distribution de l'amplitude maximale de la fonction de transfert montrée sur la figure précédente en fonction de la distance le long du profil. On observe une bonne corrélation entre la forme de l'interface en bas et la distribution de maxima en haut.

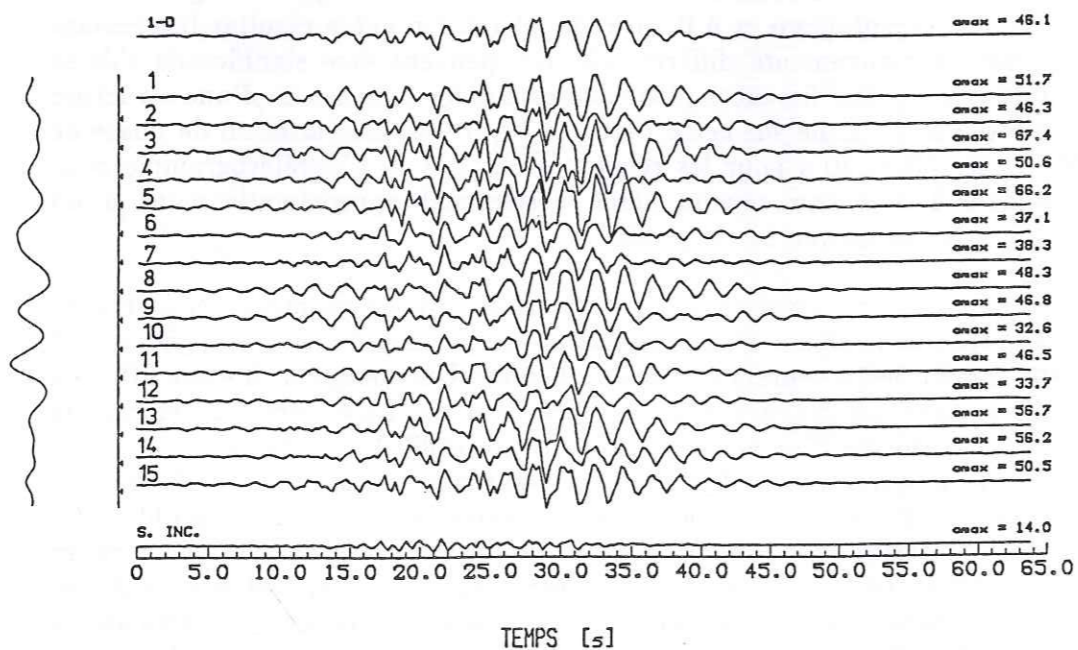


Figure 4.12. Accélérogrammes synthétiques en 15 points en surface. La fonction de transfert est celle montrée sur la Figure 4.8. L'excitation était la composante NS de l'enregistrement à TACY lors du séisme du 19 septembre, 1985, filtrée en passe-bas avec une fréquence de coupure de 2 Hz. En bas, on montre le signal au rocher (S. INC.), en haut, l'accélérogramme obtenu en surface pour un modèle 1-D à une couche plane.

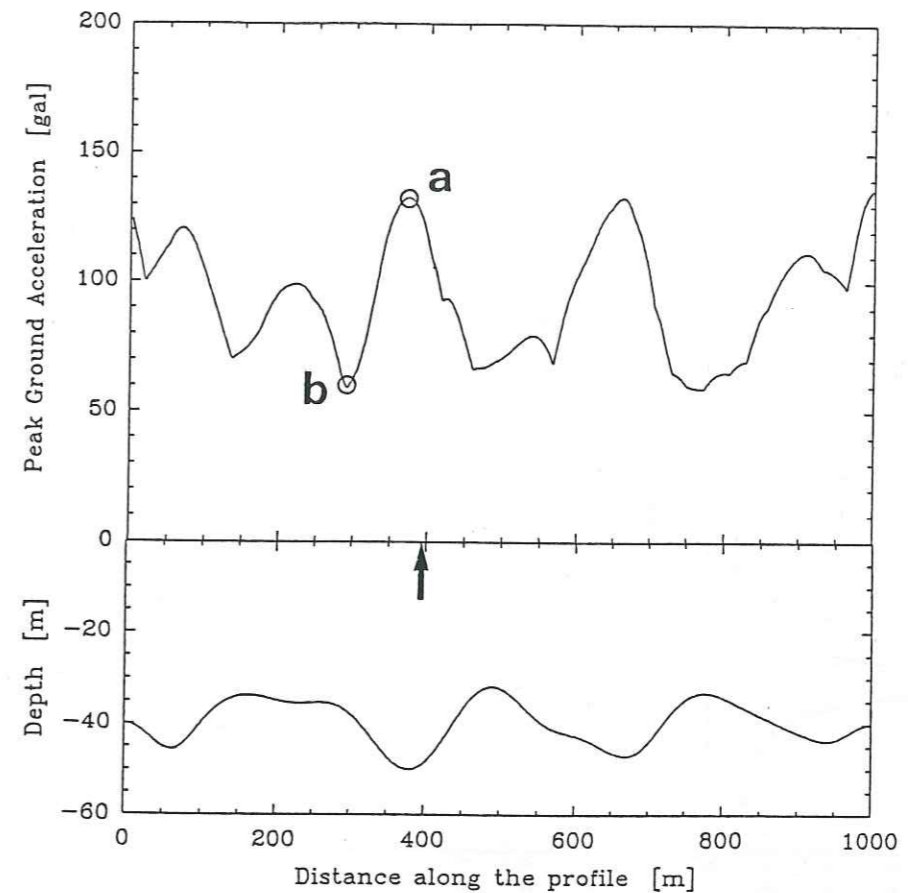


Figure 4.13. Distribution du pic d'accélération maximale pour 100 accélérogrammes synthétiques calculés sur des points équi-espacés en surface. L'excitation était la composante NS de l'enregistrement à CU01 lors du séisme du 19 septembre 1985, filtrée en passe-bas avec une fréquence de coupure de 3 Hz. La distance entre les points a et b est de 80 m. La flèche indique le point en surface où le mouvement différentiel est maximum, $x = 394$ m (cfr. § 4.1.3).

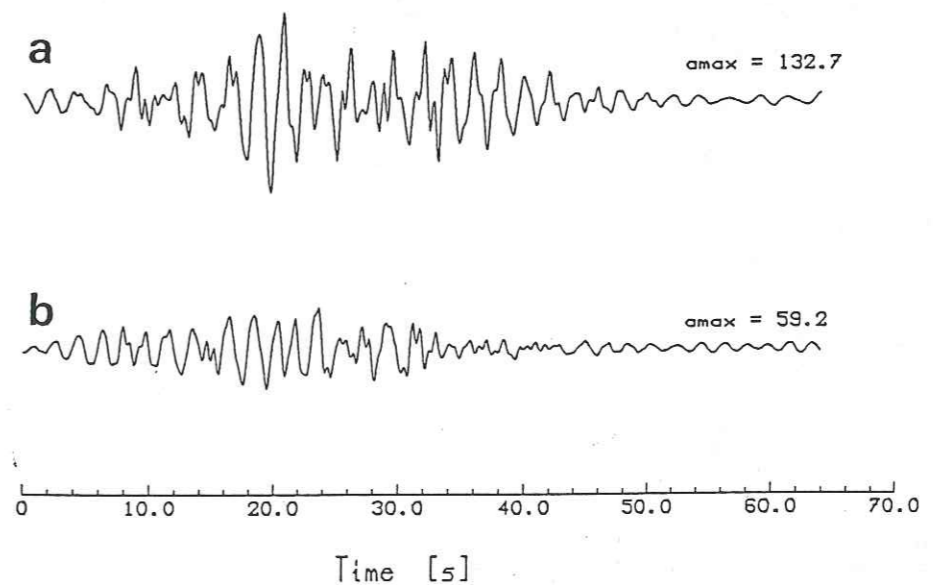


Figure 4.14. Accélérogrammes synthétiques calculés pour les points a et b montrés sur la figure précédente.

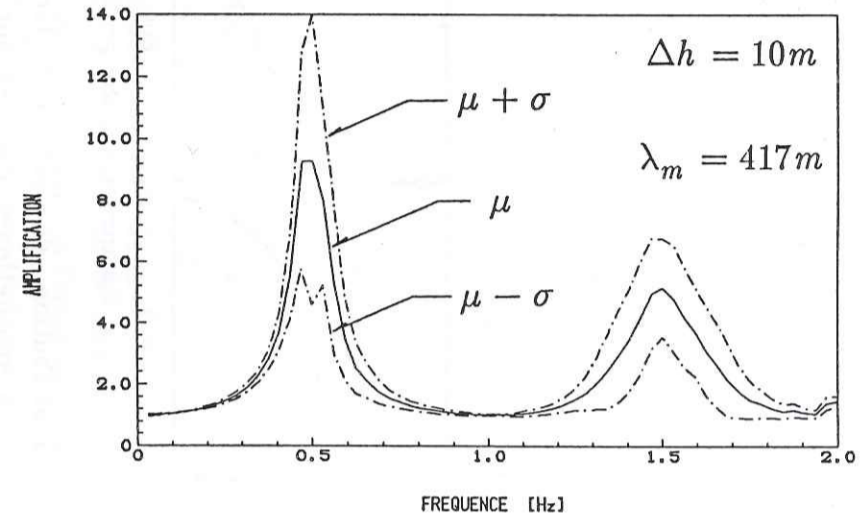
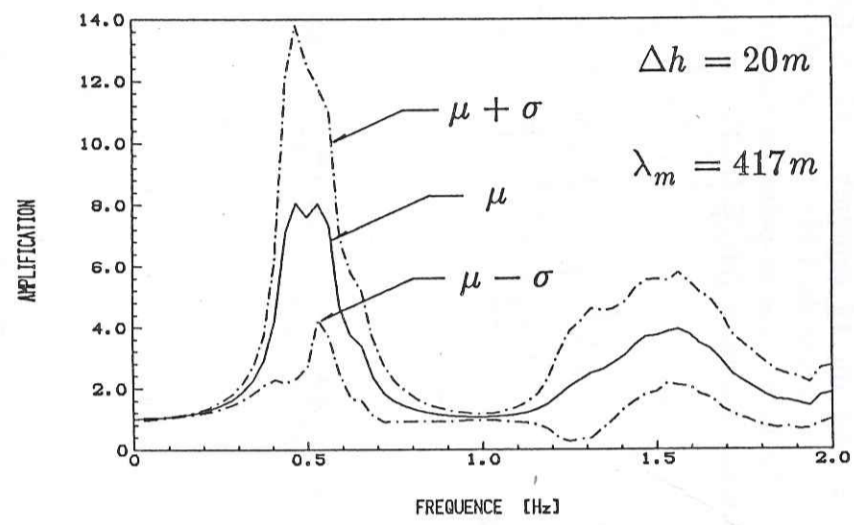
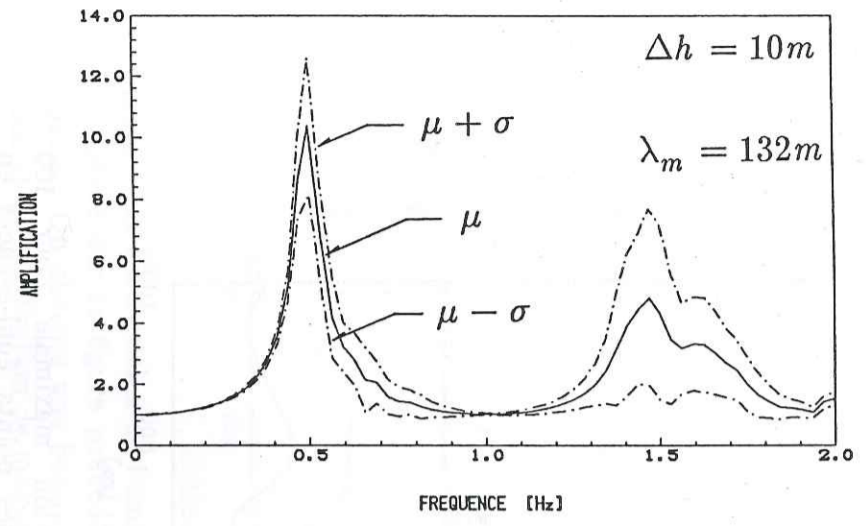
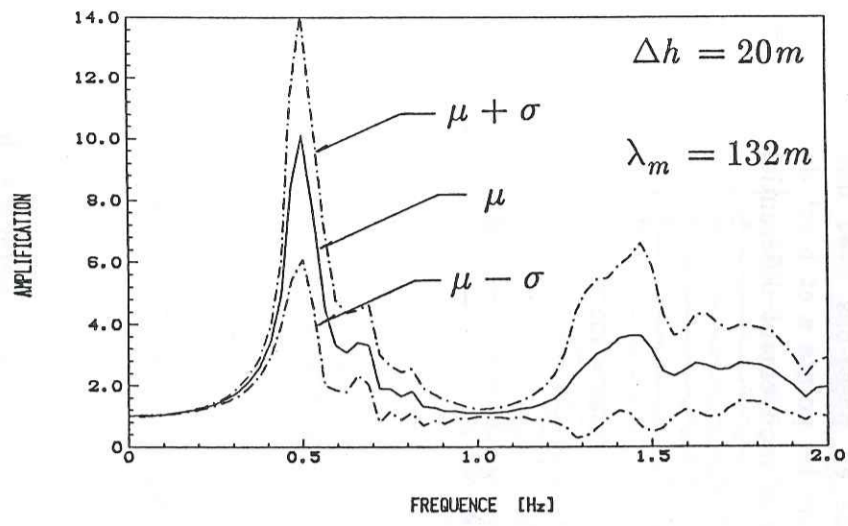


Figure 4.15. Moyennes (μ) et moyennes plus ou moins un écart-type (σ) des fonctions de transfert pour 8 cas différents du modèle 2-D (incidence d'ondes *SH*). Les caractéristiques géométriques des rugosités pour chaque cas sont données sur les figures.

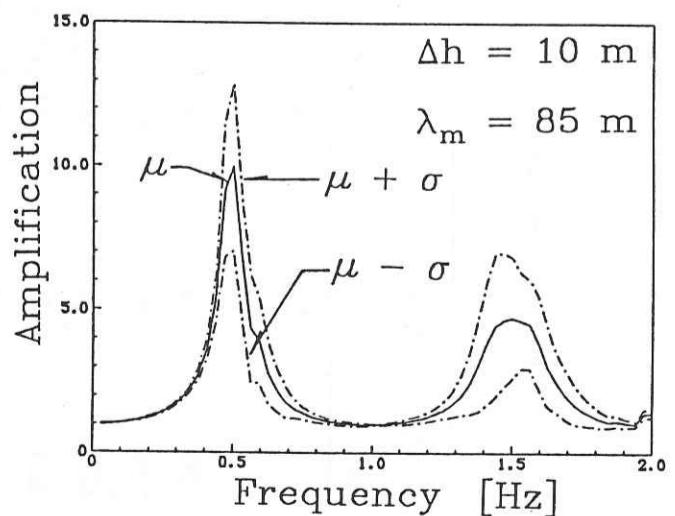
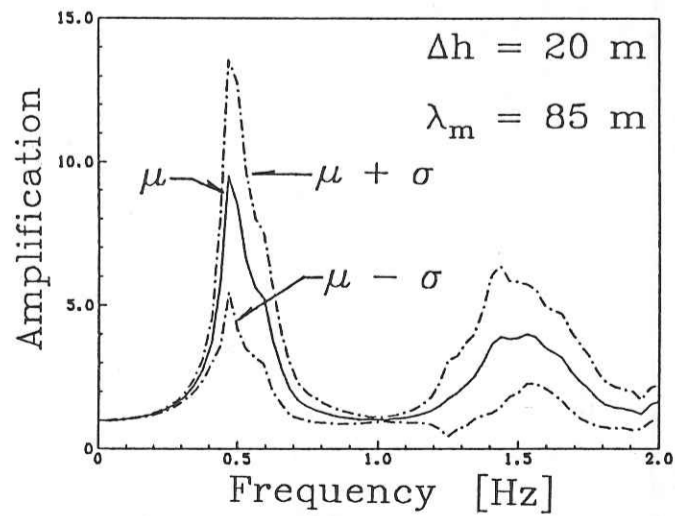
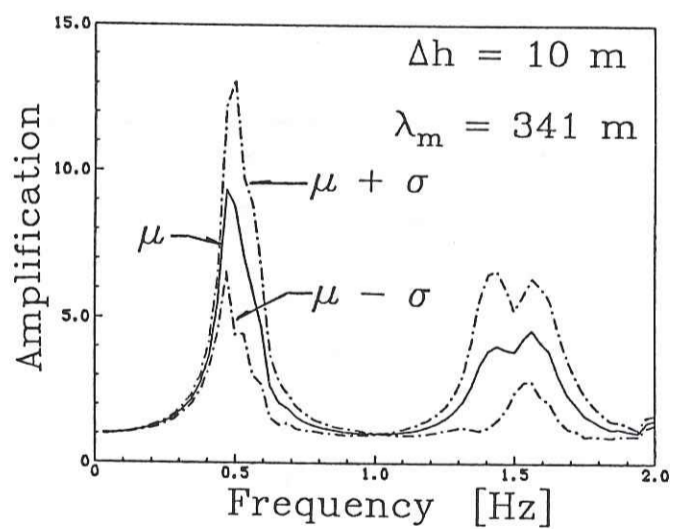
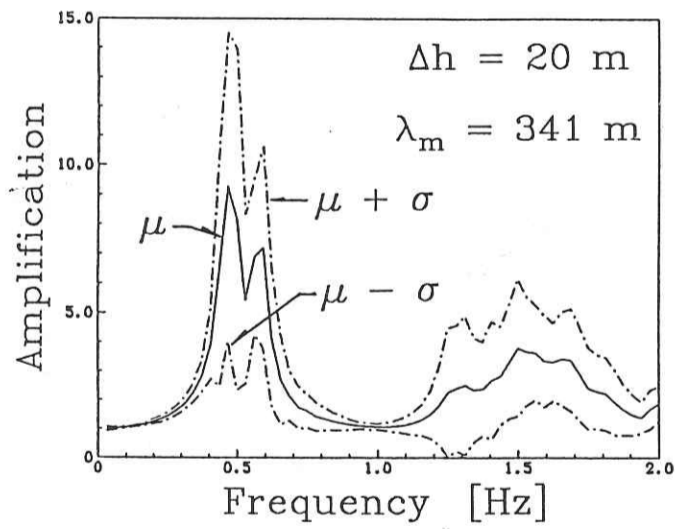


Figure 4.15. [cont.]

Tableau 4.1 Propriétés mécaniques pour le modèle de vitesses à gradient

PROF. [m]	EPAISSEUR [m]	β [m/s]	ρ [gr/cm ³]	Q_s	COUCHE
0	40	80	1.5	25	Argile
40	30	250	2.0	50	Sédiments profonds
70	50	400	2.0	50	"
120	50	500	2.0	50	"
170	50	600	2.0	50	"
220	50	700	2.0	50	"
270	50	800	2.0	50	"
320	80	900	2.0	50	"
400		1000	2.0	50	"

4.1.2 Variations en fonction des divers paramètres

Les résultats présentés montrent des effets importants pour des irrégularités plutôt petites de l'interface argile-substratum. Ces résultats cependant correspondent à deux réalisations de l'interface aléatoire seulement. La question qui se pose maintenant est la stabilité des effets moyens en fonction des paramètres géométriques de l'interface. Ces paramètres géométriques sont la longueur d'onde moyenne λ_m des irrégularités, ainsi que l'amplitude maximale pic-à-pic des mêmes Δh . Nous avons restreint les amplitudes des variations à des valeurs entre 10 et 20 m, au vue des données géotechniques. La longueur d'onde est moins bien contrainte, car la densité de forages est trop faible. Nous avons testé la réponse pour quatre valeurs de λ_m : 85, 132, 341 et 417 m. La Figure 4.15 montre les fonctions de transfert moyenne et la moyenne plus ou moins un écart-type pour huit cas différents, correspondant aux diverses combinaisons entre λ_m et Δh .

Le premier point que nous voulons souligner est que deux diagrammes donnent des résultats pour les mêmes combinaisons Δh et λ_m utilisées pour les Figures 4.9 et 4.10, seule est changée la série de nombres aléatoires utilisée dans chaque cas. Les valeurs maximales et leur dispersion telles qu'elles sont montrées dans les Figure 4.9, 4.10 et 4.15 sont très similaires pour des valeurs de Δh et λ_m données. Nous en concluons que ces deux paramètres géométriques permettent de caractériser correctement le profil en ce qui concerne sa réponse moyenne. Considérons maintenant la Figure 4.15 pour Δh constante. Les résultats pour $\Delta h = 10m$ indiquent une dispersion croissante pour le pic à 0,5 Hz avec la longueur d'onde des irrégularités. Pour des irrégularités petites la dispersion est faible, indiquant que la réponse en surface varie peu. La valeur moyenne est toujours proche de celle correspondant au modèle 1-D à couche plane, mais la dispersion autour de cette valeur est de $\pm 40\%$ pour $\lambda_m = 417m$. La largeur du pic de résonance ne varie pas considérablement en fonction de λ_m , ce qui indique que la fréquence de résonance ne change pas significativement le long du profil. Le pic de résonance à 1,5 Hz ne suit pas la même tendance, car on observe la dispersion la plus importante pour $\lambda_m = 132m$, et elle diminue pour des longueurs d'onde plus grandes. La dispersion de la fréquence d'occurrence de ce deuxième pic est significative. Regardons maintenant les résultats pour $\Delta h = 20 m$. Il y a des différences importantes relativement au cas précédent. D'abord, la dispersion initiale de l'amplitude pour le premier pic à 0,5 Hz est plus importante. Cette dispersion augmente avec la longueur d'onde moyenne des irrégularités mais elle atteint rapidement un plafond. L'apparence du pic continue cependant de changer car sa largeur croît avec λ_m ; au lieu du pic élancé qu'on observe pour $\lambda_m = 85 m$, sa largeur est double pour $\lambda_m = 417 m$. Ceci indique une variation de l'occurrence du pic en fréquence le long du profil, tendance qui ressort dans le diagramme

correspondant à $\lambda_m = 341$ m. La raison de ce comportement est que $\lambda_m = 341$ m est plus de deux fois la longueur des ondes dans l'argile à 0,5 Hz (160 m). Ces ondes seront moins diffractées et la réponse se rapproche du modèle 1-D, dont la résonance se produira à 0,4 Hz sur les zones d'épaisseur égale à 50 m et à 0,667 Hz sur les zones où l'épaisseur diminue jusqu'à 30 m. En ce qui concerne la résonance à 1,5 Hz, nous n'observons pas une progression très claire en fonction de la longueur d'onde des irrégularités. Notons cependant que la dispersion en fréquence est beaucoup plus importante que celle observée pour $\Delta h = 10$ m. Il est intéressant de noter qu'une interface avec des rugosités de 10 m d'amplitude pic-à-pic sur une longueur d'onde de plus de 400 m occasionne une dispersion du pic d'amplification en surface comparable à des rugosités d'amplitude double sur une longueur d'onde de 132 m. Ceci semble indiquer que la longueur d'onde des irrégularités de l'interface est un paramètre plus important que l'amplitude. Une possible explication de ce phénomène serait que les irrégularités de plus grande longueur d'onde diffractent l'énergie de façon plus cohérente, donnant lieu à des concentrations du mouvement sur les poches d'argile, très différentes du mouvement sur les bosses de l'interface. Ceci résulte en une dispersion significative de l'amplitude de la fonction de transfert.

Nous avons déjà présenté quelques résultats d'accélérogrammes synthétiques qui ne montrent pas de phases se propageant horizontalement dans la couche d'argile. La complexité du signal incident en est en partie la cause. D'autre part, il nous semble intéressant de vérifier que les effets en surface ne dépendent pas fortement de la loi de vitesses dans les sédiments profonds. Nous considérerons maintenant ces questions en utilisant des sismogrammes synthétiques obtenus pour un signal incident en forme de pulse de Ricker.

En ce qui concerne la loi de vitesse dans les sédiments profonds, nous n'attendons pas d'influence autre que celle de la valeur maximale du mouvement, qui dépend forcément du contraste de vitesses argile-substratum. En effet, il est bien connu que la diffraction dépend étroitement de la relation entre la longueur d'onde et la taille des hétérogénéités du milieu. Les vitesses de propagation que nous avons choisi (Figure 4.6) impliquent des longueurs d'onde à 0,5 Hz de 160 m dans la couche d'argile et de 2000 m dans le substratum. Il est donc très probable que les variations du mouvement le long du profil soient dues à la diffraction des ondes se propageant dans l'argile et que la loi de vitesses dans le substratum n'ait pas d'influence sur le "pattern" du mouvement en surface. Pour tester cette hypothèse, nous avons considéré un gradient de vitesses dans le substratum (Tableau 4.1). La Figure 4.16 montre deux ensembles de sismogrammes synthétiques calculés en surface pour l'interface montré sur la Figure 4.10. Le premier correspond au cas d'un substratum homogène avec les propriétés montrées sur la Figure 4.10. Le deuxième correspond à un substratum à gradient. Nous n'observons de différence entre les deux ensembles ni dans les

variations spatiales du mouvement ni dans la durée des signaux. Il apparaît une concentration du mouvement au-dessus des creux de l'interface, aussi bien en amplitude qu'en durée des signaux. Ces figures montrent aussi que, en plus des variations d'amplitude du mouvement il peut se produire des inversions de phase sur des courtes distances, comme le montrent les cercles tracés autour de 8 s. L'amplitude du mouvement n'est pas la même pour les deux diagrammes, comme nous nous y attendions. Pour le cas d'un substratum homogène, le pic du mouvement est compris entre 2,0 et 3,7 (la valeur prédite par le modèle 1-D à couche plane est de 2,6). Dans le cas d'un substratum avec gradient de vitesses, le mouvement maximal varie de 3,1 à 4,2 (le modèle correspondant 1-D avec le gradient donnerait 3,2).

Sur la Figure 4.16, il est possible de suivre la propagation de phases individuelles, mais nous n'observons pas encore des trains d'ondes séparés se propageant latéralement. Ceci peut être dû au fait que le signal incident, un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz, a une durée importante et que les ondes de surface sont masquées par des réflexions multiples. Nous avons recalculé des sismogrammes synthétiques en utilisant la même fonction de transfert pour un signal incident en forme de Ricker centré à 2 Hz. La Figure 4.17 montre une portion des résultats sous la forme de contours d'amplitude dans le plan $x-t$ pour les premières 14 secondes du mouvement. La représentation que nous utilisons nous permet d'identifier deux trains d'ondes de surface générées par la poche d'argile située à $x = 680$ m. Ces ondes ont une vitesse de groupe très basse, de l'ordre de 20 m/s, pour une vitesse de phase de 145 m/s. Elles sont donc très dispersives et s'atténuent très vite. Ces résultats sont comparables à ceux montrés par Bard *et al.* (1988) et présentés dans le chapitre précédent. Dans la Figure 4.17, les ondes de surface sont réfléchies par la bosse située à $x = 760$ m et restent donc piégées à l'intérieur de la poche d'argile, ce qui explique la concentration de la durée du mouvement sur les creux de l'interface irrégulière.

Les derniers résultats que nous présenterons dans cette section sont les spectres de réponse. Nous voulons montrer comment la variabilité observée dans la fonction de transfert se traduit dans les variations de la réponse des structures. Notre but ici n'est pas de donner des marges de sécurité à prendre en compte en fonction des irrégularités de l'interface. Nous n'en sommes pas encore là. Nous avons calculé les spectres de réponse pour les 100 accélérogrammes synthétiques dont le pic d'accélération était montré sur la Figure 4.13. L'excitation était la composante NS de l'accélérogramme enregistré à CU01 le 19 septembre 1985, filtré en passe-bas à 3 Hz. Les résultats exprimés comme spectre moyen, et spectre moyen plus ou moins un écart-type sont montrés sur la Figure 4.18, le substratum étant homogène. Sur la même figure nous avons ajouté la courbe correspondant au modèle 1-D à une couche plane, et le spectre de réponse du signal incident. Au lieu du pic étroit à 0,5 Hz prédit par le modèle 1-D, nous observons un pic plus large, de 0,5 à 0,75 Hz. L'écart-type atteint 33% à 0,6 Hz.

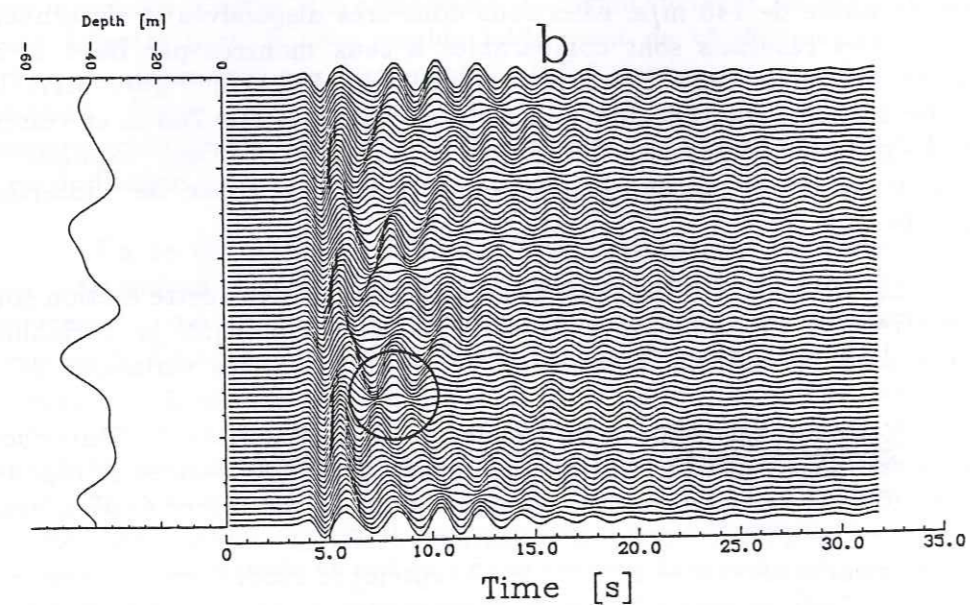
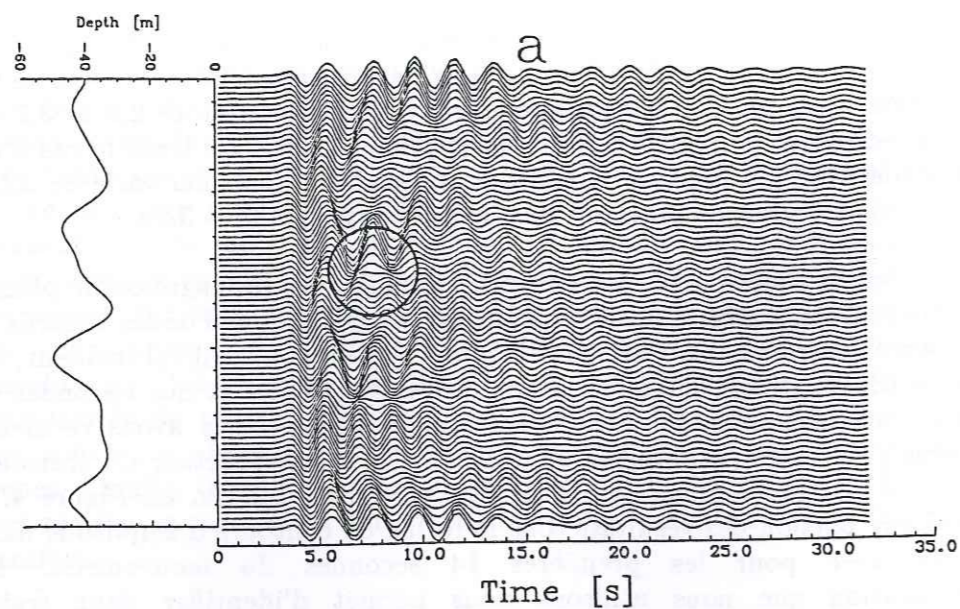


Figure 4.16. Sismogrammes synthétiques en 80 points équi-espacés en surface. L'interface irrégulière est celle montrée sur la Figure 4.10. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz. (a) Cas d'un demi-espace homogène en-dessous de la couche d'argile. (b) Cas d'un gradient dans le demi-espace en-dessous de l'argile (Tableau 4.1). Les cercles montrent des inversions de phase sur des courtes distances.

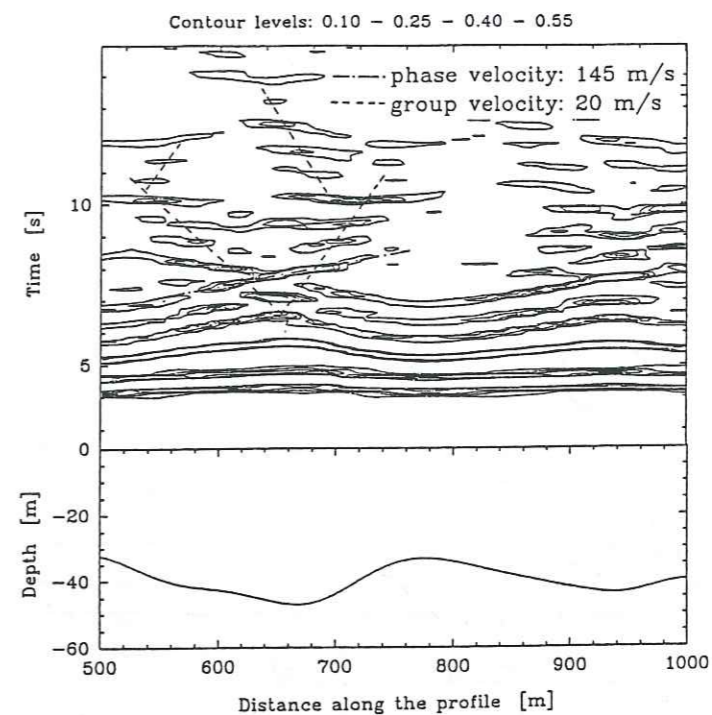


Figure 4.17. Contours dans le domaine $x-t$ de la réponse de la couche irrégulière montrée sur la Figure 4.10. Seule une partie du profil est montrée. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 2 Hz. La poche d'argile située à $x = 680$ m génère et piège des ondes de surface dont la vitesse de groupe est très faible.

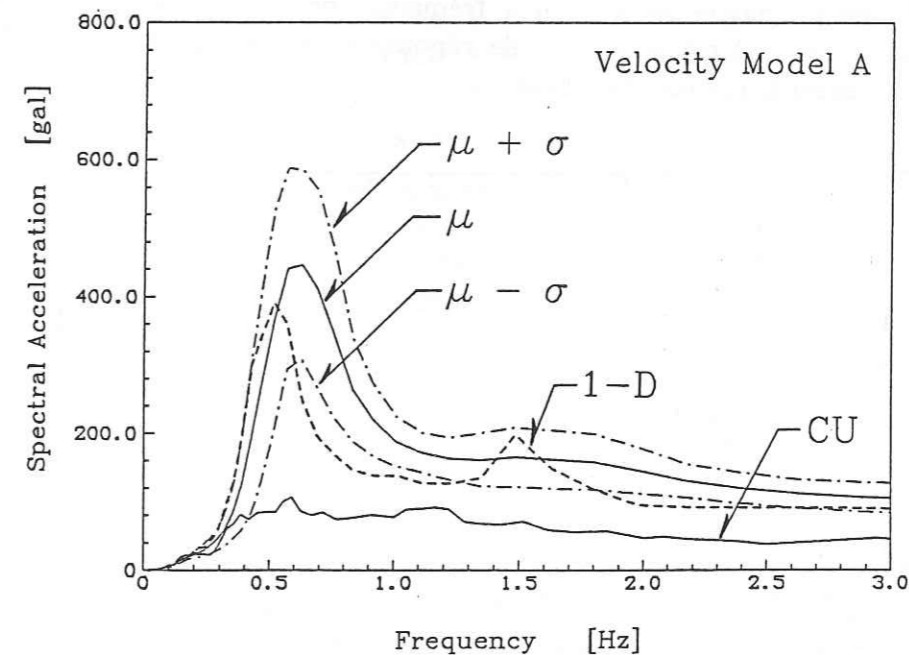


Figure 4.18. Spectres de réponse en surface à 5% d'amortissement. Les spectres de réponse moyen et moyen plus ou moins un écart-type ont été calculés à partir de 100 accélérogrammes synthétiques en surface. La couche irrégulière est celle montrée sur la Figure 4.10. Le demi-espace est considéré homogène. L'excitation, dont on montre aussi le spectre de réponse, était la composante NS de l'accélérogramme à CU01 filtrée en passe-bas avec une fréquence de coupure de 3 Hz. La courbe indiquée 1-D est le spectre de réponse en surface pour un modèle unidimensionnel à une couche plane.

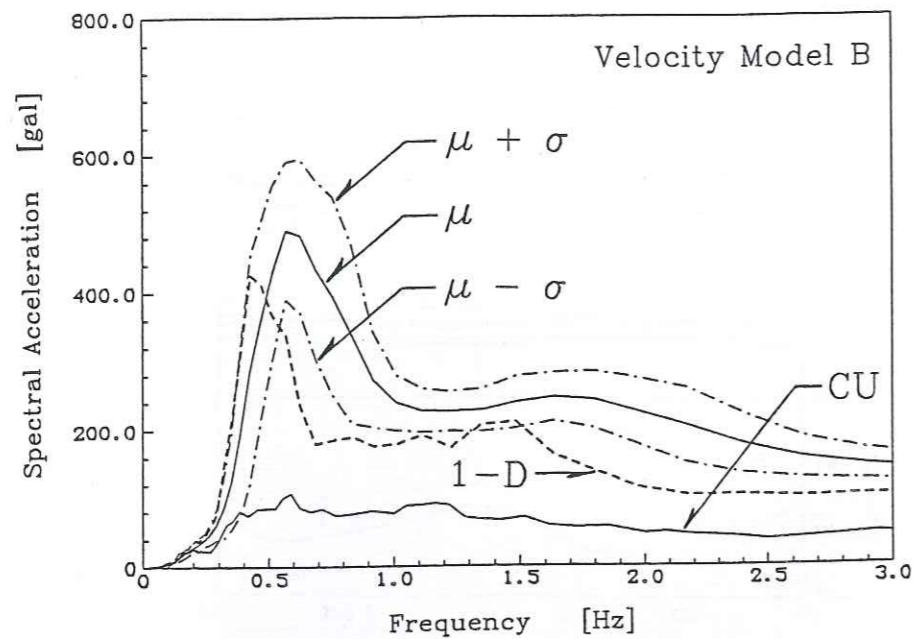


Figure 4.19. Spectres de réponse en surface à 5% d'amortissement. Les spectres de réponse moyen et moyen plus ou moins un écart-type ont été calculés à partir de 100 accélérogrammes synthétiques en surface. La couche irrégulière est celle montrée sur la Figure 4.10. La vitesse dans le demi-espace subit le gradient (Tableau 4.1). L'excitation, dont on montre aussi le spectre de réponse, était la composante NS de l'accélérogramme à CU01 filtrée en passe-bas avec une fréquence de coupure de 3 Hz. La courbe indiquée 1-D est le spectre de réponse en surface pour un modèle unidimensionnel à une couche plane.

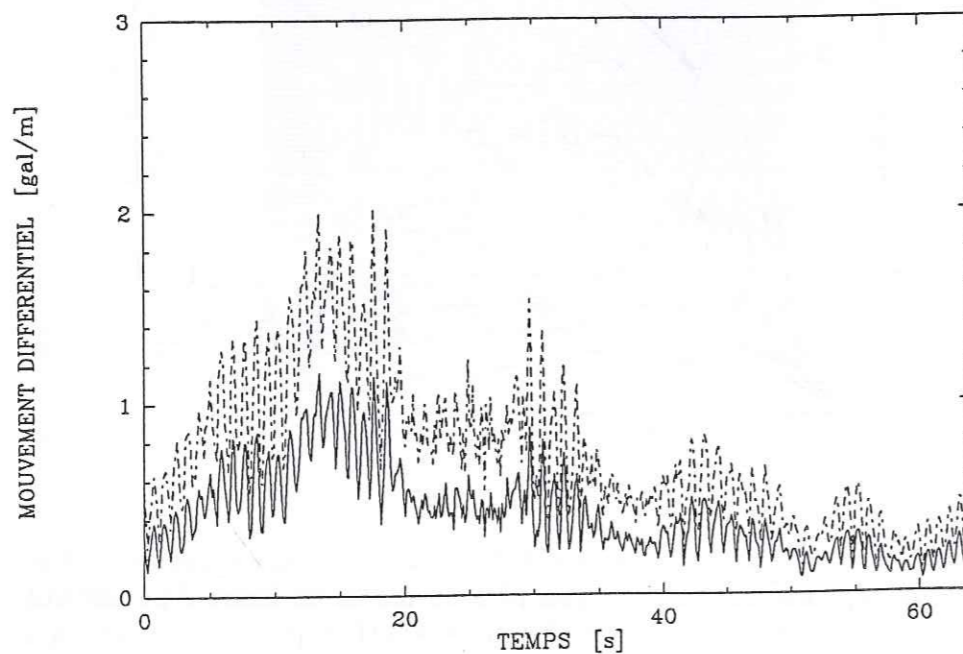


Figure 4.20. Moyenne (trait continu) et moyenne plus un écart-type (tireté) du mouvement différentiel calculé le long du profil pour des accélérogrammes synthétiques. L'interface irrégulière est celle montrée sur la Figure 4.10. L'excitation est la composante NS de l'enregistrement obtenu à CU01, filtrée en passe-bas avec une fréquence de coupure de 3 Hz.

L'accélération spectrale maximale atteint 750 gal. La Figure 4.19 montre les résultats correspondant à un gradient dans le substratum. La dispersion de l'amplification maximale est plus faible que pour le substratum homogène mais la valeur moyenne plus élevée. La largeur du pic de résonance est plus importante et atteint presque 0,5 Hz. Dans les deux figures, les résultats pour le modèle 1-D sont légèrement en-dessous de la moyenne pour le modèle 2-D.

4.1.3 Remarques sur le mouvement différentiel

Nous avons mentionné à plusieurs reprises les importantes variations spatiales du mouvement qu'on peut observer dans les résultats que nous avons présentés. Ces variations sont en effet importantes car le déphasage dans le mouvement incident sous une structure donnée peut donner lieu à des mouvements de torsion. Dans ce paragraphe, nous nous servons de résultats déjà présentés pour évaluer l'ordre de grandeur des mouvements différentiels.

L'exemple que nous avons choisi est l'interface irrégulière que nous avons montré sur la Figure 4.10 et dont la fonction de transfert est montrée sur la même figure. Nous avons calculé des accélérogrammes synthétiques en utilisant la composante NS de l'accélérogramme enregistré à CU01, filtré en passe-bas avec une fréquence de coupure de 3 Hz, comme excitation. Sur la Figure 4.13, nous avons montré l'accord entre le pic d'accélération que nous obtenions le long du profil et la forme de l'interface irrégulière. A partir de ces enregistrements synthétiques, nous avons calculé simplement la dérivée spatiale $\frac{\partial a}{\partial x}$. Avec le profil résultant, nous avons calculé la moyenne et l'écart-type pour tout le profil en prenant la valeur absolue. La Figure 4.20 montre les résultats: en trait continu la valeur moyenne et en tireté la moyenne plus un écart-type. On observe que les valeurs maximales sont de l'ordre de 2 gal/m, et que, en moyenne, ils s'approchent de 1 gal/m. Si l'on s'intéresse à la déformation, une première estimation serait d'assimiler le mouvement à une onde stationnaire. A ce moment là, on obtient le déplacement par la formule $d = \frac{a}{\omega^2}$. Pour une fréquence de 0,5 Hz, la déformation qui correspond à une valeur de 2 gal/m est de l'ordre de 2×10^{-3} . Si la fréquence est de 1,5 Hz la déformation correspondante est de l'ordre de 2×10^{-4} . Parce qu'on ajoute la variation spatiale à la variation temporelle des signaux, la Figure 4.20 montre aussi un contenu haute fréquence plus important. Ceci est plus clair avec l'exemple suivant. Nous avons sélectionné le point pour lequel le mouvement différentiel que nous avons calculé est maximum ($x = 394$ m, indiqué par une flèche sur la Figure 4.13). La Figure 4.21(b) montre la variation du mouvement différentiel en ce point en fonction du temps. On peut comparer cette série de temps avec le résultat de l'approximation classique. Si l'on suppose une onde harmonique,

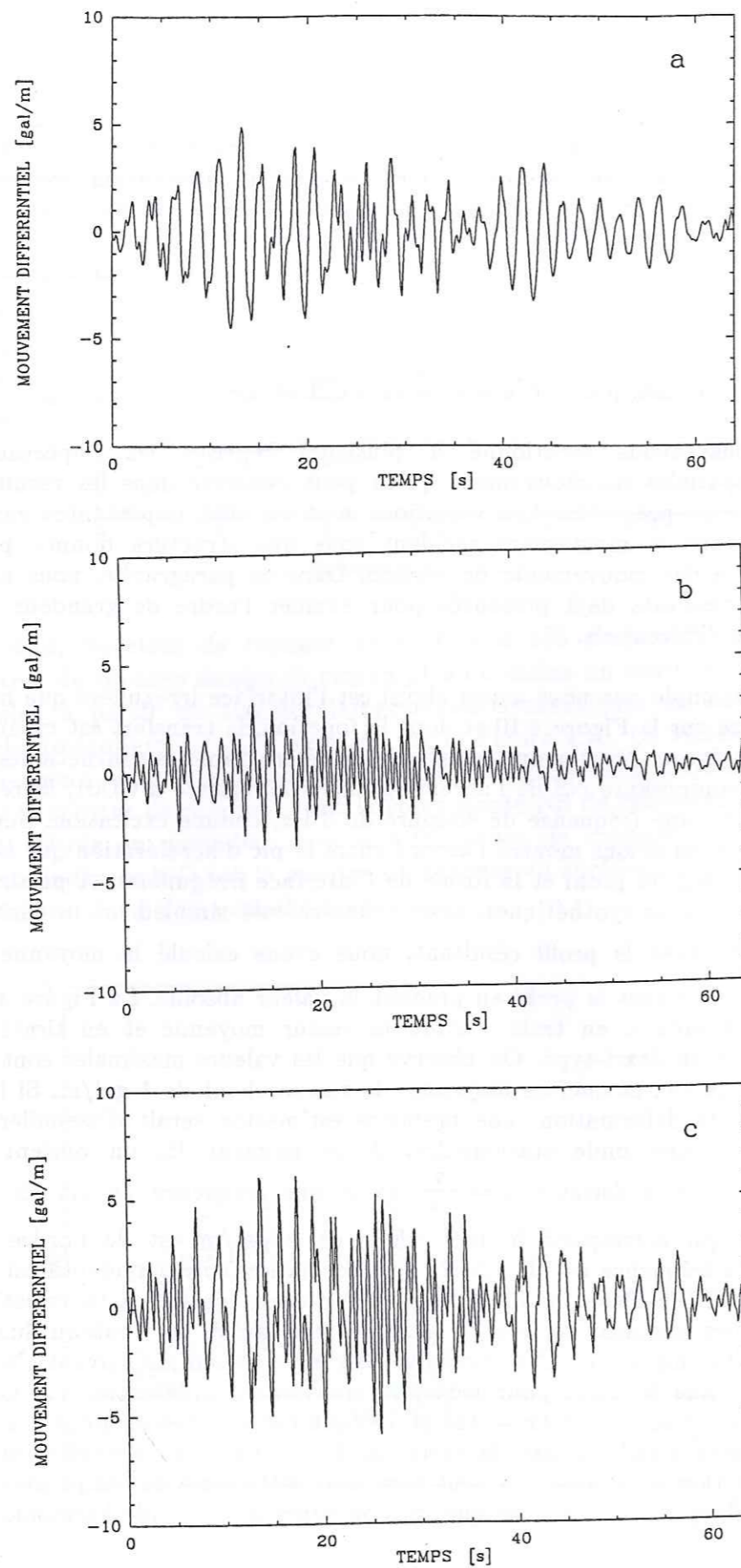


Figure 4.21. Mouvement différentiel pour le point $x = 394$ m, où il est maximum. (a) Estimation avec une formule approximée. (b) Résultat obtenu par différentiation numérique. (c) Estimation avec une autre approximation.

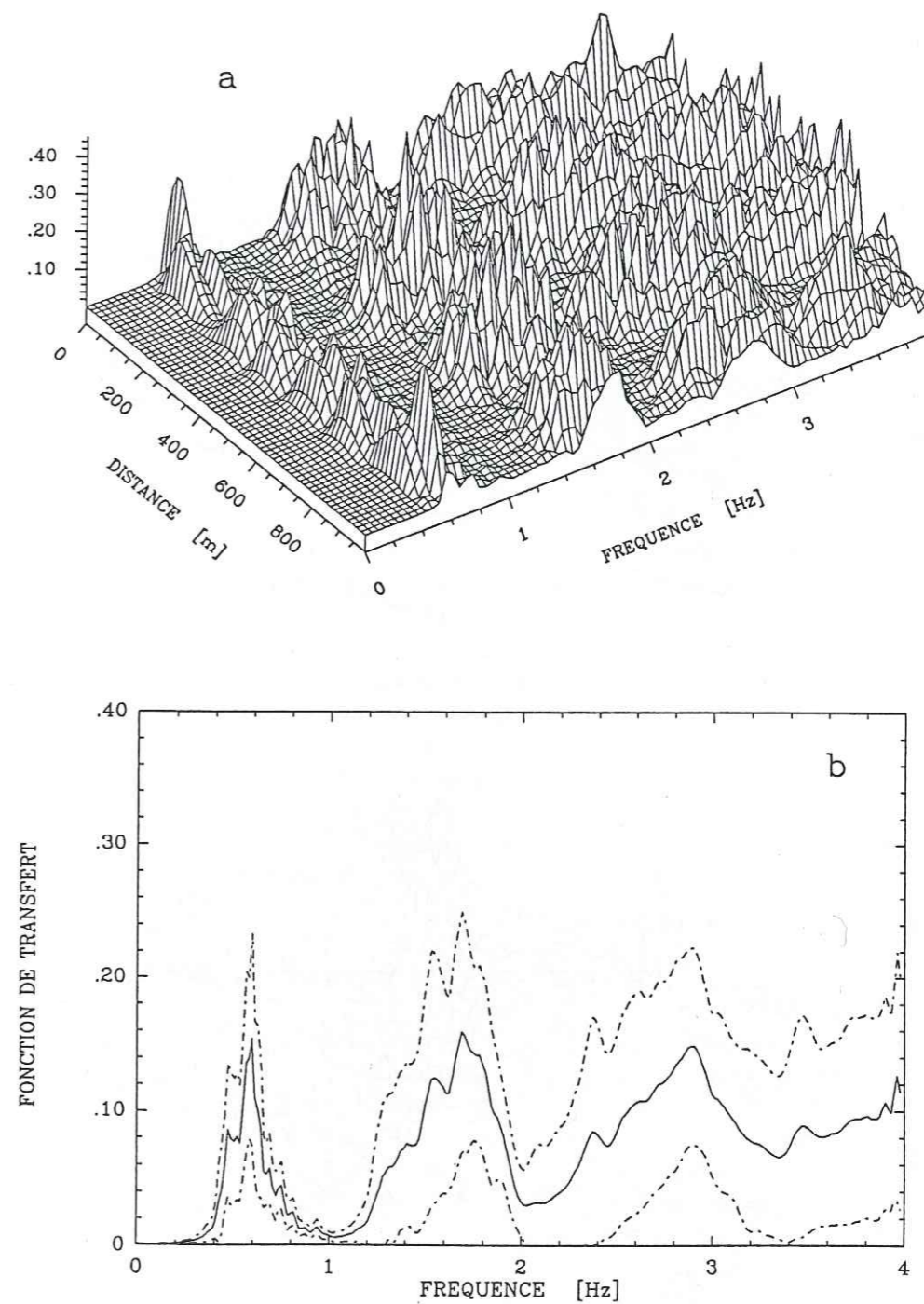


Figure 4.22. "Fonction de transfert" pour le mouvement différentiel. Elle résulte de la Transformation de Fourier du profil de mouvement différentiel calculé précédemment divisée par le spectre du signal incident. (a) Vue en perspective. (b) Moyenne (trait continu) et moyenne plus ou moins un écart-type (pointillés) du profil montré en (a).

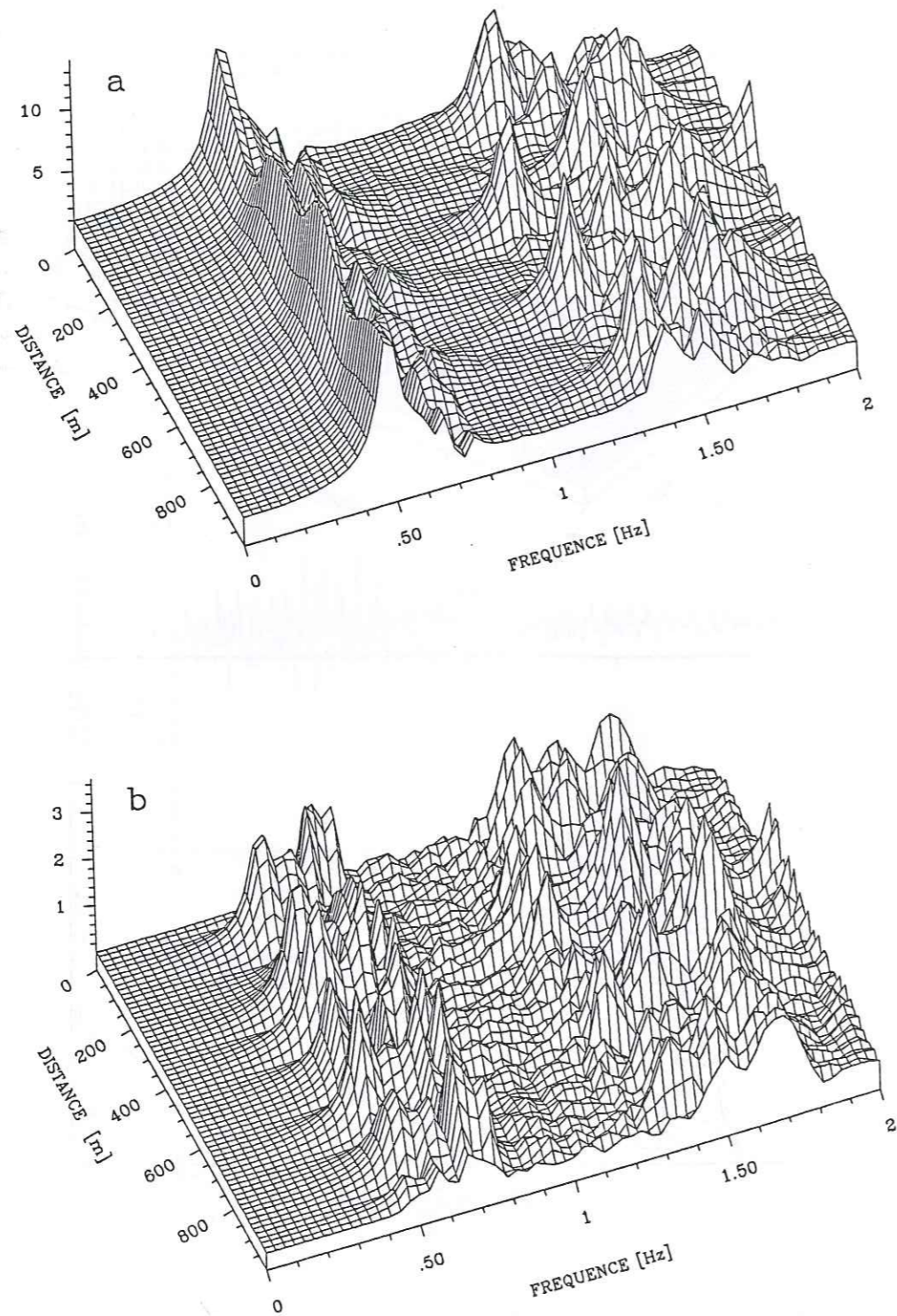


Figure 4.23. Fonctions de transfert en surface pour l'incidence d'ondes *SV*. L'interface irrégulière est celle montrée sur la Figure 4.10. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

le mouvement différentiel est donné par $\frac{2\pi}{\lambda} a$, où λ est la longueur de l'onde et a est l'accélération. Dans notre cas, si l'on assimile l'accélérogramme synthétique à une onde harmonique de longueur $\lambda = \frac{\beta}{f} = \frac{80 \text{ m/s}}{0,5 \text{ Hz}}$ et que l'on calcule de cette façon le mouvement différentiel, on obtient le signal montré sur la Figure 4.21(a). Le mouvement différentiel est surestimé par un facteur 2 en utilisant cette formule approchée. Par ailleurs, le contenu fréquentiel de ces signaux est très différent. En effet, la fonction de transfert entre la Figure 4.21(a) et le signal incident est celle montrée sur la Figure 4.10, affectée par un facteur d'échelle. Une autre approximation possible est de considérer une onde plane se propageant dans la direction x . A ce moment il se vérifie que

$$\frac{\partial a}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial a}{\partial t}$$

La Figure 4.21(c) montre le mouvement différentiel que l'on obtient en utilisant cette formule, toujours pour le point $x = 394 \text{ m}$. Le contenu fréquentiel est plus proche de la réponse correcte mais les amplitudes sont toujours surestimées. Nous avons calculé une "fonction de transfert" pour le mouvement différentiel en prenant la transformation de Fourier du mouvement différentiel en surface, calculé par dérivation numérique et en divisant par le spectre de l'accélérogramme incident. Le résultat est montré sur la Figure 4.22(a). Les variations spatiales du mouvement différentiel sont plus rapides car les maxima se présentent maintenant là où la pente de l'interface est plus grande et non sur les creux comme sur la Figure 4.10. La Figure 4.22(b) montre la courbe moyenne et moyenne plus ou moins un écart-type. La dispersion est importante car elle est le reflet des variations importantes le long du profil. Nous observons le contenu haute fréquence qu'on avait évoqué précédemment.

4.1.4 Cas d'incidence *SV*

Nous avons présenté des résultats dans le domaine de Fourier et dans le domaine du temps pour cerner les caractéristiques générales de la réponse d'une couche de sol irrégulière. Tous ces résultats correspondent au cas du mouvement anti-plan. Or, la vitesse des ondes *P* dans l'argile à Mexico est proche de 1500 m/s, ce qui avec $\beta = 80 \text{ m/s}$ correspond à un coefficient de Poisson de 0,4986. Il nous faut évaluer les différences qu'on peut trouver dans ces conditions pour le cas du mouvement dans le plan. Il ne s'agit pas pour nous de refaire une analyse complète pour l'incidence des ondes *SV*. Nous discuterons plutôt en détail d'un exemple qui nous permettra de qualifier les conclusions que nous avons dressées pour le cas *SH*.

L'exemple que nous avons choisi pour présenter le cas *SV* est l'interface montrée sur la Figure 4.10, dont les irrégularités de surface ont $\Delta h = 20 \text{ m}$ et $\lambda_m = 341 \text{ m}$. Les fonctions de transfert obtenues sont

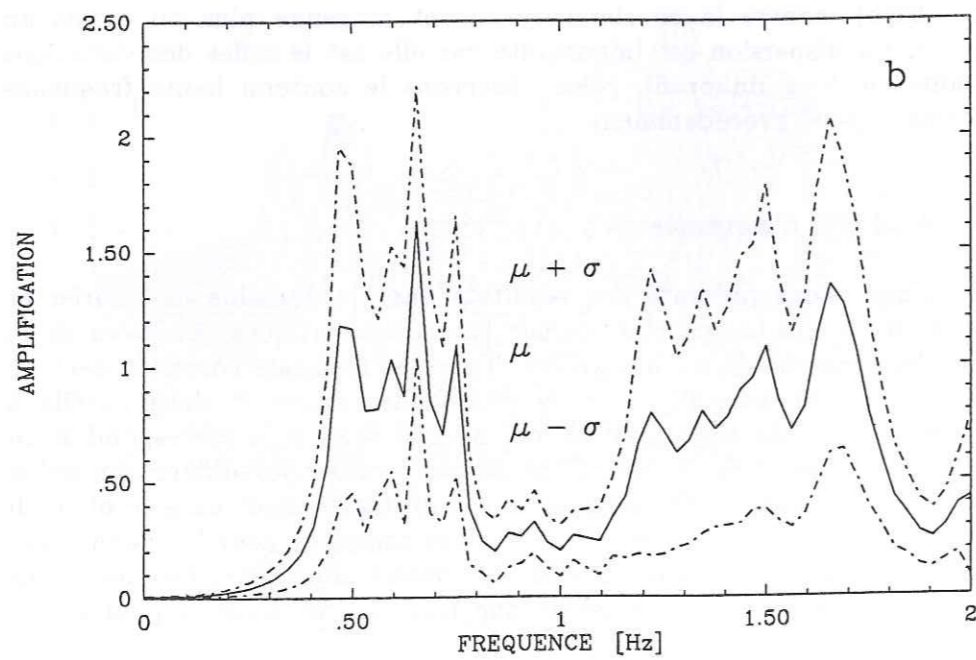
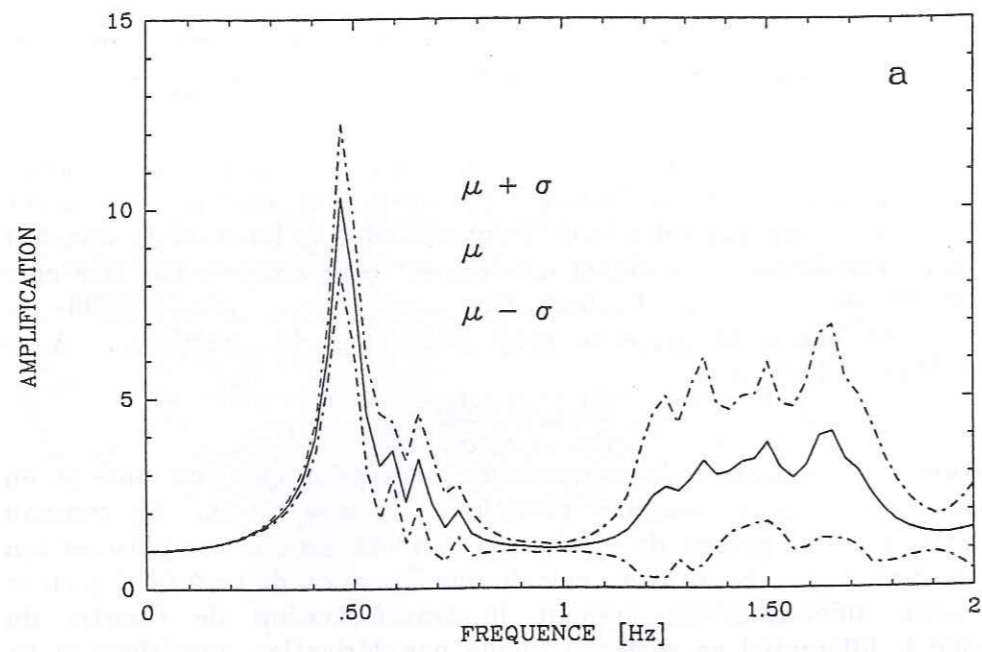


Figure 4.24. Fonction de transfert moyenne (μ) et moyenne plus ou moins un écart-type (σ) pour les résultats montrés sur la figure précédente. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

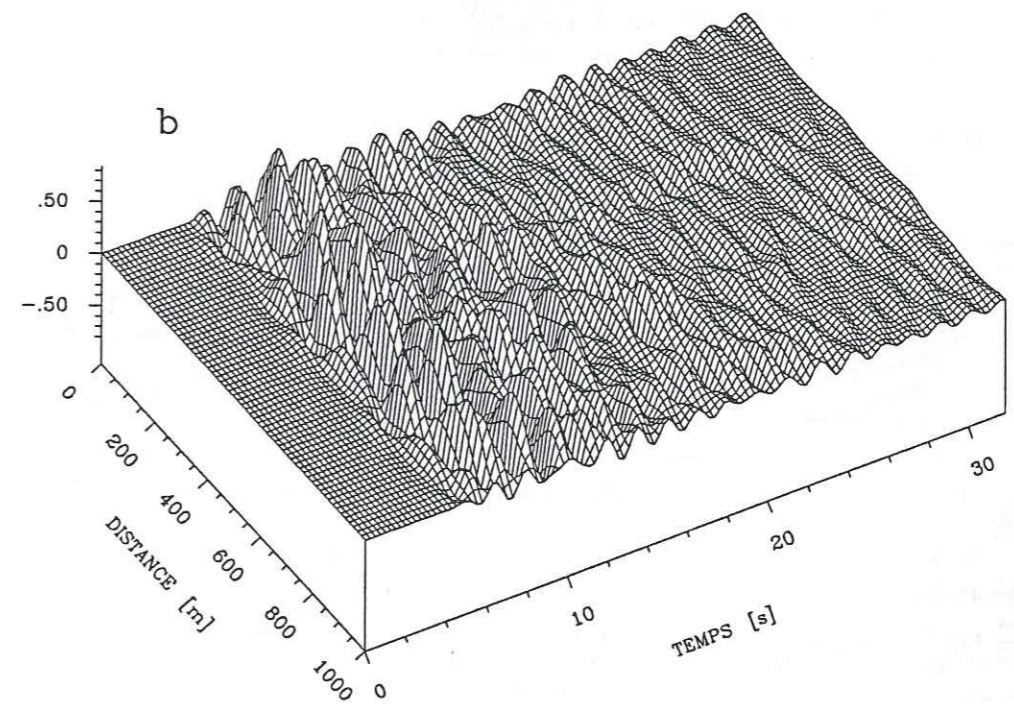
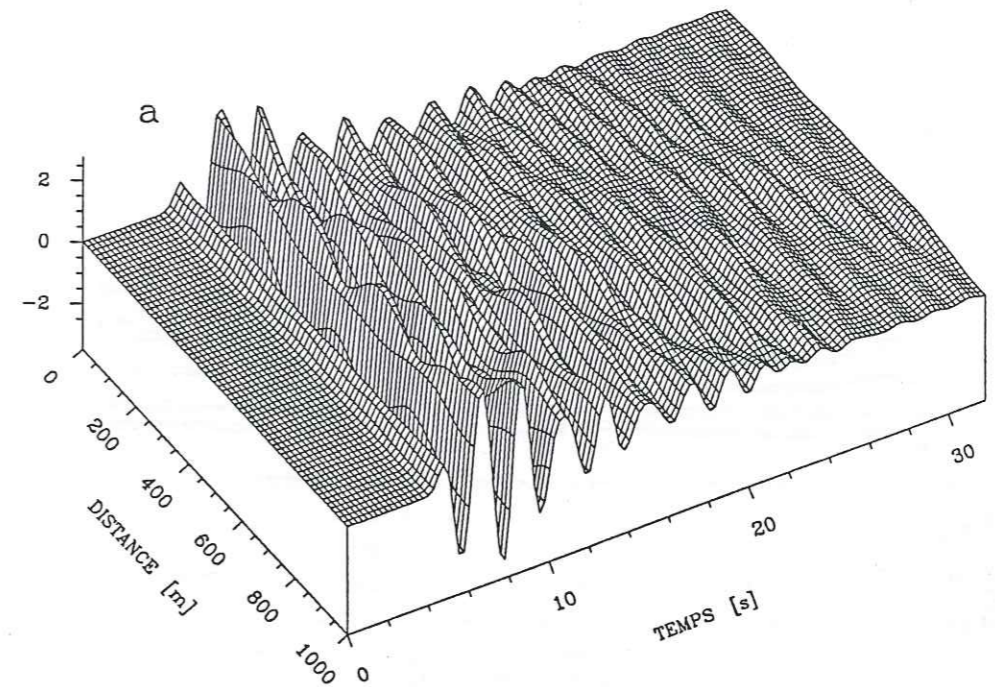


Figure 4.25. Sismogrammes synthétiques en surface pour l'incidence d'ondes *SV*. L'interface irrégulière est celle montrée sur la Figure 4.10. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale. La durée du mouvement est légèrement supérieure à celle observée dans le cas *SH*, mais les amplitudes sont plus faibles.

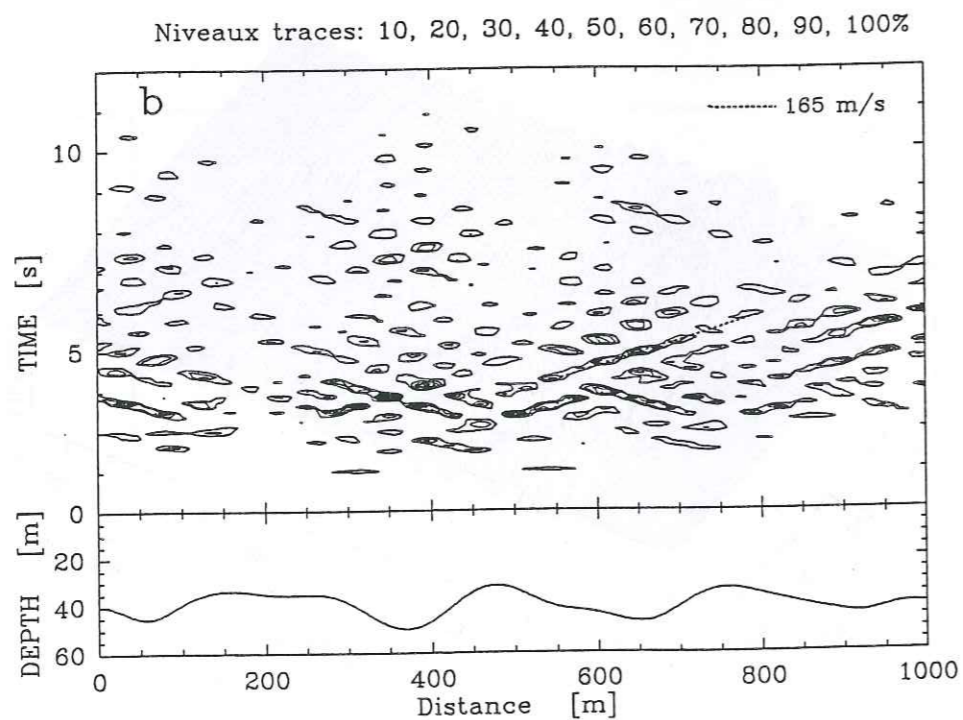
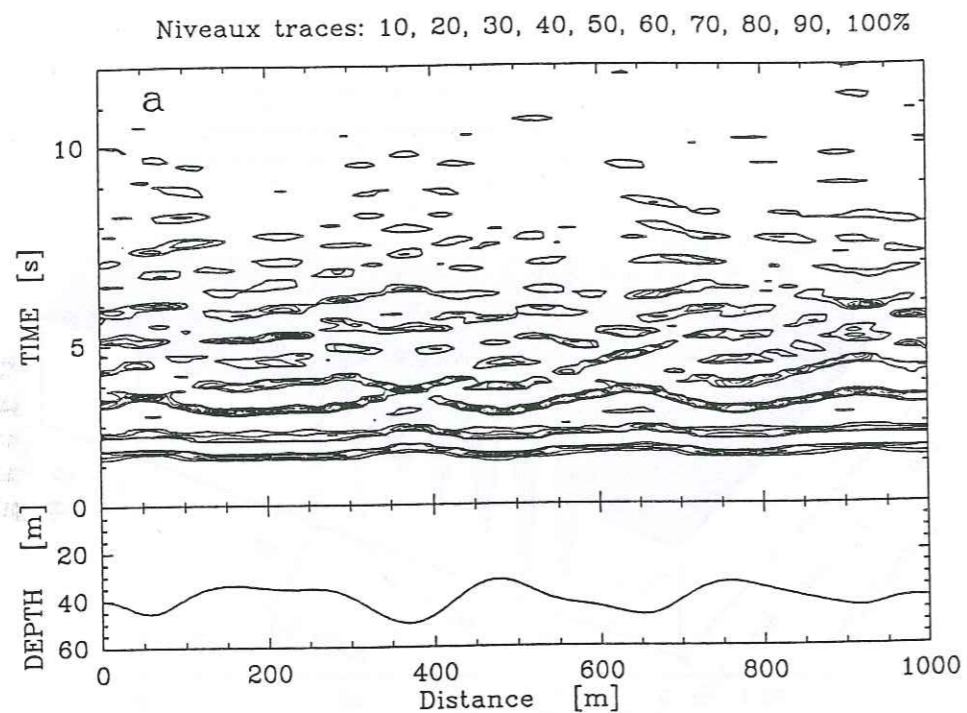


Figure 4.26. Sismogrammes synthétiques en surface pour l'incidence d'ondes *SV* représentés comme contours d'amplitude dans le plan $x-t$. L'interface irrégulière est celle montrée sur la Figure 4.10. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 2 Hz. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

montrées sur la Figure 4.23, pour les deux composantes du mouvement. Bien qu'il s'agisse de la même interface, il y a des différences significatives entre la composante horizontale de la Figure 4.23 et la fonction de transfert montrée sur la Figure 4.10. L'amplitude maximale le long du profil pour 0,5 Hz atteint une valeur de 14, au lieu de 17 pour le cas *SH*. Les variations de cette amplitude le long du profil sont aussi beaucoup plus faibles. Ce n'est pas le cas pour le pic de résonance à 1,5 Hz où les amplitudes pour le cas *SV* sont plus élevées que pour le cas *SH*. En ce qui concerne la composante verticale, la résonance ne se présente pas sur une bande étroite de fréquence, mais s'étale entre 0,5 et 0,8 Hz. Les amplitudes restent toutefois assez faibles, de l'ordre de 25% celles de la composante horizontale. La Figure 4.24 montre les fonctions de transfert moyennes et moyennes plus ou moins un écart-type pour les deux composantes. Nous retrouvons les observations précédentes. Sur la composante horizontale, la variation du pic à 0,5 Hz allait d'un facteur 2 à 15 dans le cas *SH* (Figure 4.10), dans le cas *SV* on observe des variations de 8 à 13. Par contre, pour le pic à 1,5 Hz, dans le cas *SH* la valeur moyenne plus un écart-type ne dépassait guère la valeur 5, tandis que dans le cas *SV* cette valeur va jusqu'à 7. En ce qui concerne la composante verticale, nous observons une dispersion comparable des amplitudes à 0,5 Hz et à 1,5 Hz. Malgré l'atténuation qui devrait affecter davantage le pic à 1,5 Hz, les amplitudes de celui-ci sont similaires à celles du pic à 0,5 Hz. L'apparition dans la composante verticale de plusieurs pics d'amplification se traduit dans les courbes moyennes par une dispersion en fréquence assez importante, le premier "pic" allant de 0,4 à 0,8 Hz et le deuxième de 1,2 à 1,8 Hz.

Nous avons calculé des sismogrammes synthétiques en utilisant comme excitation un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz. Les résultats, montrés sur la Figure 4.25, sont qualitativement similaires à ceux présentés sur la Figure 4.16, pour le cas *SH*. Nous observons encore une bonne corrélation des maxima d'amplitude et des durées les plus importantes avec les creux de l'interface argile-substratum. Dans le cas *SV* cependant, l'amplification est moindre relativement au cas *SH*, ce qui était déjà clair en regardant les fonctions de transfert. Le pic maximal de mouvement atteint 2,7, tandis que sur la Figure 4.16 il était de 3,7. La durée par contre est légèrement supérieure dans le cas *SV*. En ce qui concerne la composante verticale, le mouvement est significatif, car il atteint 80% de l'amplitude du mouvement incident. Dans aucune des deux composantes n'apparaissent clairement des phases se propageant latéralement. Nous avons essayé de les mettre en évidence en utilisant comme excitation un pulse de Ricker à plus haute fréquence, par exemple 2 Hz, comme celui utilisé pour la Figure 4.17. Les résultats sont montrés sur la Figure 4.26 pour les deux composantes du mouvement. Nous observons à nouveau la concentration du mouvement sur les poches d'argile, et l'atténuation du mouvement sur les bosses. Nous avons identifié sur la Figure 4.26 des phases se propageant horizontalement avec une vitesse de 165 m/s, phases qui apparaissent sur les deux composantes de mouvement. Par contre, il n'est pas possible d'identifier des groupes d'ondes comme dans le cas *SH*. Nous pensons que ceci est dû à une

vitesse de groupe plus élevée, comme on peut l'espérer pour des ondes de Rayleigh, ce qui implique une interaction plus forte entre les ondes générées d'un côté et de l'autre de la poche d'argile.

4.1.5 Conclusions

Nous avons présenté les résultats d'une étude numérique de l'effet des variations d'épaisseur d'une couche sédimentaire sur sa réponse sismique. Avant de regarder l'application de ce modèle au cas de Mexico, nous résumerons nos conclusions concernant le comportement sismique d'une couche sédimentaire d'épaisseur irrégulière.

1. La réponse d'une couche telle que la couche d'argile à Mexico est fortement affectée par des irrégularités *a priori* très petites (dans nos exemples, 10 m de variation sur une longueur de plus de 300 m). Ceci est dû à la très basse vitesse de propagation des ondes dans l'argile, qui conduit à des longueurs d'onde petites même pour des fréquences basses.
2. En ce qui concerne les modèles 1-D, la meilleure option est de prendre un modèle 1-D simple, sachant que, s'il peut être représentatif de la réponse moyenne de la couche, la réponse réelle en surface peut être très différente.
3. Nous avons caractérisé les irrégularités de l'interface argile-substratum par deux paramètres, Δh et λ_m . Nos résultats indiquent que ces paramètres suffisent pour caractériser la réponse moyenne à la surface ainsi que la dispersion autour de cette moyenne, au moins pour l'incidence des ondes *SH*. A partir des cas étudiés, nous concluons que le paramètre le plus importante est λ_m .
4. Les variations latérales du mouvement en surface ne sont pas influencées par la loi de vitesses en dessous de la couche d'argile. Ceci est important étant donné le manque d'information concernant les sédiments profonds. Les sismogrammes synthétiques calculés pour un substratum homogène et pour un substratum à gradient montrent des inversions de phase du mouvement sur des distances courtes, ce qui peut induire des effets de torsion dans les structures. Le mouvement différentiel atteint 2 gal/m en accélération, ce qui implique de façon approchée des déformations de l'ordre de 2×10^{-3} .
5. Le mouvement en surface a une amplitude et une durée plus importantes sur les poches d'argile le long du profil. Pour des fréquences plus élevées, nous avons montré que les creux de l'interface irrégulière génèrent et piègent des ondes de surface

dans le cas *SH*.

6. Le spectre de réponse calculé sur un modèle 1-D à une couche se trouve en dessous du spectre de réponse moyen, pour les deux distributions de vitesse dans le demi-espace analysées. Le modèle 1-D représente mal aussi la bande de fréquences dans laquelle se trouve la réponse maximale.
7. Dans le cas d'incidence des ondes *SV*, la réponse basse fréquence montre moins de variations le long du profil que dans le cas *SH*, tendance qui est inversée à plus haute fréquence.

Nous avons montré que, outre les variations d'épaisseur évidentes au bord d'un remplissage sédimentaire on peut espérer des effets latéraux significatifs quand la longueur d'onde des irrégularités de l'interface sédiments-substratum est comparable à celle des ondes en présence. Notre modèle est très proche de ceux de Hill et Levander (1984) et de Levander et Hill (1985), à une évidente différence d'échelle près. De ce fait, nos conclusions rejoignent les leurs: les rugosités de l'interface sédiments-substratum sont un facteur important dans la génération d'ondes de surface qui en restant piégées dans la couche sédimentaire, prolongent le mouvement en surface, la coda. Cependant, dans le cas qui nous intéresse plus spécialement, nous avons montré que ces ondes de surface ne sont générées de façon cohérente que pour des fréquences supérieures à la fréquence de résonance de la couche d'argile. Si la valeur de Q est constante, plus la fréquence est haute plus importante sera l'atténuation des ondes et plus limitée sera l'augmentation de la durée de mouvement. Nos résultats montrent que, pour une estimation des variations possibles dans la réponse en surface en fonction des irrégularités espérées de l'interface, il est conseillé d'utiliser l'incidence des ondes *SH*, qui estimeront les effets maximaux. Nous n'avons pas tenté cette approche car, d'une part nous n'avons pas assez de contraintes sur les irrégularités réelles de l'interface argile-substratum à Mexico, et d'autre part, nous avons montré qu'elles ne sont pas à l'origine des arrivées tardives qui nous intéressent en priorité.

Nous voudrions insister sur le fait que les effets que montrent nos calculs se produisent pour des irrégularités de l'ordre de grandeur des irrégularités réelles et qu'ils sont indépendants de la loi de vitesse dans les sédiments profonds. Nous sommes convaincus que ces effets sont présents dans la réponse sismique observée à Mexico lors des séismes de septembre 1985, et qu'ils permettent d'expliquer une partie des variations spatiales du mouvement observées, qui n'est pas prise en compte par des modèles unidimensionnels. Cependant, en ce qui concerne la durée des accélérogrammes et les arrivées tardives très énergétiques, ces modèles s'avèrent insuffisants à eux seuls. Nous considérons que ces modèles peuvent être considérés comme un des éléments de la réponse mais qu'il nous faut chercher ailleurs la source de ces arrivées tardives.

Tableau 4.2 Propriétés mécaniques pour le modèle à couche résistante

COUCHE	β [m/s]	α [m/s]	ρ [gr/cm ³]	Q_S	Q_P
Remblai	200	1500.0	1.7	50	100
Argile	80	1500.0	1.3	25	50
Demi-espace	1000.0	2000.0	2.0	50	100

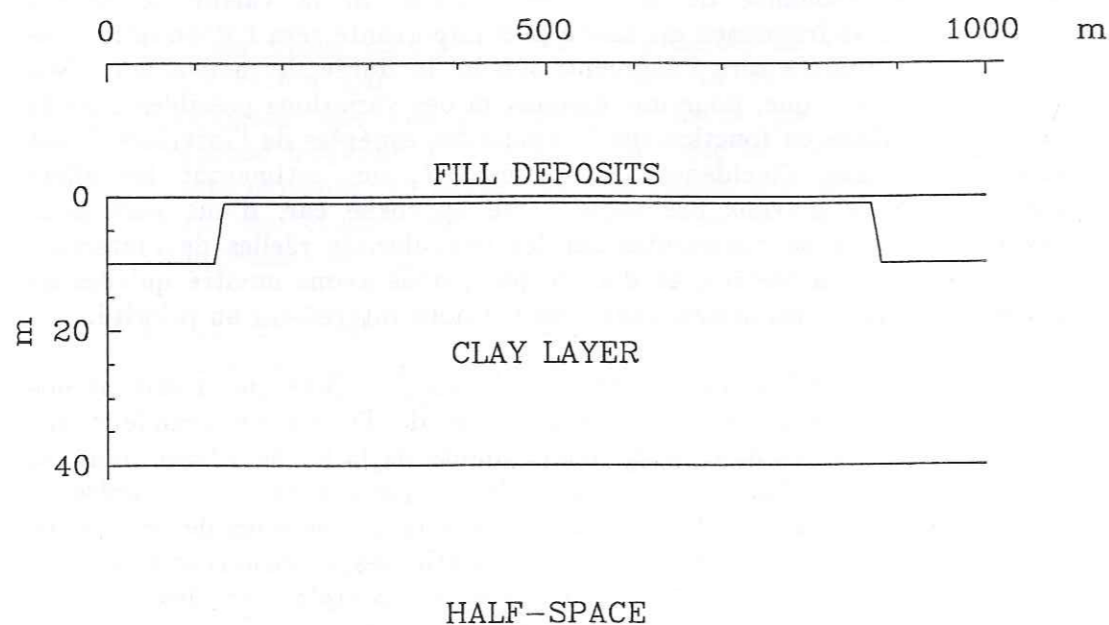


Figure 4.27. Modèle A de la couche résistante en surface.

4.2 Cas d'une couche résistante en surface

Au le cours de ce travail, on a pu mentionner un nombre assez important d'études sur les effets de site à Mexico. Le pourcentage le plus important de ces études centre l'attention sur la couche d'argile, qui a fait l'objet du paragraphe précédent. Il est relativement peu mentionné que, sur une grande partie de la ville, la couche d'argile n'est pas la plus superficielle. Le remblai provenant des constructions anciennes, ainsi que les fondations des structures actuelles forment une couche en surface beaucoup plus résistante que l'argile. Il est clair que le mouvement en surface ne peut être influencé par la résonance de cette couche, qui ayant une vitesse de propagation élevée ainsi qu'une épaisseur faible, aura une fréquence de résonance bien supérieure à 0,5 Hz. Cependant, l'épaisseur du remblai est loin d'être homogène. Dans la première partie, nous avons montré des profils où son épaisseur varie rapidement entre 1 et 10 m. Etant donné que les longueurs d'onde se propageant dans la couche d'argile sont faibles (quelques dizaines de mètres), même pour des fréquences inférieures à 1 Hz, on peut espérer des effets 2-D significatifs si des irrégularités de la couche de remblai sont d'une taille comparable aux longueurs d'onde dans la couche d'argile. Donc, même si dans une analyse 1-D simple, la présence d'une couche en surface plus résistante que la couche sous-jacente ne peut qu'atténuer le mouvement de la surface libre par l'effet de confinement, il est important de se poser la question de l'effet en surface d'une telle couche, sachant qu'on peut espérer des effets 2-D significatifs dus aux irrégularités latérales dans son épaisseur.

Dans ce chapitre, nous considérerons les modifications que subit le mouvement en présence d'une couche résistante irrégulière en surface. Afin d'évaluer l'importance de ces effets, nous comparerons nos résultats avec les prédictions du modèle 1-D, en prenant en chaque point du profil les épaisseurs locales des couches. La taille réduite des modèles (1 km au plus) nous permet de calculer les fonctions de transfert jusqu'à une fréquence de 4 Hz. Nous en profiterons pour étudier la réponse dans le domaine temporel à des excitations de fréquences différentes: des pulses de Ricker centrés à 0,5 Hz et à 1,5 Hz. Les propriétés mécaniques du modèle, données sur le Tableau 4.2, ont été considérées comme constantes, ce qui ne signifie pas qu'on disposait de données bien contraintes. Les raisons en sont que, d'une part nous voulons mettre l'accent sur l'effet qualitatif de la couche résistante et que pour cela il nous suffit de prendre des propriétés moyennes. D'autre part l'incertitude sur les paramètres nous demanderait de faire une étude paramétrique. Nous montrerons qu'une telle étude n'est pas justifiée. Trois profils différents seront envisagés que nous avons baptisés imaginativement A, B et C. Le premier, le plus simple, nous permettra de considérer en détail l'effet des variations simples de la géométrie. Les deux exemples suivants, qui seront présentés plus succinctement, nous permettront de regarder de quelle façon les phénomènes mis en évidence dans le cas simple se

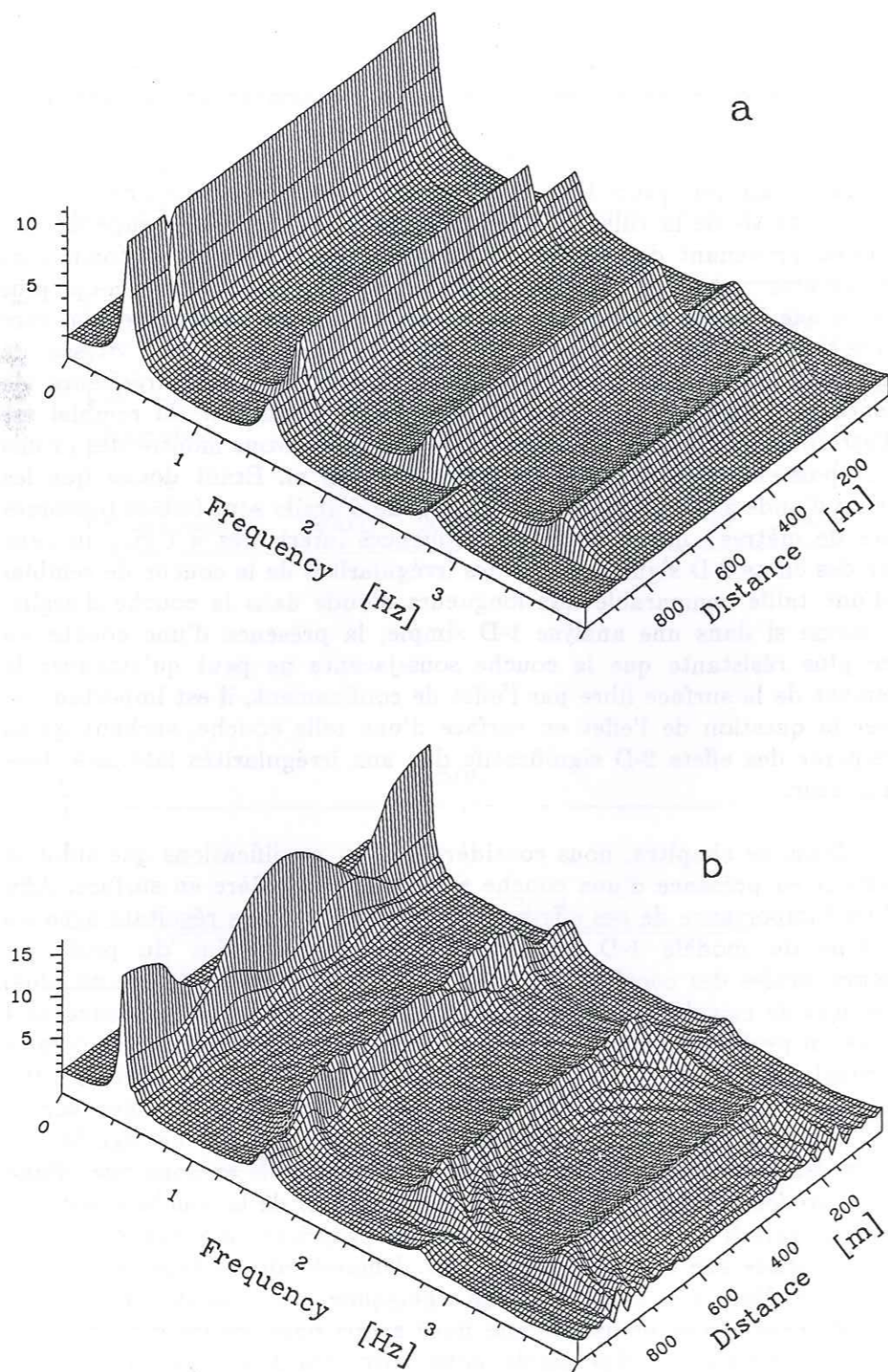


Figure 4.28. Fonctions de transfert entre 0 et 4 Hz pour le modèle A. (a) Résultat obtenu avec un modèle 1-D en prenant à chaque point l'épaisseur locale des couches. (b) Résultat obtenu avec le modèle 2-D (incidence d'ondes *SH*).

manifestent dans des modèles plus réalistes. On peut considérer cette analyse comme une première approche, très précaire, de certains effets de l'interaction sol-structure, où inversement à ce qui se passe dans la pratique courante, nous nous intéressons plus à l'effet des fondations sur le "champ libre". Un paragraphe final dressera nos conclusions concernant l'effet de cette couche. Les méthodes de calcul utilisées sont toujours Aki-Larner pour les modèles 2-D, et Thomson-Haskell pour la réponse en 1-D.

4.2.1 Modèle A

Le modèle considéré est montré sur la Figure 4.27. Sur la plus large partie du modèle la couche de remblai a une épaisseur de 1 m qui augmente progressivement (avec une pente de $37,5^\circ$) jusqu'à 10 m au bord du modèle qui a une largeur totale de 1 km. La Figure 4.28 montre les modules des fonctions de transfert obtenues. Celle du modèle 1-D montre clairement des amplitudes légèrement plus importantes au centre de la vallée, où le confinement est moins important, ainsi que des fréquences de résonance plus élevées sur les bords où l'épaisseur de l'argile est moindre. La fonction de transfert pour l'incidence des ondes *SH* présente le même caractère que celle du modèle 1-D mais il y a des modifications importantes principalement en ce qui concerne les amplitudes du premier pic de résonance. Pour des fréquences plus élevées les deux fonctions de transfert deviennent plus similaires; en augmentant la fréquence les longueurs d'ondes diminuent et les irrégularités latérales voient leur influence se réduire à des zones plus petites. La Figure 4.29 montre les maxima des fonctions de transfert de notre modèle (entre 0 et 4 Hz) en fonction de la distance dans les différents cas: 1-D, 2-D (incidence d'ondes *SH* et incidence d'ondes *SV*). La courbe correspondante à la composante horizontale pour l'incidence des ondes *SV* est très similaire à celle pour les ondes *SH*, mais son amplitude est inférieure du fait qu'une partie de l'énergie est transformée en mouvement vertical. En l'absence de la couche résistante l'amplification maximale serait de l'ordre de 11,8 (sans atténuation anélastique elle aurait une valeur de $\frac{\rho_2\beta_2}{\rho_1\beta_1} = 19,2$). Dans le domaine de Fourier, on obtient donc un effet des irrégularités latérales qui est nettement supérieur à l'effet de la seule couche d'argile sans le remblai.

Passons maintenant au domaine du temps. Nous présenterons une première analyse pour la partie basse fréquence du spectre en prenant comme signal incident un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz. Les résultats dans les cas 1-D et 2-D (incidence des ondes *SH*) sont montrés sur la Figure 4.30. Nous montrons la superposition de 80 sismogrammes calculés à des points équidistants à la surface du profil. Les amplitudes maximales sont très similaires dans les deux cas, donc les différences d'amplitude qu'on observait sur la fonction de transfert ne se traduisent pas sur l'amplitude des sismogrammes synthétiques. Nous observons une légère différence dans la

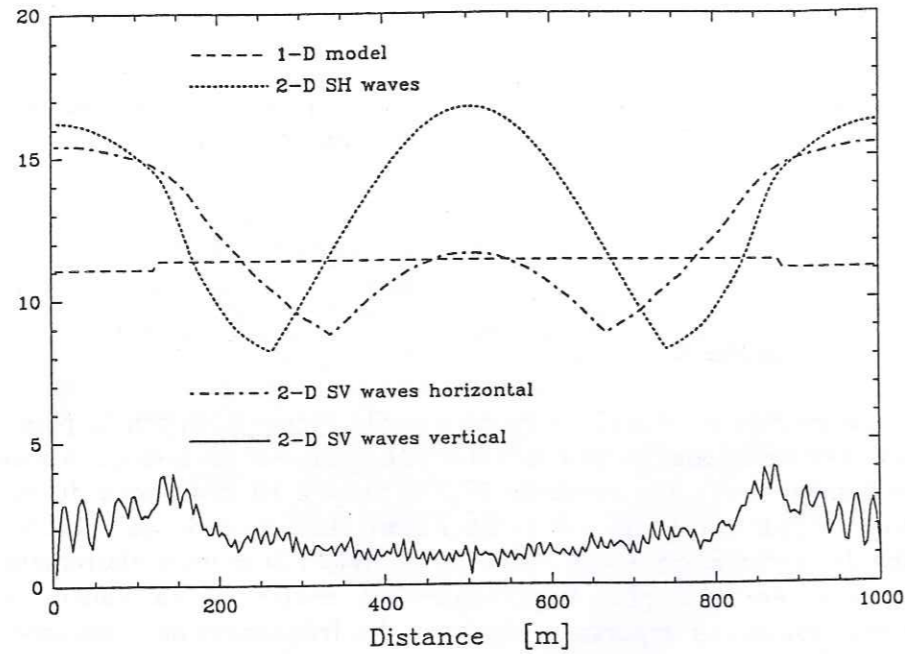


Figure 4.29. Amplitude maximale de la fonction de transfert en fonction de la distance le long du profil. La forme des courbes pour le mouvement horizontal pour l'incidence *SH* et *SV* est très similaire. Le modèle 1-D s'approche de la moyenne des modèles 2-D, mais les écarts sont importants.

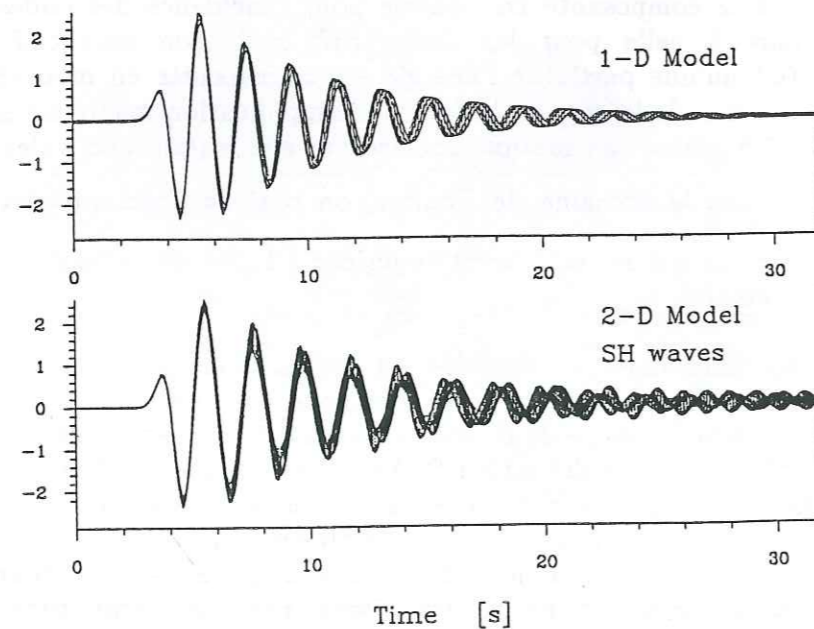


Figure 4.30. Superposition de 80 sismogrammes synthétiques calculés en points équidistants répartis le long de la surface du modèle A. Le signal incident est un pulse de Ricker de 0,5 Hz de fréquence centrale.

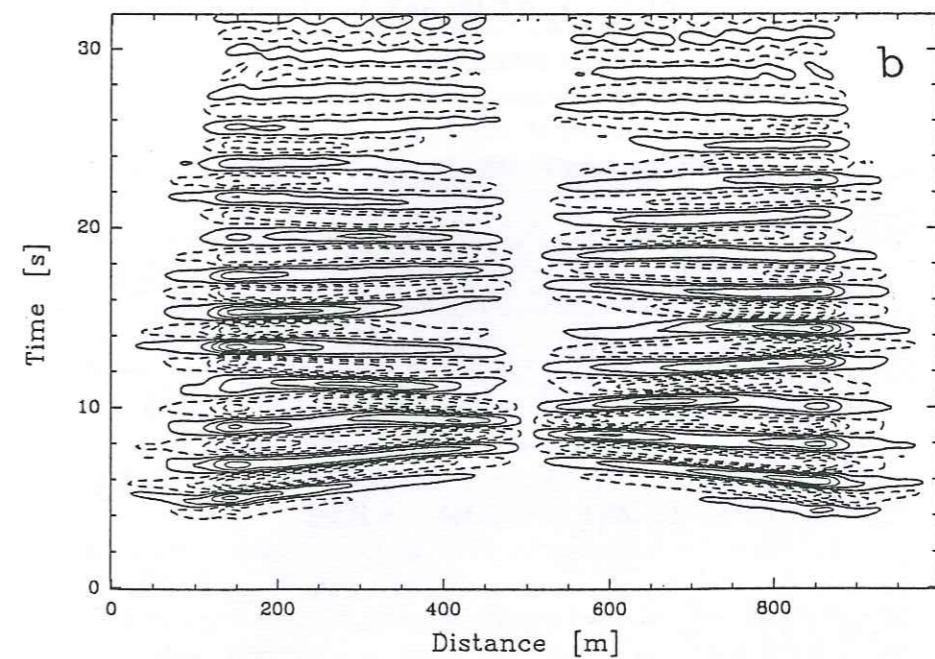
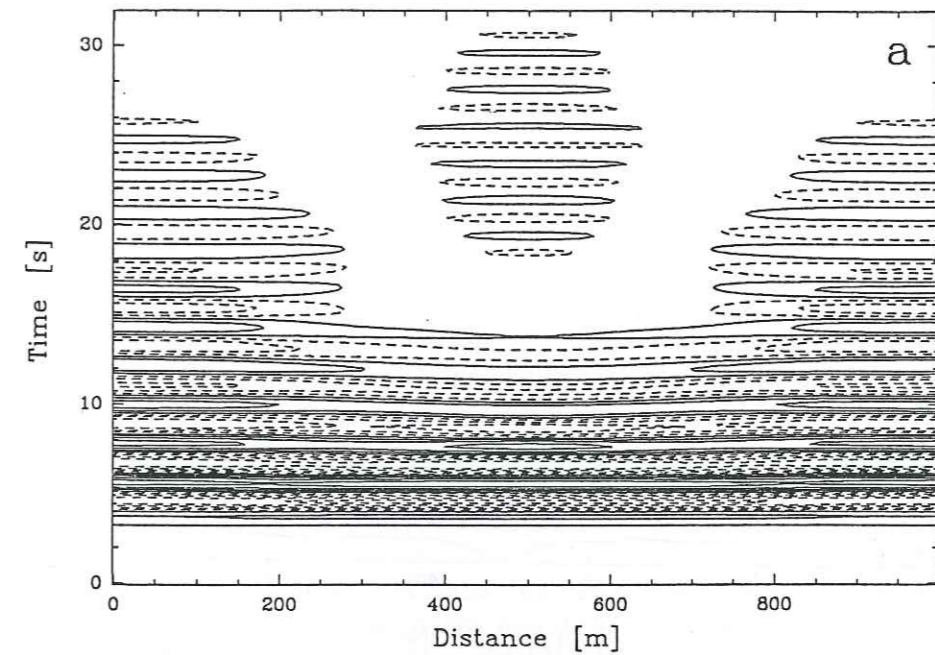


Figure 4.31. Contours dans le plan $x-t$ des sismogrammes synthétiques calculés à la surface du modèle A pour l'incidence d'ondes *SV*. Le signal incident est un pulse de Ricker de 0,5 Hz de fréquence centrale. (a) Déplacement horizontal. (b) Déplacement vertical. Les courbes sont tracées pour des valeurs équidistantes à 10% de l'amplitude pic-à-pic. Les lignes pointillées indiquent des valeurs négatives.

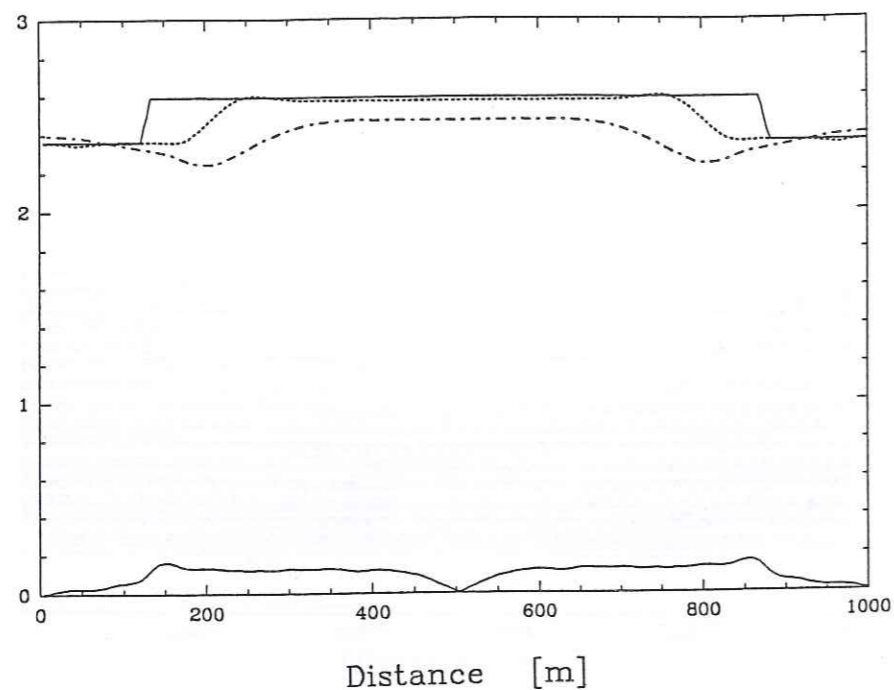


Figure 4.32. Amplitudes maximales des sismogrammes synthétiques en fonction de la distance le long du profil pour le modèle A. Le signal incident est un pulse de Ricker de 0,5 Hz de fréquence centrale.

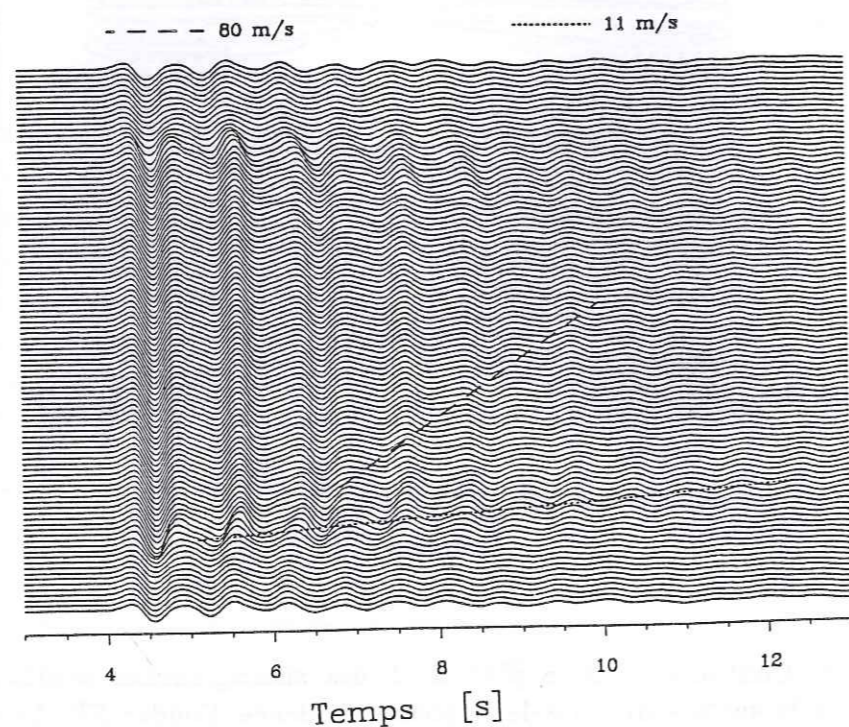


Figure 4.33. Sismogrammes synthétiques à la surface du modèle A pour l'incidence d'ondes *SH*. Le signal incident est un pulse de Ricker de fréquence centrale 1,5 Hz. On observe deux phases de Love se propageant à 80 et 11 m/s, bien qu'avec des amplitudes très faibles.

durée entre les deux ensembles mais la décroissance est très nettement en forme d'exponentielle. Les résultats pour l'incidence des ondes *SV* sont montrés sur la Figure 4.31, sous la forme de contours d'amplitude dans le plan $x-t$. Nous observons, sur la composante horizontale l'apparition d'une oscillation avec une durée très longue (18 s) au centre du modèle. Cette oscillation module la résonance du pulse de Ricker. La composante verticale confirme l'apparition d'une vibration d'ensemble de la structure par la vibration en opposition de phase des deux moitiés du modèle. Cette vibration bi-dimensionnelle ne pouvait pas être prédite *a priori* par les résultats de Bard et Bouchon (1985). Son amplitude reste cependant très faible, de l'ordre de 5 à 10% de l'amplitude de la résonance 1-D. La Figure 4.32 résume les résultats des sismogrammes synthétiques en termes d'amplification maximale en fonction de la distance. Il y apparaît des résultats négatifs concernant l'importance de la couche résistante, car les écarts entre les différentes courbes sont petits.

Regardons maintenant une autre portion du spectre dans le domaine du temps. Nous présentons maintenant les résultats avec un pulse de Ricker de fréquence un peu plus élevée, 1,5 Hz. La Figure 4.33 montre les sismogrammes synthétiques calculés pour l'incidence des ondes *SH*. Les longueurs d'onde étant suffisamment petites dans l'argile (≈ 53 m) la diffraction s'organise en forme d'ondes superficielles. On peut apercevoir deux trains à vitesse différente, pointés sur la figure, mais leur amplitude est faible et leur atténuation importante. La Figure 4.34 montre les résultats pour l'incidence des ondes *SV*. Les ondes de surface sont très claires sur la composante verticale, où il est possible de mesurer une vitesse de propagation de l'ordre de 75 m/s. L'incidence de ce phénomène sur le pic de mouvement dans le temps reste cependant négligeable.

Les résultats montrés indiquent donc deux comportements selon la fréquence à laquelle on se place et permettent de décrire en termes simples la réponse d'une structure telle que notre modèle A. Avant d'aller plus loin dans la complexité de l'interface couche résistante-argile, nous avons voulu tester l'influence de deux paramètres géométriques qui nous paraissent importants: la distance entre irrégularités et la valeur du saut en épaisseur de la couche résistante entre les bords du modèle et le centre. L'intérêt de considérer différentes distances entre irrégularités est lié aux incertitudes de la structure réelle de la couche résistante et à la diversité qu'on peut espérer dans la distance entre bâtiments. D'autre part, il nous semble intéressant de regarder l'effet d'une couche résistante épaisse, qui pourrait représenter des structures avec fondations profondes (par exemple pieux). L'effet du premier de ces paramètres est montré sur la Figure 4.35 qui présente les fonctions de transfert obtenues pour l'incidence des ondes *SH* pour le modèle montré sur la Figure 4.27 mais cette fois avec une largeur horizontale de 250 m. En ce qui concerne le premier pic de résonance les résultats se rapprochent du modèle 1-D; l'amplitude de la fonction de transfert varie beaucoup moins le long du profil. Sur la Figure 4.35 on observe une séparation du premier pic

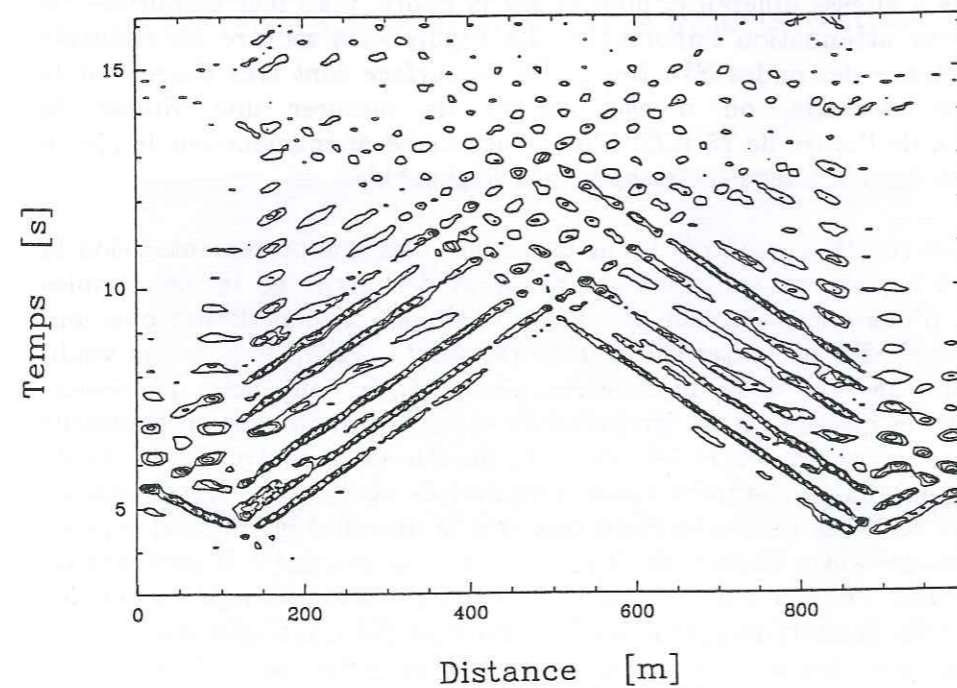
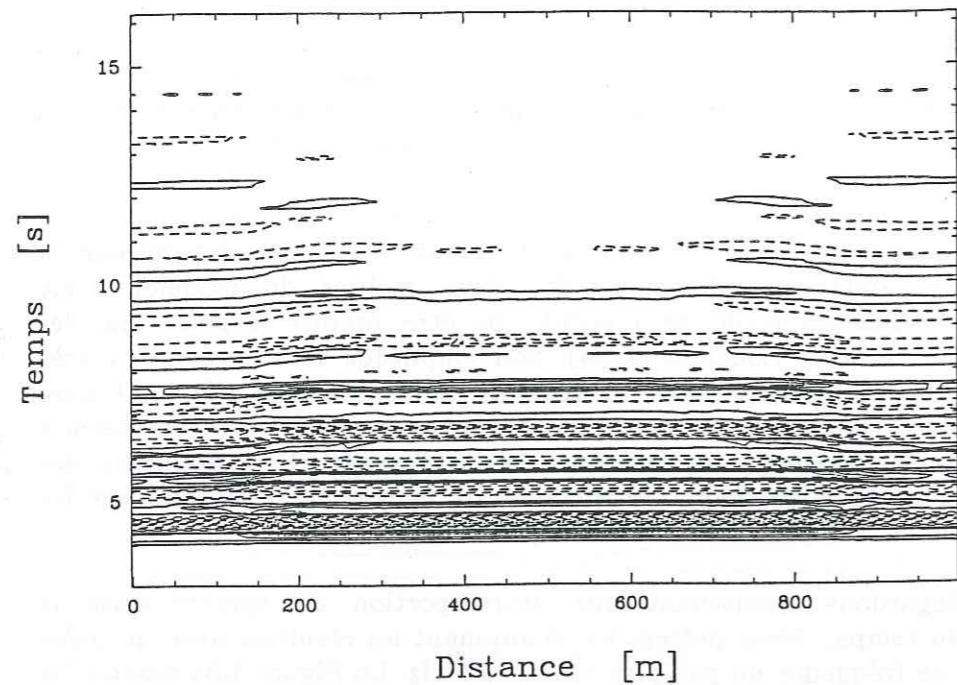


Figure 4.34. Contours dans le plan $x-t$ des sismogrammes synthétiques calculés à la surface du modèle A pour l'incidence d'ondes SV . Le signal incident est un pulse de Ricker de 1,5 Hz de fréquence centrale. (a) Déplacement horizontal. (b) Déplacement vertical. Les courbes sont tracées pour des valeurs équidistantes à 10% de l'amplitude pic-à-pic. Les lignes pointillées indiquent des valeurs négatives. Les ondes de surface sont très nettes sur la composante verticale. Leur vitesse de phase est de 75 m/s.

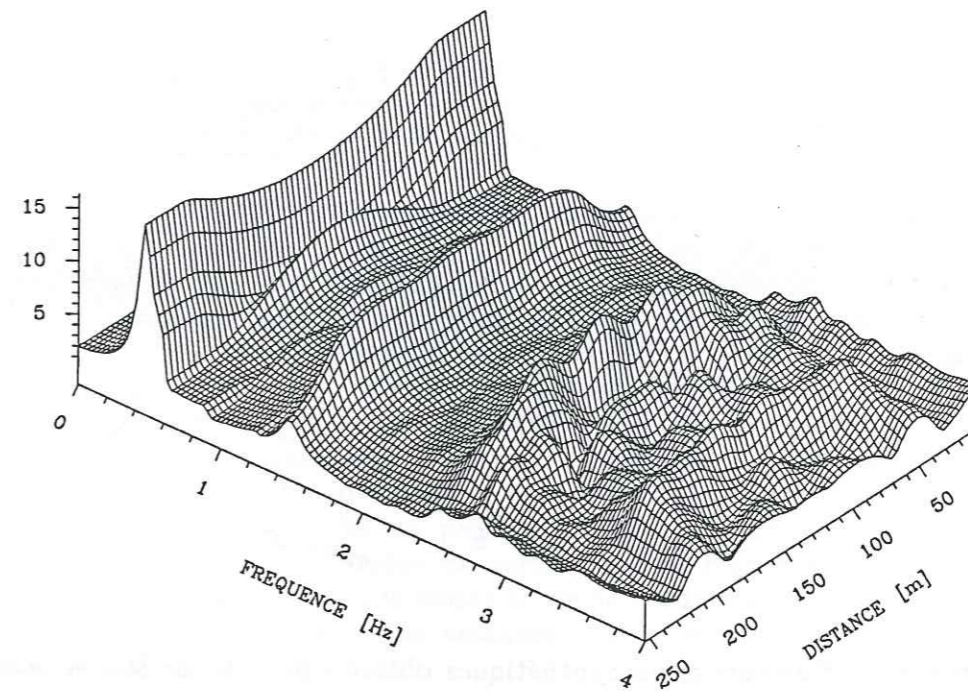


Figure 4.35. Fonction de transfert pour le modèle A (incidence d'ondes SH) réduit à une largeur totale de 250 m.

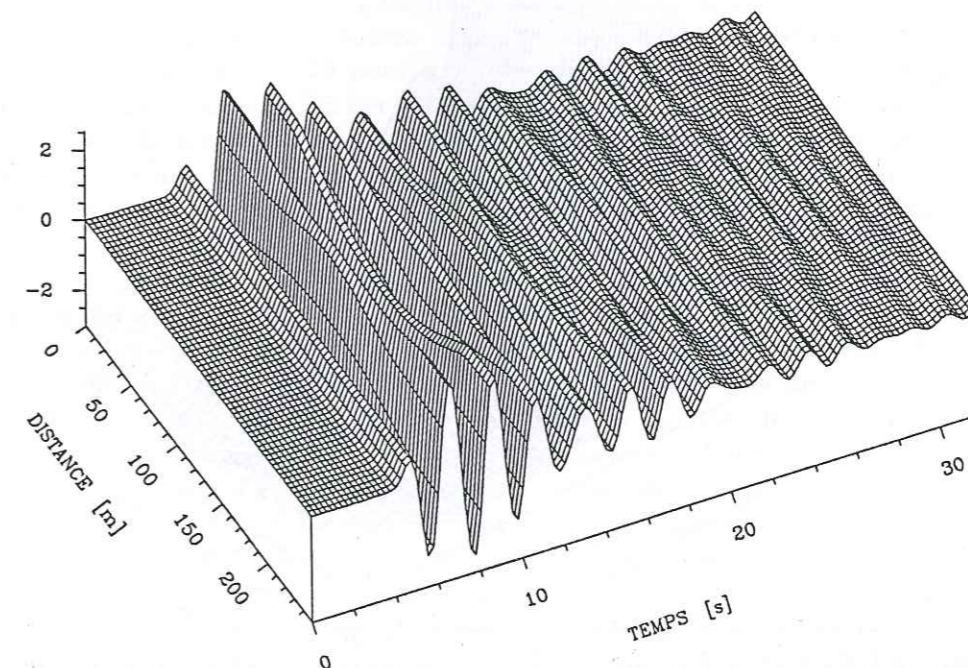


Figure 4.36. Sismogrammes synthétiques obtenus pour le modèle A réduit à une largeur totale de 250 m pour l'incidence d'ondes SH . Le signal incident est un pulse de Ricker de fréquence centrale 0,5 Hz.

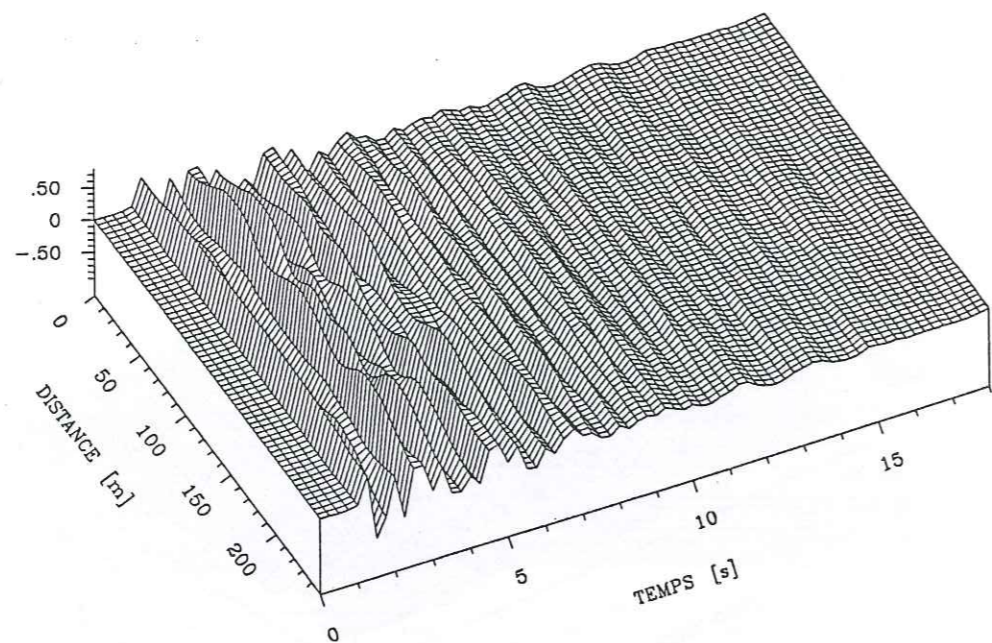


Figure 4.37. Sismogrammes synthétiques obtenus pour le modèle A dont la largeur est réduite à 250 m pour l'incidence d'ondes *SH*. Le signal incident est un pulse de Ricker de fréquence centrale 1,5 Hz.

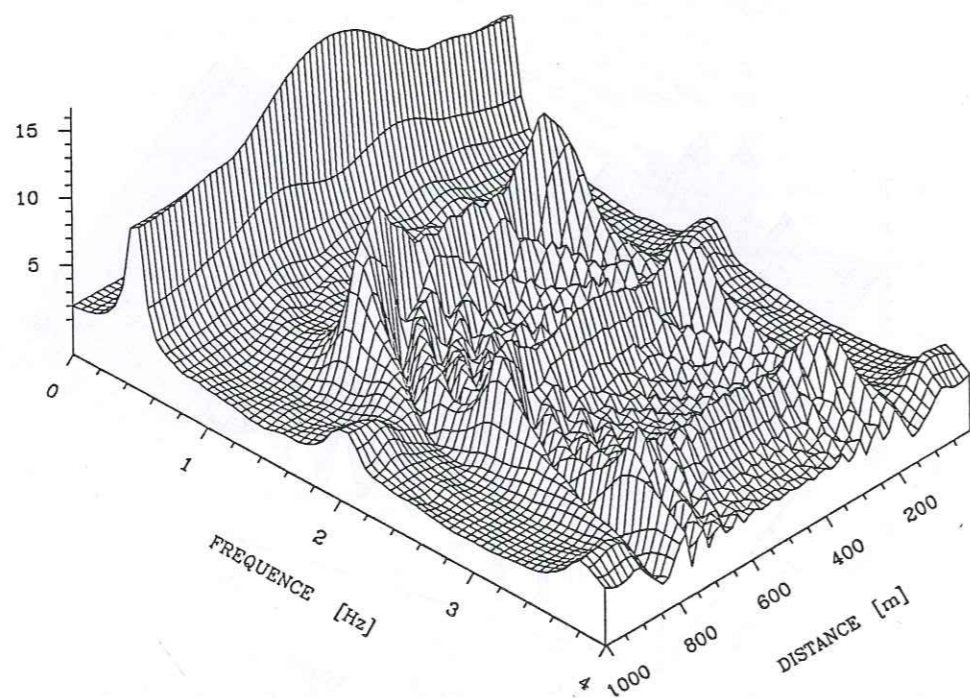


Figure 4.38. Fonction de transfert en surface pour le modèle A (incidence d'ondes *SH*). La largeur du modèle est la même que sur la Figure 4.27, mais l'épaisseur de la couche résistante varie cette fois entre 1 m (au centre de la structure) et 20 m (au bord de la structure).

de résonance en deux, séparation qui était à peine ébauchée sur la Figure 4.28(b). A plus haute fréquence la réponse s'éloigne du modèle 1-D. En effet, le fait d'avoir une distance moindre entre irrégularités favorise l'interaction entre les ondes diffractées sur tout le profil. Nous nous attendions à avoir moins d'ondes séparées. C'est en effet ce que nous observons sur les Figures 4.36 et 4.37, qui présentent les sismogrammes synthétiques pour des pulses de Ricker centrés à 0,5 et 1,5 Hz respectivement. Sur la Figure 4.36 la résonance 2-D de la structure irrégulière apparaît à nouveau, cette fois avec une période plus faible, ce qui est normal car les dimensions de la structure ont diminué. Les différences avec le modèle 1-D, pour lequel le mouvement est indépendant de la distance entre irrégularités, sont une amplitude maximale plus importante (cfr. Figure 4.30), des variations latérales du mouvement le long du profil et une atténuation du mouvement qui n'est plus une exponentielle. L'interaction entre les ondes se propageant latéralement ne permet pas d'identifier séparément les ondes de surface sur la Figure 4.37 non plus, même pour des longueurs d'onde dans l'argile de l'ordre de 50 m. Par contre, ces courtes ondes sont très vite atténuées et le mouvement dure moins longtemps que sur la Figure 4.36.

Passons maintenant à l'effet du saut en épaisseur de la couche résistante. La Figure 4.38 montre la fonction de transfert obtenue pour l'incidence des ondes *SH* sur le modèle de la Figure 4.27, mais cette fois avec une épaisseur de 20 m au bord du modèle (la pente maximale est inférieure à 10°). Encore une fois, les effets plus importants ne concernent pas le premier pic de résonance mais ceux qui suivent, avec des effets maximaux au-dessus de l'irrégularité. L'amplification maximale ne varie pas beaucoup par rapport aux autres cas. Les sismogrammes synthétiques sont présentés sur la Figure 4.39 pour un pulse de Ricker de 1,5 Hz de fréquence centrale (ceux pour un Ricker de 0,5 Hz ne diffèrent pas de ceux de la Figure 4.30). L'irrégularité plus importante génère de façon plus efficace des ondes de surface à cette fréquence, dont il est possible d'identifier les vitesses de phase et de groupe. Cependant, ces ondes montrent une dispersion importante et une atténuation très forte, ce qui limite leur propagation à une distance de quelques 200 m à peine. La Figure 4.40 montre les fonctions de transfert pour le cas d'ondes *SV* incidentes sur le modèle de la Figure 4.27 avec une épaisseur de la couche résistante aux bords de 30 m (pente maximale de l'ordre de 35°). Les amplitudes sont similaires au cas d'ondes *SH* pour la première partie de la fonction de transfert, qui est écrasée par une forte résonance aux bords du modèle à 2,8 Hz, que nous pensons être liée à la pente relativement forte de notre modèle. La Figure 4.41 montre les sismogrammes synthétiques pour un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz. Le phénomène est le même que celui montré précédemment. Dans ce cas un bruit important contamine les sismogrammes à partir de 24 s. Les résultats pour un Ricker centré à 1,5 Hz sont montrés en forme de contours d'amplitude sur la Figure 4.42. La vitesse de groupe apparaît clairement sur la composante horizontale et celle de

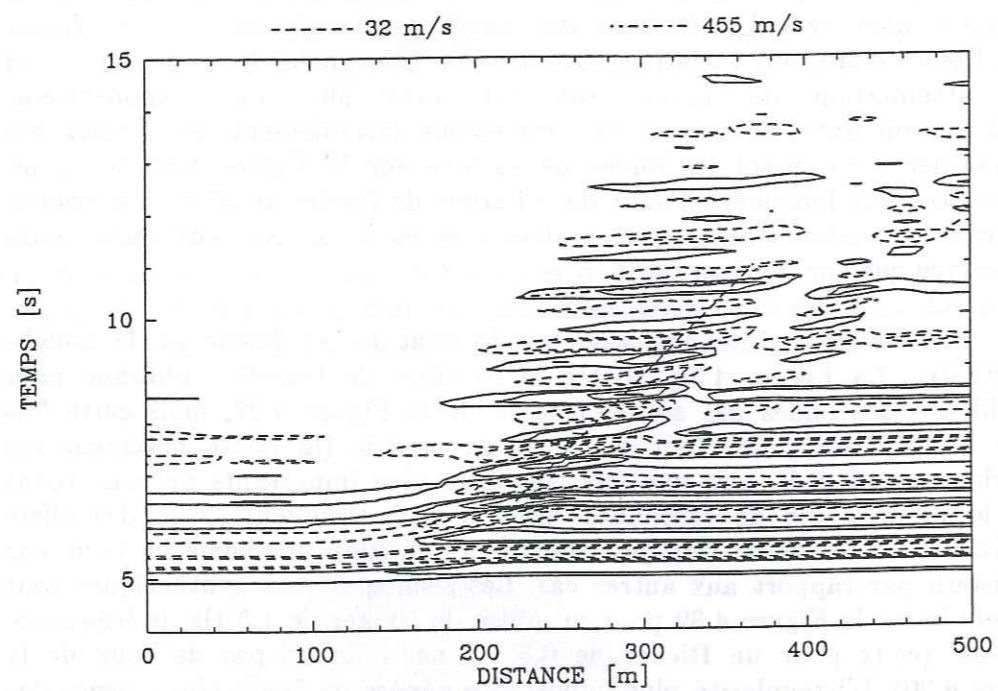


Figure 4.39. Contours dans le plan $x-t$ des sismogrammes synthétiques calculés avec la fonction de transfert montrée sur la figure précédente. Le signal incident est un pulse de Ricker de 1.5 Hz de fréquence centrale. Les courbes sont tracées pour les valeurs d'amplitude suivantes: -2,0, -1,6, -1,2, -0,8, -0,4, -0,2, 0,2, 0,4, 0,8, 1,2, 1,6, 2,0. Les lignes pointillées indiquent des valeurs négatives. Un train d'ondes de surface est indiqué avec une vitesse de groupe de l'ordre de 32 m/s et une vitesse de phase de l'ordre de 455 m/s.

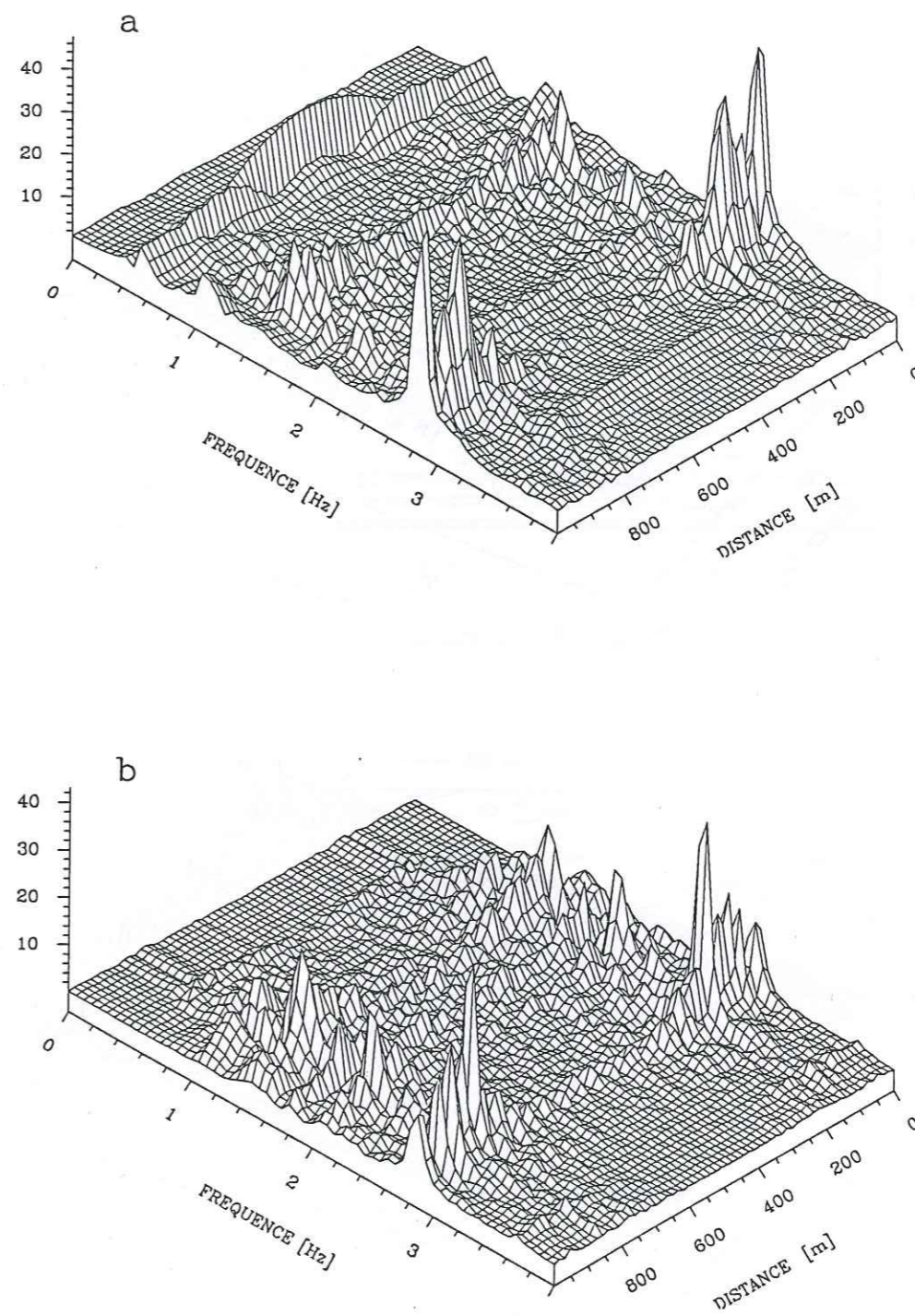


Figure 4.40. Fonction de transfert en surface pour le modèle A (incidence d'ondes SV). La largeur du modèle est la même que sur la Figure 4.27, mais l'épaisseur de la couche résistante varie cette fois entre 1 m (au centre de la structure) et 30 m (au bord de la structure). (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

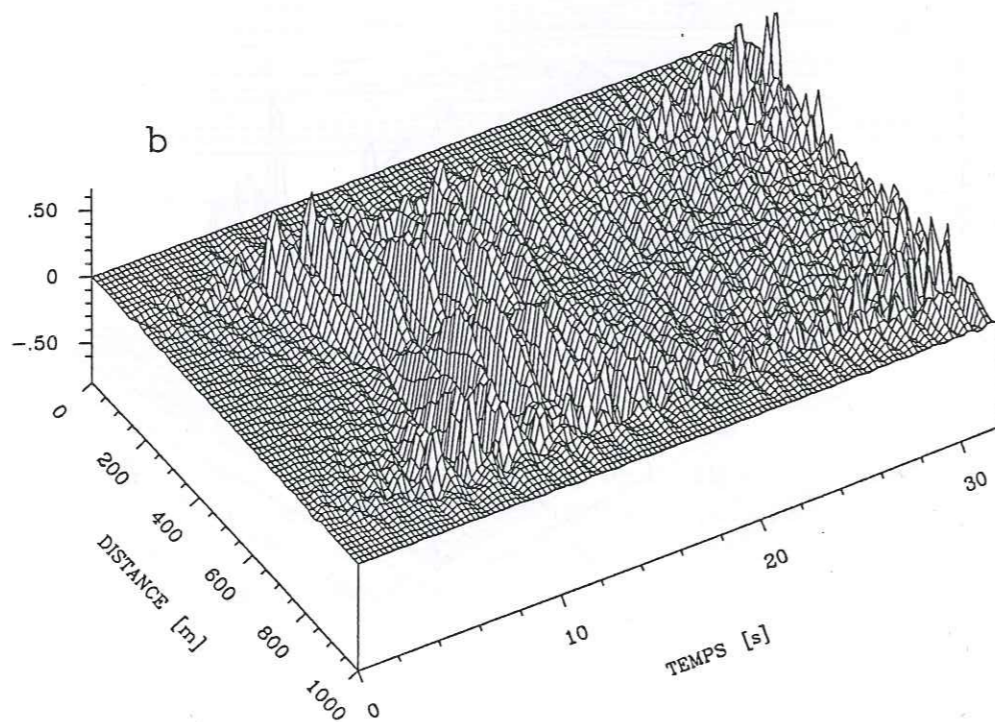
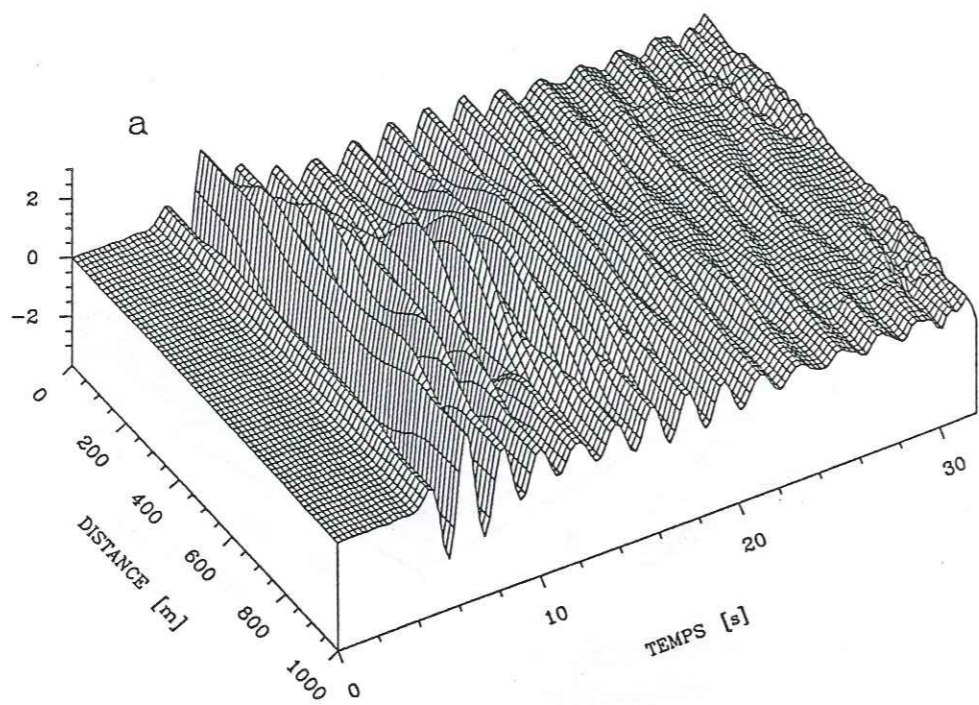


Figure 4.41. Sismogrammes synthétiques obtenus avec les fonctions de transfert montrées sur la figure précédente. Le signal incident est un pulse de Ricker de fréquence centrale 0,5 Hz. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

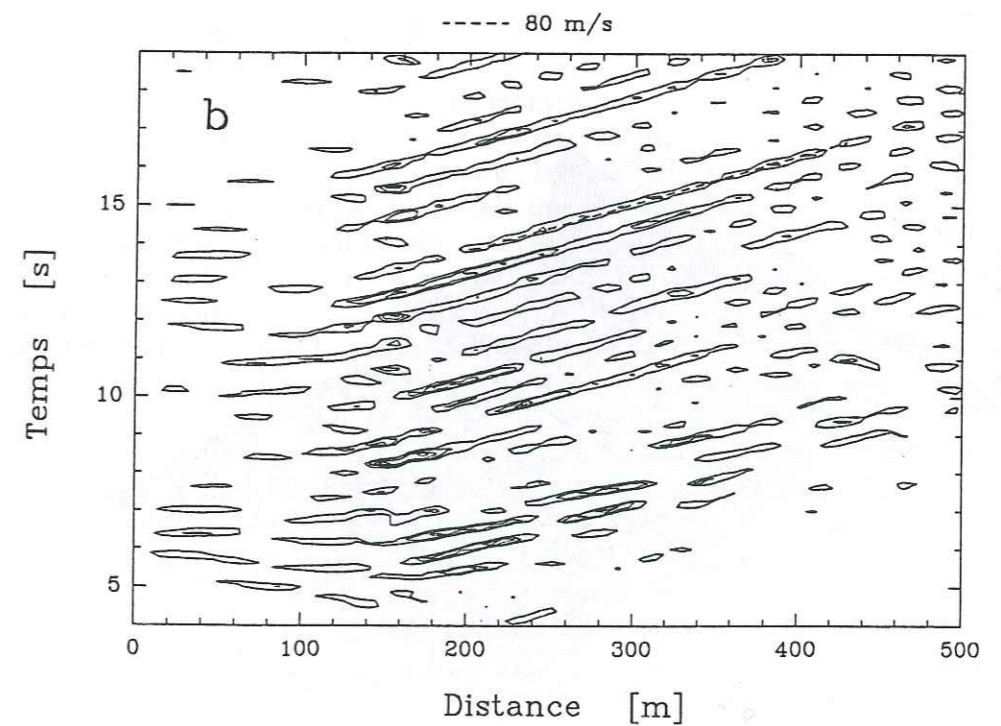
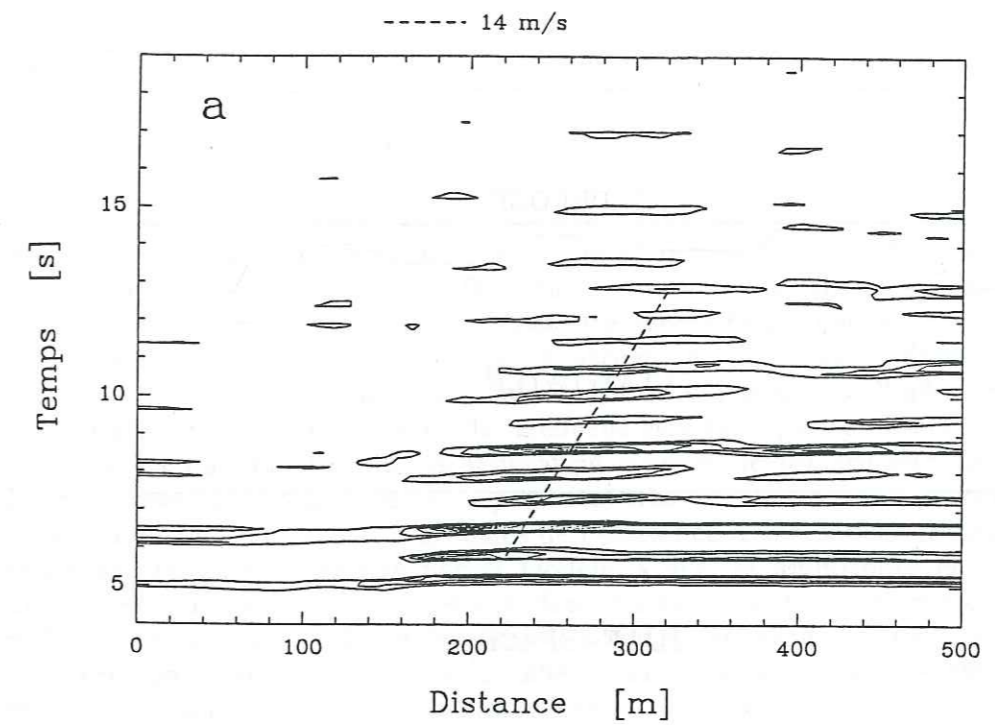


Figure 4.42. Contours dans le plan $x-t$ des sismogrammes synthétiques calculés avec la fonction de transfert montrée sur la Figure 4.40. (a) Composante horizontale (contours tracés pour des valeurs d'amplitude de 0,2 à 2,0 par paliers de 0,2). (b) Composante verticale (contours tracés pour des valeurs d'amplitude de 0,1 à 1,0 par paliers de 0,1). Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 1,5 Hz.

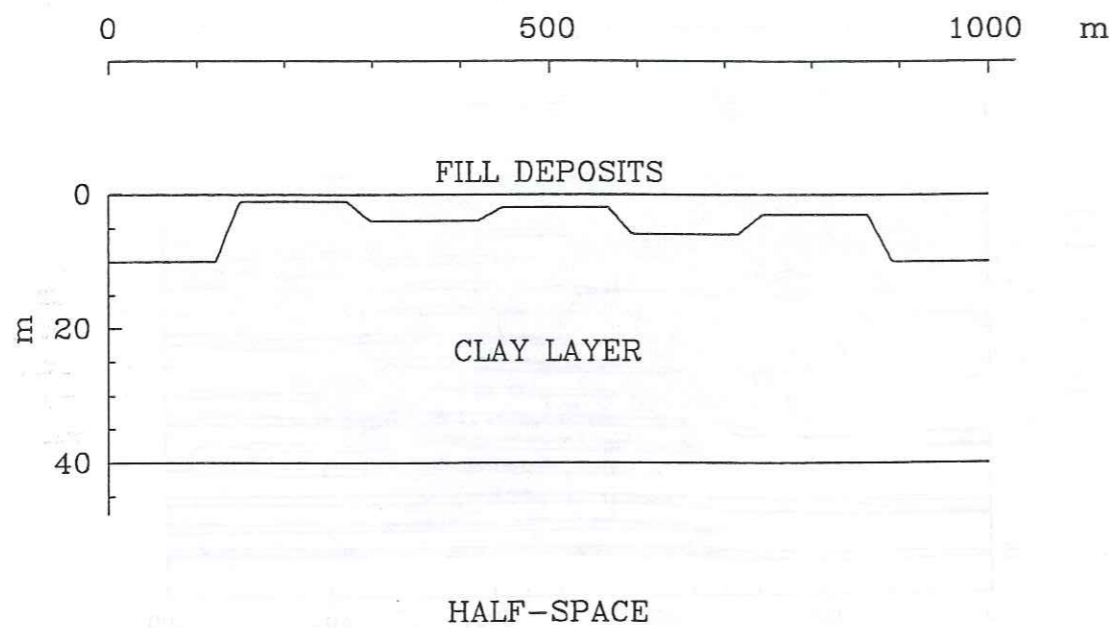


Figure 4.43. Modèle B de la couche résistante en surface.

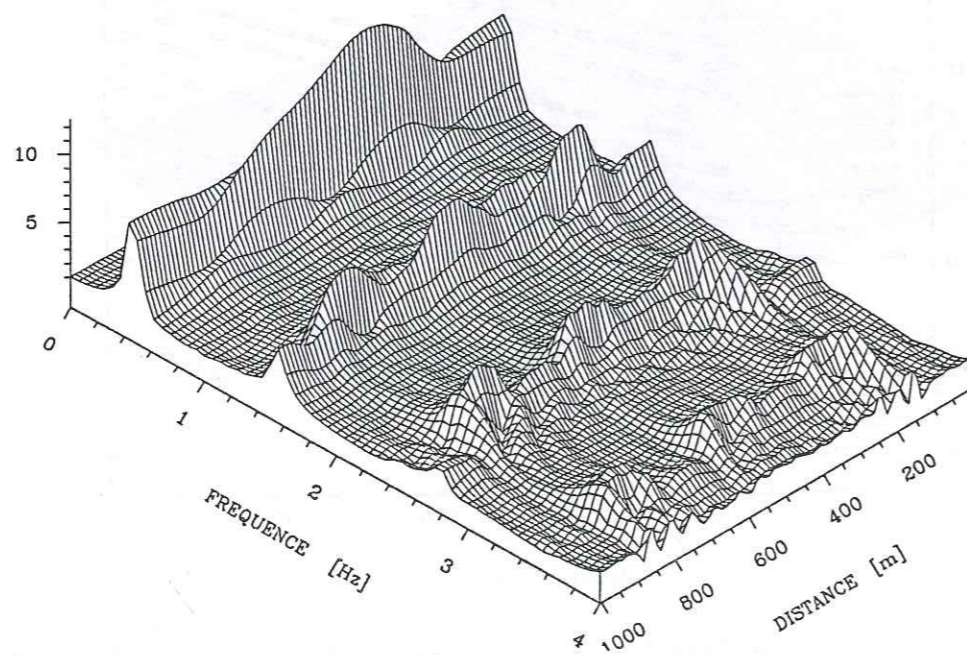


Figure 4.44. Fonction de transfert en surface pour le modèle B (incidence d'ondes *SH*).

phase sur la composante verticale. Ces ondes de surface se désagrègent très rapidement et elles atteignent moins de 200 m de distance en propagation.

En résumé, nous pouvons observer que deux phénomènes se produisent dans nos modèles: la résonance 2-D de la structure et la propagation latérale d'ondes de surface. Les fréquences et amplitudes correspondantes sont fonction de la géométrie précise de chaque cas, et les exemples montrés nous ont permis une première identification des dimensions horizontales et des fréquences en jeu. La distance entre les irrégularités latérales de la couche résistante affecte fortement les fréquences de résonance bi-dimensionnelles de la structure, mais son influence sur l'amplitude du mouvement reste limitée. En ce qui concerne l'influence de l'amplitude du saut en épaisseur de la couche résistante, nous observons que plus elle est importante, plus la génération d'ondes de surface sera efficace. Leur vitesse de groupe reste cependant très faible et leur dispersion importante. Les conséquences globales de l'existence d'une couche irrégulière résistante en surface décrite par le modèle A sur les amplitudes et sur la durée des signaux en surface restent donc limitées. Nous allons compliquer maintenant la forme de l'interface entre la couche résistante et l'argile pour observer comment se traduisent les phénomènes décrits dans des cas plus réalistes, avant de faire le bilan correspondant à la couche résistante en surface.

4.2.2 Modèles B et C

Le deuxième modèle est montré sur la Figure 4.43. Il s'agit d'une série de trapèzes dont la largeur est de 120 m. Nous nous attendons à une interaction plus importante entre les différentes ondes diffractées. La réponse sera plus compliquée du fait que les sauts en épaisseur de la couche résistante ont une amplitude variable. La fonction de transfert pour l'incidence des ondes *SH* est montrée sur la Figure 4.44. On n'observe plus les grandes variations d'amplitude pour le premier pic de résonance le long du profil; la superposition de l'effet des différentes irrégularités donne une réponse qui dans l'ensemble s'approche de celle du modèle 1-D. En effet, la Figure 4.45 montre le pic de la fonction de transfert en fonction de la distance. L'écart entre valeur maximale et minimale pour l'incidence des ondes *SH* est passé d'un facteur 2 sur la Figure 4.29 à un facteur 1,7. Le rapport entre valeurs maximales en 2-D et 1-D passe d'un facteur 1,4 (Figure 4.29) à un facteur 1,3. Les résultats pour l'incidence d'ondes *SV* se trouvent entre ceux obtenus pour le cas *SH* et ceux du modèle 1-D. La Figure 4.46 montre les sismogrammes synthétiques obtenus pour l'incidence d'ondes *SH* et un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz. Les variations du mouvement le long du profil sont assez faibles, bien que la durée des signaux soit légèrement supérieure à celle du cas 1-D (Figure 4.30). Le pic du mouvement en fonction de la distance en surface est montré sur la Figure 4.47, pour un signal incident en forme de Ricker centré à 0,5 Hz. Il y a très peu de

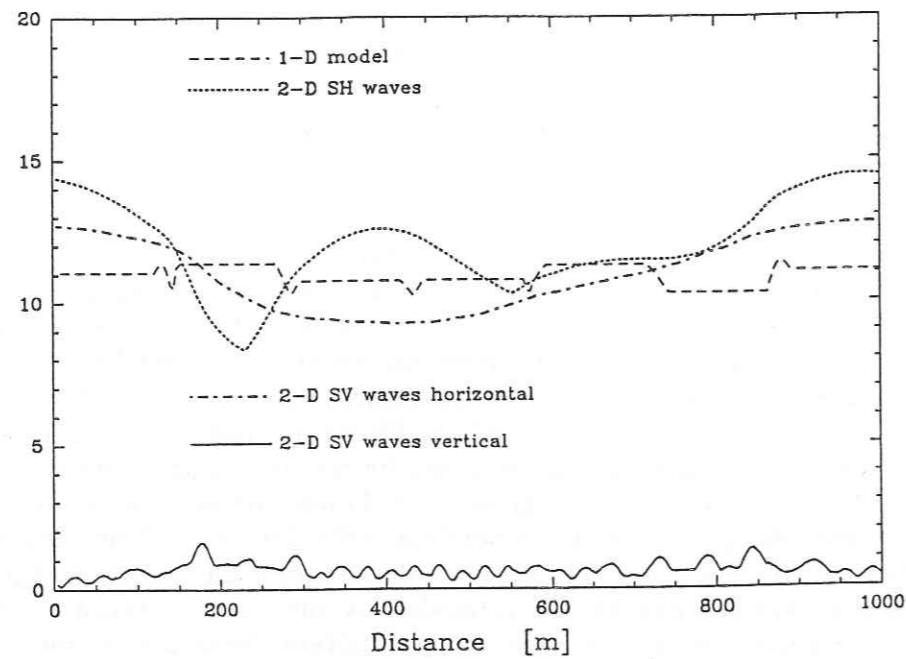


Figure 4.45. Amplitude maximale de la fonction de transfert le long du profil pour le modèle B. Les écarts entre 1-D et 2-D sont inférieurs à ceux observés pour le modèle A.

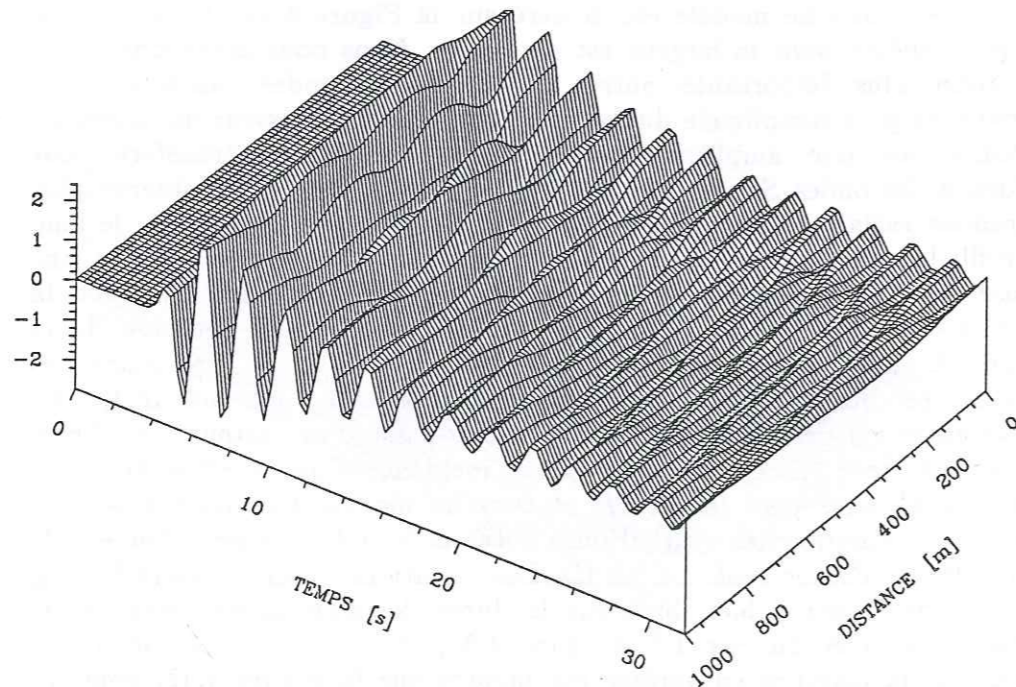


Figure 4.46. Sismogrammes synthétiques en surface du modèle B pour l'incidence d'ondes *SH*. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz. Les variations d'amplitude en fonction de la distance restent très faibles mais il y a une légère augmentation de la durée par rapport au cas 1-D (Figure 4.30).

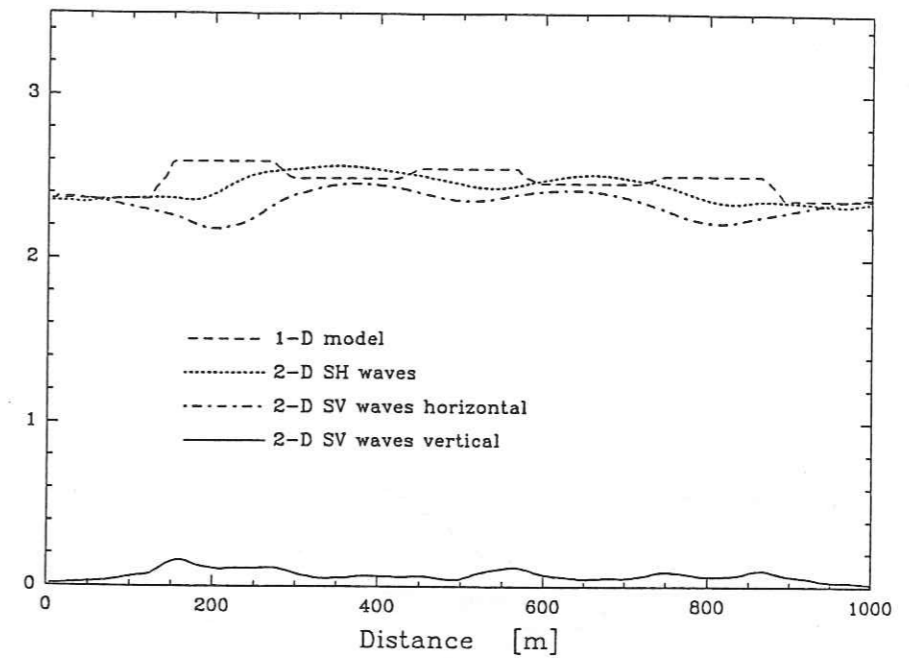


Figure 4.47. Amplitude maximale des sismogrammes synthétiques en fonction de la distance le long du profil pour le modèle B. Le signal incident est un pulse de Ricker de 0,5 Hz de fréquence centrale.

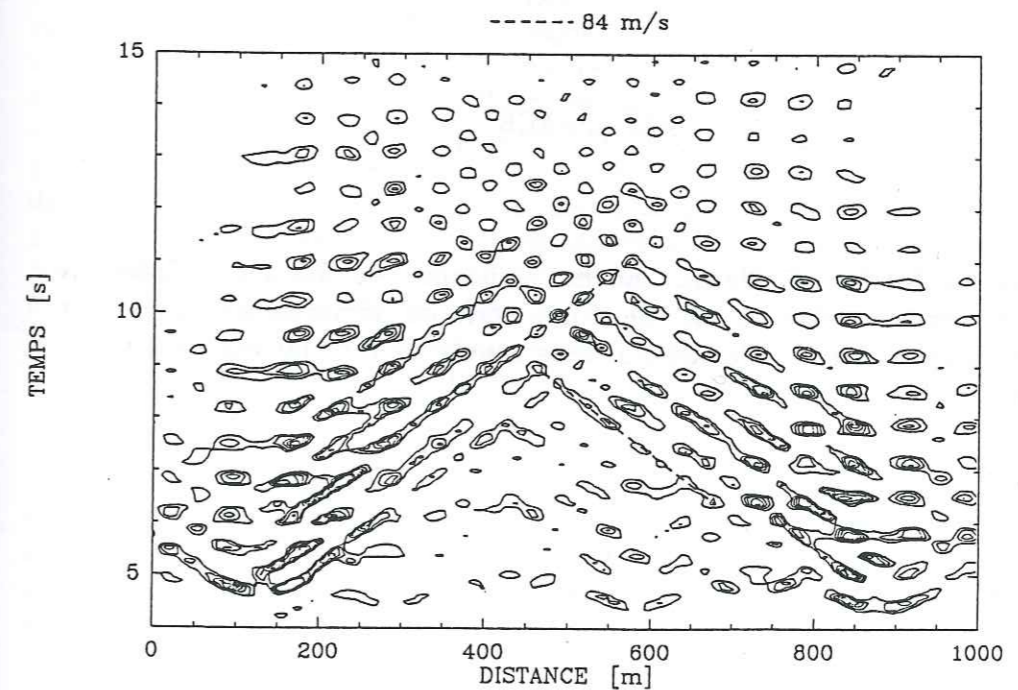


Figure 4.48. Contours dans le plan $x-t$ des sismogrammes synthétiques calculés en surface du modèle B pour l'incidence d'ondes *SV*. Seule est montrée la composante verticale. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 1,5 Hz. Les ondes de surface générées par les irrégularités latérales se désagrègent par interférence. Leur vitesse de phase est de l'ordre de 84 m/s. Les contours sont tracés pour des amplitudes de: 0,02, 0,04, 0,06, 0,08, 0,10.

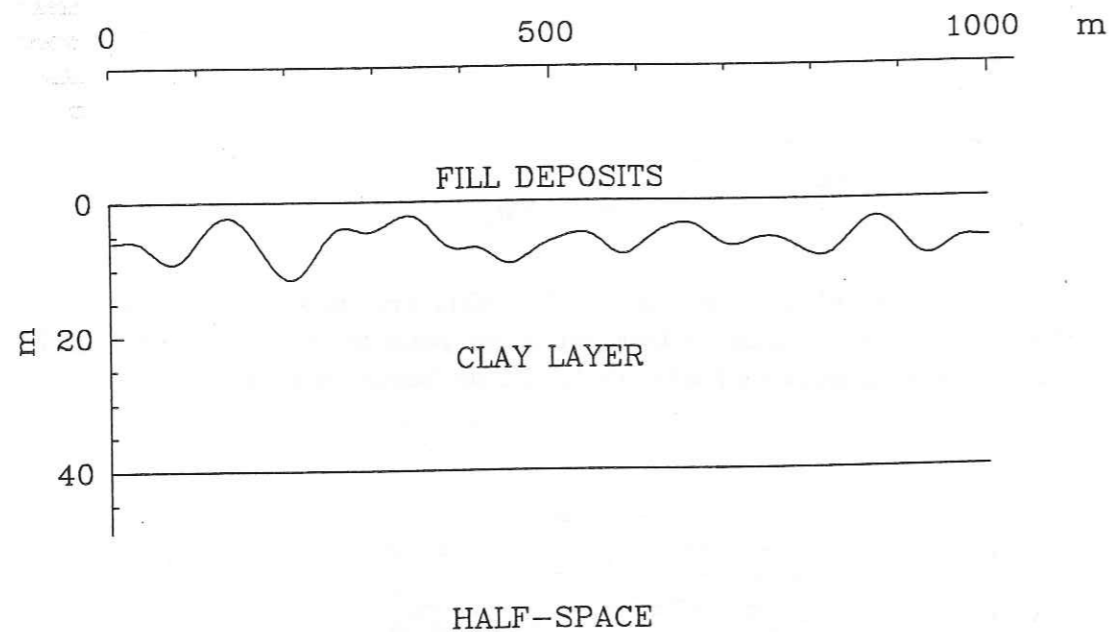


Figure 4.49. Modèle C de la couche résistante en surface. L'interface remblai-argile résulte du filtrage d'une série de nombres aléatoires avec distribution uniforme. L'épaisseur de la couche de remblai varie entre 1 et 10 m.

différences entre les modèles 1-D et 2-D. Finalement, un exemple du comportement de ce modèle pour une fréquence plus élevée est présenté sur la Figure 4.48, qui montre les contours des sismogrammes synthétiques pour la composante verticale du mouvement en surface sous l'incidence des ondes *SV*. Nous observons une désagrégation des ondes de surface générées par les irrégularités latérales, produit des interactions. La vitesse de phase de ces ondes est de l'ordre de 84 m/s, légèrement plus élevée que celle observée dans le cas du modèle A. Ceci est dû à une épaisseur moyenne plus importante pour la couche résistante. En effet, avec un calcul simple de vitesses de phase et de groupe dans un milieu stratifié (non montré) nous avons vérifié que la vitesse des ondes de surface augmente avec l'épaisseur de la couche résistante en surface. La comparaison des Figures 4.48 et 4.34 indique que le modèle B conduit à des mouvements différentiels plus significatifs sur toute la longueur du profil.

Le dernier modèle que nous aborderons, le modèle C, est montré sur la Figure 4.49. L'interface remblai-argile est complètement irrégulière. Elle a été générée par le filtrage d'une série de nombres aléatoires de distribution uniforme. Les amplitudes de la série ont été ajustées pour avoir des variations entre 0 et 5,5 m en valeur absolue. Elles ont été superposées à une valeur constante de 6 m. La Figure 4.50 montre les fonctions de transfert entre 0 et 4 Hz pour ce modèle dans le cas 1-D et 2-D (incidence d'ondes *SH* et *SV*). Entre 0 et 1 Hz, il n'y a pratiquement aucune différence entre les fonctions de transfert horizontales (la composante verticale pour les ondes *SV* est très proche de zéro). Les amplitudes maximales de la fonction de transfert, qui correspondent toujours au premier pic de résonance, varient très peu (variations inférieures à 20%) autour de la valeur correspondante au modèle 1-D. Pour ces basses fréquences, les irrégularités sont trop nombreuses et trop petites pour produire un effet significatif. A plus haute fréquence des variations importantes apparaissent et les valeurs des fonctions de transfert 2-D deviennent plus grandes que celles du modèle 1-D. En ce qui concerne le pic de résonance à 1,5 Hz, la figure dans le cas *SH* montre des variations significatives le long du profil tandis que la fonction de transfert de la composante horizontale pour les ondes *SV* maintient un niveau assez constant. C'est d'autant plus surprenant que c'est à 1,5 Hz que les valeurs les plus importantes pour la composante verticale apparaissent.

Les observations que nous avons faites au sujet des des fonctions de transfert ne laissent pas de doutes sur les résultats qu'on peut espérer dans le domaine du temps pour un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz. Il y a très peu de différences entre les composantes horizontales et la composante verticale est très proche de zéro. La Figure 4.51 montre le pic du mouvement dans le domaine du temps en fonction de la distance le long du profil. Les différences entre maxima et minima sont inférieures à 15%. Il y a peu de surprises aussi pour les sismogrammes synthétiques avec un pulse de Ricker centré à 1,5 Hz. La désagrégation des ondes de surface déjà observée pour le

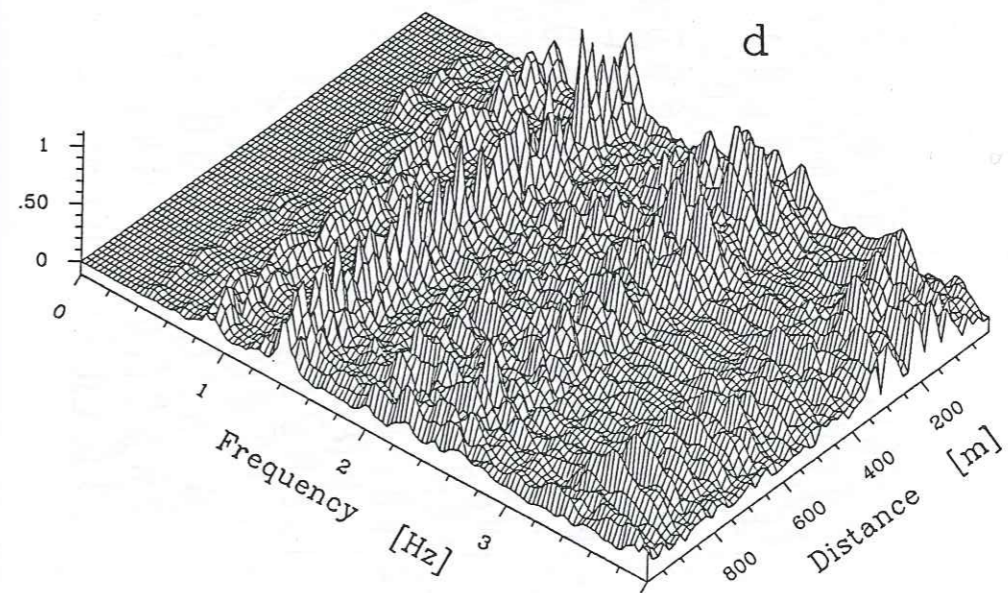
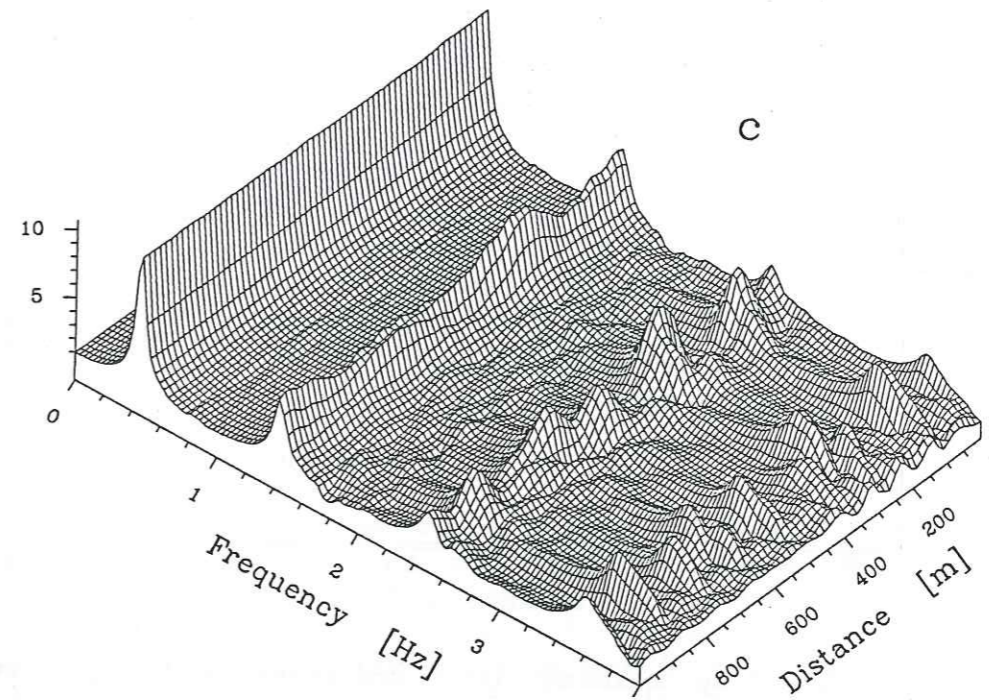
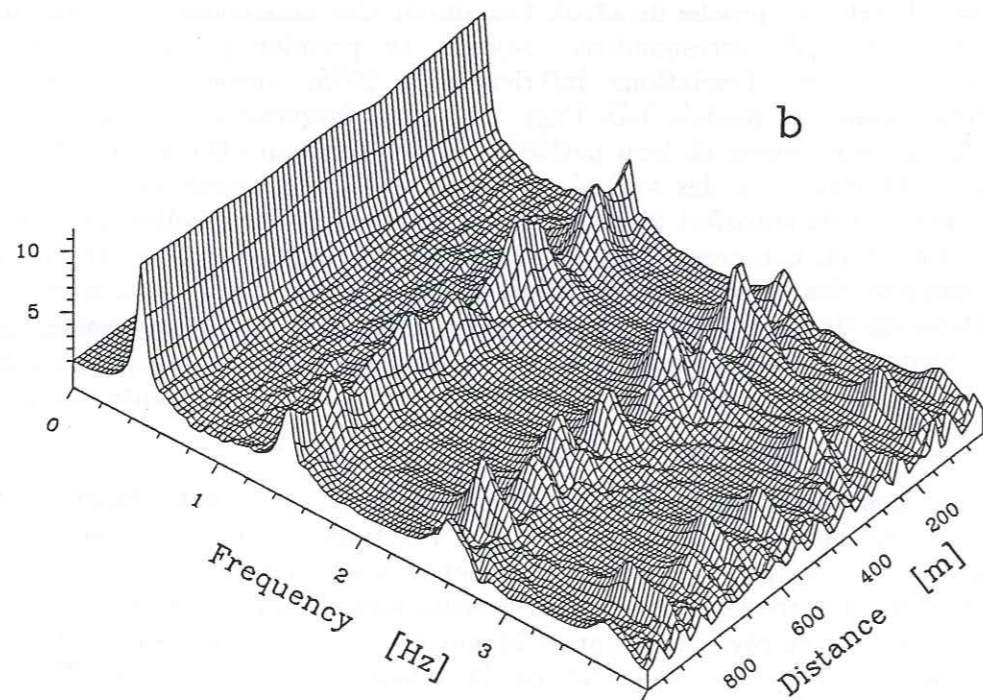
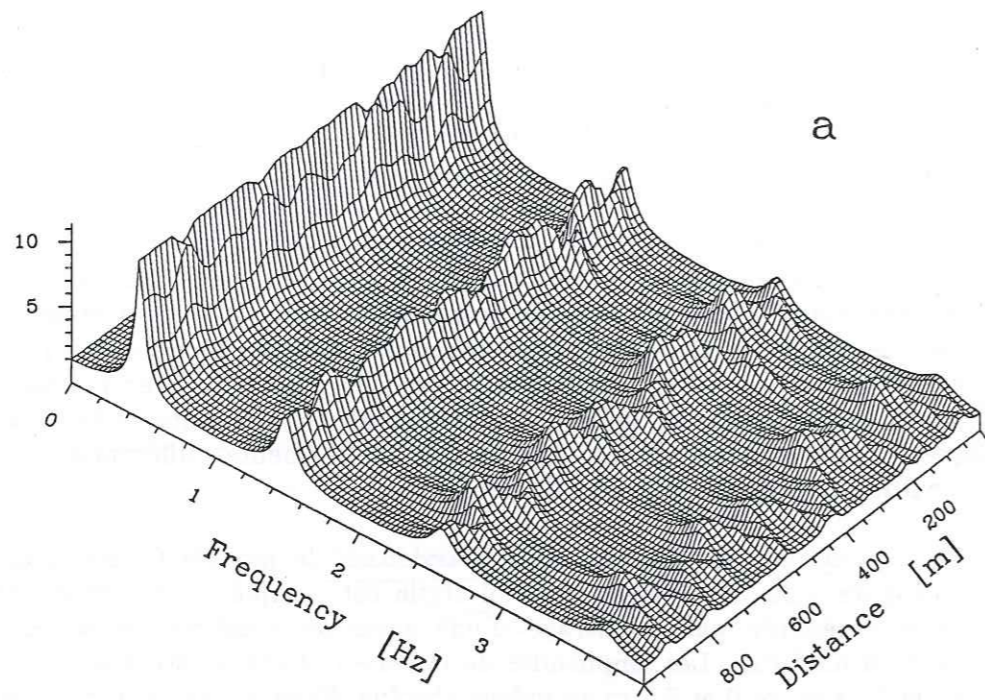


Figure 4.50. Fonctions de transfert entre 0 et 4 Hz pour le modèle C. (a) Modèle 1-D en prenant à chaque point l'épaisseur locale des couches. (b) Modèle 2-D (incidence d'ondes *SH*). (c) Modèle 2-D, composante horizontale pour l'incidence d'ondes *SV*. (d) Modèle 2-D, composante verticale pour l'incidence d'ondes *SV*.

Figure 4.50. [cont.]

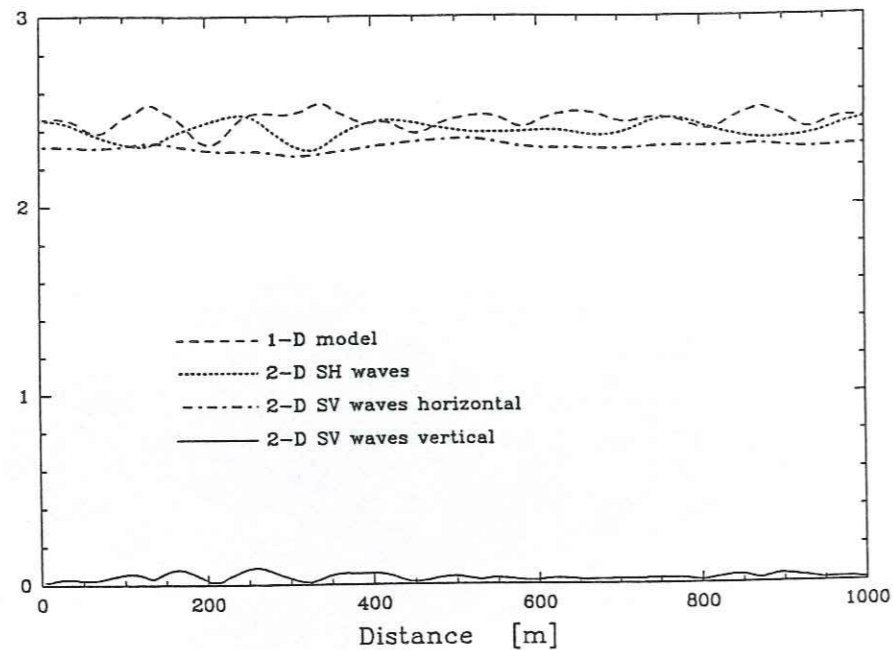


Figure 4.51. Amplitude maximale des sismogrammes synthétiques en fonction de la distance le long du profil pour le modèle C. Le signal incident est un pulse de Ricker de 0,5 Hz de fréquence centrale.

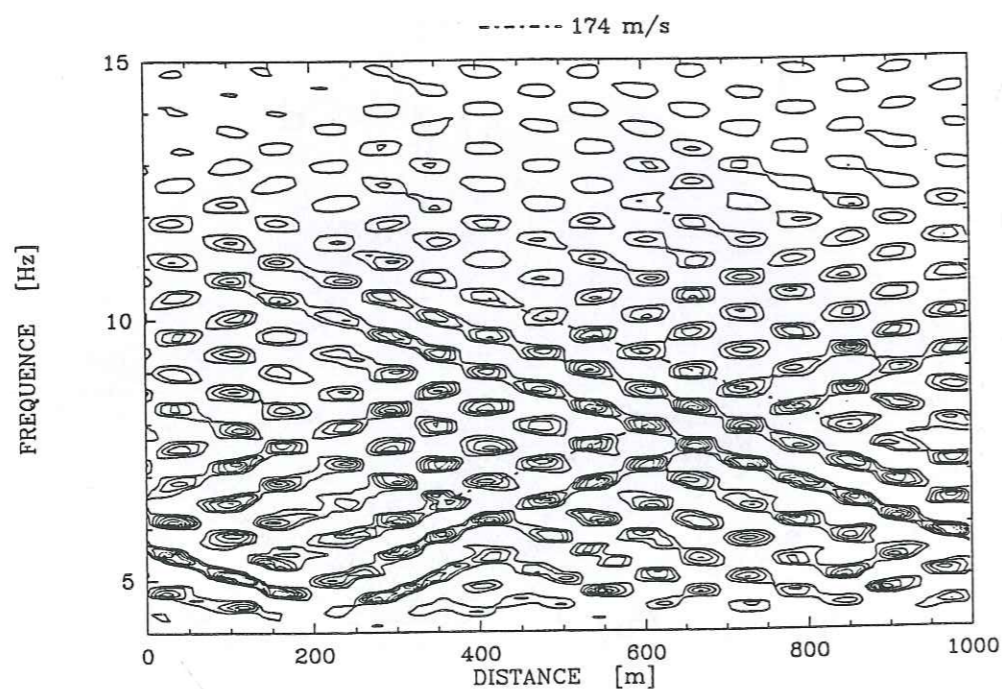


Figure 4.52. Contours dans le plan $x-t$ des sismogrammes synthétiques calculés à la surface du modèle C pour l'incidence d'ondes SV . Seule est montrée la composante verticale. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 1,5 Hz. Les ondes de surface générées par les irrégularités latérales se désagrègent par interférence plus rapidement que sur la Figure 4.48. Leur vitesse de phase est de l'ordre de 174 m/s. Les contours sont tracés pour des amplitudes de: 0,02, 0,06, 0,10, 0,14, 0,18, 0,22.

modèle B se trouve ici accentuée. La Figure 4.52 montre des contours dans le plan $x-t$ du mouvement vertical pour l'incidence des ondes SV . La vitesse de phase a encore augmenté jusqu'à 174 m/s (l'épaisseur moyenne de la couche résistante a encore augmenté) et les amplitudes sont doublées relativement au modèle B. Cependant la fréquence est encore trop basse pour observer une influence significative sur le pic du mouvement qui est toujours contrôlé par la résonance 1-D. Ceci est illustré sur la Figure 4.53 qui montre le pic du mouvement en fonction de la distance le long du profil. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 1,5 Hz. Des variations supérieures à un facteur 2 apparaissent mais la différence entre le résultat 1-D et ceux en 2-D est toujours de l'ordre de 20%.

4.2.3 Conclusions

Nous avons présenté une première étude de la réponse d'une couche résistante en surface. Comme nous l'avons dit dans l'introduction, ce sont les conditions particulières à Mexico qui lui confèrent de l'importance; c'est seulement à cause de très basses vitesses de propagation dans l'argile qu'il est possible d'avoir une interaction entre les ondes dans l'argile et les irrégularités d'épaisseur de la couche de remblai. Nos résultats sont limités par les formes précises que nous avons choisi pour l'interface, mais nous pensons que les phénomènes mis en évidence permettent de se faire une idée de ce que serait la réponse dans le cas d'une interface remblai-argile différente. Les résultats principaux que nous avons observé sont les suivants:

1. Pour le modèle A, le plus simple, nous avons observé des variations à basse fréquence dans la fonction de transfert qui atteignent un facteur 2. C'est très significatif en tenant compte du fait que les variations d'épaisseur de la couche résistante étaient de 10 m sur une distance horizontale de 500 m.
2. Dans le domaine du temps, l'influence de la structure 2-D se traduit, dans le cas de basses fréquences et structures "petites", par un phénomène de résonance de la structure 2-D dans son ensemble. Les pics du mouvement ne varient pas relativement à la réponse en 1-D, mais il y a une augmentation de la durée du mouvement qui toutefois reste très limitée, et en tout cas bien inférieure à celle observée.
3. Pour des fréquences plus hautes, ou des structures plus larges, on observe une transition entre modes normaux de vibration et la propagation latérale d'ondes de surface, Love dans le cas SH et Rayleigh dans le cas SV . La vitesse de propagation de ces ondes correspond bien avec celle prédite par une analyse simple en milieu stratifié avec l'épaisseur moyenne de la couche de remblai.

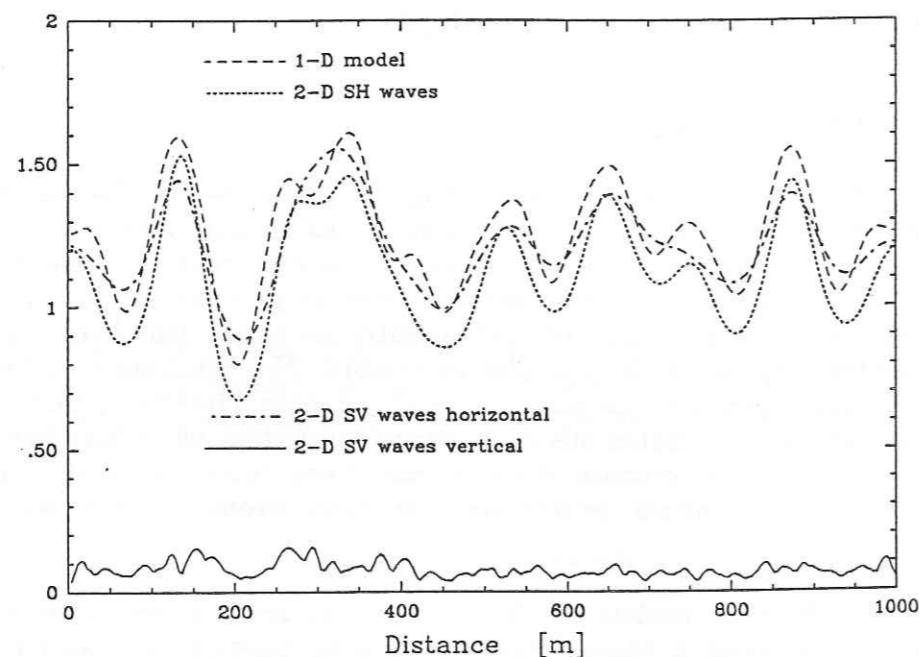


Figure 4.53. Amplitude maximale des sismogrammes synthétiques en fonction de la distance le long du profil pour le modèle C. Le signal incident est un pulse de Ricker de 1,5 Hz de fréquence centrale.

La génération de ces ondes est rendue plus efficace par des irrégularités plus prononcées. Cependant, elles sont très atténuées et par l'effet de confinement de la couche de remblai et par l'atténuation anélastique, plus significative pour des fréquences plus hautes, et elles ne se propagent guère au-delà de 500 m.

4. Le fait d'augmenter la complexité géométrique du modèle repousse dans les hautes fréquences les variations latérales du mouvement en surface. La résonance à 0,5 Hz maintient alors un niveau constant tout le long du profil, dont la valeur est celle prédite par le modèle 1-D. Plus la distance entre irrégularités est courte, plus petite sera la longueur des ondes susceptibles d'être diffractées, et plus haute sera donc leur fréquence.
5. Nous n'avons pas pu mettre en évidence des phénomènes liés à l'interaction sol-structure. Ce modèle n'est donc pas adapté dans ce but, car les conditions aux limites du problème sont mal reproduites. En effet, dans notre modèle il n'y a aucun effet inertiel lié à la présence de structures en surface.

Dans le cas de Mexico donc, la couche de remblai ne peut pas être un facteur déterminant dans le mouvement en surface. L'amplification est toujours contrôlée par le contraste d'impédance argile-substratum et la présence de la couche résistante ne pourra qu'atténuer le mouvement en surface sans en prolonger la durée de façon très significative. Bien que nos analyses soient limitées par le faible nombre (trois) de modèles étudiés nous sommes convaincus qu'ils permettent d'apprivoiser les modifications que subirait le mouvement en surface dans d'autres cas. En conclusion, l'explication des enregistrements à Mexico ne passe pas par la couche de remblai en surface. Il faudra se tourner vers d'autres possibilités. Le paragraphe suivant en présente une: des variations continues de la vitesse de propagation au sein de la couche d'argile. Avant d'en arriver là, il nous semble important de souligner que les modèles que nous avons présenté ne nous permettent pas de nous prononcer en ce qui concerne l'effet des structures sur le champ libre en surface.

4.3 Cas d'une couche de sol hétérogène

Nous avons étudié au paragraphe 4.1 la réponse d'une couche de sol homogène séparé d'un demi-espace par une interface irrégulière. Nous avons observé les variations très grandes que peut subir le mouvement en surface en fonction d'irrégularités plutôt petites de l'interface argile-substratum. Cependant, il est clair, d'après les données géotechniques discutées dans la première partie de ce travail, que les irrégularités

d'épaisseur ne constituent pas les seules hétérogénéités latérales possibles au sein de l'argile. Les propriétés mécaniques de cette couche ne sont pas constantes latéralement. En effet, premièrement, la composition de la couche qu'on appelle "argile de Mexico" varie beaucoup en contenu de terrigènes, par la présence des horizons irréguliers de tufs ou d'autres matériaux volcaniques, sans compter les lentilles carrément sableuses qui en certaines zones forment la première couche résistante (point d'ancrage pour beaucoup de structures à Mexico). Deuxièmement, il est facile d'imaginer que l'histoire de la charge en un point donné (le nombre et la taille des différentes constructions qui se sont succédé le long des siècles en ce point) a eu pour effet de compacter plus ou moins les sédiments superficiels. Troisièmement, jusqu'à il y a quelques années une partie importante de l'eau potable consommée par cette mégapole provenait de forages dans la vallée, qui récupéraient l'eau contenue dans les formations sableuses. Ce pompage fut arrêté quand il est devenu clair qu'il était en partie la cause de l'enfoncement progressif des structures de la ville. Or, la compaction de l'argile signifie l'augmentation de la densité et de la vitesse de propagation d'ondes. Dans ce paragraphe, nous allons considérer les modifications que subit le mouvement en surface dans de telles couches totalement hétérogènes.

Nous avons déjà mentionné dans l'introduction que la méthode d'Aki-Larner qui nous a beaucoup servi tout au long de ce travail, ne permet pas de considérer des milieux hétérogènes. Nous sommes obligés d'utiliser une méthode plus générale, la méthode des différences finies. Cette méthode a été utilisée couramment en sismologie depuis un certain nombre d'années (par exemple Alterman et Karal, 1968; Boore, 1972; voir aussi références dans Sánchez-Sesma, 1987). Les premières applications ont concerné des milieux homogènes avec des frontières irrégulières, notamment l'étude des effets de site d'origine topographique. Actuellement, on s'attaque à des milieux très hétérogènes, le but étant d'étudier le "scattering" dans la croûte terrestre, simulée comme un milieu aléatoire (Frankel et Clayton, 1984, 1986), d'aider à l'interprétation des sections de sismique réflexion dans la projection pétrolière (Virieux, 1984, 1986; Mufti 1990) ou d'étudier la génération de la coda des sismogrammes (Hill et Levander, 1984; Levander et Hill, 1985; Coutant, 1989b). Récemment, et à cause en partie de la nouvelle génération d'ordinateurs, il a été possible d'étendre encore plus l'application de cette méthode. Elle a été utilisée, par exemple, pour étudier les effets de site dans le contexte des explosions nucléaires (McLaughlin *et al.*, 1987), le champ proche et l'évolution de la rupture des séismes (Vidale *et al.* 1985; Vidale et Bonamassa, 1989) et les effets locaux dus à des hétérogénéités latérales dans la propagation d'ondes de surface (Yamanaka *et al.*, 1989a et b). On peut aussi mentionner l'utilisation des différences finies couplées avec d'autres méthodes, dans le but de diminuer la taille du maillage quand les hétérogénéités du milieu sont concentrées dans une petite région du modèle total. Cette approche est utilisée par Emmerich (1989) qui fait le couplage de FD avec le filtrage fréquence-nombre d'onde,

ou par Fäh *et al.* (1989) qui combinent différences finies avec une superposition modale. (On peut noter au passage que Fäh *et al.* (1991) appliquent leur méthode à l'étude des effets de site à Mexico. Ils arrivent à expliquer l'amplification du mouvement sans toutefois être capables de trouver les causes de la durée des accélérogrammes dans la zone du lac.)

Cependant, dans le contexte de l'application de ces méthodes type time-stepping, un des problèmes majeurs (une fois abstraction faite de la puissance de calcul et de mémoire évidemment nécessaires) demeure la prise en compte de l'atténuation. En effet s'il est facile de prendre en compte l'atténuation dans des méthodes travaillant dans le domaine de la fréquence, en prenant une vitesse de propagation complexe par exemple, il n'en va pas de même pour les méthodes travaillant dans le domaine temporel, car ce qui était une multiplication dans le domaine de Fourier devient une (intraitable) convolution dans le domaine du temps. Ce problème ne se pose pas dans beaucoup d'applications. Par exemple, dans le cadre des applications à l'exploration pétrolière, l'essentiel est l'estimation des temps d'arrivée des différentes phases et on se soucie peu de leur amplitude (Virieux, 1984, 1986). D'un autre côté, si l'intérêt est de quantifier la valeur de Q apparente due au scattering, un milieu élastique convient parfaitement (Frankel et Clayton, 1986). Les problèmes commencent quand on s'intéresse à un modèle viscoélastique, par exemple, un milieu avec une valeur Q qui ne dépend pas de la fréquence (en accord avec les observations, comme discuté en détail par Kjartansson, 1979) et que l'on veut obtenir des sismogrammes causaux. Il y a plusieurs façons de faire. Zahradník *et al.* (1990) en présentent une qui est simple et économique mais qui comporte deux importantes restrictions: Q doit être constant partout dans le modèle, et on n'introduit l'atténuation qu'après coup. Une autre possibilité est d'utiliser des relations contrainte-déformation qui dépendent du temps. Cette approche, plus rigoureuse, permet de considérer une atténuation qui varie spatialement. Elle a été utilisée par Faccioli et Tagliani (1988, 1989) dans le contexte de la méthode pseudo-spectrale, méthode qui est très proche des différences finies car les dérivées temporelles sont prises en compte avec des différences finies tandis que les dérivées spatiales sont calculées dans le domaine de Fourier après une FFT bi-dimensionnelle. Faccioli et Tagliani (1988, 1989) considèrent un modèle de type Kelvin-Voigt qui leur permet de séparer la propagation dans un milieu atténuant en deux parties: une réelle qui propage l'onde réelle et une imaginaire qui propage l'atténuation. Cependant ces auteurs sont limités à des valeurs de Q élevées (> 150) et à une propagation acausale car ils négligent la dispersion inhérente dans un milieu atténuant (Aki et Richards, 1980). Une autre approche est celle de Day et Minster (1984) qui approximent le module viscoélastique par une fonction rationnelle d'ordre limité. Les coefficients de cette expansion sont calculés en utilisant l'approximation de Padé, mais cette approximation est de mauvaise qualité et peut donner de mauvais résultats pour des distances source-récepteur grandes en termes de longueur d'onde (Emmerich et Korn, 1987). Une dernière approche est celle proposée par Emmerich et Korn

(1987) qui se basent sur le corps de Maxwell généralisé, dont le module viscoélastique peut s'exprimer par une fonction rationnelle. Ils déterminent les valeurs de poids pour fitter la forme du module viscoélastique à une variation arbitraire de Q avec la fréquence. Les fréquences de relaxation sont choisies équi-espacées logarithmiquement dans la gamme d'intérêt.

Dans cette étude nous utiliserons la méthode (et le programme) développés par Moczo (1989) et Moczo et Bard (1991) pour étudier la réponse d'une couche de sol hétérogène. Notre modèle se rapproche de ceux de Paolucci (1989) et Faccioli *et al.* (1989), mais avec une interface argile-substratum plane. La méthode utilisée repose sur un schéma classique de différences finies, modifié pour permettre la prise en compte d'un maillage irrégulier, ce qui est un avantage considérable quand les hétérogénéités du milieu sont concentrées dans une partie du modèle. Les propriétés mécaniques du milieu sont spécifiées en chaque point du maillage individuellement, ce qui donne un maximum de flexibilité pour définir le milieu hétérogène. L'atténuation γ est considérée en suivant l'idée d'Emmerich et Korn (1987), qui permet de considérer les faibles valeurs de Q qui nous sont nécessaires pour l'argile ($Q \approx 25$). Les frontières du maillage acceptent deux possibilités: soit un plan de symétrie, c'est à dire une frontière parfaitement réfléchissante, soit une frontière transparente en suivant Reynolds (1978). Dans nos calculs nous n'avons pas utilisé la frontière plan de symétrie. En effet, bien que celle-ci soit plus attrayante d'un point de vue théorique que la frontière transparente (laquelle implique un milieu homogène hors du maillage), la frontière plan de symétrie conduit rapidement, dans nos modèles, à des instabilités numériques. Actuellement le programme n'existe qu'en version *SH*. En principe rien ne s'oppose à l'extension au cas *SV*, si ce n'est les exigences en temps de calcul et en espace mémoire qui même dans le cas *SH* sont déjà considérables. En effet, si cette méthode comporte plusieurs avantages, le désavantage le majeur est un besoin d'espace mémoire très important. En chaque point de la maille, il nous faut stocker les propriétés élastiques du milieu, ainsi que des quantités caractérisant l'atténuation pour plusieurs valeurs de la fréquence. Cette taille mémoire pénalise en temps de calcul ces ordinateurs où la mémoire vive est insuffisante pour contenir à la fois le programme et les données. Ceci étant notre cas, nous nous sommes limités à des modèles plutôt petits (maillages de l'ordre de 250 par 80).

4.3.1 Une couche d'argile plus ou moins aléatoire

Nous nous intéresserons dans cette partie à la réponse en surface d'une couche de sol plane hétérogène. La méthode de simulation permet de fixer en chaque point d'un maillage les propriétés mécaniques du milieu. Chaque exemple correspond donc à une réalisation d'un processus stochastique. Nous n'avons pas tenté de faire une analyse statistique de la réponse en surface, analyse qui demanderait beaucoup de temps de calcul.

Nous voulons seulement montrer les modifications que subit le mouvement en surface en présence de fortes hétérogénéités dans la couche d'argile. Nous envisageons deux types de modèle: un modèle plus aléatoire et un modèle moins aléatoire, la différence entre les deux étant le nombre de manipulations qui nous permettent de passer d'une grille de nombres aléatoires à la distribution de vitesses de notre modèle.

Nous avons utilisé deux signaux sources différents. Le premier est le pulse de Ricker qui nous a déjà beaucoup servi, et que nous utiliserons pour générer des sismogrammes synthétiques. Cependant, nous ne pouvons pas nous en servir pour calculer des fonctions de transfert par déconvolution avec le signal incident. En effet, la bande de fréquences contenue dans ce pulse est trop étroite. Pour le calcul de fonctions de transfert, nous avons préféré utiliser le pulse de Gabor, dont nous rappelons son expression dans le domaine du temps

$$s(t) = \exp \left[- \left(\frac{\omega_p t^*}{\gamma} \right)^2 \right] \cos[\omega_p t^* + \psi]$$

où $f_p = 2\pi\omega_p$ est la fréquence dominante (pour certaines valeurs de gamma et psi), γ est un paramètre qui contrôle la largeur de l'enveloppe du pulse, ψ est le terme de retard de phase et $t^* = t - t_s$, avec t_s retard dans le temps du pulse. La Figure 4.54 montre ce pulse et son module en fréquence avec les paramètres que nous avons utilisés dans nos calculs.

Abordons d'abord le modèle le plus aléatoire. Il est généré de la façon suivante. On remplit le maillage d'une série de nombres aléatoires à distribution gaussienne de moyenne zéro et d'écart-type donné. Le maillage subit alors une transformation bi-dimensionnelle de Fourier, qui nous permet, dans le domaine de nombre d'onde, d'imposer une fonction de corrélation aux irrégularités du maillage. Nous avons utilisé la fonction de corrélation de von Karman (par exemple, Sato, 1982; Frankel et Clayton, 1986) d'ordre 0 (et non 1 comme cité incorrectement dans Coutant, 1989b) qui correspond à un milieu auto-semblable. Le milieu est auto-semblable dans le sens où les hétérogénéités sont auto-semblables pour $ka > 1$, où k = nombre d'onde et a = distance de corrélation; l'atténuation apparente due au "backscattering" est indépendante de la fréquence pour $ka \gg 1$. La distance de corrélation est fixée en fonction de la taille moyenne d'irrégularités voulue. La transformation de Fourier inverse et l'application de facteurs d'échelle (pour imposer des vitesses minimale et maximale) nous permettent de retrouver le maillage voulu. La densité est considérée constante dans l'argile ($\rho = 1,5 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$) ainsi que la valeur du facteur Q ($= 25$), seule change la vitesse de propagation. Les propriétés du demi-espace sous-jacent sont

$$\beta = 500 \text{ m/s}, \quad \rho = 2,0 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}, \quad Q = 50$$

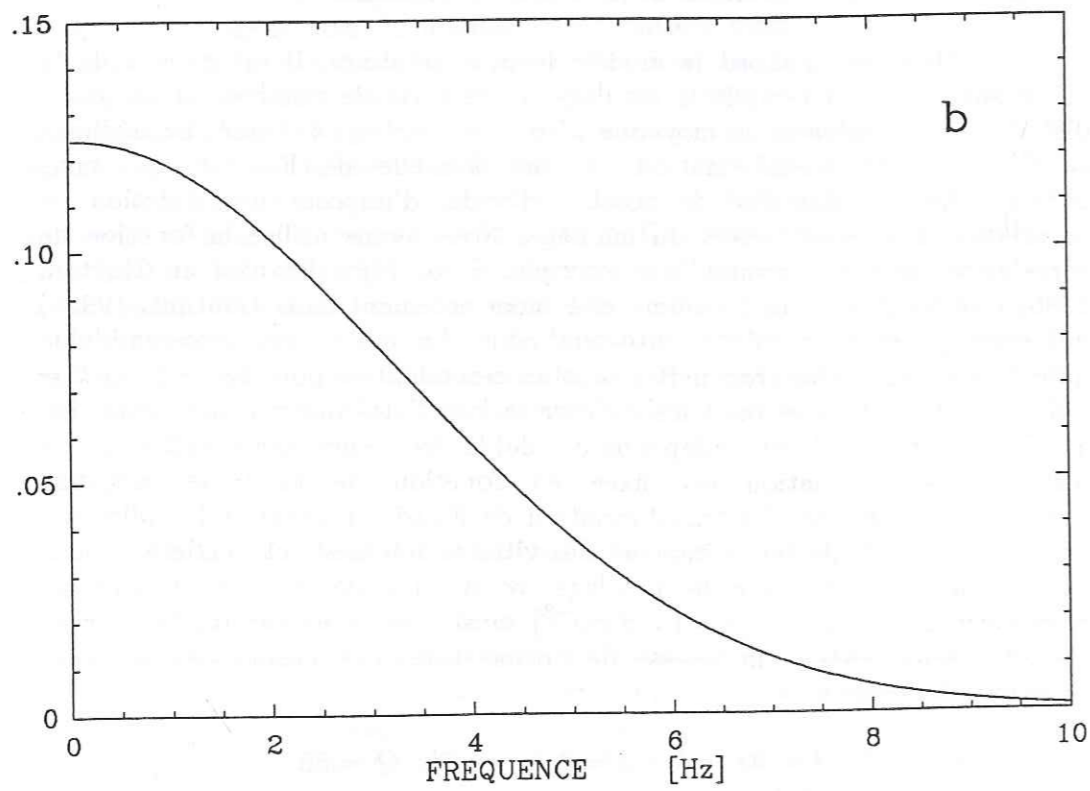
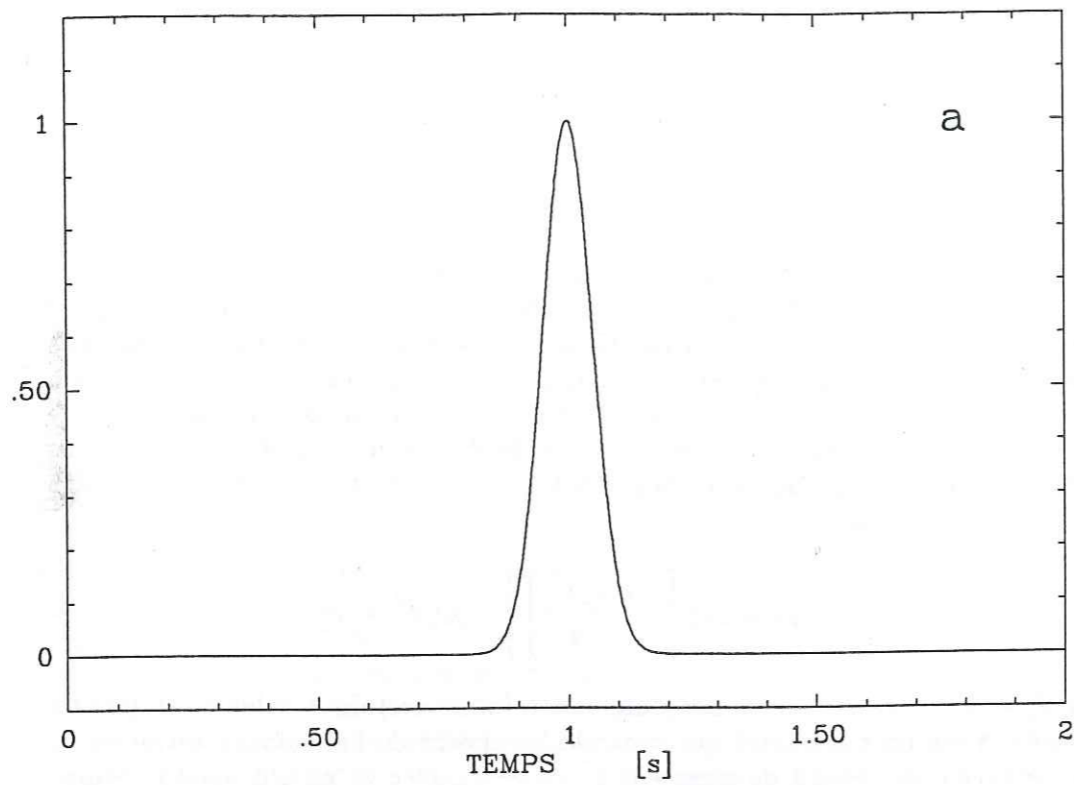


Figure 4.54. Pulse de Gabor, utilisé comme fonction source pour le calcul des fonctions de transfert. (a) Signal dans le temps. (b) Module du spectre en fréquence. Les paramètres du pulse sont: $\gamma = 0,2$, $f_p = 0,45$, $t_s = 1,0$ et $\psi = 0,0$.

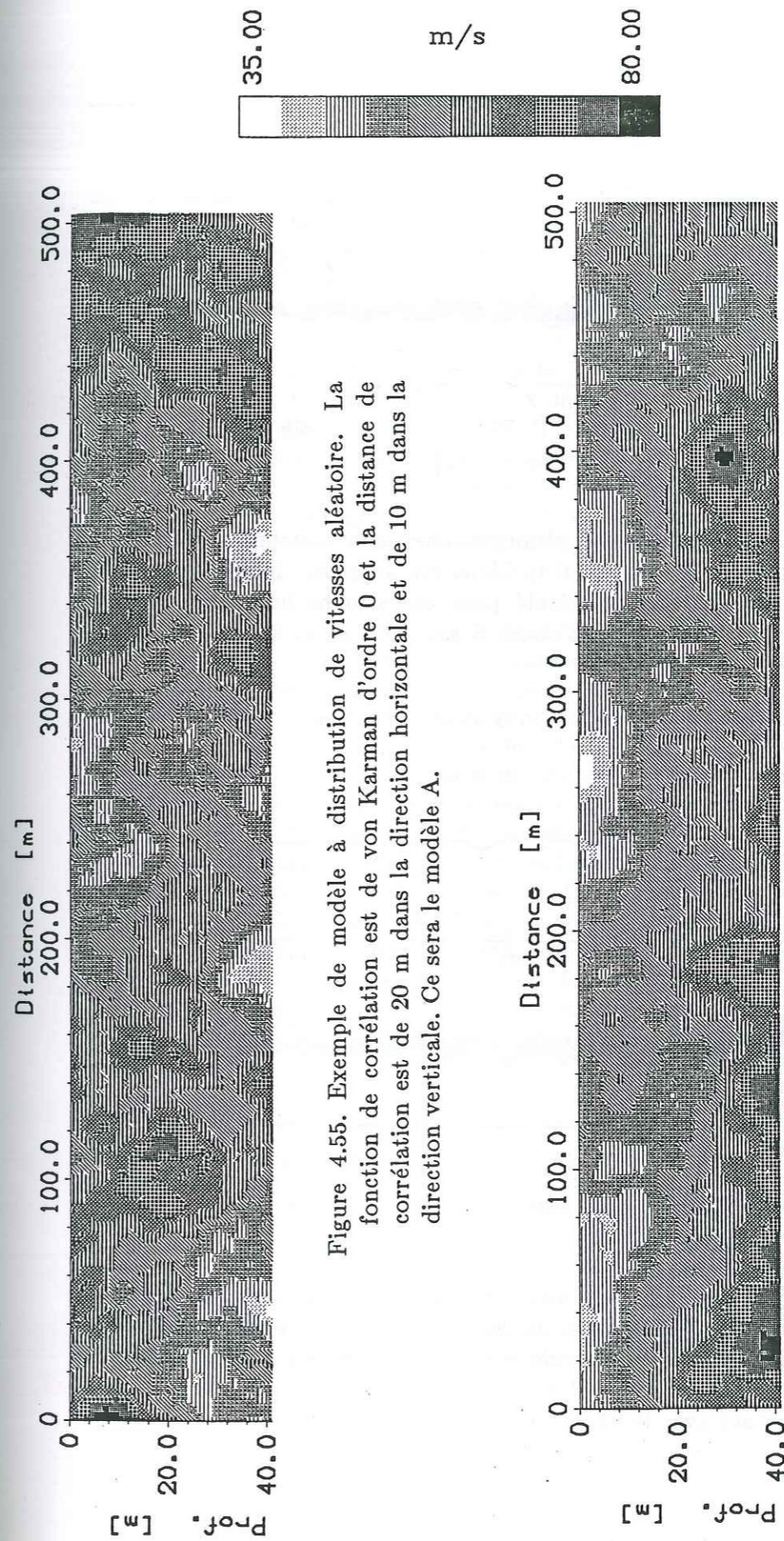


Figure 4.55. Exemple de modèle à distribution de vitesses aléatoire. La fonction de corrélation est de von Karman d'ordre 0 et la distance de corrélation est de 20 m dans la direction horizontale et de 10 m dans la direction verticale. Ce sera le modèle A.

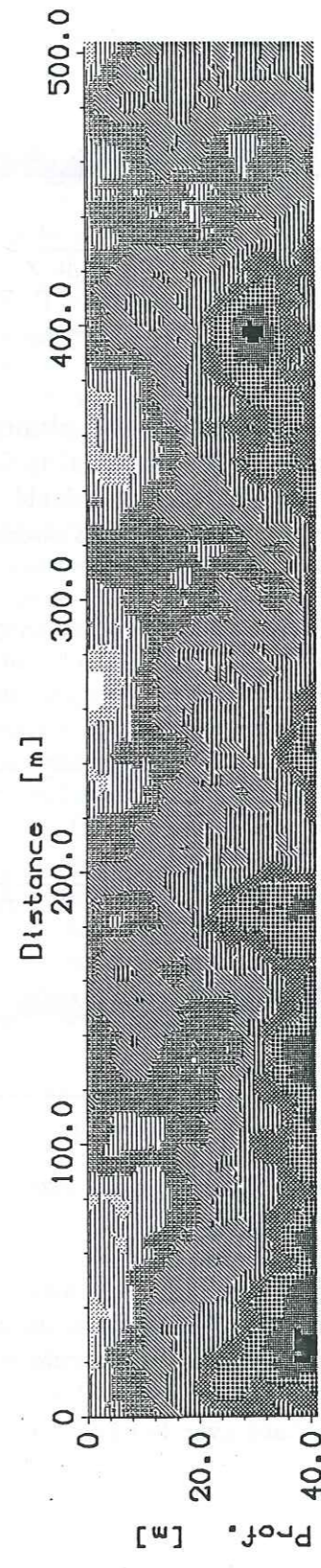


Figure 4.56. Modèle B de distribution de vitesses aléatoire. Par rapport à la figure précédente, nous avons changé la séquence de nombres aléatoires et nous avons superposé un gradient de vitesse de 0,5 m/s/m.

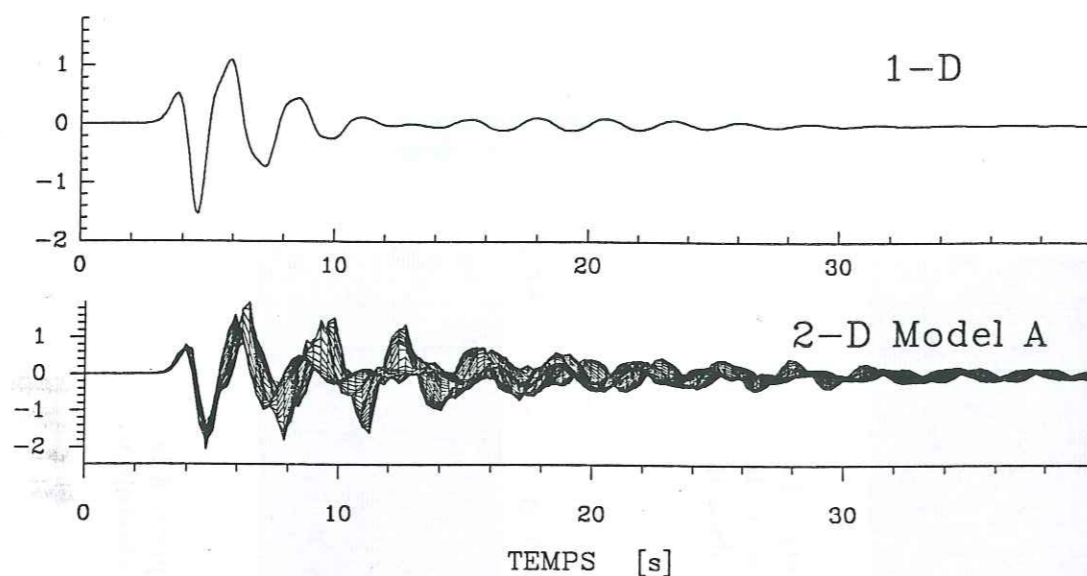


Figure 4.57. Superposition des sismogrammes synthétiques calculés à la surface du modèle A. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz. Le modèle 1-D est calculé pour une couche homogène de 40 m d'épaisseur, dont la vitesse des ondes S est de 57 m/s.

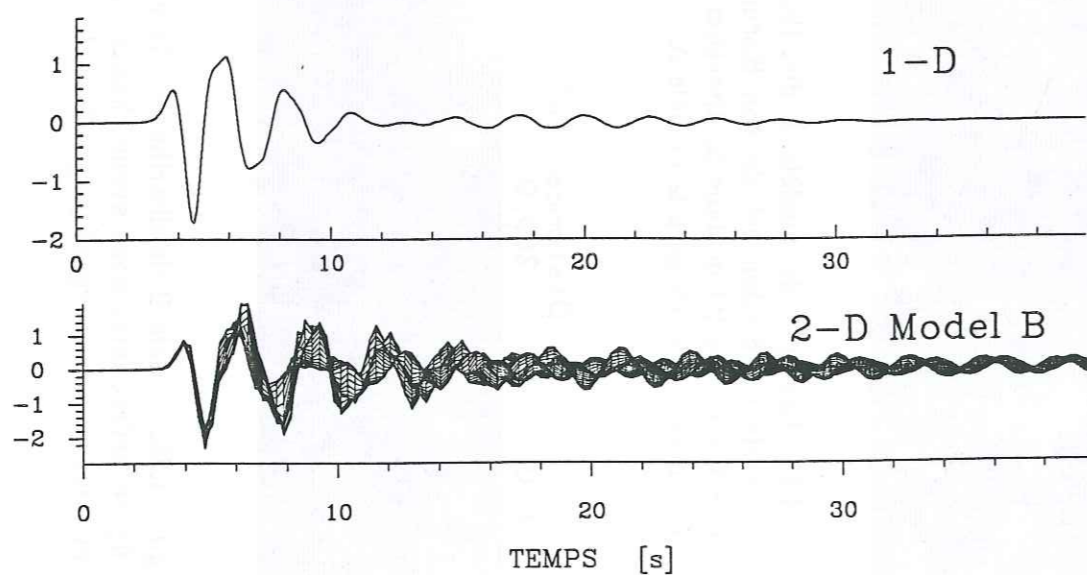


Figure 4.58. Superposition des sismogrammes synthétiques calculés à la surface du modèle B. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz. Le modèle 1-D est calculé pour une couche de 40 m d'épaisseur, dont la vitesse des ondes S subit un gradient entre 46 m/s à la surface et 66 m/s au contact avec le demi-espace.

La condition de stabilité pour le schéma de différences finies est

$$\Delta t \leq \frac{\Delta h / \beta_m}{\sqrt{2}}$$

où Δt = pas de temps, Δh = intervalle du maillage le plus petit, β_m = vitesse de propagation la plus grande dans le modèle. Dans tous nos exemples $\beta_m = 500$ m/s et $\Delta h = 1$ m, on aura donc $\Delta t = 0,0014$ s.

La Figure 4.55 montre un exemple de la distribution de vitesses dans la couche d'argile. La distance de corrélation est de 20 m dans la direction horizontale et de 10 m dans la direction verticale. Le maillage est de 251 par 41 et le pas en distance est de 1 m dans la direction verticale et de 2 m dans la direction horizontale. Il est clair que, en n'imposant pas de restrictions particulières nous obtenons un modèle aléatoire peu représentatif de la situation réelle des argiles à Mexico. Un deuxième exemple, avec un tirage aléatoire différent, est montré sur la Figure 4.56. Dans ce dernier cas, nous avons superposé aux variations aléatoires, un faible gradient de vitesse (de 0,5 m/s/m). Le résultat est plus satisfaisant dans le sens où nous évitons les vitesses les plus élevées en surface. Les résultats de la simulation pour ces deux milieux présentés sont montrés sur la Figure 4.57 sous la forme d'une superposition des sismogrammes calculés en points équi-espacés en surface pour le modèle A. Les résultats 1-D correspondent à une couche homogène de 40 m d'épaisseur et 57 m/s de vitesse d'ondes S (vitesse moyenne du modèle A). Les résultats 2-D présentent une amplitude maximale légèrement plus importante que le résultat 1-D. Les résultats pour le modèle B sont montrés sur la Figure 4.58. Dans ce cas, le modèle 1-D est une couche de 40 m d'épaisseur dont la vitesse de propagation des ondes S subit un gradient entre 46 m/s à la surface et 66 m/s à 40 m de profondeur. Les résultats sont similaires à ceux observés pour le modèle A. Nous n'observons pas des différences très importantes dans le contenu fréquentiel des sismogrammes 2-D par rapport à ceux du cas 1-D. La durée des signaux dans les cas 2-D est plus importante que dans le cas 1-D, mais nous n'avons pas pu mettre en évidence des ondes cohérentes se propageant latéralement sur des grandes distances, le milieu étant trop irrégulier.

Nous avons calculé des fonctions de transfert pour les modèles A et B montrés précédemment. Les sismogrammes calculés en surface ont été déconvolués par le signal incident, le pulse de Gabor montré sur la Figure 4.54, et encore divisés par 2, facteur de surface libre. Les résultats sont montrés sur la Figure 4.59. Nous observons une grande variabilité de la réponse le long du profil. Les basses fréquences sont moins affectées que dans le cas de la couche de sol homogène d'épaisseur irrégulière. Les amplitudes maximales sont aussi moins importantes, bien que nous soyons limités par un pas en fréquence assez élevé. Les amplitudes les plus

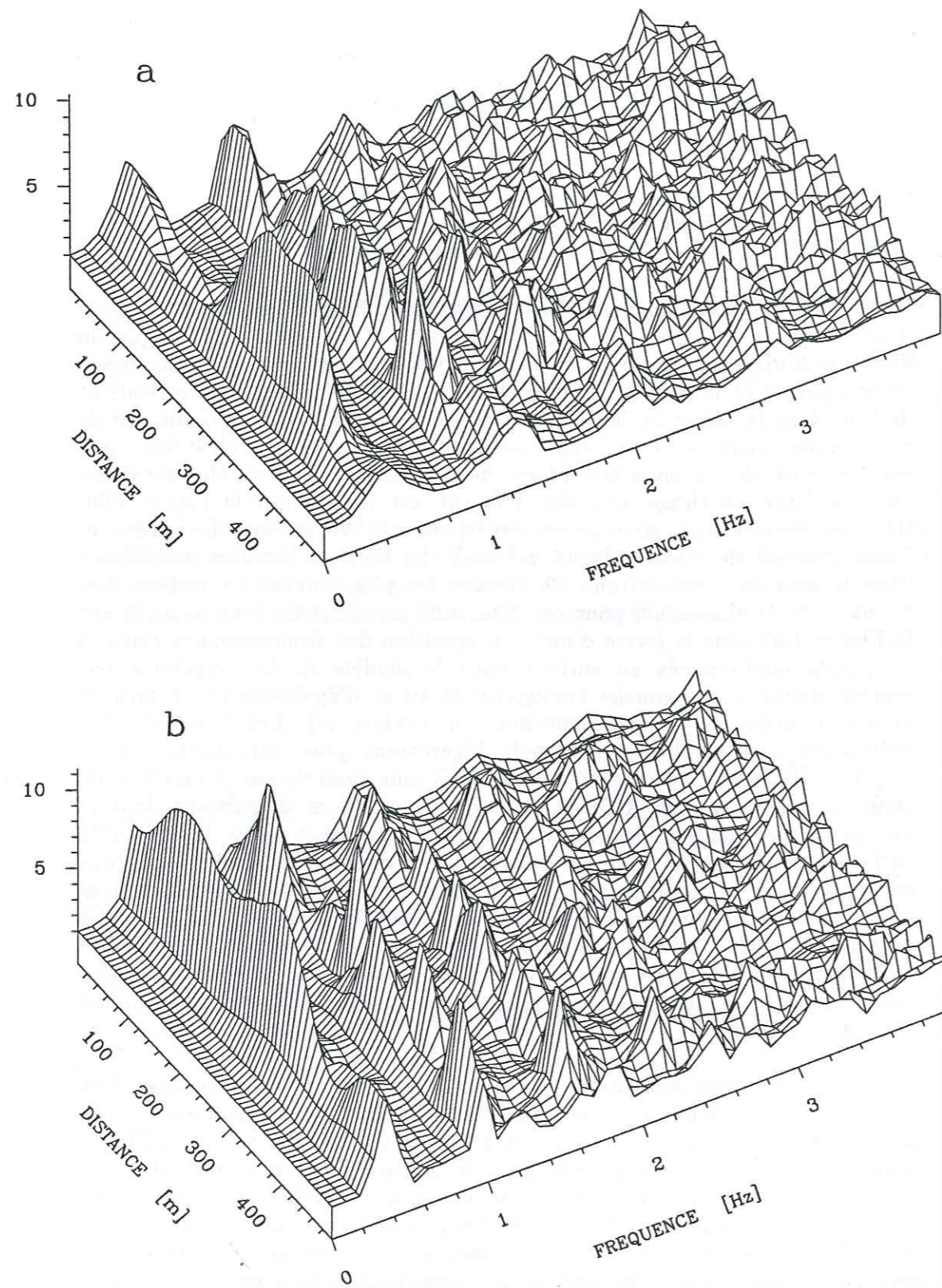


Figure 4.59. Fonctions de transfert obtenues pour les à distribution de vitesses aléatoire. (a) Modèle A. (b) Modèle B. Nous avons déconvolué les sismogrammes synthétiques en surface par le signal d'entrée, le pulse de Gabor montré sur la Figure 4.54.

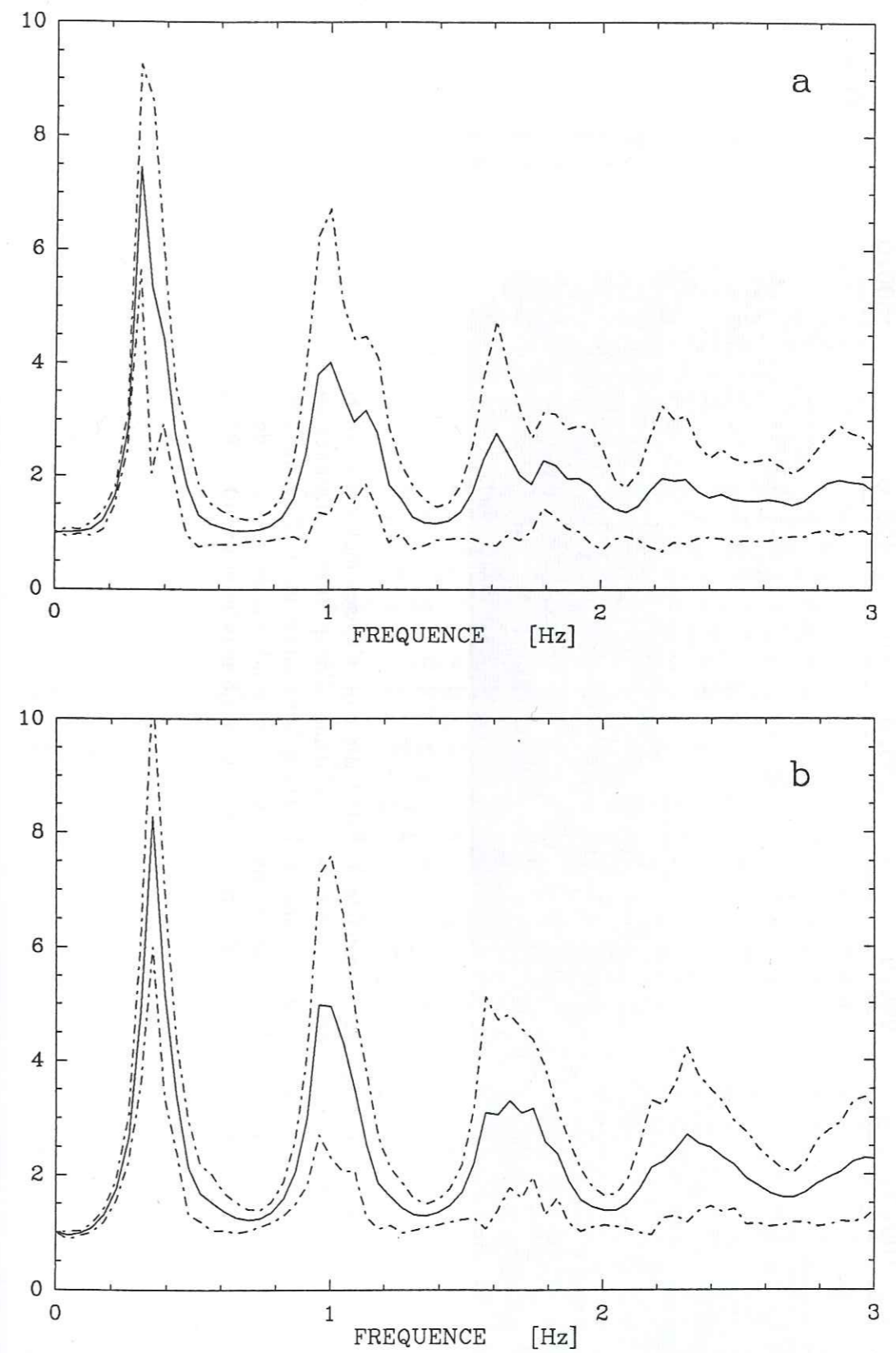


Figure 4.60. Moyennes des fonctions de transfert montrées sur la figure précédente. Trait continu: valeur moyenne; tireté: moyenne plus ou moins un écart-type. (a) Modèle A. (b) Modèle B.

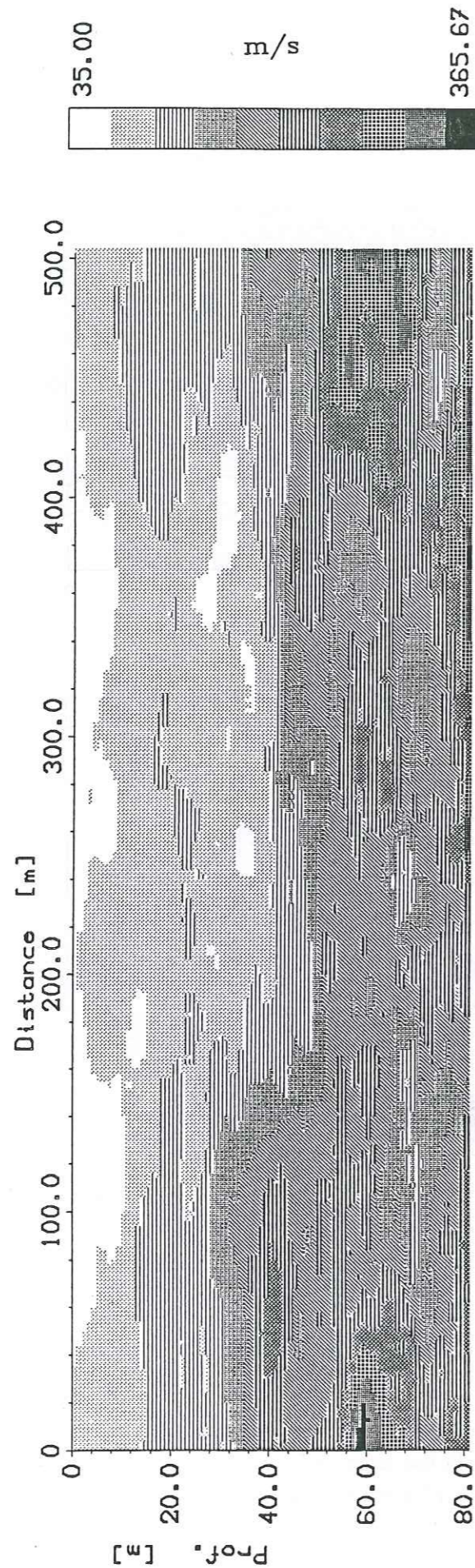


Figure 4.61. Exemple de modèle à distribution de vitesses moins aléatoire. La fonction de corrélation est de von Karman d'ordre 0 et la distance de corrélation est de 20 m dans la direction horizontale et de 2 m dans la direction verticale. Nous avons imposé un gradient de vitesses de 1 m/s/m entre 0 et 40 m de profondeur, et de 1,5 m/s/m entre 40 et 80 m de profondeur. Ce sera le modèle C.

importantes se situent à basse fréquence, et on observe que les fréquences de résonance sont plus basses que pour la couche homogène. A plus haute fréquence, il devient difficile de parler d'une fréquence de résonance pour tout le profil, car elle varie en chaque point en fonction de la distribution de vitesses, en dessus des interactions latérales entre les ondes diffractées par les hétérogénéités. La variabilité de ces fonctions est traduite par la dispersion autour de la moyenne qu'on observe sur la Figure 4.60, plus importante pour des fréquences au-delà de 0,7 Hz. Le premier pic de résonance moyen se situe entre 0,3 et 0,4 Hz. A la différence des résultats que nous avons montré pour la couche homogène irrégulière, nous observons en général plus de dispersion autour de la moyenne au-delà du premier pic de résonance, ce qui conduit à une amplitude moyenne plus élevée pour le deuxième pic de résonance que dans le cas de la couche homogène irrégulière.

Passons maintenant au modèle le moins aléatoire. Le but de cette étude est d'avoir une idée des effets qu'on peut attendre des conditions réelles de la distribution de vitesse dans le sous-sol à Mexico. Un modèle aléatoire ne nous le permet pas. En effet, la distribution de vitesses à Mexico est certainement très variable mais certainement aussi non aléatoire. Nous avons donc modifié notre maillage pour prendre un peu plus en compte la réalité physique, et ceci en plusieurs étapes. Nous avons utilisé un maillage plus important, 251 par 81 points pour représenter les sédiments superficiels. Nous avons d'abord imposé des irrégularités tabulaires, tout simplement en construisant un maillage 5 fois plus grand dans la direction verticale que la taille de maillage voulue. Après les opérations de filtrage et de transformation de Fourier inverse, nous avons échantillonné un point sur cinq. Cette procédure nous donne une distance de corrélation de 20 m dans la direction horizontale et de 2 m dans la direction verticale, donc des structures "tabulaires" (c'est à dire, allongées horizontalement). A ce moment, nous avons imposé deux gradients de vitesses dans la couche: entre 0 et 40 m de profondeur un gradient de 1 m/s/m, et entre 40 et 80 m un gradient de 1,5 m/s/m. Finalement, un facteur d'échelle nous donne le maillage voulu. En ce qui concerne le demi-espace nous avons utilisé les propriétés mécaniques décrites précédemment.

La Figure 4.61 montre un exemple d'un tel milieu pseudo-aléatoire de façon déterministe (modèle C). Il reproduit le caractère observé dans certaines sections du sous-sol à Mexico montrées dans la première partie de ce mémoire, des variations latérales importantes et transitions graduelles dans les directions verticale et horizontale. Un autre exemple, avec une séquence de nombres aléatoires différente est montré sur la Figure 4.62 (modèle D). La Figure 4.63 fournit les résultats. Comme précédemment, nous avons superposé des sismogrammes calculés en surface avec un signal incident en forme de pulse de Ricker de fréquence centrale 0,5 Hz. Les résultats 1-D correspondent à un modèle à deux couches, chacune d'elles à gradient de vitesses. Les vitesses des ondes *S* dans la première couche

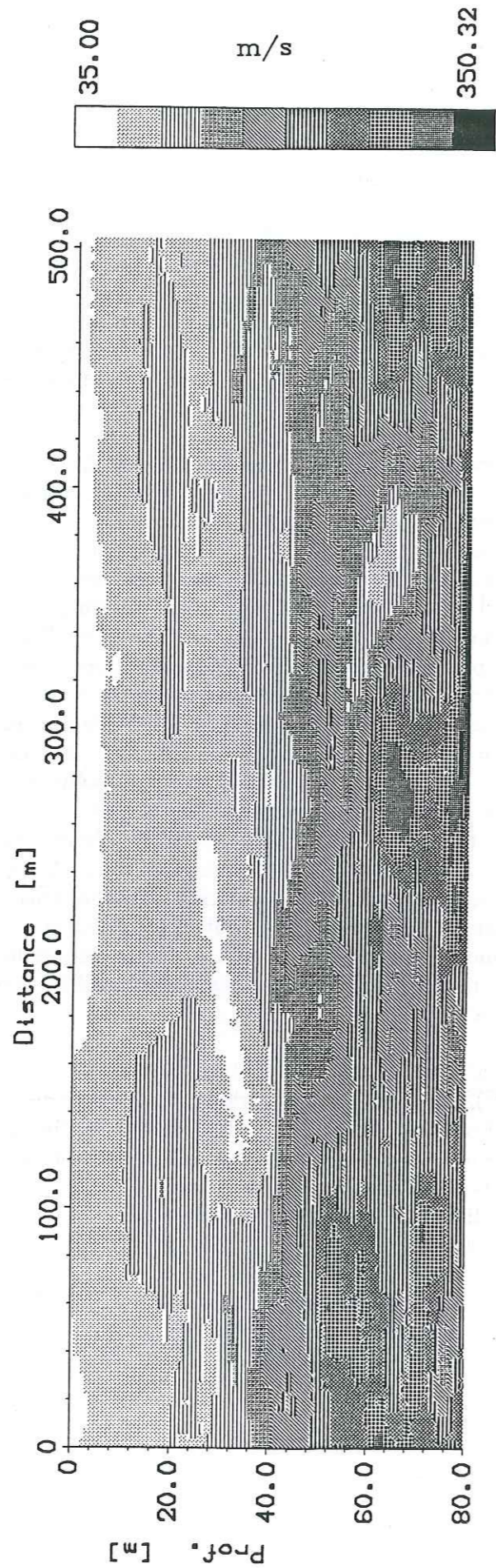


Figure 4.62. Modèle D de distribution de vitesses aléatoire. Par rapport à la figure précédente, nous avons changé la séquence de nombres aléatoires.

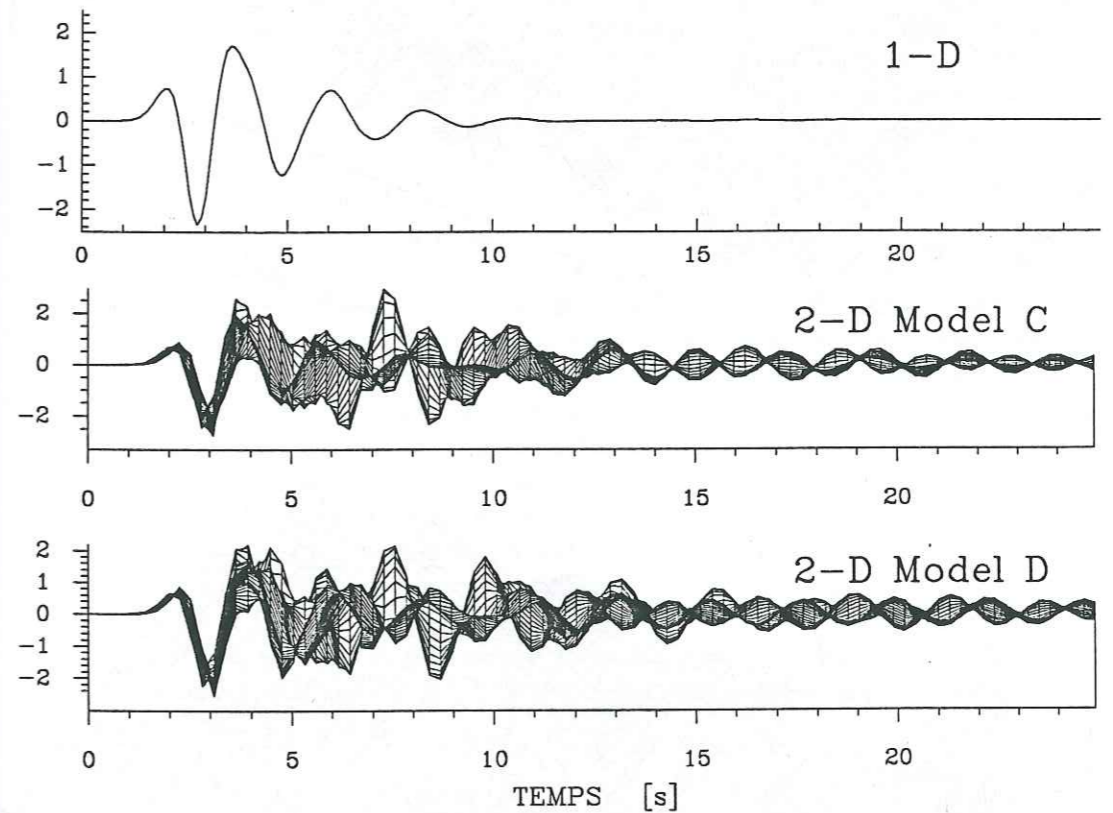


Figure 4.63. Superposition des sismogrammes synthétiques calculés à la surface des modèles C et D. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 0,5 Hz. Le modèle 1-D est calculé pour un modèle à deux couches à gradient de vitesses; dans la première la vitesse varie entre 60 m/s en surface et 100 m/s à 40 m de profondeur, dans la deuxième elle va de 160 m/s à 40 m de profondeur jusqu'à 220 m/s à 80 m de profondeur.

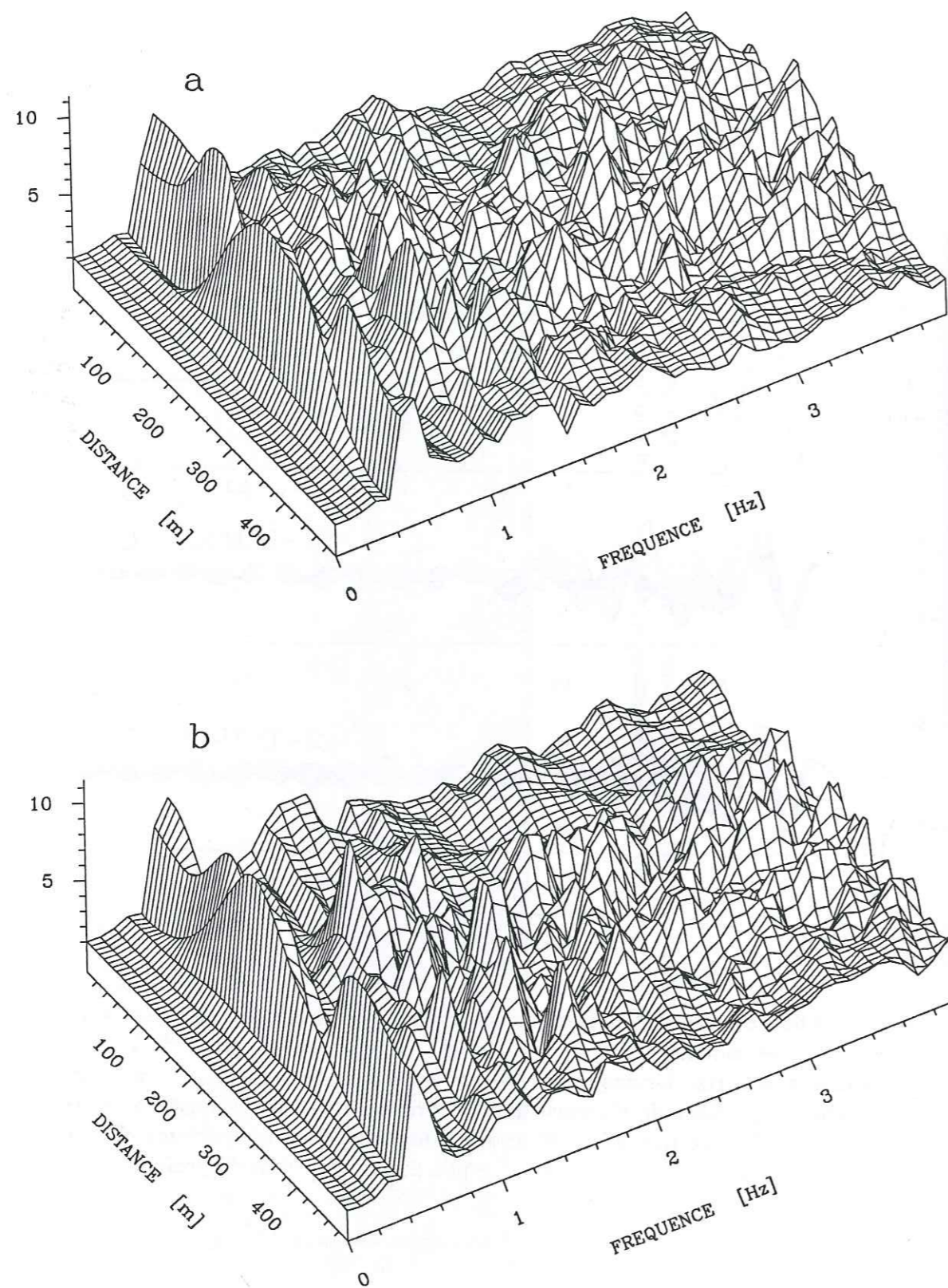


Figure 4.64. Fonctions de transfert obtenues pour deux modèles à distribution de vitesses aléatoire. (a) Modèle C. (b) Modèle D. Nous avons déconvolué les sismogrammes synthétiques en surface par le signal d'entrée, le pulse de Gabor montré sur la Figure 4.54.

varient de 60 m/s à la surface jusqu'à 100 m/s à 40 m de profondeur. Dans la deuxième couche, la vitesse varie de 160 m/s à 40 m de profondeur jusqu'à 220 m/s à 80 m de profondeur. Les deux modèles 2-D montrent des comportements similaires avec dans les deux cas des amplitudes légèrement supérieures à celles des modèles 1-D (de l'ordre de 10%). Une fois encore, les fortes hétérogénéités empêchent l'apparition des ondes de surface cohérentes, lesquelles sont rapidement désagrégées. Nous observons des différences significatives dans la durée des signaux montrés sur cette figure.

Les fonctions de transfert pour les modèles C et D sont montrées sur la Figure 4.64. Les variations en fonction de la fréquence sont plus importantes que pour les modèles A et B. Après le premier pic de résonance, la réponse apparaît complètement aléatoire dans les deux profils présentés. Sur les bords, on observe des amplitudes plus faibles. Ceci est dû à deux causes: d'une part, les modèles (Figures 4.61 et 4.62) ont des profils de vitesses plus faibles en moyenne au centre du modèle que sur les bords; d'autre part, comme les modèles C et D sont plus profonds, nous sommes davantage gênés par les frontières transparentes. En effet, dans un modèle plus réaliste nous n'aurions jamais des irrégularités aussi fortes limitées par des milieux homogènes, or toute l'énergie qui arrive à la frontière latérale est perdue. Les courbes moyenne et moyenne plus ou moins un écart-type des fonctions de transfert sont présentées sur la Figure 4.65. Le premier pic de résonance est plus large que dans les modèles A et B, ce qui traduit une dispersion de l'occurrence en fréquence du pic, ainsi que de son amplitude. Après ce premier pic, la dispersion autour de la moyenne se maintient à peu près constante. On peut observer que, en moyenne, des pics de résonance à des fréquences plus élevées existent, bien qu'ils soient difficilement identifiables dans la vue en perspective. Les valeurs de l'amplitude de la fonction de transfert sont grosso modo les mêmes que celles observées dans le cas des modèles A et B.

4.3.2 Conclusions

Nous avons montré quelques résultats pour le cas d'une couche de sol très hétérogène. Nous avons considéré uniquement un échantillon de modèles très limité. D'autre part, nous n'avons pas tenté de faire une analyse paramétrique et ceci pour deux raisons. La première est qu'il est plus difficile de trouver des paramètres représentatifs comme nous l'avons fait dans § 4.1, car le spectre des modèles possibles est plus large et les effets en surface dépendent plus fortement des détails de la variation de la vitesse que de la géométrie de la couche. D'autre part, et eu égard aux considérations précédentes, une analyse paramétrique impliquerait un nombre de modèles beaucoup plus élevé et donc une consommation très importante des ressources de calcul. Quelles sont donc les conclusions que nous pouvons tirer d'une étude ainsi limitée?

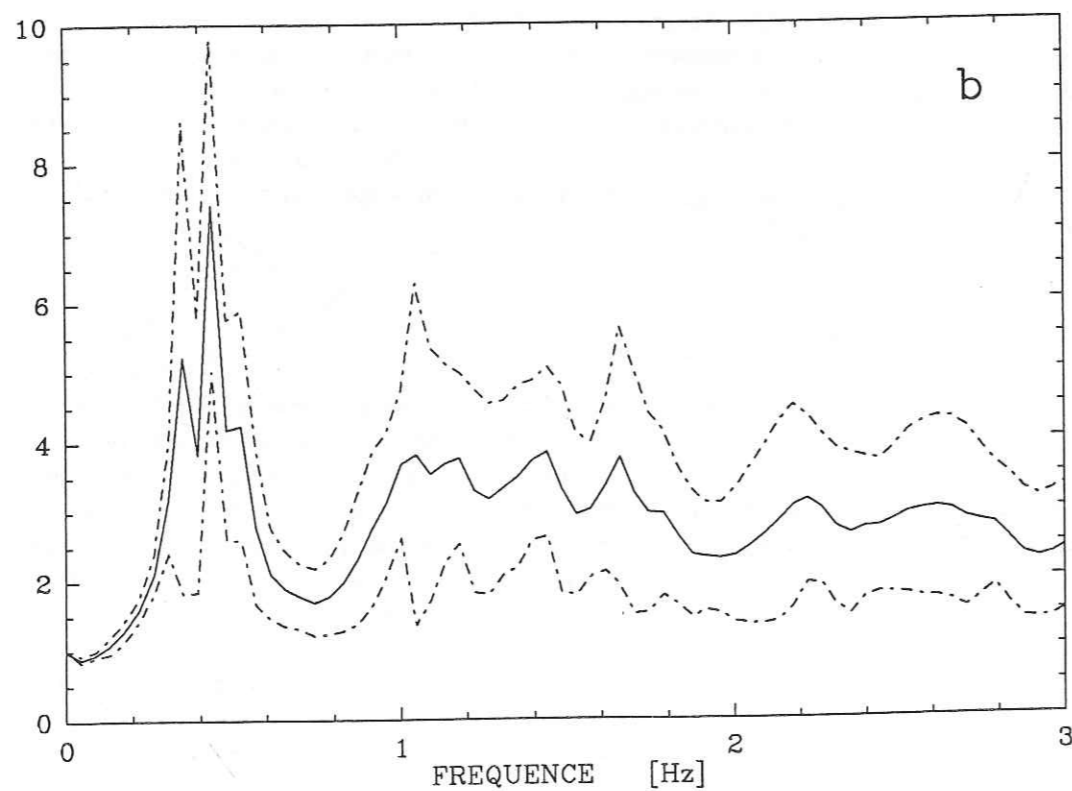
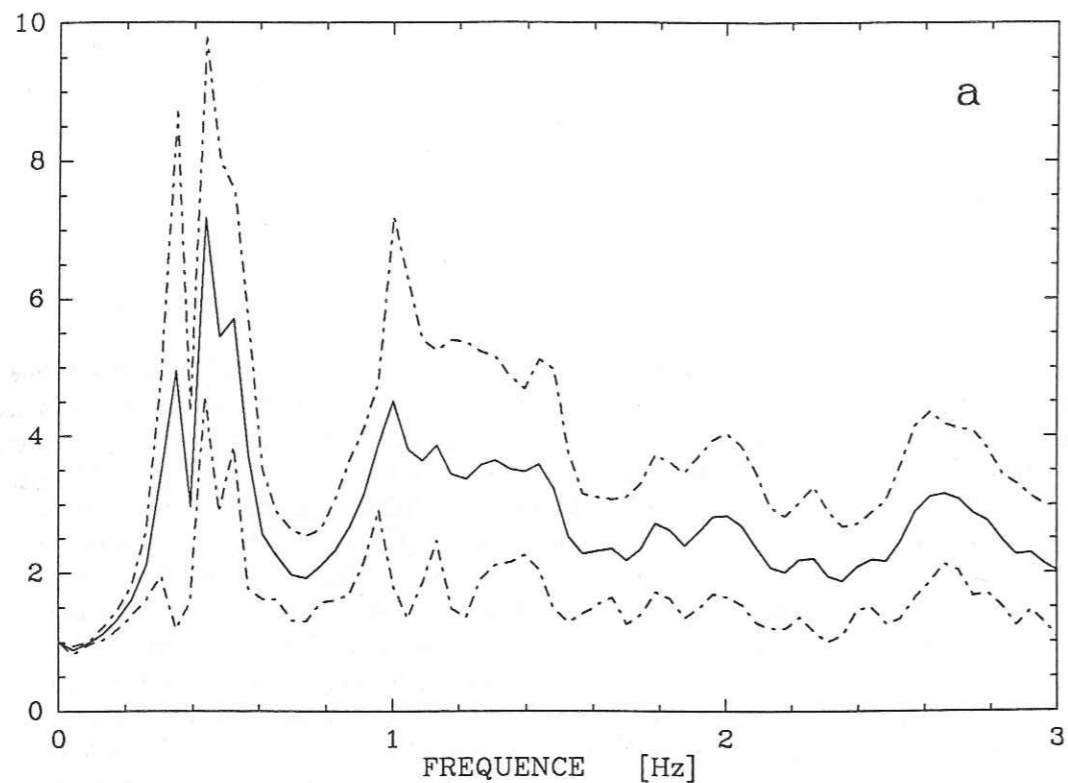


Figure 4.65. Moyennes des fonctions de transfert montrées sur la figure précédente. Trait continu: valeur moyenne; tireté: moyenne plus ou moins un écart-type. (a) Modèle C. (b) Modèle D.

Nous avons montré avec notre approche qu'il est possible de se faire une idée qualitative des modifications du mouvement en surface en présence de fortes hétérogénéités dans la couche d'argile. Nous voulions savoir si avec des modèles qui s'approchent plus de la réalité nous observions des phénomènes radicalement différents de ceux que nous avons discuté tout le long de ce chapitre. Il fallait aussi montrer que nous ne négligions pas cet aspect de la question. Les résultats que nous avons montré, bien qu'ils ne soient pas nombreux, indiquent que les irrégularités de l'interface argile-substratum discutées dans § 4.1 ont un effet sur le mouvement en surface plus marqué, que celui des hétérogénéités au sein de la couche d'argile. Cette conclusion reste à vérifier avec un échantillon de modèles plus important. Nous avons montré en tout cas que ce type de modèle ne peut pas constituer à lui seul une explication des arrivées tardives dans les accélérogrammes.

Nous observons un très bon accord entre les résultats présentés ici et ceux de Faccioli *et al.* (1989). La différence entre nos modèles étant la forme de l'interface argile substratum (que nous avons prise plane et eux irrégulière) et les écarts de la vitesse (car dans notre modèle les vitesses varient plus que dans le leur). Nous ne tenterons pas de superposer les variations de vitesse étudiées ici à l'interface irrégulière de § 4.1, mais nous pouvons sans trop de risques avancer que de tels modèles (avec $Q = 25$) ne peuvent expliquer les arrivées tardives observées.

Finalement, nous considérons que cette approche mérite d'être approfondie, mais qu'il nous faudrait plus de contraintes sur le modèle; par exemple chercher quelque part une séquence de forages avec des mesures de vitesse, de façon à préciser un seul profil à partir duquel on pourrait réaliser une étude paramétrique.

4.4 Conclusions sur les modèles à petite échelle

Des conclusions partielles ont été développées au long de ce chapitre, concernant chacun des modèles particuliers que nous avons étudiés. Avant de passer au chapitre suivant cependant, nous voudrions rajouter quelques considérations plus générales. Nous avons présenté trois types d'irrégularités possibles au sein de la couche d'argile: variations d'épaisseur de la couche d'argile, présence d'une couche résistante irrégulière en surface et variations continues pseudo-aléatoires de vitesse au sein de la couche d'argile. Au risque de nous répéter, nous rappelons que les modèles que nous avons explorés ne sont pas bien contraints par des données, mais qu'ils sont fortement suggérés par elles. Dans chaque cas, donc, nous avons essayé de cerner le domaine des variations possibles de la réponse en surface en fonction de paramètres simples décrivant la géométrie des irrégularités sous la surface. Il est sous-entendu que le niveau

d'amplification en surface dépend primordialement du contraste d'impédance entre la couche d'argile et son substratum, contraste que nous avons maintenu constant. Nous nous sommes davantage intéressés à l'accroissement de la durée de mouvement en surface qu'on peut attendre des irrégularités latérales au sein de la couche d'argile.

Revenons en premier lieu à la couche homogène irrégulière. Nos résultats montrent que les irrégularités d'épaisseur de la couche d'argile peuvent contribuer de façon significative à une augmentation locale de l'amplitude et de la durée, et ce pour une gamme d'irrégularités tout à fait vraisemblable. Cependant, il semble peu probable qu'elles puissent expliquer les arrivées tardives car les ondes de surface ainsi générées ne se propagent pas sur de longues distances, et ceci pour trois raisons: pour certaines fréquences, elles restent piégées à l'intérieur des poches d'argile; étant donné la valeur de Q que nous avons prise pour l'argile ($= 25$), les ondes de surface doivent subir une forte dispersion avec une atténuation importante, comme nous l'avons montré dans le cas d'une couche d'argile plane (cfr. § 3.2.2); finalement, et rajouté à l'effet précédent, les irrégularités latérales font perdre leur cohérence aux ondes de surface qui ne restent pas piégées. Nous avons vérifié que, en prenant une valeur de Q très élevée pour l'argile, nous obtenons des sismogrammes très longs avec des arrivées tardives d'ondes de surface très claires. Nous pensons que les irrégularités d'épaisseur de la couche d'argile sont sûrement un facteur important pour expliquer des différences entre des stations proches (nous pensons en particulier à CDAO et CDAF). Ces résultats indiquent donc entre autre, que la modélisation de ces deux enregistrements exigerait des données très fines pour justifier un modèle précis.

Une deuxième section était consacrée à la couche irrégulière de remblais en surface. Le but était double: d'une part explorer l'effet de cette couche, bien réelle et bien irrégulière, sur le mouvement en surface, et d'autre part commencer à explorer l'effet des fondations des bâtiments sur le mouvement en "champ libre", c'est-à-dire, l'effet d'interaction sol-structure ou structure-sol-structure. Les résultats ont montré que cette couche avait un effet plus faible que les irrégularités de l'épaisseur de la couche d'argile. Elle ne produit pas des effets très importants en surface, et dans le cas des variations continues d'épaisseur du remblais, l'effet de confinement de la couche d'argile prime sur les interférences constructives avec les ondes diffractées. En ce qui concerne l'interaction sol-structure, nos modèles se montrent peu adaptés à ce but. S'il est possible d'isoler des blocs d'argile dont les modes propres peuvent être excités de façon importante, la génération d'ondes de surface reste faible. Il serait intéressant de poursuivre, avec des modèles plus rigoureux, l'étude des possibles effets d'interaction sol-structure.

Finalement, nous avons considéré des variations continues de vitesse au sein de la couche d'argile. Bien que ce soit le plus réaliste des

modèles présentés, les résultats ne sont pas spectaculaires. Nous nous sommes basés sur les données géotechniques pour générer des modèles avec des hétérogénéités de vitesse très importantes. Il s'est avéré que ces hétérogénéités ne permettent pas la propagation des ondes de surface, même sur des courtes distances. Il faudrait peut-être s'approcher plus de modèles tels que celui de Faccioli *et al.* (1989), avec une partie aléatoire beaucoup moins marquée, mais à ce moment-là, on s'éloigne de la tendance indiquée par les données. En tout cas, il est clair que ce sont là les modèles les plus difficiles à contraindre avec les données disponibles, et qu'on est bien loin de pouvoir proposer un seul modèle même pour un profil de dimensions réduites.

Avant de passer au chapitre suivant, on peut poser la question maintenant de ce qui se passerait si l'on superposait toutes les variations discutées dans ce chapitre. Il y aurait deux possibilités: soit la réponse totale est inférieure à la somme des effets des variations que l'on superpose (interférence destructive), soit elle est supérieure (interférence constructive). A ce moment précis, nous revenons à la discussion développée dans la section § 3.3. Cependant, deux choses sont certaines: la première est que la quantité des modèles possibles augmenterait exponentiellement, et qu'il faudrait un comptable pour suivre le nombre de paramètres. La deuxième est que plus on a de variations latérales dans le modèle, plus on perd de cohérence spatiale. Il s'agit là d'un point additionnel sur lequel l'analyse des données du nouveau réseau accélérométrique sera utile.

5. PERTURBATIONS DUES A LA GRAVITE

5.1 Contexte

Le sujet que nous abordons maintenant intéresse depuis longtemps les sismologues. En effet, bien que *a priori* elle soit négligeable dans la plupart des cas, on a essayé depuis longtemps d'évaluer l'effet de la force de gravité sur la propagation des ondes sismiques. Depuis le mémoire de Bromwich (1898), qui a montré que l'effet d'un océan incompressible sur les ondes de Rayleigh se propageant le long de l'interface solide-fluide était petit, les effets de la gravité dans la propagation des ondes dans la Terre ont été analysés en beaucoup d'occasions et avec différents modèles. Deux résultats principaux émergent en fonction des périodes considérées. Dans le domaine des basses fréquences, on ne peut pas négliger la gravité pour des modes sphéroïdaux d'une période plus grande que 500 s (Aki et Richards, 1980). En effet, par exemple la prise en compte de la gravité dans les calculs des modes d'une sphère compressible (effectuée dès 1911 par Love) a comme conséquence une variation de la fréquence d'oscillation fondamentale pour le mode sphéroïdal d'une Terre homogène de 9.4% (Bullen et Bolt, 1985). Pour des périodes plus courtes (celles qui nous intéressent plus particulièrement dans ce travail) l'effet de la gravité n'a été démontré par aucune observation. D'après des calculs simples pour une source explosive dans un milieu élastique infini et homogène, dont le coefficient de Poisson est de 0,25, Båth (Båth et Berkhout, 1984) a montré que les ondes de volume ne sont pas affectées par la gravité dans des proportions qui puissent être observables. Pour le cas des ondes de surface, Båth se réfère à Ewing *et al.* (1957), qui ont montré que la gravité pouvait être négligée pour ces ondes dans le cas d'intercalations de couches fluides et élastiques, tant que la couche fluide n'est pas en surface, ou, dans ce cas, tant qu'il est possible de négliger les déplacements à la surface. De même, Deresiewicz (1964) se réfère à Stoneley (1926), qui a montré que dans le cas d'ondes de surface se propageant sur une couche fluide au-dessus d'un demi-espace solide la compressibilité de l'eau était un facteur beaucoup plus important que la gravité. Il est même possible de transformer les équations du mouvement du cas élastique au cas fluide en utilisant le principe de correspondance (Ewing *et al.*, 1957; Lliboutry, 1987). Ce principe demande le remplacement du paramètre de Lamé λ par $\kappa - 2/3\mu$, κ étant la compressibilité du fluide et μ la rigidité. Celle-ci est remplacée à son tour par l'opérateur $\eta \frac{\partial}{\partial t}$, où η est la viscosité du fluide. De cette façon, les équations d'onde du cas élastique pour les potentiels ϕ et Ψ qui dans le cas élastique s'écrivent

$$\rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 \phi$$

et

$$\rho \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 \Psi$$

où ρ = densité du milieu, λ et μ = constantes de Lamé, deviennent, dans le cas d'un fluide compressible, visqueux

$$\rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \left(\kappa \nabla^2 + \frac{4}{3} \eta \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \right) \phi$$

et

$$\rho \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \eta \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi$$

où κ = compressibilité du fluide et η = sa viscosité, le déplacement étant toujours donné par

$$\bar{u} = \nabla \phi + \nabla \times \Psi$$

Les déplacements à l'intérieur d'un fluide (visqueux ou non-visqueux) peuvent donc être calculés sans avoir à prendre en compte la gravité, tout en restant dans le domaine de l'élasticité linéaire (voir par exemple Fehler et Aki, 1978; Fehler, 1982; McMechan, 1982; Coutant, 1989a).

Dans ces conditions, pourquoi donc s'intéresser à l'effet de la gravité dans la propagation des ondes à Mexico? La controverse qui nous occupe n'a été lancée que très récemment dans une série d'articles par Lomnitz (1987; 1988; 1989; 1990; 1991). Dans ces articles, Lomnitz suggère que les ondes qui constituent les arrivées tardives dans les accélérogrammes à Mexico sont en fait des ondes de gravité qui se propagent dans une argile se comportant comme un fluide. Son raisonnement, fondé sur la "liquéfaction" est le suivant. Il est bien connu que les sédiments granulaires et homogènes, tel le sable, saturés en eau et sans cohésion, sont susceptibles de se liquéfier en cas de vibrations d'une certaine amplitude et durée (Seed et Idriss, 1982). Cette "liquéfaction" est reliée actuellement à l'accumulation, dans le fluide qui sature le matériau, d'une surpression due à la contractance, pression qui n'arrive pas à se dissiper rapidement et qui, par diminution de la contrainte effective s'exerçant sur le squelette solide, peut lui faire perdre toute résistance au cisaillement et donc entraîner la liquéfaction. L'apparition de volcans de sable est une observation courante dans les régions épacentrales des séismes importants (voir Lomnitz et Castaños, 1985, pour le cas du séisme de 1985 au Mexique) et peut être aussi à l'origine des dommages importants aux structures (par exemple, Niigata en 1964). Lomnitz propose donc pour l'argile de Mexico la séquence d'événements suivante. Au départ, il existe un écart très grand entre la vitesse de propagation des ondes P (de l'ordre de 1400 à 1700 m/s) et celle

des ondes S (qui peut être aussi basse que 40 m/s, Suárez *et al.*, 1987). Cet écart provient à la fois de la très faible résistance au cisaillement de l'argile et de sa très forte teneur en eau (jusqu'à 400%). Les ondes P ont donc une vitesse très proche de la propagation du son dans l'eau (1430 m/s à 15 °C, Lamb, 1945). On sait que malgré un comportement exceptionnellement linéaire à Mexico (Figure 5.1, *cfr.* aussi le chapitre 2), le module de cisaillement des argiles décroît avec la déformation, γ , pour des valeurs de celle-ci de l'ordre de 0,1% (Dobry et Vucetic, 1987). Si on considère des ondes de Rayleigh se propageant avec des amplitudes très importantes, on peut imaginer qu'il y aura des incursions dans le domaine non-linéaire. Par exemple, prenons une vitesse de propagation de 40 m/s. La longueur d'onde λ , à une fréquence de 0,5 Hz est de 80 m. Pour un signal sinusoïdal, la déformation γ , peut être approximée par

$$\gamma = \frac{\pi}{2} \frac{2A}{\lambda/2} \approx \frac{6A}{\lambda}$$

où A = amplitude maximale du déplacement. Une valeur de γ de 1% implique une amplitude A de 13 cm. Or, le déplacement mesuré à SCT en 1985 pour le choc principal était de l'ordre de 20 cm. Si le matériau subit des incursions dans le domaine non-linéaire, elles entraîneront une diminution du module de cisaillement, donc une diminution de la vitesse de propagation et de la longueur d'onde, qui concentreront le mouvement en surface et augmenteront les valeurs de la déformation. D'après Lomnitz, ce cercle vicieux conduira à la "liquéfaction" de l'argile (!) et à la transformation des ondes de Rayleigh en ondes gravitaires, très importantes dans les fluides.

La séquence d'événements ainsi supposée par Lomnitz reste cependant une pure hypothèse. On a déjà dit qu'on n'a pas des preuves expérimentales de l'existence des ondes gravitaires dans le cas de forts séismes. On ne dispose que de certaines observations peu claires (voir par exemple Richter, 1958 et (encore) Lomnitz, 1970 et Lomnitz et Hashizume, 1985). Dans ses articles, Lomnitz lui-même n'apporte aucune "preuve", soit théorique (résultat d'un modèle) soit expérimentale, par exemple, une observation non ambiguë (les seules observations reproduites par un modèle qu'il présente sont celles de Van Dorn, 1968 et 1969). Il se limite à décrire le phénomène tel qu'il l'imagine en s'appuyant sur les courbes de Hardin et Drnevich (1972a et b). En ce qui concerne les données sismologiques, il n'est pas possible, avec le type d'instruments existant aujourd'hui de prouver ou d'infirmer l'existence d'ondes superficielles ayant une longueur d'onde aussi petite que celle que requièrent les ondes gravitaires. L'équation de dispersion pour une couche d'eau est

$$c^2 = \frac{g}{k} \text{th}(kh)$$

où c = vitesse de phase l'onde, g = accélération de la gravité, k = nombre d'onde et h = épaisseur de la couche d'eau (Lamb, 1945). Par exemple, la longueur d'une onde gravitaire se propageant dans une couche d'eau de 10 m d'épaisseur avec une fréquence de 0,5 Hz serait de l'ordre de

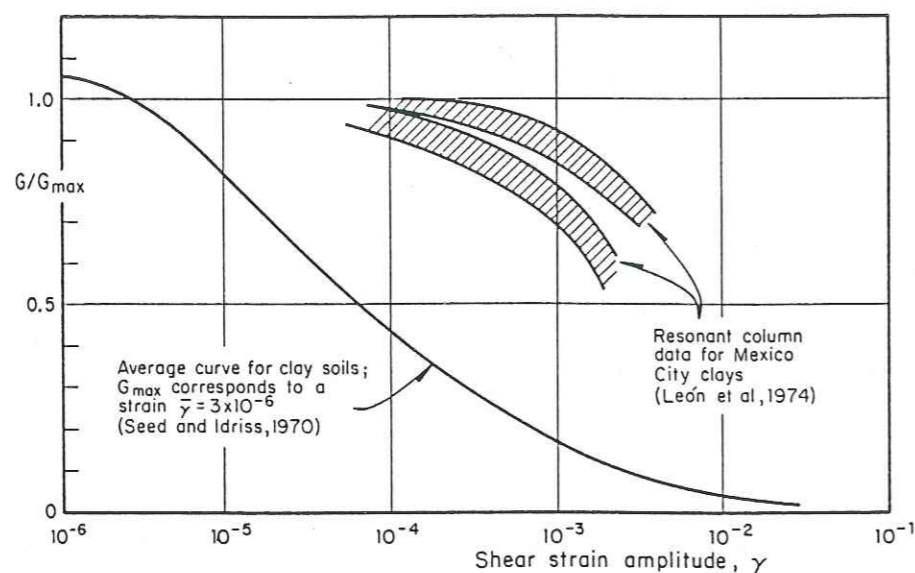


Figure 5.1. Variation du module de cisaillement en fonction de la déformation γ pour argiles en général (courbe de Seed et Idriss, 1970) et pour les argiles à Mexico (León *et al.*, 1974). [D'après Faccioli, 1976].

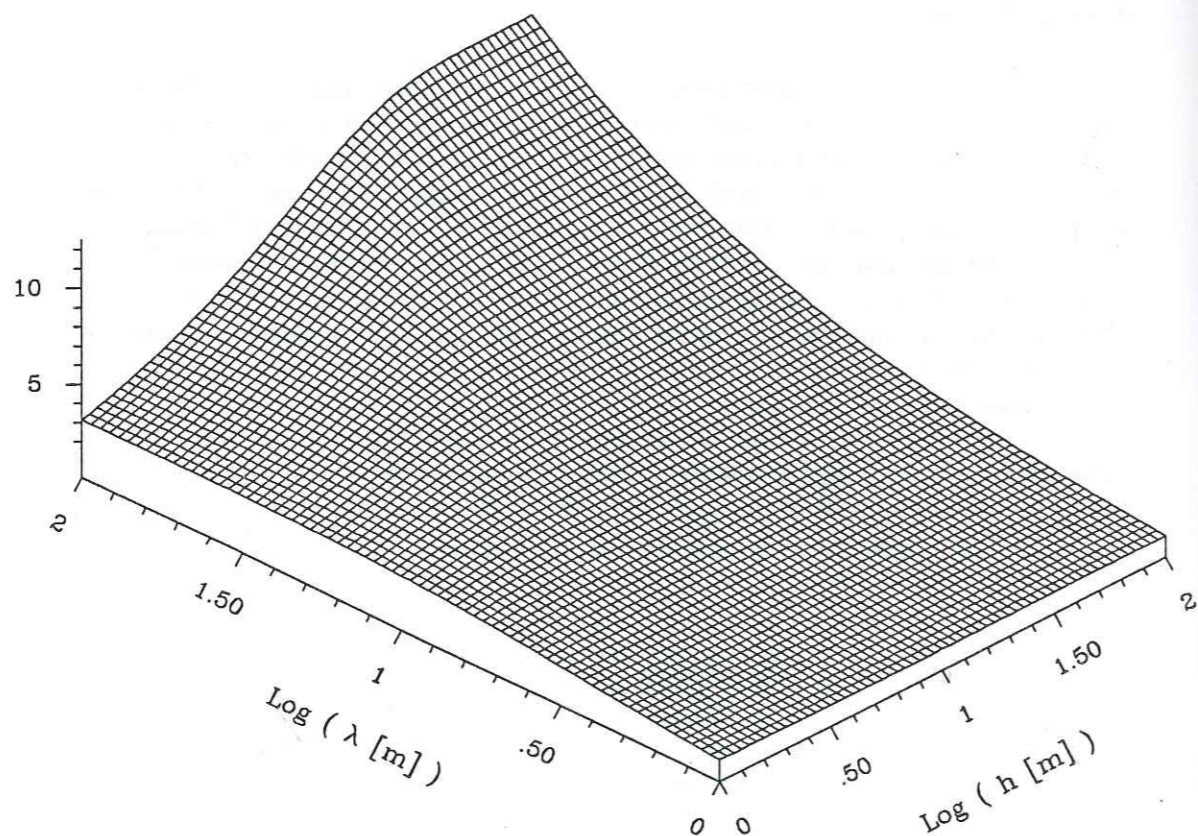


Figure 5.2. Variation de la vitesse de phase des ondes de surface dans une couche d'eau en fonction de son épaisseur (h) et de la longueur d'onde (λ).

10 m et sa vitesse de l'ordre de 5 m/s (Figure 5.2).

Dans ce chapitre, nous allons essayer de contribuer à ce débat avec des résultats des modèles de propagation d'ondes. En effet, on a montré dans les chapitres précédents qu'il ne nous est pas encore possible d'expliquer les durées observées des accélérogrammes à Mexico avec des amortissements considérés actuellement comme raisonnables pour les argiles. Il est donc intéressant d'explorer une autre voie. Dans un premier temps, nous allons regarder en détail l'idée présentée par Gilbert (1967) selon laquelle une transition continue est possible entre les ondes de Rayleigh et les ondes de gravité pour des sédiments d'une résistance très faible. Dans un deuxième temps, nous présenterons une formulation du problème pour un milieu fluide sur un demi-espace élastique. La linéarisation des conditions de frontière nous permettra d'obtenir le déplacement en surface et donc d'analyser le comportement d'un tel milieu sous sollicitation sismique.

5.2 Le modèle de Gilbert: théorie et résultats

Une possibilité pour étudier l'effet de la gravité dans la propagation des ondes est de regarder en détail les arrivées que l'on peut calculer avec un modèle simple, en faisant varier les paramètres qui pourraient avoir une influence. Cette approche est celle qui a été suivie par Gilbert et ses collaborateurs. Dans une série d'articles publiés en 1962, ils ont étudié à l'aide de modèles réduits et de solutions analytiques les différentes ondes qu'il est possible de générer dans certaines configurations simples. En ce qui concerne les modèles réduits, Gilbert et Laster (1962a) considèrent le cas d'une couche plane sur un demi-espace, source et récepteur à la surface libre. Le cas de deux demi-espaces soudés est présenté dans Gilbert *et al.* (1962). L'analyse théorique pour ce dernier cas est considéré en détail dans Gilbert et Laster (1962b), en utilisant la méthode de Cagniard-de Hoop (Cagniard, 1939; Aki et Richards, 1980) pour obtenir des solutions analytiques au problème. Basé sur ces résultats, Gilbert (1967) présente des courbes de dispersion pour étayer l'idée qu'il existe une transition graduelle, en fonction du coefficient de Poisson du milieu (ν), entre les ondes de Rayleigh dans les solides et les ondes de gravité dans les fluides. Dans les lignes suivantes, nous allons présenter dans un premier temps les résultats théoriques qui sont à la base de cette approche, notamment les raisons qui ont conduit Gilbert (1967) à considérer les ondes de gravité comme des ondes "duales" des ondes de Rayleigh. Ensuite, nous essayerons de vérifier ces résultats en calculant des coefficients de réflexion en surface pour un milieu élastique en tenant compte de la gravité et puis des sismogrammes synthétiques à l'aide de la méthode d'Aki-Larner.

5.2.1 Sismogrammes synthétiques en utilisant la méthode de Cagniard et contributions de \bar{P} et \bar{S}

Dans cette partie nous allons présenter de façon succincte la méthode de Cagniard pour le problème d'un demi-espace homogène avec une source en profondeur et un récepteur en surface. Nous suivrons pour cela la notation d'Aki et Richards (1980). La solution du déplacement au récepteur pour ce problème de Lamb peut être exprimée comme la réponse du système $r(t)$ à une source ayant une forme impulsive, $\delta(t)$. (La solution pour une entrée arbitraire peut alors être obtenue par convolution.) La méthode de Cagniard cherche la solution $\bar{r}(s)e^{st}$ au problème avec un input de la forme e^{st} ($-\infty < t < \infty$), où s est réelle et positive. Bien sûr, ce n'est pas un signal physique, mais un artifice mathématique qui permet d'exprimer, par convolution

$$\bar{r}(s)e^{st} = \int_0^{\infty} r(\tau)e^{s(t-\tau)}d\tau \quad (1)$$

où il apparaît donc que $\bar{r}(s)$ est précisément la transformée de Laplace de la fonction de transfert dans le temps, $r(t)$, définie par

$$\bar{r}(s) = \int_0^{\infty} r(t)e^{-st}dt. \quad (2)$$

L'intégration est restreinte aux valeurs positives de t car nous imposons la restriction de causalité sur $r(t)$. La puissance de cette méthode tient à ce qu'on obtient une solution analytique exacte, et également à ce qu'il n'est pas nécessaire d'inverser la transformée de Laplace pour obtenir la solution cherchée. La méthode consiste à manipuler $\bar{r}(s)$ jusqu'à ce qu'elle soit dans la forme donnée par l'équation (2). Par exemple, dans le cas d'un problème scalaire avec propagation dans le plan $x-z$, nous cherchons la solution $r=r(x, z, t)$ pour une entrée $\delta(t)$. Ce problème se résout en travaillant dans le domaine obtenu par une double transformation: spatiale de Fourier sur x et de Laplace sur le temps t . La solution serait $\tilde{r} = \tilde{r}(k_x, z, s)$. La transformée de Fourier inverse est alors

$$\bar{r}(x, z, s) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{r}(k_x, z, s) \exp(ik_x x) dk_x \quad (3)$$

Comme k_x est le nombre d'onde horizontal, nous pouvons multiplier et diviser par le facteur is et identifier $\frac{k_x}{is} = p$ comme étant le paramètre de rai. On récrit donc

$$\bar{r}(x, z, s) = -\frac{is}{2\pi} \int_{-i\infty}^{i\infty} \tilde{r}(isp, z, s) e^{-spx} dp \quad (4)$$

Si nous considérons dans cette dernière expression p comme une variable muette, il est possible de manipuler l'expression pour la mettre dans la forme (2). La fonction sous l'intégrale qui en résulte peut être identifiée immédiatement avec $r(x, z, t)$.

On peut montrer (lemme de Jordan) que l'intégrale sur l'axe imaginaire de p dans l'équation (4) peut se transformer en une intégrale suivant une certaine trajectoire (la trajectoire de Cagniard) sur la surface physique de Riemann. A ce moment, les différentes contributions au sismogramme synthétique, $r(x, z, t)$, seront les résidus des pôles dans le plan du paramètre de rai complexe. La trajectoire qu'il faut suivre dans chaque cas est fonction de la position de la source et du récepteur. Plus le récepteur est éloigné de la source, plus cette trajectoire s'approchera de l'axe réel de p .

Dans un problème vectoriel (mouvement dans le plan), il est possible d'écrire les potentiels scalaire et vectoriel comme la somme des contributions des ondes directes, réfléchies et converties. Chacune de ces contributions résulte des pôles dans la surface physique de Riemann dans le plan complexe p . Soit α la vitesse de propagation des ondes P et β celle des ondes S . La surface de Riemann physique, c'est à dire, la surface où se trouvent les pôles qui satisfont la condition de Sommerfeld de radiation à l'infini, est $\{\text{Re } \xi > 0; \text{Re } \eta > 0\}$ où $\xi = (\alpha^{-2} - p^2)^{1/2}$ est le point de branchement ("branch point") associé aux ondes P , et $\eta = (\beta^{-2} - p^2)^{1/2}$ celui des ondes S . Le pôle des ondes de Rayleigh (baptisé \bar{S} par Gilbert et Laster, 1962a) est donné par $1/c_R$, où c_R = vitesse de propagation des ondes de Rayleigh est la seule solution réelle avec $1/c_R > 1/\beta$ de l'équation du même nom

$$R(p) = 4p^2\xi\eta + (\beta^{-2} - 2p^2)^2 \quad (5)$$

Par exemple, il est possible d'estimer à partir de quelle distance source-récepteur on peut espérer un pulse de Rayleigh bien développé. Nous pouvons chercher si au temps d'arrivée correspondant (x/c_R) la trajectoire de Cagniard évaluée en $p(t=x/c_R)$ se trouve plus près du pôle de Rayleigh que de tout autre élément qui pourrait avoir une influence. La Figure 5.3 montre l'amplitude du coefficient de réflexion $\hat{S}\hat{S}(p)$ dans le plan complexe p . A partir d'une certaine valeur de la distance source-récepteur, la trajectoire C passe très près de ce pôle, en coupant les contours. Les valeurs associées de $\hat{S}\hat{S}$ seront importantes et ceci donnera un pulse de Rayleigh très net dans le sismogramme (c'est à dire, sa composante de cisaillement). Une contribution similaire est à attendre du coefficient $\hat{S}\hat{P}$ pour la composante de dilatation).

De la même façon, on peut espérer des modifications visibles sur le sismogramme provenant d'autres pôles localisés dans d'autres surfaces de Riemann. Ce sont les "leaking modes" ou modes à perte, appelés modes PL par Oliver et Major (1960) et étudiés en détail par Phinney (1961). Gilbert *et al.* (1962) ont regardé en détail le pôle \bar{P} qu'ils considèrent comme un pôle dual de \bar{S} . Ce pôle se trouve sur la surface $\{\text{Re } \xi > 0; \text{Re } \eta < 0\}$. La Figure 5.4 montre les contours de l'amplitude de $\hat{S}\hat{S}$ dans le plan p au voisinage du pôle \bar{P} situé en $p = p_0$. La position de \bar{P} dépend de ν et dans

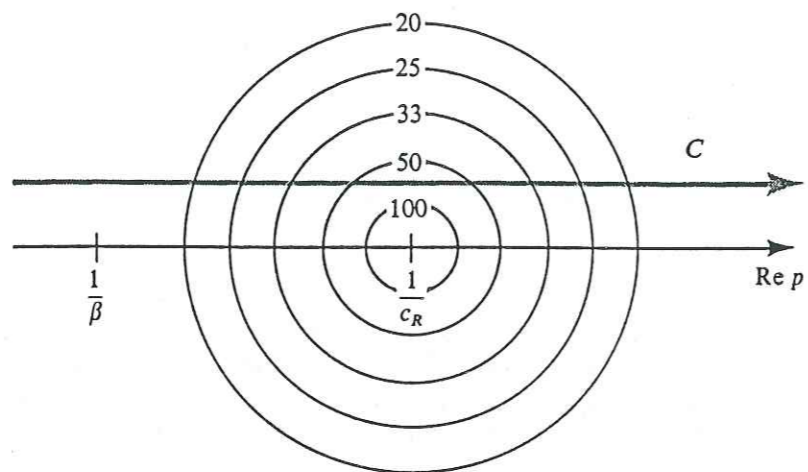


Figure 5.3. Contours de l'amplitude de $\hat{S}\hat{S}(p)$ dans le plan p complexe au voisinage du pôle des ondes de Rayleigh (\bar{S}). A partir d'une certaine distance source-récepteur, la trajectoire de Cagniard C coupera ces contours donnant une arrivée de Rayleigh visible sur la solution. [D'après Aki et Richards, 1980].

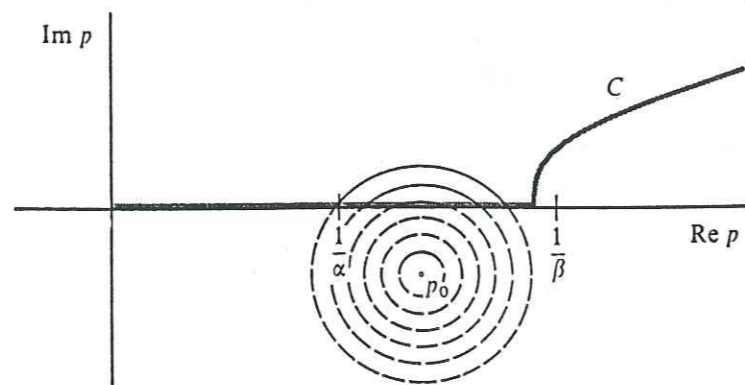


Figure 5.4. Contours de l'amplitude de $\hat{S}\hat{S}(p)$ dans le plan p complexe au voisinage du pôle \bar{P} . Pour certains valeurs du coefficient de Poisson, ce pôle se trouvera près de l'axe p réel, sans pour autant se superposer au pôle des ondes coniques (pour des valeurs du coefficient de Poisson faibles). Les contours tracés en ligne continue seront coupés par la trajectoire C donnant une arrivée visible dans le sismogramme. [D'après Aki et Richards, 1980].

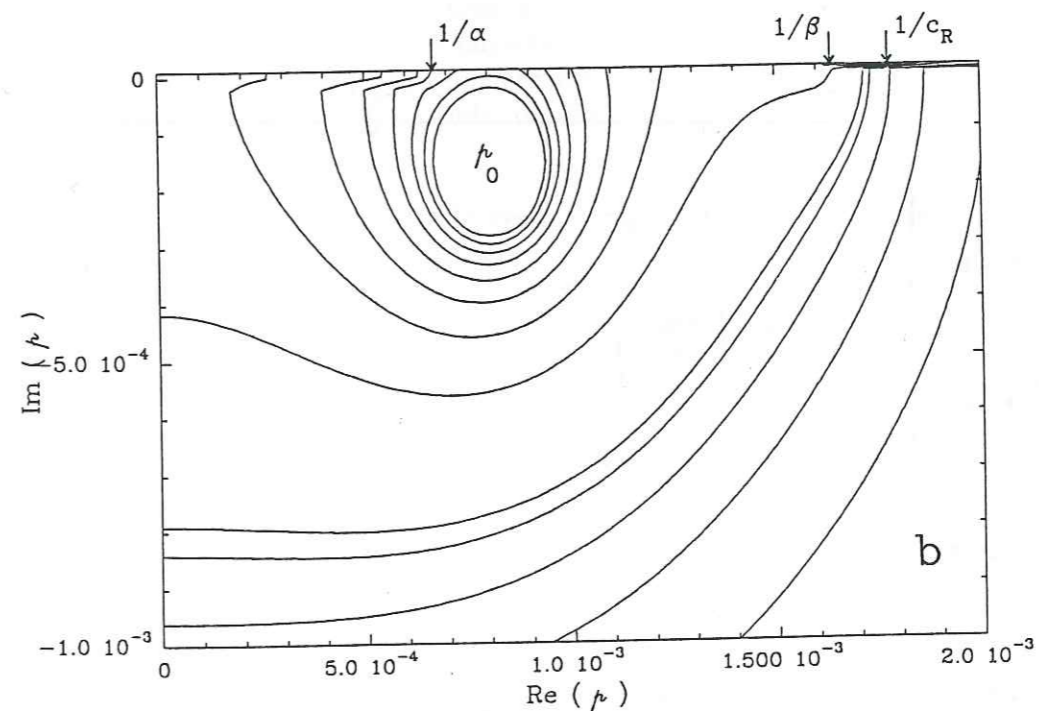
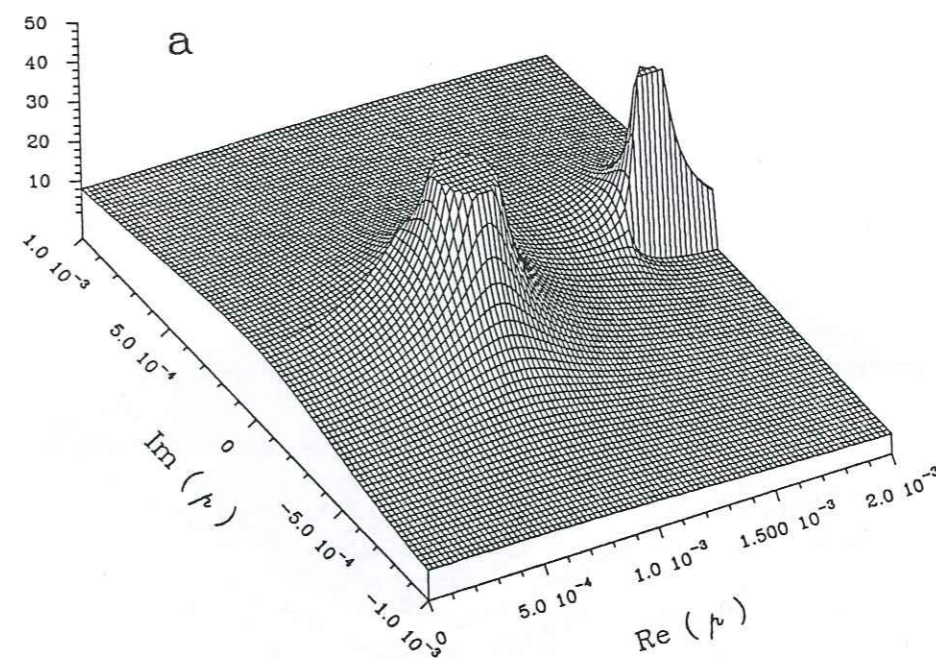


Figure 5.5. (a) Vue en perspective de l'inverse de la fonction de Rayleigh dans le plan p complexe. Le coefficient de Poisson est de 0,4. L'échelle verticale est arbitraire. On observe deux pôles: \bar{P} dans la surface de Riemann non-physique et Rayleigh (\bar{S}) qui n'existe que sur la surface de Riemann physique. L'amplitude maximale est tronquée à une valeur de 50. (b) Contours de la surface de Riemann non physique.

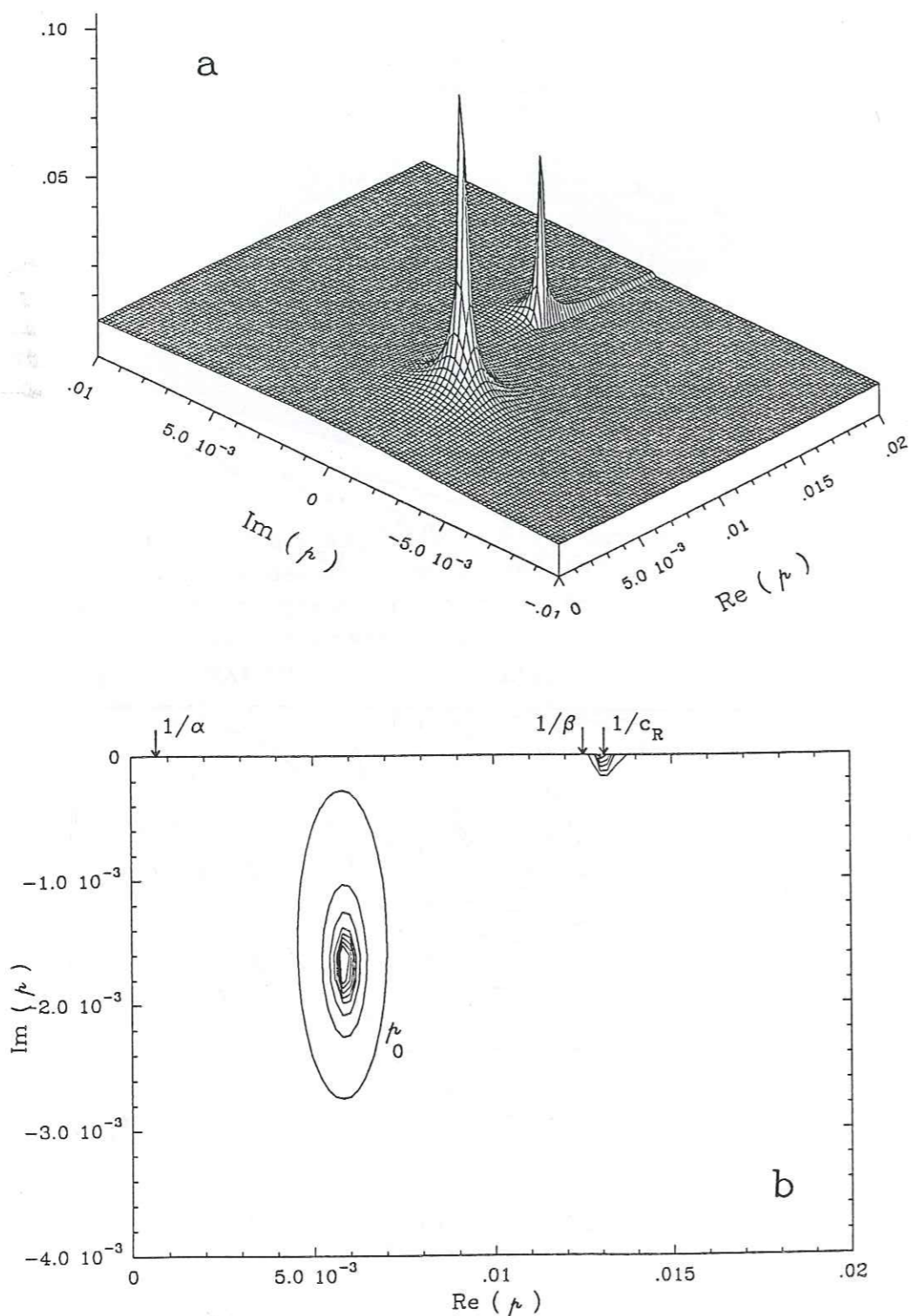


Figure 5.6. (a) Vue en perspective de l'inverse de la fonction de Rayleigh dans le plan p complexe. Le coefficient de Poisson est de 0,4986. Nous pouvons apprécier que l'amplitude des pôles est très différente de celle montrée sur la figure précédente. (b) Contours de la surface de Riemann non physique. Pour cette valeur de ν le pôle \bar{P} s'est éloigné de l'axe réel.

la Figure 5.4, elle correspond à une valeur de ν proche de 0.4. Nous pouvons noter que des contours apparaissent par continuation analytique dans la surface de Riemann physique. Pour la trajectoire de Cagniard montrée, les contours tracés avec une ligne continue seront croisés, donnant donc une contribution à la solution. La Figure 5.5 montre une perspective du plan p complexe correspondant aux contours de la figure précédente. Nous avons tracé avec une échelle verticale arbitraire la valeur de l'inverse de la fonction de Rayleigh (équation 5). On observe bien l'importance du pôle \bar{P} pour le coefficient de Poisson de 0,4. Pour des valeurs de ν comprises entre 0 et 0.263, \bar{P} est très proche du point de branchement $p = 1/\alpha$, mais encore sur la surface $\{\text{Re } \xi > 0; \text{Re } \eta < 0\}$. Sa présence près de ce point (qui donne naissance aux ondes coniques) a pour conséquence de déformer cette arrivée. Pour des valeurs de ν entre 0.263 et 0.4, \bar{P} se déplace du point de branchement jusqu'à la position montrée sur la Figure 5.4, donnant une arrivée entre les ondes P et les ondes S . Cependant, ce n'est pas seulement la position mais l'amplitude du pôle \bar{P} qui change en fonction du coefficient de Poisson. La Figure 5.6 montre une perspective et les contours de l'inverse de la fonction de Rayleigh pour un coefficient de Poisson de 0,4986. Le pôle s'est éloigné de l'axe p réel et son amplitude, ainsi que celle du pôle de Rayleigh, a diminué énormément par rapport à la Figure 5.5. Cette tendance est confirmée par la Figure 5.7 qui montre les résultats pour un coefficient de Poisson de 0,49998. La Figure 5.8 montre la migration du pôle \bar{P} pour des valeurs de ν très proches de 0.5, donc des matériaux s'approchant de la gelée (image à laquelle ont été associées plusieurs fois les argiles superficielles à Mexico). Pour ces valeurs de ν donc, \bar{P} s'éloigne dans le plan complexe et son amplitude diminue rapidement: sa contribution devient insignifiante.

Malgré cela, Gilbert (1967) avance l'idée que, en fonction de ν , pour des matériaux de très faible résistance, le pôle \bar{P} devient prépondérant en même temps que le pôle \bar{S} devient insignifiant. Son raisonnement est le suivant. Considérons une onde de cisaillement superficielle dans un milieu de densité ρ et rigidité μ . Elle s'étend en profondeur, typiquement, jusqu'à $k^{-1} \propto \lambda$. La déformation que subit le matériau est approximativement kA , où A est l'amplitude de l'onde. La contrainte liée à cette déformation est $\tau = \mu\gamma \approx \mu kA$. L'énergie par unité de surface liée à cette déformation est le travail de la force divisé par unité de surface, qui est égale à la contrainte multipliée par le déplacement et donc proportionnelle à μkA^2 . De son côté, la force potentielle par unité de surface liée à la pesanteur est ρgA , où $g =$ accélération de la pesanteur. L'énergie liée à cette force conservative est donnée par $F = -\frac{\partial E}{\partial z}$ et, en intégrant, $E \propto \rho gA^2$. Quand $\rho g = \mu k$, les deux énergies sont égales. Soit $\epsilon = \frac{\rho g}{\mu k} = \frac{g}{\beta^2 k}$. Si $\epsilon \gg 1$ l'onde sera essentiellement une onde de gravité. Si $\epsilon \ll 1$ l'onde sera essentiellement une onde de cisaillement. La Figure 5.9 montre la variation du paramètre ϵ en fonction de k pour différentes valeurs de la vitesse des ondes S . On observe

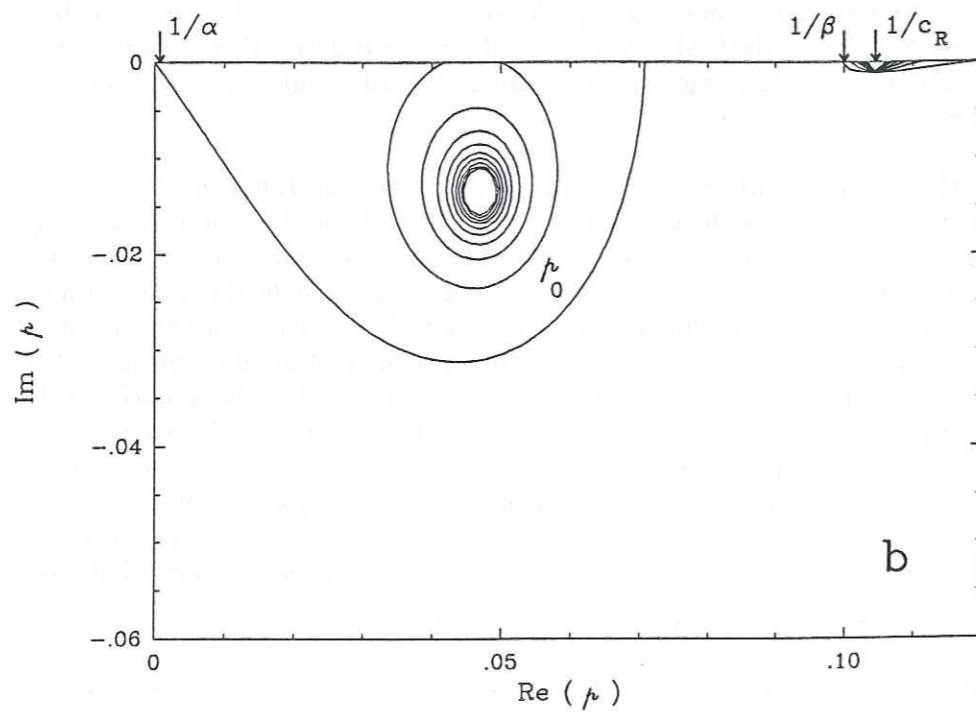
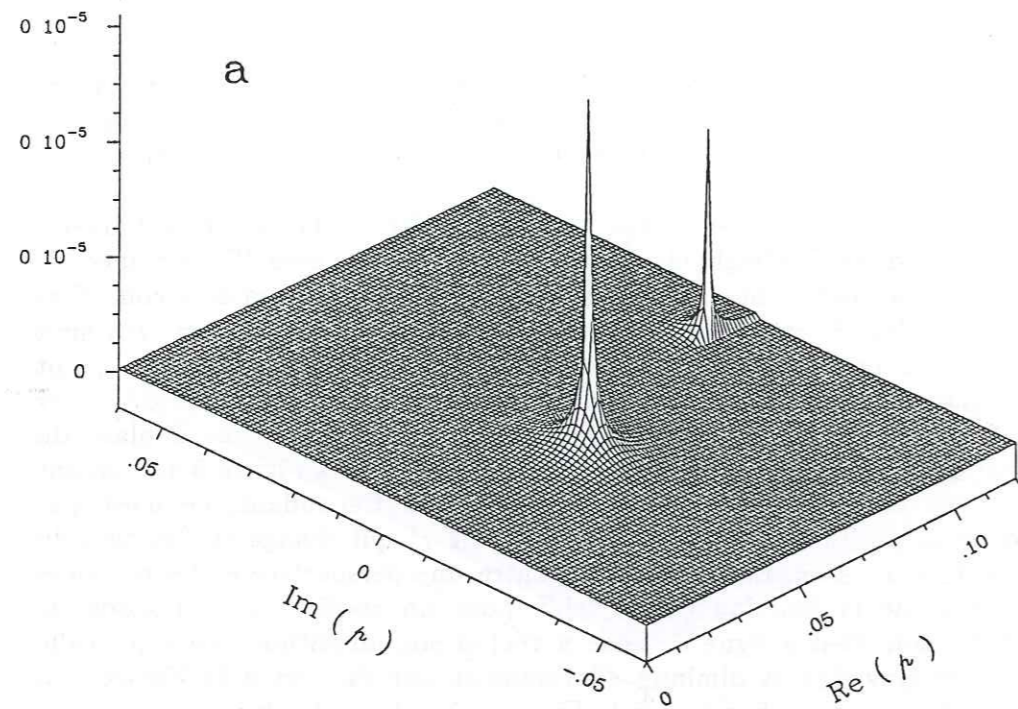


Figure 5.7. (a) Vue en perspective de l'inverse de la fonction de Rayleigh dans le plan p complexe. Le coefficient de Poisson est de 0,49998. L'amplitude des pôles a encore diminué par rapport à la figure précédente. (b) Contours de la surface de Riemann non physique. Le pôle \bar{P} s'est déplacé en s'éloignant de l'axe réel.

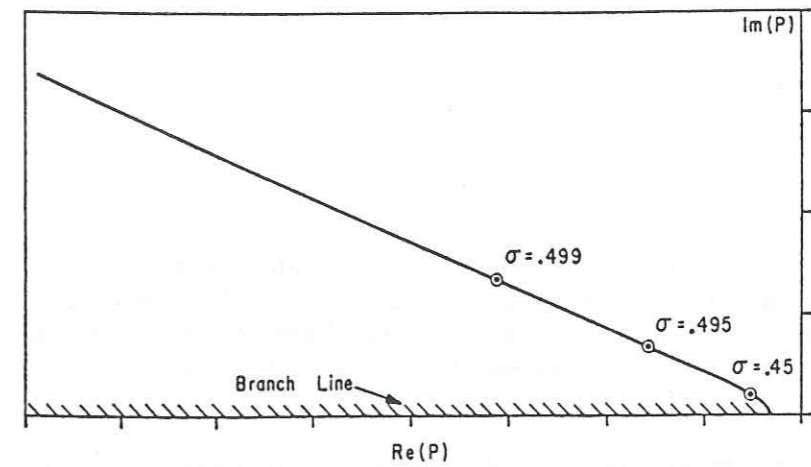


Figure 5.8. Migration du pôle \bar{P} en fonction du coefficient de Poisson pour des valeurs de ce dernier proches de 0.5. [D'après Gilbert et Laster, 1962b].

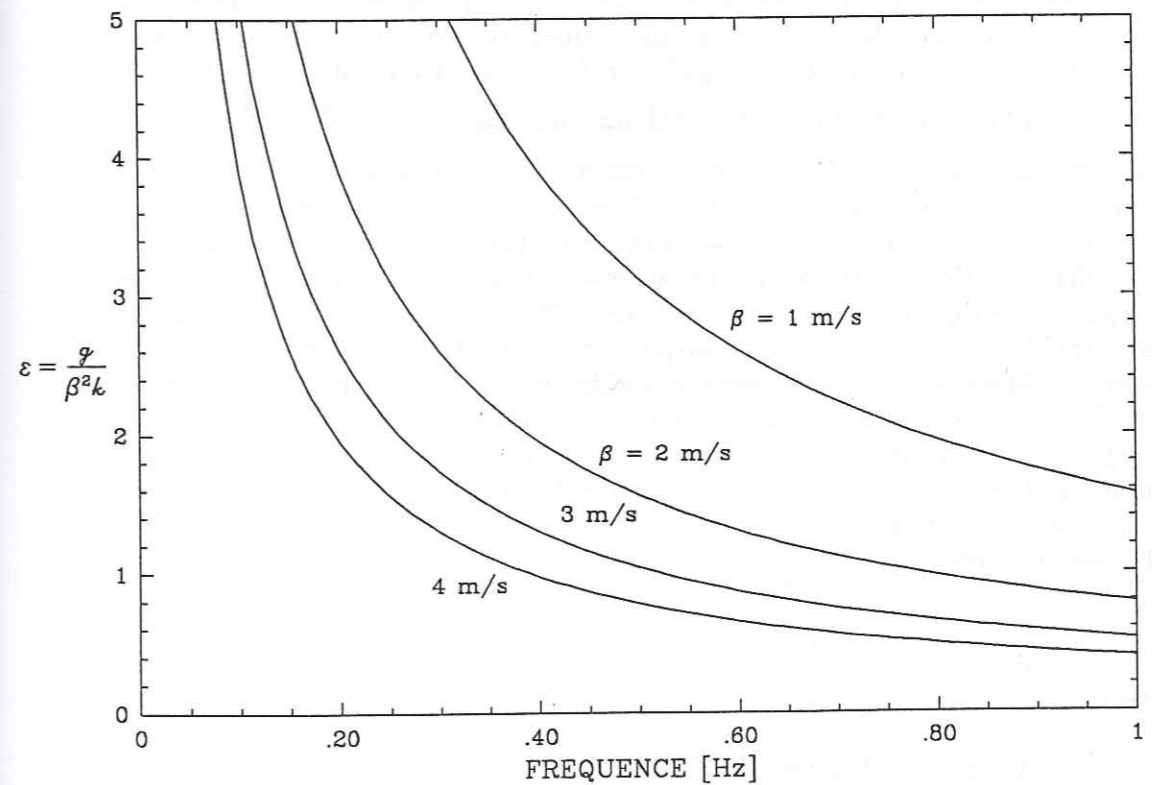


Figure 5.9. Variation du coefficient ϵ défini par Gilbert (1967), en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la vitesse d'ondes S .

qu'il est nécessaire d'avoir des valeurs très faibles de β pour que ϵ devienne supérieur à 1. L'évolution des pôles \overline{P} et \overline{S} en fonction de ϵ est tout aussi remarquable.

Pour $\epsilon = 0$, \overline{S} est situé sur l'axe p positif et défini dans la surface de Riemann physique. Lorsque ϵ augmente entre 0 et 1, \overline{S} se déplace sur l'axe $\text{Re}(p)$ positif, s'approchant du point de branchement en $1/\beta$. Pour $\epsilon = 1$, \overline{S} passe à travers le point de branchement, et si ϵ prend des valeurs plus grands que 1, \overline{S} se déplace, toujours sur l'axe $\text{Re}(p)$ positif, tendant vers ∞ pour $\epsilon \rightarrow \infty$. Cette fois cependant, il n'est défini que sur la surface de Riemann non-physique.

Le pôle \overline{P} se trouve sur la surface non-physique pour $\epsilon = 0$. Lorsque ϵ augmente, le pôle s'approche de façon monotone de l'axe réel, tandis que sa partie réelle tend vers $1/\epsilon$. Gilbert (1967) montre alors que, quand $k \rightarrow 0$ on aura pour \overline{P} que $p \rightarrow (k/g)^{1/2}$, qui est la vitesse horizontale d'une onde de gravité dans un demi-espace d'eau. Qui plus est, le mouvement de particule associé à l'onde de Rayleigh (\overline{S}) est elliptique rétrograde, et celui des ondes correspondant au pôle \overline{P} est elliptique prograde avec un axe vertical penché dans la direction de mouvement. Il est donc tentant d'établir la relation entre le pôle \overline{P} et les ondes de gravité, tentation à laquelle Gilbert a succombé. Il présente des courbes de dispersion pour une couche d'épaisseur h sur un demi-espace rigide et une surface libre, pour différentes valeurs du paramètre $G = \frac{gh}{\beta^2}$, où $g =$ accélération de la gravité et $\beta =$ vitesse de propagation des ondes S , sans et avec considération de la gravité et il en conclut que l'effet de la gravité se traduit par: une modification des courbes de dispersion par l'introduction de régions additionnelles de petite vitesse de groupe et vitesse de phase négative (sic); pour des valeurs de $\epsilon > 1$, les courbes de dispersion s'approchent de la courbe de dispersion d'une onde de gravité dans une couche fluide sur un demi-espace rigide; la vitesse de phase de tous les modes de ce système stratifié augmente dans le voisinage de la courbe de dispersion pour une couche fluide sur un demi-espace rigide. Il s'attend donc à observer des trains d'onde très lents avec des longueurs d'onde plus courtes que ceux qu'on attendrait, et à l'apparition d'un groupe similaire à l'onde de gravité classique dans un fluide.

5.2.2 Coefficients de réflexion sur une surface libre avec et sans gravité

Voilà pour l'article de Gilbert. Qu'en est-il vraiment? Dans le but d'explorer cette idée, nous avons dans un premier temps regardé en détail les coefficients de réflexion à la surface libre dans le cas vectoriel. En effet, supposons que la gravité soit significative pour un milieu avec un ν très

élevé. A l'intérieur du milieu, les variations de la force de volume associée à la gravité sont faibles, tel que l'a montré Bâth (Bâth et Berkhout, 1984). Si on peut espérer que cette force soit importante ce serait sur la surface libre, car au moment où cette surface se déforme, il y apparaîtra une distribution de forces en surface avec une longueur d'onde de l'ordre de la longueur des ondes se propageant à l'intérieur du demi-espace. Ces forces seront proportionnelles au déplacement vertical de la surface, une partie de l'excitation dépend donc de l'entrée. C'est le problème de la non-linéarité qu'on rencontre dans les ondes de gravité, qui rend très difficile l'obtention de solutions exactes. Une voie très classique pour trouver des solutions à ce problème, et celle qu'on suivra dans tout ce chapitre consiste à linéariser le problème, en espérant que la solution au problème linéarisé comportera les éléments principaux de la solution au problème non-linéaire. Dans notre cas, nous allons faire trois simplifications successives, en suivant Lliboutry (1987). Considérons la surface libre, qui se trouve au repos en $z = 0$. A l'arrivée des ondes elle subira une déformation et prendra la forme $z = \zeta(x)$, comme montré sur la Figure 5.10. Il nous faut faire l'hypothèse que le déplacement vertical $w(x, z=0)$ est petit. Premièrement, nous supposons que la composante horizontale de la contrainte $t_x^{(\pi)}$ sur $z = 0$ est très petite, car la normale à la surface irrégulière \overline{n} est très proche de la verticale ($t_x^{(\pi)} \approx \sigma_{zz}$). Deuxièmement, on remplace $\sigma_{zz}(\zeta)$ par une expansion en séries autour de $z = 0$, limitée au premier ordre

$$\sigma_{zz}(\zeta) \approx \sigma_{zz}(0) + \left. \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right|_{z=0} \cdot \zeta \quad (6)$$

Finalement, on substitue la dérivée partielle par sa valeur dans l'état non perturbé, $-\rho g$, où $\rho =$ densité du milieu. Ces trois simplifications successives nous permettent de remplacer la condition de surface libre du problème non-linéaire, $\overline{t}^{(\overline{n})} = 0$ en $z = \zeta(x)$ par la condition $\sigma_{zz}(0) = \rho g \zeta$, linéaire en ζ . Nous allons maintenant nous servir de cette condition de surface pour calculer les coefficients de réflexion $\dot{S}\dot{S}$, $\dot{S}\dot{P}$, $\dot{P}\dot{S}$ et $\dot{P}\dot{P}$ (notation d'Aki et Richards, 1980). La comparaison entre eux et les coefficients calculés avec une condition de surface "normale" nous permettrait idéalement de déterminer l'effet de la gravité dans le couplage en surface des ondes P et SV .

Considérons l'incidence d'ondes P avec un angle i et l'incidence d'ondes S avec un angle j dans un demi-espace homogène et isotrope. La loi de Snell (Descartes pour la France) veut que, pour conserver la vitesse horizontale constante pour toutes les ondes sur la surface libre

$$\frac{\sin i}{\alpha} = \frac{\sin j}{\beta} = p$$

où p est appelé paramètre du rai. Les coefficients de réflexion pour le cas où on a une surface libre en $z = 0$ (c'est à dire, en absence de gravité) sont, pour les potentiels (Aki et Richards, 1980),

$$\dot{P}\dot{P} = \frac{4k_x^2 \nu \gamma - \left[\left(\frac{\omega}{\beta} \right)^2 - 2k_x^2 \right]^2}{4k_x^2 \nu \gamma + \left[\left(\frac{\omega}{\beta} \right)^2 - 2k_x^2 \right]^2}$$

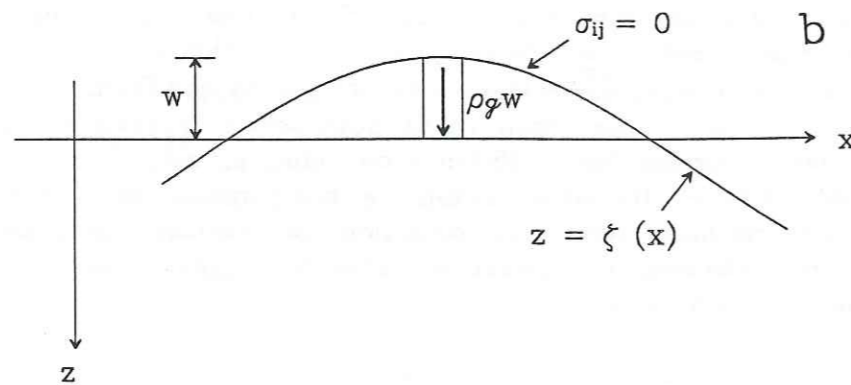
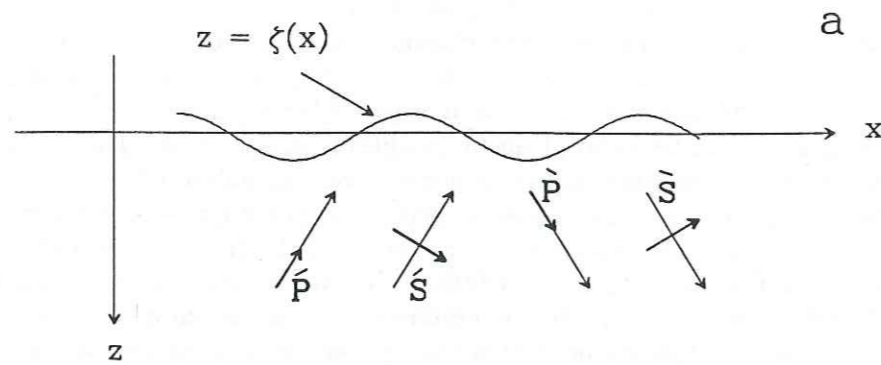


Figure 5.10. (a) Ondes incidentes et réfléchies à la frontière libre. Celle-ci prend la forme $z = \zeta(x)$. (b) Linéarisation de la condition de frontière. On impose des conditions sur $z = 0$ au lieu de $z = \zeta(x)$.

$$\dot{P}\dot{S} = \frac{4k_x\nu \left[\left(\frac{\omega}{\beta} \right)^2 - 2k_x^2 \right]}{4k_x^2\nu\gamma + \left[\left(\frac{\omega}{\beta} \right)^2 - 2k_x^2 \right]^2}$$

$$\dot{S}\dot{P} = \frac{4k_x\gamma \left[\left(\frac{\omega}{\beta} \right)^2 - 2k_x^2 \right]}{4k_x^2\nu\gamma + \left[\left(\frac{\omega}{\beta} \right)^2 - 2k_x^2 \right]^2}$$

$$\dot{S}\dot{S} = -\dot{P}\dot{P}$$

où $\nu^2 = \left[\frac{\omega}{\alpha} \right]^2 - k_x^2$ et $\gamma^2 = \left[\frac{\omega}{\beta} \right]^2 - k_x^2$ sont les nombres d'onde verticaux P et S , et $k_x = \omega p$.

Pour le cas avec gravité nous allons calculer ces coefficients. Soit une onde P incidente donnée par son potentiel ϕ^{inc} se propageant avec le système de référence donné sur la Figure 5.10. A la surface se généreront deux ondes réfléchies: une P donnée par ϕ^{refl} et une S donnée par ψ^{refl} . Pour des ondes stationnaires, les expressions correspondantes sont

$$\phi^{inc} = A \exp[i\omega \left(\frac{\sin i}{\alpha} x - \frac{\cos i}{\alpha} z - t \right)]$$

$$\phi^{refl} = B \exp[i\omega \left(\frac{\sin i}{\alpha} x + \frac{\cos i}{\alpha} z - t \right)]$$

$$\psi^{refl} = C \exp[i\omega \left(\frac{\sin j}{\beta} x + \frac{\cos j}{\beta} z - t \right)]$$

où A , B et C sont les amplitudes. Pour trouver les relations entre A , B et C (soit les coefficients de réflexion) on impose les conditions

$$\sigma_{zx} = 2\mu e_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{z=0} = 0$$

et

$$\sigma_{zz} = \rho g w \Big|_{z=0} = \rho g \left[\frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right]_{z=0}$$

où $u = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z}$ est le déplacement horizontal et $w = \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x}$ le déplacement vertical. Ces deux équations nous permettent d'exprimer B et C en fonction de A , les coefficients de réflexion. La solution est

$$\dot{P}\dot{P} = \frac{-4\beta^4 p^2 \frac{\cos i \cos j}{\alpha \beta} + (1-2\beta^2 p^2)^2 - \frac{ig \cos i}{\alpha \omega}}{-4\beta^4 p^2 \frac{\cos i \cos j}{\alpha \beta} - (1-2\beta^2 p^2)^2 - \frac{ig \cos i}{\alpha \omega}}$$

$$\dot{P}\dot{S} = \frac{4\beta^2 p \frac{\cos i}{\alpha} (1-2\beta^2 p^2)}{-4\beta^4 p^2 \frac{\cos i \cos j}{\alpha\beta} - (1-2\beta^2 p^2)^2 - \frac{ig \cos i}{\alpha\omega}}$$

où $i = \sqrt{-1}$. Mais $\cos j$ et $\cos i$ n'existent pas pour $\sin j < \frac{\beta}{\alpha}$. On réécrit ces expressions en utilisant au lieu des termes cosinus, les nombre d'onde verticaux et on obtient

$$\dot{P}\dot{P} = \frac{4\beta^4 p^2 \gamma \nu - \omega^2 (1-2\beta^2 p^2)^2 + ig \nu}{4\beta^4 p^2 \gamma \nu + \omega^2 (1-2\beta^2 p^2)^2 + ig \nu} = \frac{4k_x^2 \gamma \nu - \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - 2k_x^2 \right)^2 + ig \nu \frac{\omega^2}{\beta^4}}{4k_x^2 \gamma \nu + \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - 2k_x^2 \right)^2 + ig \nu \frac{\omega^2}{\beta^4}}$$

$$\dot{P}\dot{S} = \frac{-4\beta^2 k_x \nu (1-2\beta^2 p^2)}{4\beta^4 p^2 \gamma \nu + \omega^2 (1-2\beta^2 p^2)^2 + ig \nu} = \frac{4k_x \nu \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - 2k_x^2 \right)}{4k_x^2 \gamma \nu + \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - 2k_x^2 \right)^2 + ig \nu \frac{\omega^2}{\beta^4}}$$

La solution pour le cas de l'incidence des ondes S est très similaire. Dans ce cas on aura les ondes

$$\begin{aligned} \phi^{\text{refl}} &= B \exp \left[i\omega \left(\frac{\sin i}{\alpha} x + \frac{\cos i}{\alpha} z - t \right) \right] \\ \psi^{\text{inc}} &= C \exp \left[i\omega \left(\frac{\sin j}{\beta} x - \frac{\cos j}{\beta} z - t \right) \right] \\ \psi^{\text{refl}} &= D \exp \left[i\omega \left(\frac{\sin j}{\beta} x + \frac{\cos j}{\beta} z - t \right) \right] \end{aligned}$$

La solution au système donnée par les conditions de frontière est

$$\dot{S}\dot{P} = \frac{4\beta^2 k_x \gamma (1-2\beta^2 p^2)}{4\beta^4 p^2 \gamma \nu + \omega^2 (1-2\beta^2 p^2)^2 + ig \nu} = \frac{4k_x \gamma \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - 2k_x^2 \right)}{4k_x^2 \gamma \nu + \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - 2k_x^2 \right)^2 + ig \nu \frac{\omega^2}{\beta^4}}$$

$$\dot{S}\dot{S} = \frac{-4\beta^4 p^2 \nu \gamma + (1-2\beta^2 p^2)^2 - ig \nu}{4\beta^4 p^2 \gamma \nu + \omega^2 (1-2\beta^2 p^2)^2 + ig \nu} = \frac{-4k_x^2 \gamma \nu + \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - 2k_x^2 \right)^2 - ig \nu \frac{\omega^2}{\beta^4}}{4k_x^2 \gamma \nu + \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - 2k_x^2 \right)^2 + ig \nu \frac{\omega^2}{\beta^4}}$$

Dans les deux cas (incidence d'ondes P ou incidence d'ondes S), on

peut observer que la différence introduite par notre condition de frontière modifiée est un terme $ig \nu \frac{\omega^2}{\beta^4}$ qui apparaît au dénominateur et aux numérateurs des coefficients $\dot{P}\dot{P}$ et $\dot{S}\dot{S}$ qui, cette fois, sont différents. L'effet sera dépendant de la fréquence (les coefficients classiques, eux ne dépendent pas de la fréquence, dans un milieu purement élastique bien entendu). Cette contribution sera imaginaire pour une incidence subcritique et réelle pour une incidence supercritique. Par la forme des expressions, nous pensons que cette contribution ne pourra être significative qu'à basses fréquences et pour des vitesses d'onde S très faibles.

Avant d'analyser le mouvement en surface avec ces nouveaux coefficients, nous allons regarder d'abord les modifications introduites dans la fonction de Rayleigh, donc dans le dénominateur des coefficients que nous venons de calculer. La Figure 5.11 montre la vue en perspective et les contours que nous obtenons pour l'inverse de la fonction de Rayleigh, cette fois en ajoutant le terme de gravité. Le coefficient de Poisson est le même que sur la Figure 5.7 (0,499978), et la fréquence est de 0,1 Hz. L'effet de la gravité se traduit donc par une augmentation importante de l'amplitude de \bar{P} et, dans le même temps, son déplacement dans la surface de Riemann non-physique s'éloignant de l'axe p réel. Le pôle de Rayleigh disparaît dans le domaine de $\text{Re}(p)$ montré, car il s'est déplacé plus loin sur l'axe réel de p . Dans le but d'évaluer la variation de la contribution des pôles le long de l'axe réel de p , nous avons pris une valeur de $\text{Im}(p)$ fixe très faible, positive. Nous avons calculé, pour cette valeur de $\text{Im}(p)$ la variation de l'inverse de la fonction de Rayleigh le long de l'axe $\text{Re}(p)$ et tracé cette variation en perspective en utilisant comme deuxième axe horizontal la fréquence. Les résultats pour un coefficient de Poisson de 0,4986 sont montrés sur la Figure 5.12. A basse fréquence le pôle de Rayleigh, \bar{S} , part vers des vitesses très basses, mais sa contribution est toujours d'une amplitude prépondérante relativement à celle du pôle \bar{P} qui montre peu de variation en fonction de la fréquence. La Figure 5.13 montre les résultats pour un coefficient de Poisson de 0,49998. Sur cette figure, le pôle \bar{P} a complètement disparu, et l'on n'observe que la variation du pôle de Rayleigh qui, pour des fréquences basses se déplace chaque fois plus loin sur l'axe p . Deux résultats apparaissent clairement: (1) la signification de \bar{P} dépend plus fortement du coefficient de Poisson que de la fréquence, sa contribution pour des coefficients de Poisson très hauts est négligeable; (2) le pôle de Rayleigh, \bar{S} , est lui aussi fortement affecté par des coefficients de Poisson très hauts et sa position devient fonction de la fréquence de façon très importante, cependant, son amplitude décroît elle aussi très fortement (un facteur 10^3 entre les Figures 5.12 et 5.13).

Nous allons maintenant comparer les résultats obtenus par la formulation avec gravité et ceux de la formulation classique. Cette comparaison sera présentée à deux niveaux. Premièrement nous allons regarder les valeurs des coefficients de réflexion à la surface libre en fonction

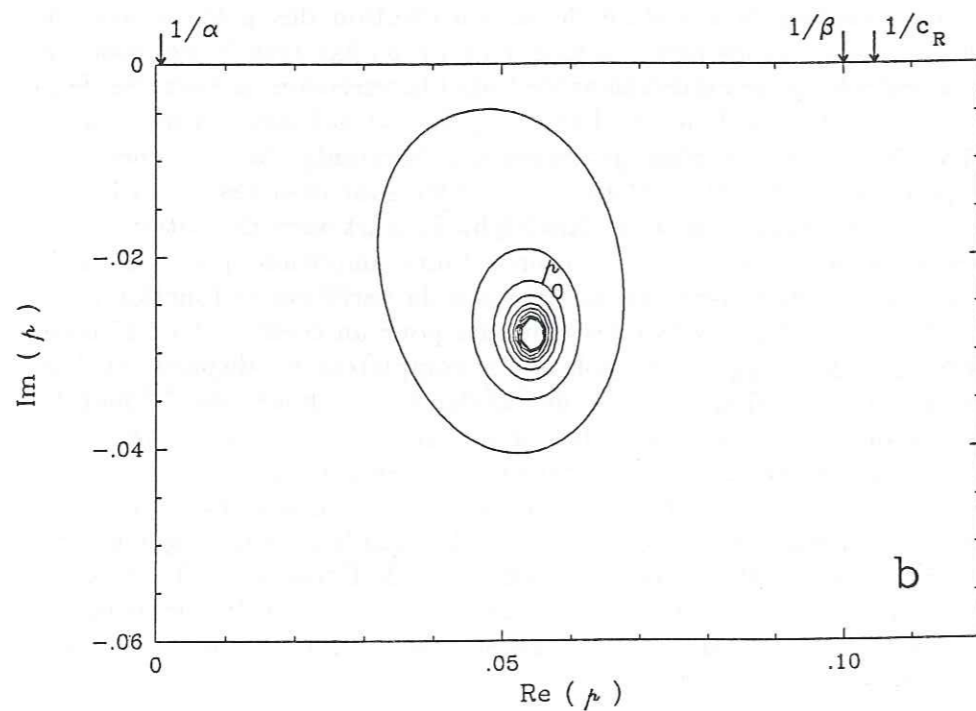
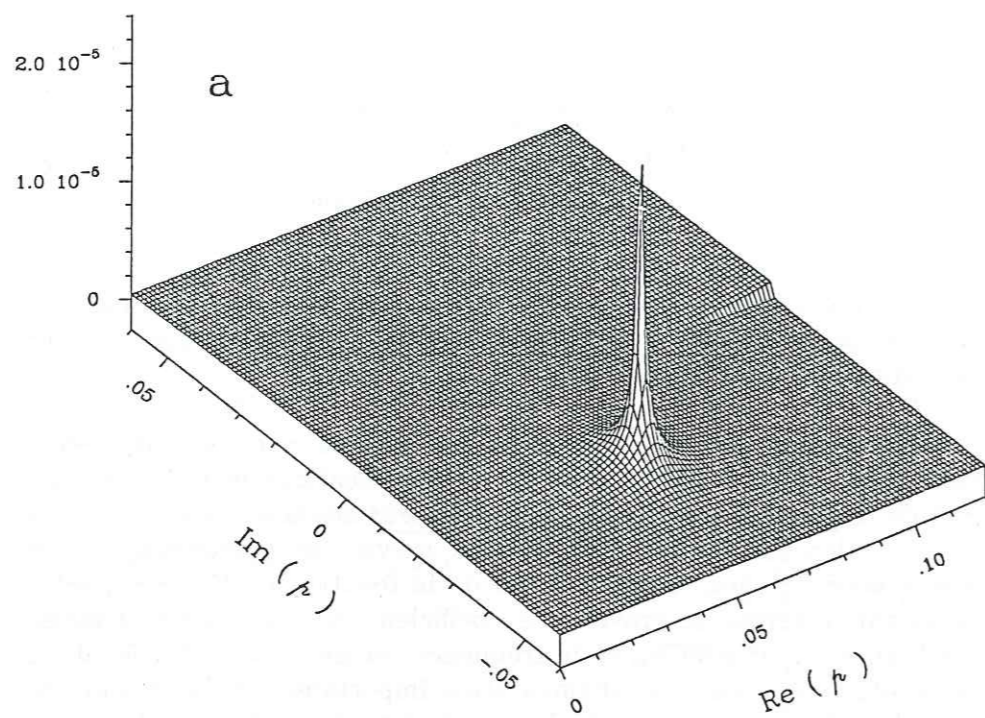


Figure 5.11. (a) Vue en perspective du réciproque de la fonction de Rayleigh obtenue pour les conditions de frontière modifiées dans le plan p complexe. Le coefficient de Poisson est de 0,49998. L'échelle verticale est la même que sur la Figure 5.5. L'amplitude du pôle \bar{P} est plus importante que sans gravité mais il s'est déplacé s'éloignant de l'axe p réel. Le pôle de Rayleigh a disparu. La fréquence est fixée à 0,1 Hz. (b) Contours de la surface de Riemann non physique. Introduire la gravité dans les équations occasionne aussi le déplacement de \bar{P} dans le plan p complexe.

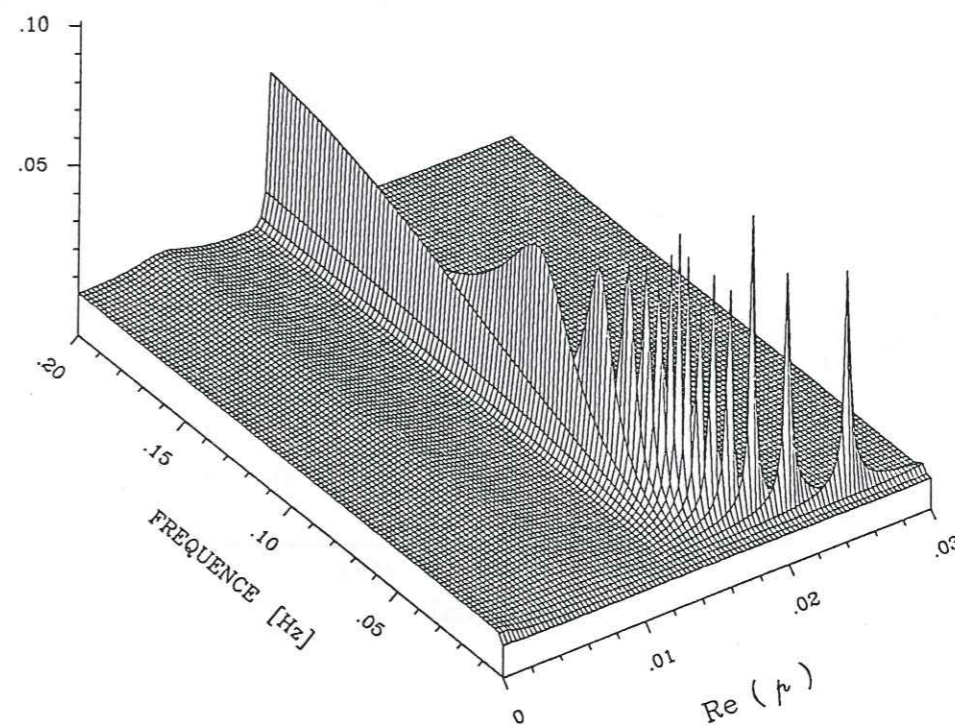


Figure 5.12. Vue en perspective des valeurs du réciproque de la fonction de Rayleigh modifiée par l'introduction de la gravité le long de l'axe p réel en fonction de la fréquence. Le coefficient de Poisson est de 0,4986. A basse fréquence le pôle de Rayleigh se déplace vers des lenteurs très élevées. La contribution de \bar{P} ne semble dépendre fortement de la fréquence.

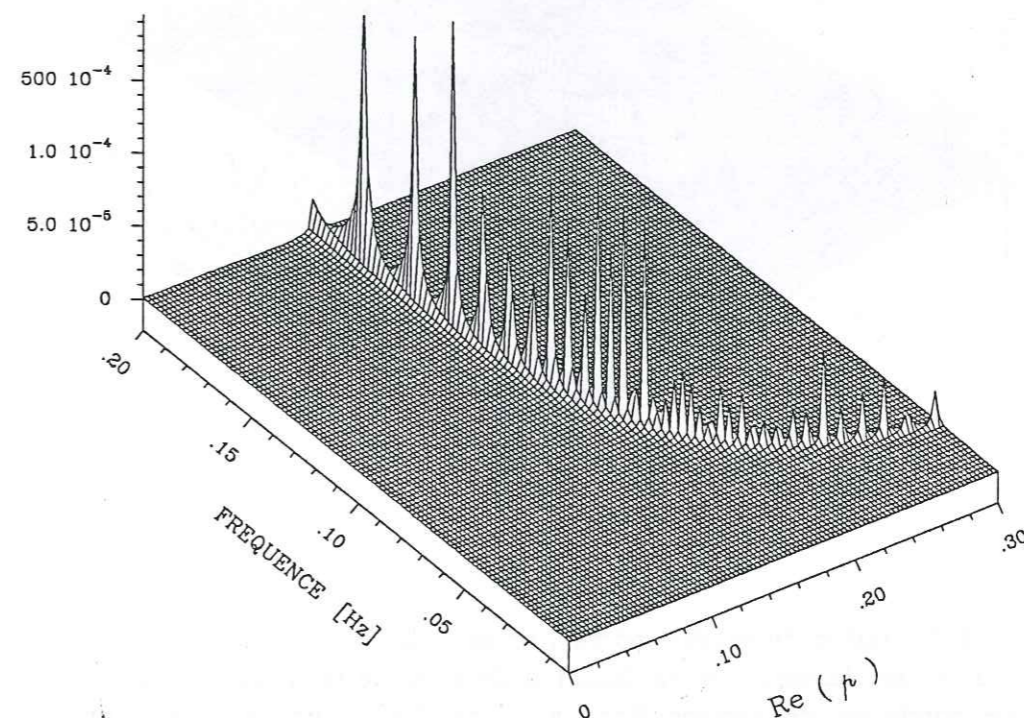


Figure 5.13. Vue en perspective des valeurs du réciproque de la fonction de Rayleigh modifiée par l'introduction de la gravité le long de l'axe p réel en fonction de la fréquence. Le coefficient de Poisson est de 0,49998. A basse fréquence le pôle de Rayleigh se déplace vers des lenteurs très élevées. Pour cette valeur de ν on n'observe aucune contribution de \bar{P} .

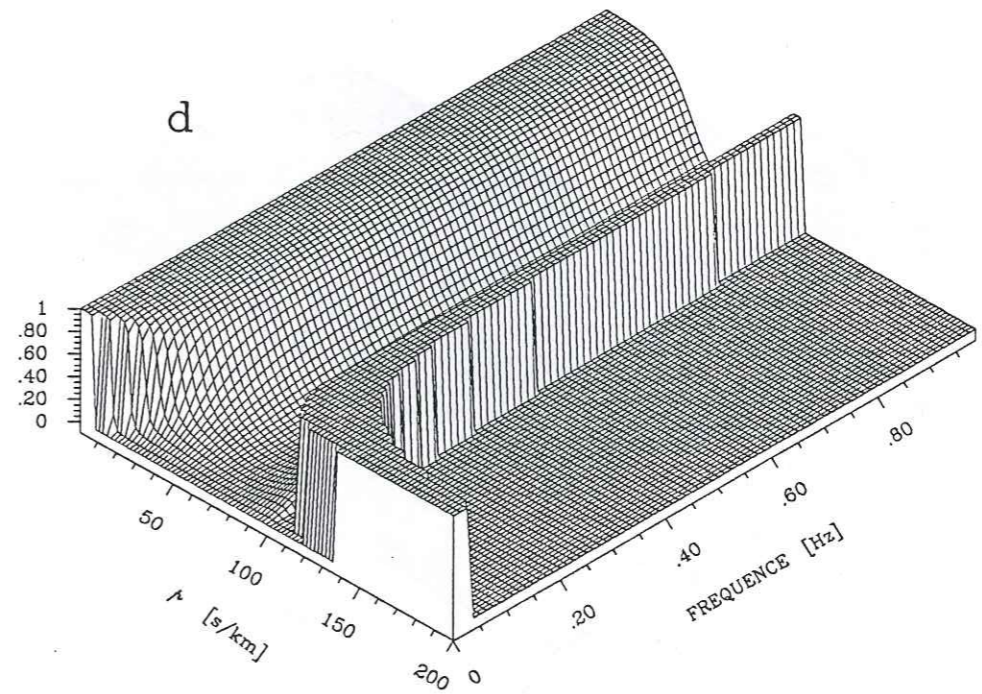
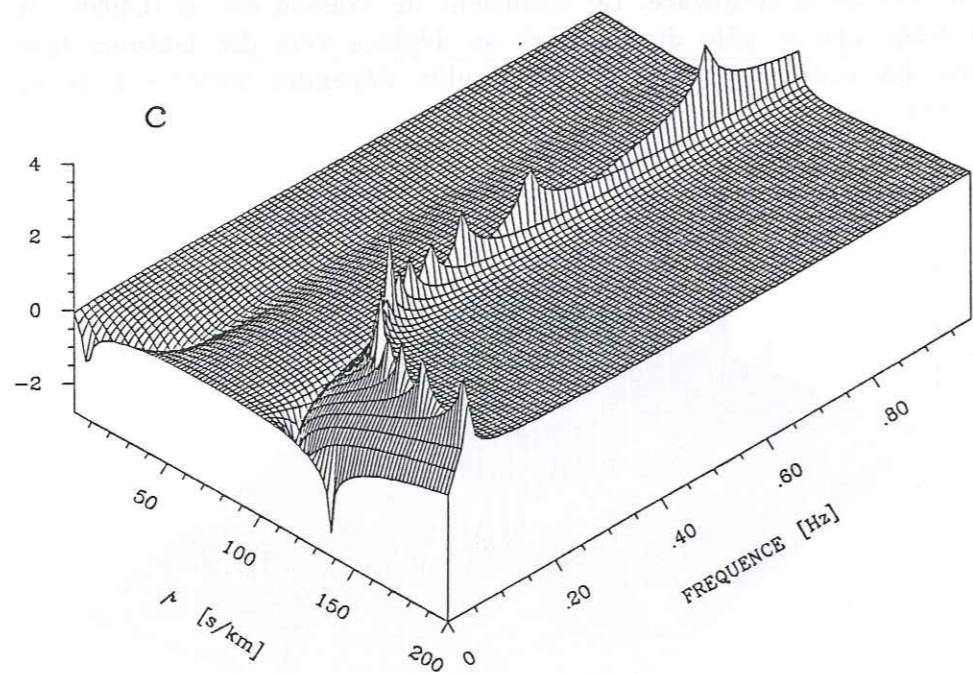
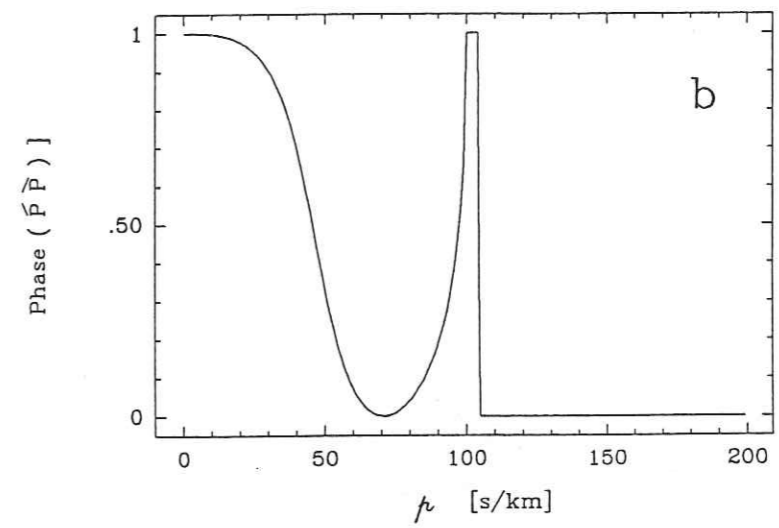
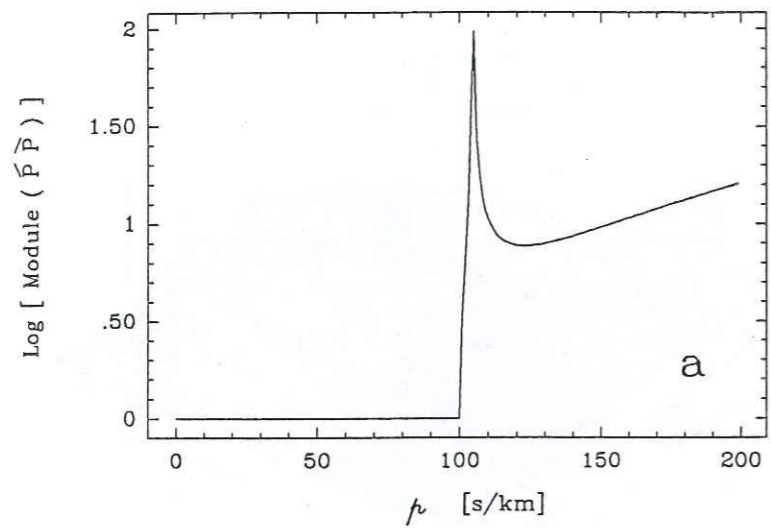


Figure 5.14. Variation du coefficient $\tilde{P}\tilde{P}$, en module et phase, en fonction de p (pour le cas classique) et en fonction de p et de la fréquence (pour le cas de condition de surface libre avec gravité) pour un demi-espace élastique. Les vitesses de propagation sont: $\alpha = 1500$ m/s, et $\beta = 10$ m/s, soit $\nu = 0,49998$. (a) Module, cas classique. (b) Phase, cas classique. (c) Module, cas avec gravité. (d) Phase, cas avec gravité.

Figure 5.14. [Cont.]

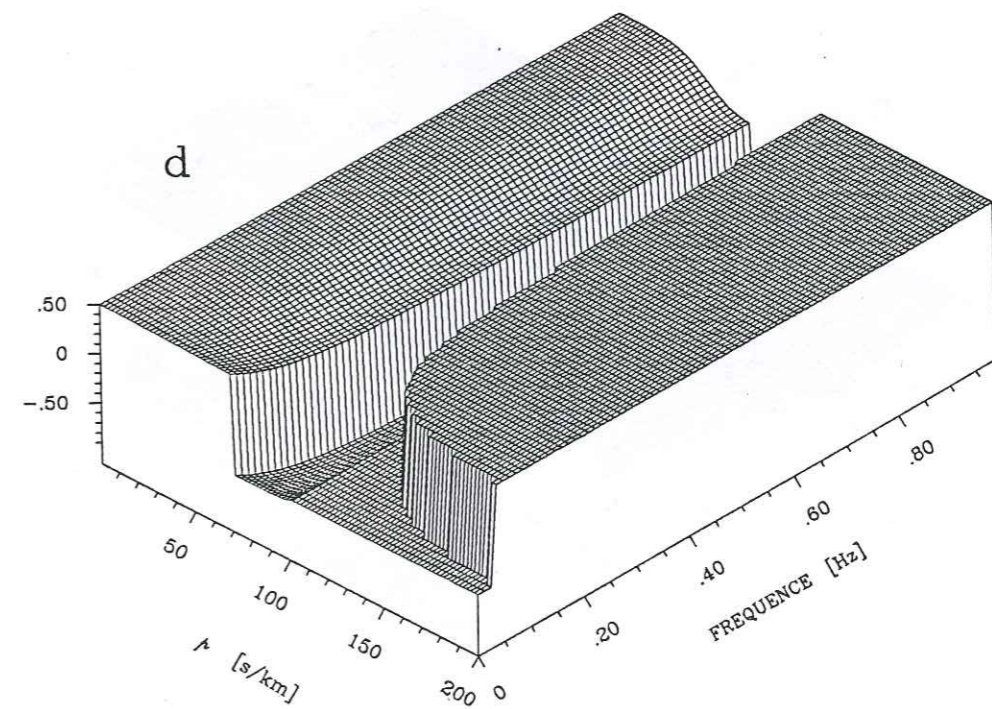
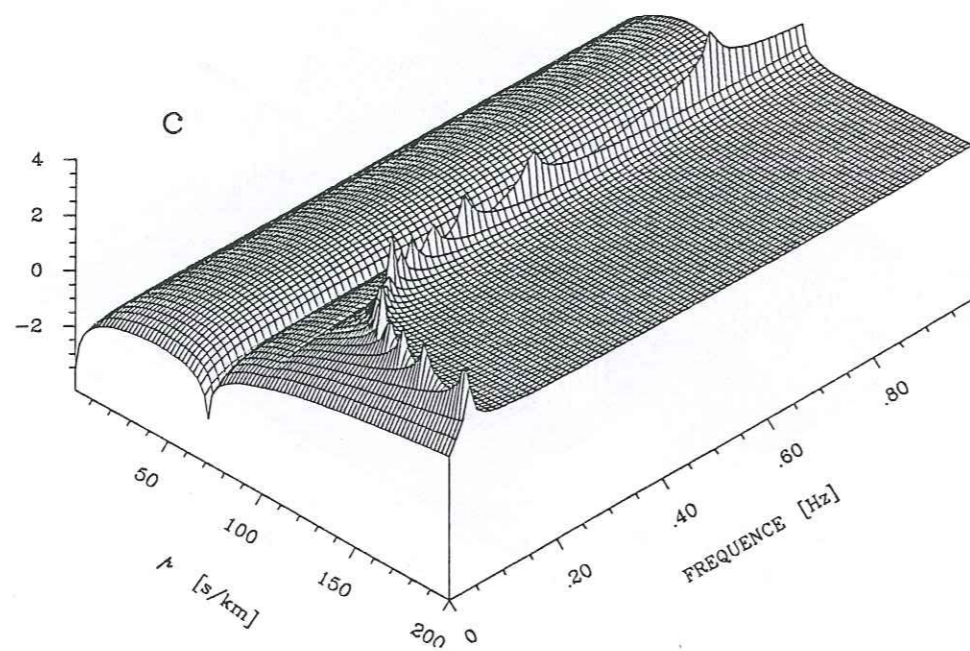
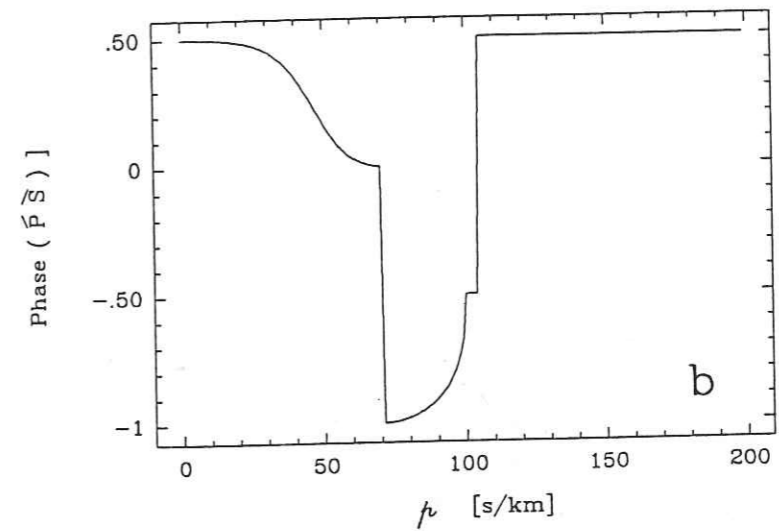
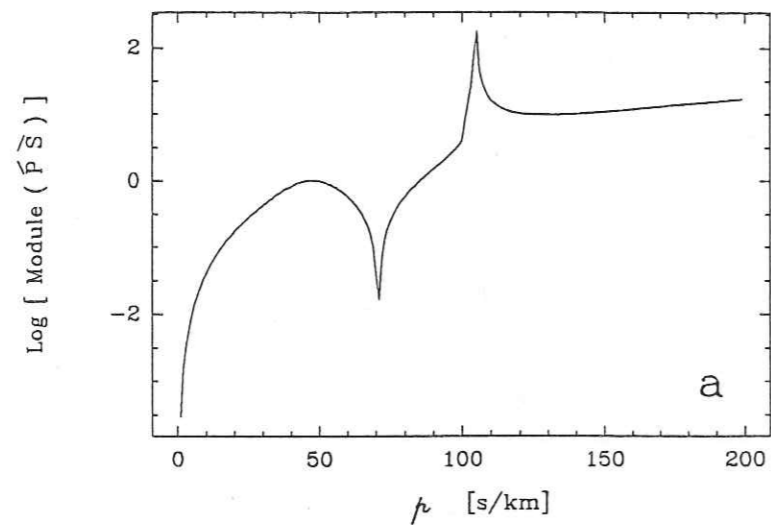


Figure 5.15. Variation du coefficient \hat{P}_S , en module et phase, en fonction de p (pour le cas classique) et en fonction de p et de la fréquence (pour le cas de condition de surface libre avec gravité) pour un demi-espace élastique. Les vitesses de propagation sont: $\alpha = 1500$ m/s, et $\beta = 10$ m/s, soit $\nu = 0,49998$. (a) Module, cas classique. (b) Phase, cas classique. (c) Module, cas avec gravité. (d) Phase, cas avec gravité.

Figure 5.15. [Cont.]

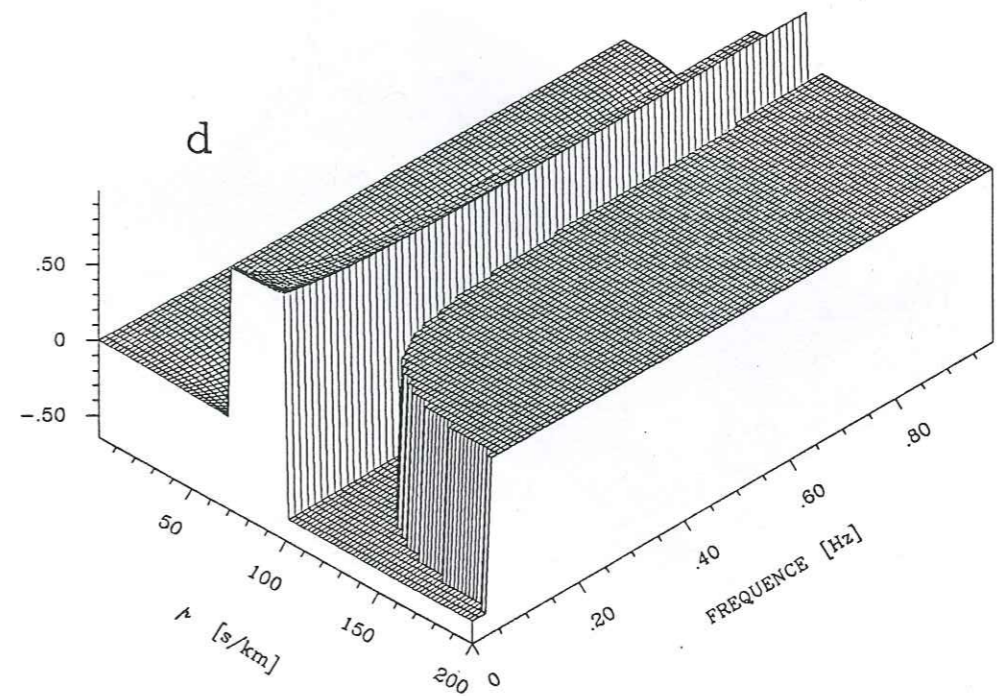
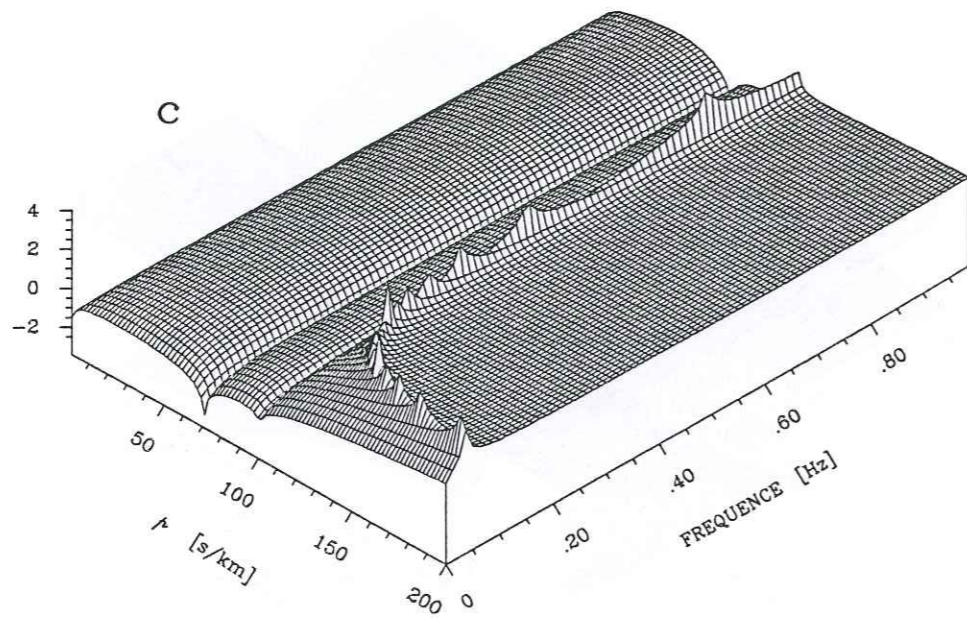
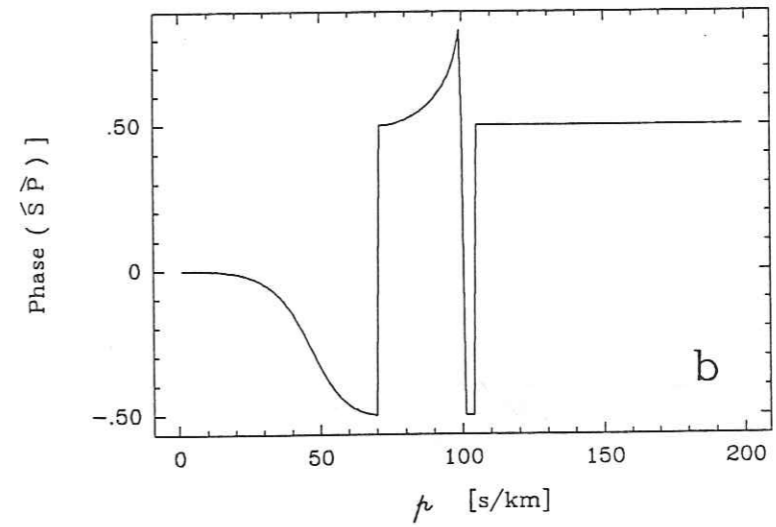
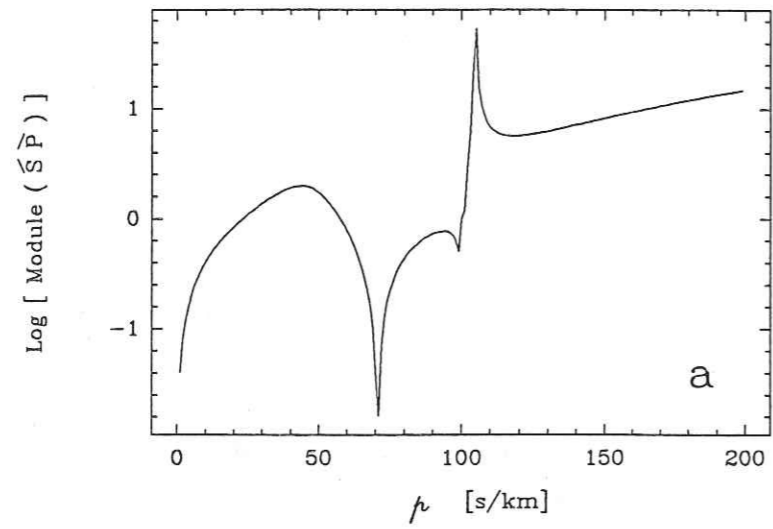


Figure 5.16. Variation du coefficient \hat{S}_P , en module et phase, en fonction de p (pour le cas classique) et en fonction de p et de la fréquence (pour le cas de condition de surface libre avec gravité) pour un demi-espace élastique. Les vitesses de propagation sont: $\alpha = 1500$ m/s, et $\beta = 10$ m/s, soit $\nu = 0,49998$. (a) Module, cas classique. (b) Phase, cas classique. (c) Module, cas avec gravité. (d) Phase, cas avec gravité.

Figure 5.16. [Cont.]

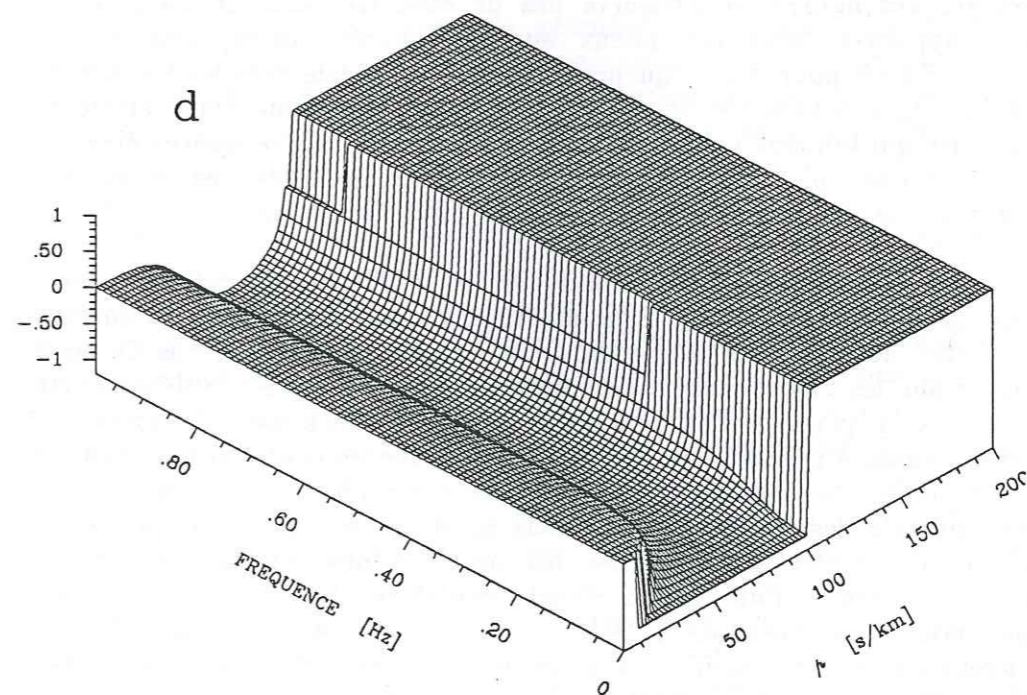
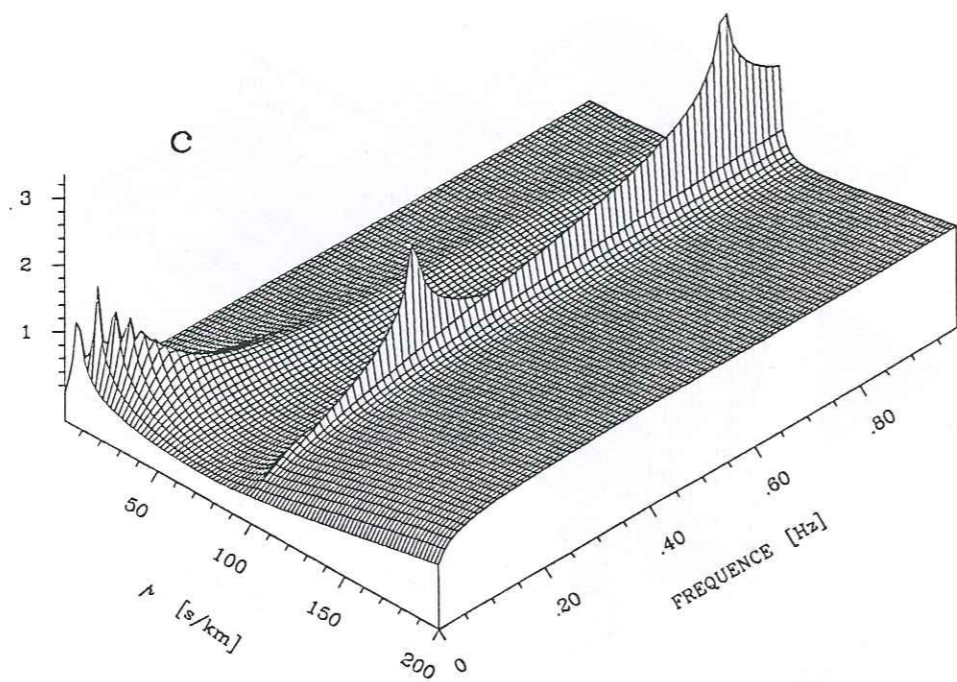
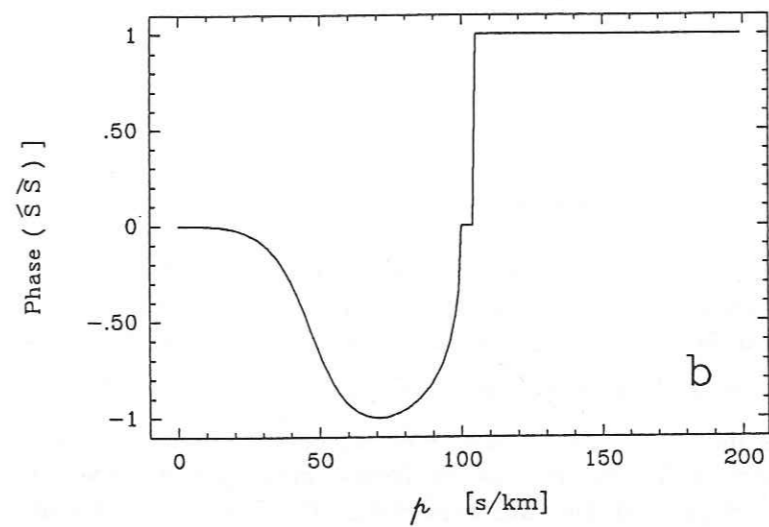
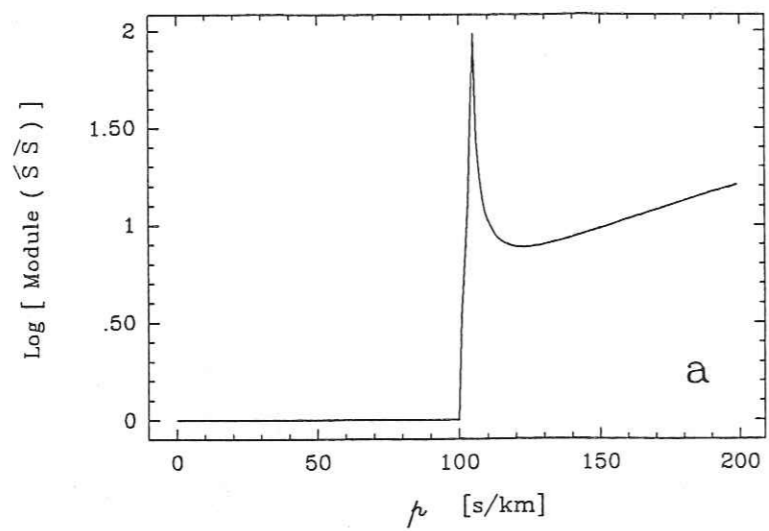


Figure 5.17. Variation du coefficient \hat{S}/\hat{S} , en module et phase, en fonction de p (pour le cas classique) et en fonction de p et de la fréquence (pour le cas de condition de surface libre avec gravité) pour un demi-espace élastique. Les vitesses de propagation sont: $\alpha = 1500$ m/s, et $\beta = 10$ m/s, soit $\nu = 0,49998$. (a) Module, cas classique. (b) Phase, cas classique. (c) Module, cas avec gravité. (d) Phase, cas avec gravité.

Figure 5.17. [Cont.]

du paramètre de rai et de la fréquence. En deuxième lieu nous allons regarder si et comment les effets observés en fréquence peuvent se traduire sur un signal temporel. Nous considérerons la "synthèse" des résultats en fonction de p en utilisant un modèle plus complexe: une structure irrégulière consistant en une couche d'épaisseur variable représentant l'argile, sur un demi-espace élastique. Les résultats consisteront en fonctions de transfert et sismogrammes synthétiques. Un paragraphe final nous permettra de résumer nos observations.

Nous commençons donc par les coefficients de réflexion sur la surface d'un demi-espace. Les Figures 5.14 à 5.17 montrent les surfaces dans le plan $p-f$ du module et phase des quatre coefficients de réflexion à la surface libre entre 0 et 1 Hz et $p = 0$ et $p = \frac{2}{\beta}$. La vitesse des ondes P est de 1,5 km/s et celle des S est de 10 m/s, soit un coefficient de Poisson de 0,49998. Nous montrons à chaque fois la forme classique du coefficient (indépendante de la fréquence). Des différences significatives apparaissent en introduisant la gravité dans les conditions de surface libre, spécialement à basse fréquence. Nous observons que la gravité affecte aussi bien le pôle de Rayleigh, \bar{S} que \bar{P} . Dans les figures correspondantes aux coefficients $\bar{P}\bar{P}$, $\bar{P}\bar{S}$ et $\bar{S}\bar{P}$ le décalage du pôle de Rayleigh vers p grande est très net. Par contre, sur ces figures on n'observe pas un effet très marqué du pôle \bar{P} . Celui-ci apparaît beaucoup mieux sur les figures correspondantes au coefficient $\bar{S}\bar{S}$ où pour des fréquences basses il se décale vers les valeurs de p petites. Dans toutes les figures, on constate l'évolution des coefficients avec gravité qui tendent vers le cas sans gravité pour des fréquences élevées. Nous observons que des différences significatives entre les deux cas apparaissent jusqu'à une fréquence de l'ordre de 0,3 à 0,4 Hz.

Les observations précédentes sur les coefficients de réflexion nous donnent quelques indications sur les modifications du mouvement en surface dues à l'effet de la gravité. Cependant, ils ne nous permettent pas de nous prononcer sur les effets dans le domaine temporel où les effets dépendront fortement de la quantité d'énergie qu'on aura à la fois à basse fréquence et dans des domaines précis de p . Il nous faut évaluer les contributions dans le temps de telles modifications, par exemple pour un pulse de Ricker de période centrale des fatidiques 2 s. Nous allons donc considérer un cas de modélisation complet pour étudier les modifications du mouvement en surface en présence d'un champ d'onde complexe. Au point où nous en sommes, nous nous attendons à des effets pas seulement dus au pôle \bar{P} , car nous avons montré que pour les valeurs de coefficients de Poisson extrêmes que nous utilisons, le pôle \bar{S} subit aussi des modifications significatives.

5.2.3 Simulation du mouvement en surface avec effets gravitaires

Le cas réaliste que nous considérons sera une simulation complète

du champ de déplacement à la surface d'une couche mince d'épaisseur irrégulière, représentant l'argile. La méthode que nous utilisons reste, bien entendu, celle d'Aki et Larner. Ceci a un désavantage. En effet, nous essayons de mettre en évidence les effets du pôle \bar{P} sur le déplacement. Or, ce pôle est toujours présent dans la solution d'Aki et Larner, car elle tient compte de toutes les contributions, même celles des "leaky modes". Il ne nous est donc possible de faire une comparaison entre les calculs avec et sans la contribution du pôle \bar{P} . Néanmoins, la modification que nous avons introduite dans la condition de frontière devrait exacerber les effets de la gravité. Si Gilbert (1967) a raison, ces effets résulteront de l'influence de \bar{P} . On peut aussi espérer des effets gravitaires dus aux modifications qu'on a signalées sur le pôle \bar{S} . Les différences que nous cherchons sont donc celles produites par cette exacerbation, en particulier la génération des ondes de surface ayant une longueur d'onde très courte, une vitesse de propagation lente (nous y reviendrons dans le paragraphe suivant) et une polarisation elliptique prograde. Parce que nous considérerons une saturation totale, la vitesse d'ondes P sera partout de 1500 m/s. Ceci nous oblige à ne considérer que des ondes SV incidentes, car il n'y aura pas de contraste pour une onde P incidente. Nous avons fait une série de tests en considérant plusieurs jeux de propriétés et géométries différentes, dont nous discutons un seul exemple, représentatif.

La Figure 5.18 montre la géométrie du modèle que nous avons choisi et le Tableau 5.1 les propriétés mécaniques des milieux. Une couche très mince de 2 m, fermée sur les bords, représente l'argile, ou au moins sa partie "liquéfiée". La Figure 5.19 montre les fonctions de transfert obtenues avec les coefficients de réflexion classiques. On observe bien évidemment la résonance de la couche irrégulière en surface ($f_0 = 0,25$ Hz) et les fortes amplitudes sur les bords pour le mouvement vertical qui signalent la génération d'ondes de surface, comme on pouvait s'y attendre. Nous ne montrerons pas les fonctions de transfert pour les coefficients modifiés. Elles sont très proches de celles de la Figure 5.19, à l'exception de l'amplitude qui est approximativement 5% plus grande. On n'observe donc pas de variation significative dans le domaine de la fréquence. Regardons maintenant ce qui se passe dans le domaine $f-k$, c'est-à-dire, la distribution d'énergie entre les diverses ondes se propageant dans la couche irrégulière. Pour cela, nous avons tracé des contours d'amplitude dans le plan $f-k$ des ondes descendantes dans la couche irrégulière. La Figure 5.20 montre ces contours pour les ondes P et S correspondant toujours au problème avec les coefficients classiques. Les amplitudes sont celles des déplacements (ω fois l'amplitude des potentiels). Seule une moitié est montrée, à cause de la symétrie. On peut distinguer la propagation de divers modes d'ondes dispersives, ondes de Rayleigh, ainsi que la concentration de l'énergie aux fréquences de résonance. Comparons maintenant les diagrammes de dispersion ainsi obtenus pour ce cas avec ceux correspondants aux conditions de frontière modifiées. La Figure 5.21 montre les mêmes contours pour le problème avec condition de frontière modifiée. Les différences entre les deux

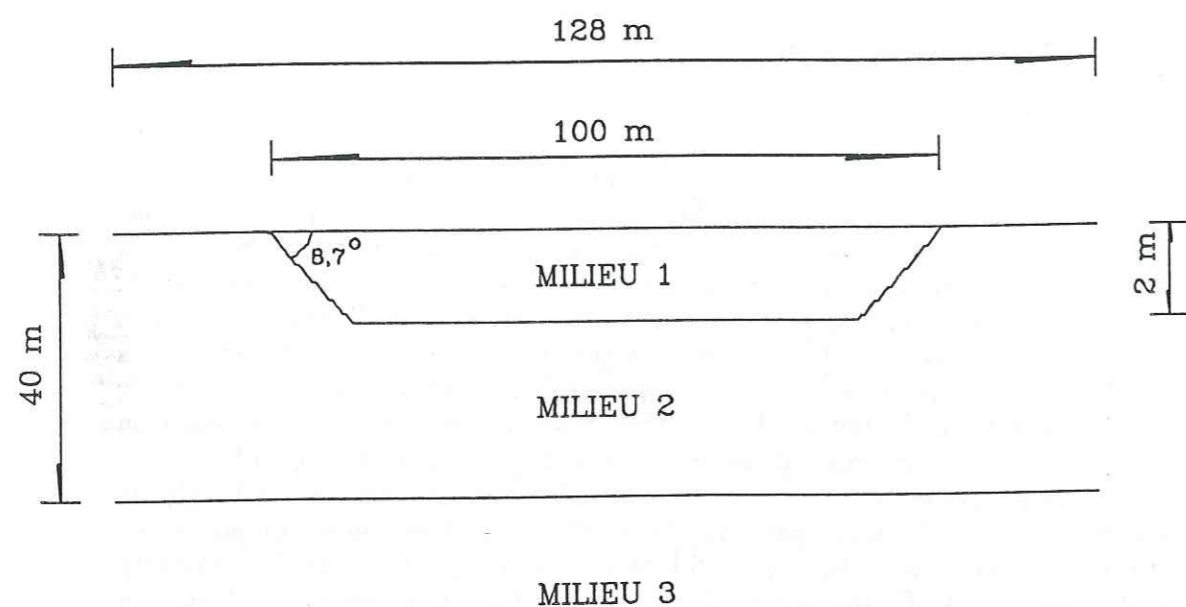


Figure 5.18. Géométrie du modèle présenté pour la simulation complète du champ de déplacement avec la méthode d'Aki-Larner.

Tableau 5.1. Propriétés mécaniques du modèle

MILIEU	α [m/s]	β [m/s]	ρ [gr·cm ⁻³]	ν	Q_P	Q_S	λ_S à 0,5 Hz [m]	f_0 [Hz]
1	1500.0	2.0	1.2	0.499999	50.0	10.0	4.0	0.25
2	1500.0	40.0	1.5	0.4996	50.0	25.0	80.0	0.25
3	1500.0	500.0	2.0	0.4375	100.0	50.0	1000.0	-

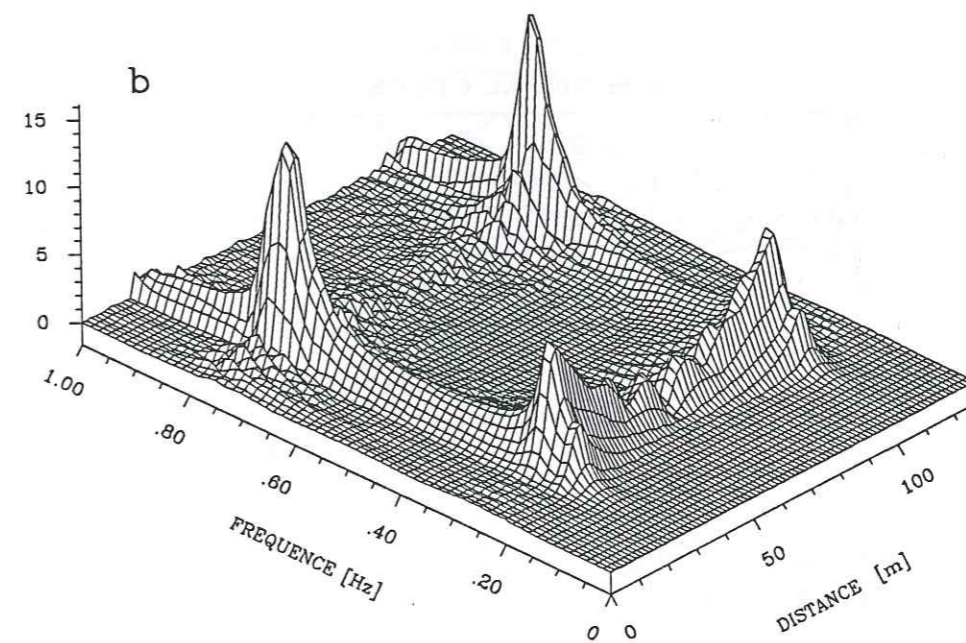
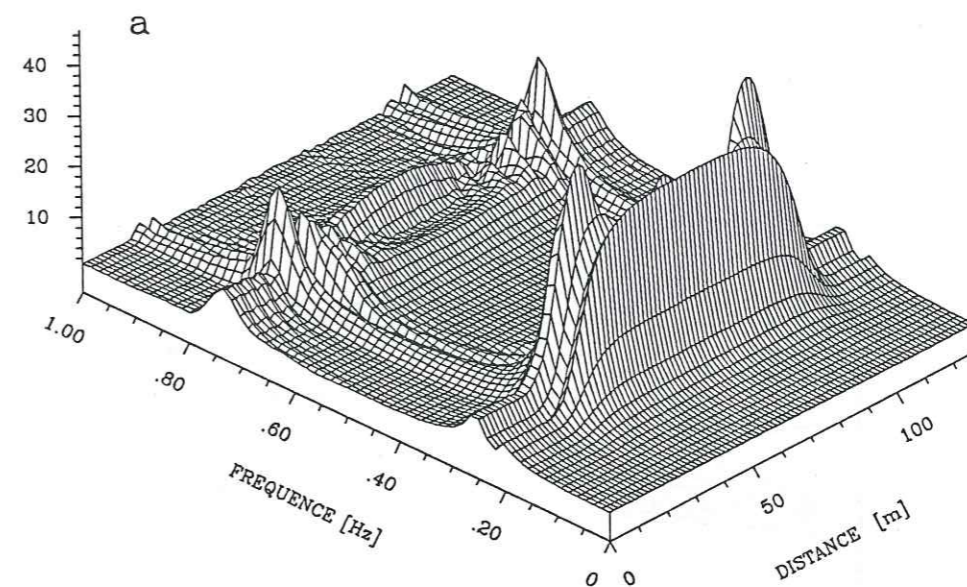


Figure 5.19. Fonctions de transfert en surface pour le modèle montré sur la figure précédente. Incidence verticale d'ondes SV. Les coefficients de réflexion à la surface sont les classiques. On remarque la résonance de la couche irrégulière (à 0,25 et 0,75 Hz), et les fortes amplitudes du mouvement vertical sur les bords de l'irrégularité. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

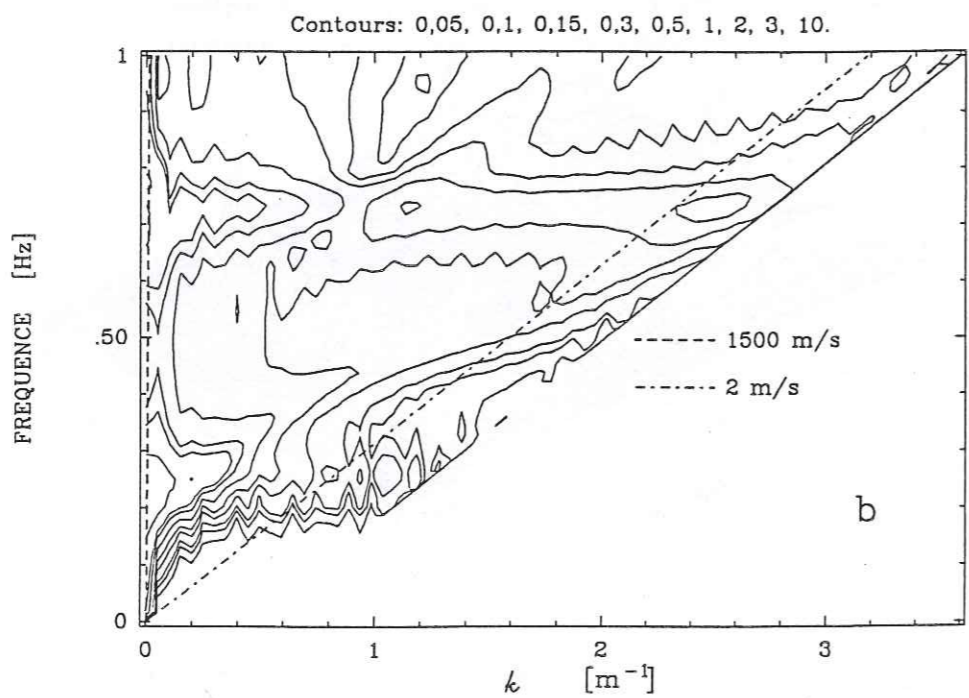
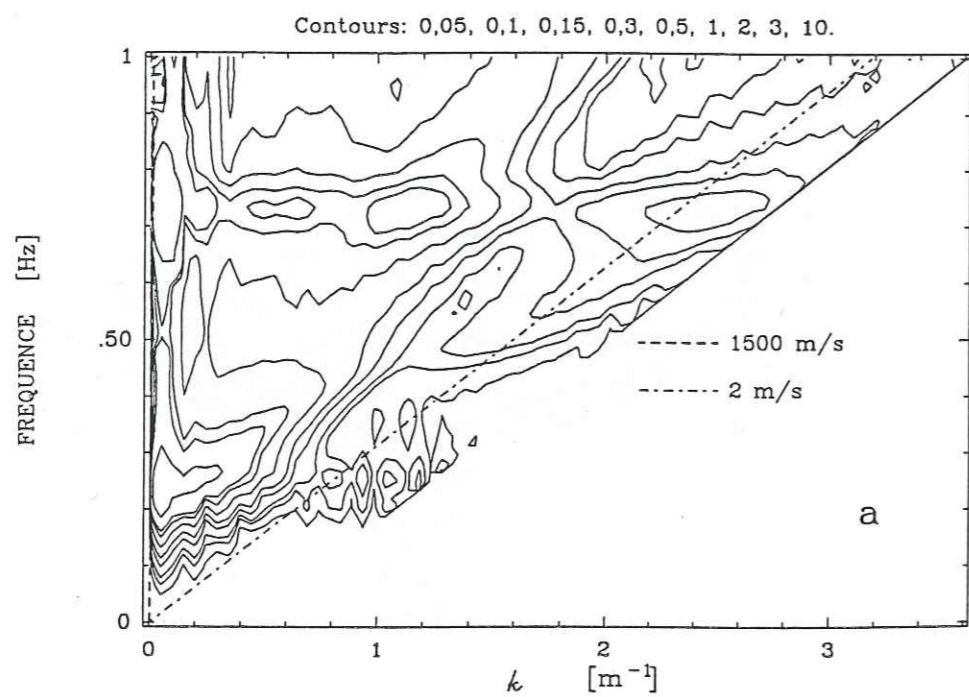


Figure 5.20. Contours de l'amplitudes des ondes diffractées vers le bas dans la couche irrégulière dans le plan $f-k$, correspondantes aux fonctions de transfert de la figure précédente. (a) Ondes P . (b) Ondes S .

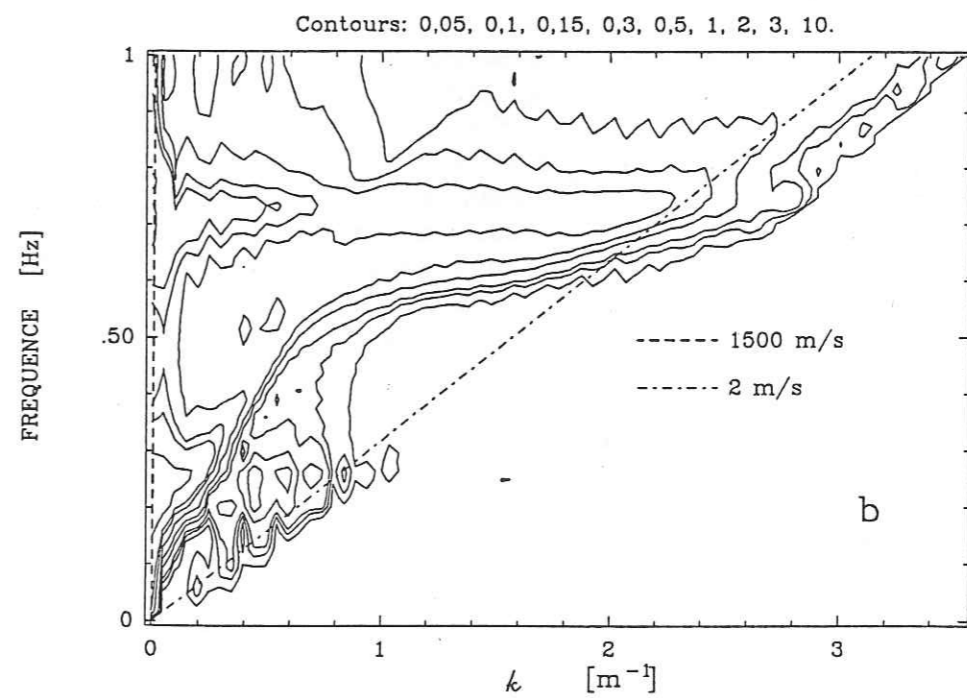
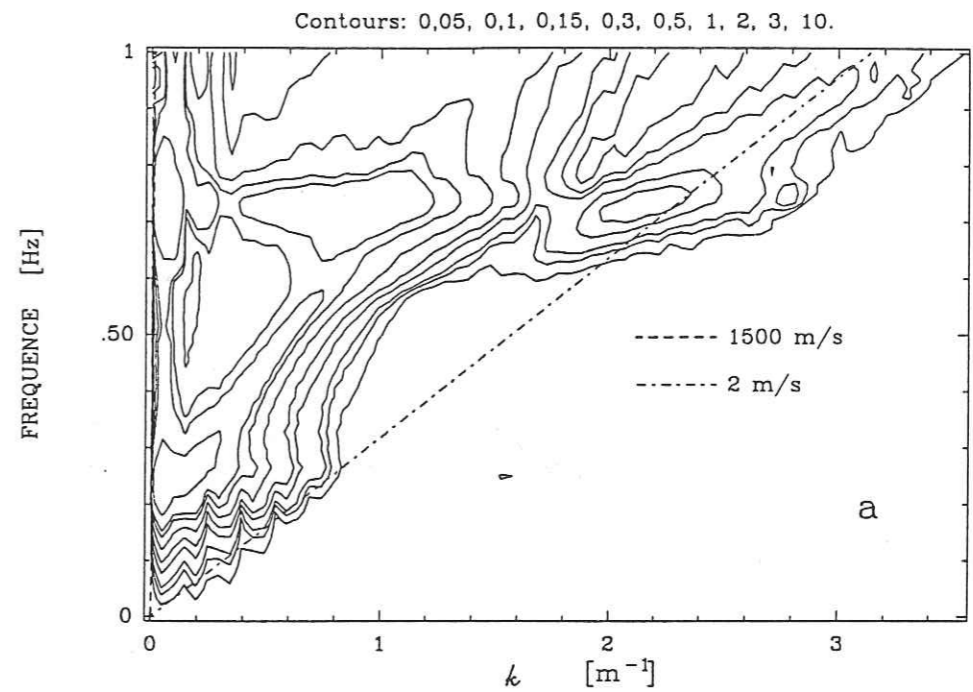


Figure 5.21. Contours de l'amplitudes des ondes diffractées vers le bas dans la couche irrégulière dans le plan $f-k$. Il s'agit du même cas montré sur la figure précédente mais avec introduction de la gravité dans les équations. (a) Ondes P . (b) Ondes S .

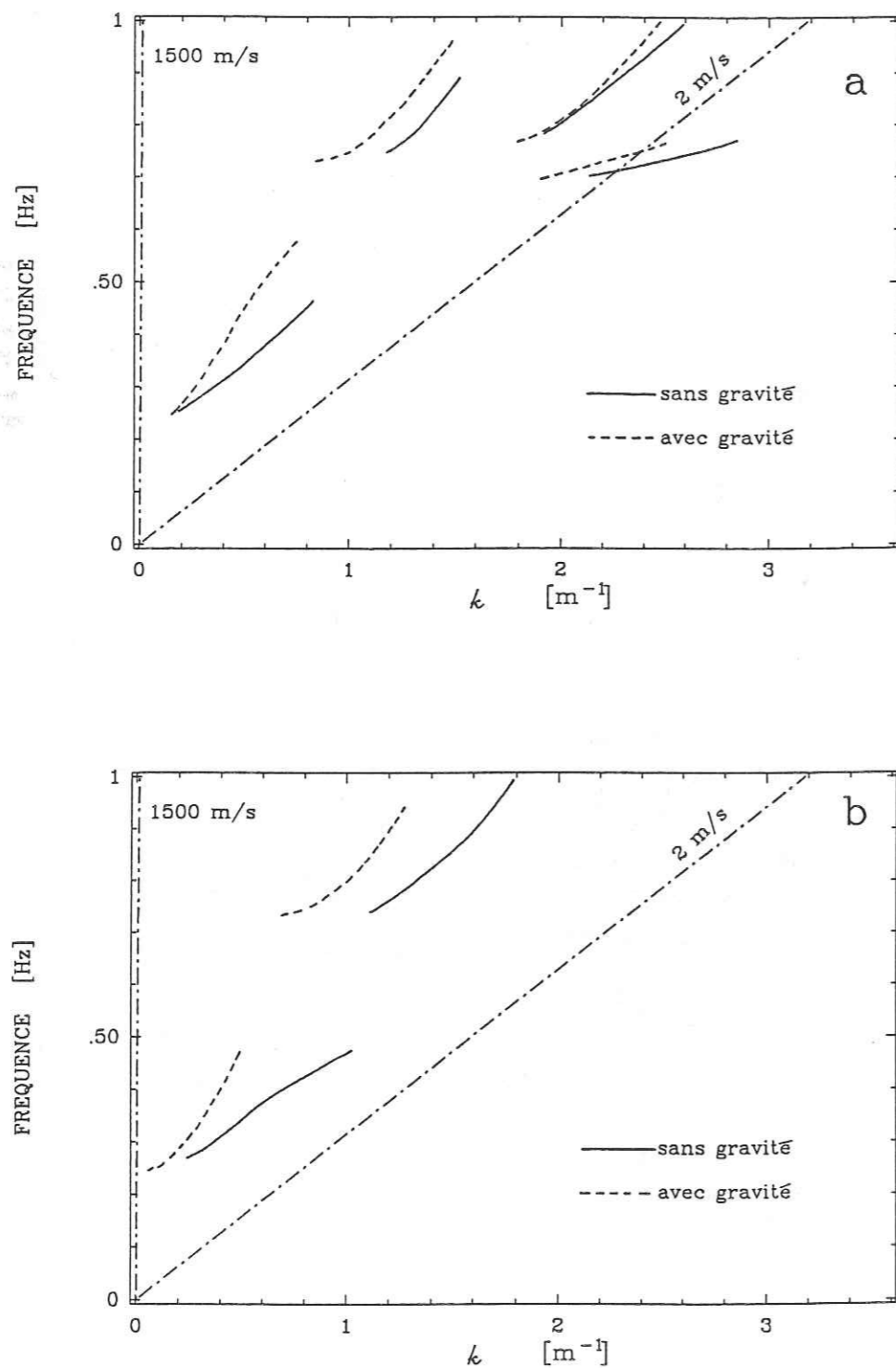


Figure 5.22. Courbes de dispersion obtenues des Figures 5.20 et 5.21. L'effet de la gravité est de décaler les courbes vers les hautes fréquences. (a) Ondes P. (b) Ondes S.

figures sont mieux appréciées sur la Figure 5.22, où nous avons relevé les maxima des surfaces $f-k$ dans les deux cas. On observe qu'en incluant la gravité dans la conditions de frontière, les courbes de dispersion se décalent vers les hautes fréquences. C'est la même observation faite par Gilbert (1967) avec un calcul très différent (voir ses Figures 5 à 12). Cependant, si nos résultats dans le domaine $f-k$ s'approchent de ceux de Gilbert (1967), nous n'observons pas d'effets significatifs dans les fonctions de transfert. Comparons maintenant les deux cas dans le domaine temporel. La Figure 5.23 montre les contours des sismogrammes synthétiques obtenus sur le modèle de la Figure 5.18 pour une incidence verticale d'ondes SV. La forme du signal est un pulse de Ricker de fréquence centrale 0,25 Hz. On constate une variation significative des vitesses de phase et de groupe des ondes superficielles se propageant dans la couche irrégulière en surface, particulièrement claire sur la composante verticale. La vitesse de phase passe d'environ 5 m/s dans le cas de coefficients de réflexion classiques à 13 m/s dans le cas avec condition de frontière modifiée. La vitesse de groupe passe de 1,0 m/s dans le premier cas à 1,2 dans le deuxième. Les valeurs pour le cas classique ont été confirmés avec une analyse simple de dispersion dans un milieu stratifié, qui donne une vitesse de phase de 3 m/s et de groupe de 0,96 m/s à 0,5 Hz pour le mode fondamental et notre modèle stratifié. On peut remarquer qu'il n'y a pas une modification essentielle dans le caractère des ondes superficielles se propageant dans la couche irrégulière. Nous n'observons pas une modification significative de la durée du mouvement en modifiant la condition de surface libre. Pour en avoir le cœur net, nous avons tracé des hodogrammes pour un certain nombre de points choisis (équi-espacés en surface) pour différentes fenêtres de temps. C'est ce qui est montré sur la Figure 5.24. Nous concluons de cette figure, que les ondes superficielles générées par notre modèle sont très clairement des ondes de Rayleigh et que la modification de la condition de frontière ne change pas fondamentalement leur caractère. Ces résultats n'infirmes donc pas l'hypothèse de la propagation d'ondes gravitaires similaires à celles des fluides pour expliquer les durées à Mexico, mais ils montrent que l'idée de Gilbert (1967) ne marche pas. Il n'est donc pas possible d'avoir une transition continue (en fonction du coefficient de Poisson) entre les ondes se propageant dans un solide et un fluide, même pour des cas aussi extrêmes que celui présenté. Nous nous retrouvons encore une fois au point de départ. Comment répondre à la question: est-ce que la propagation d'ondes gravitaires peut expliquer la durée des accélérographes à Mexico? Dans le paragraphe suivant nous poursuivrons cette recherche avec une autre approche.

5.3 Ondes de gravité en milieu fluide

Nous avons constaté dans la partie précédente l'échec du modèle de Gilbert pour générer des ondes de surface élastiques gravitaires dans

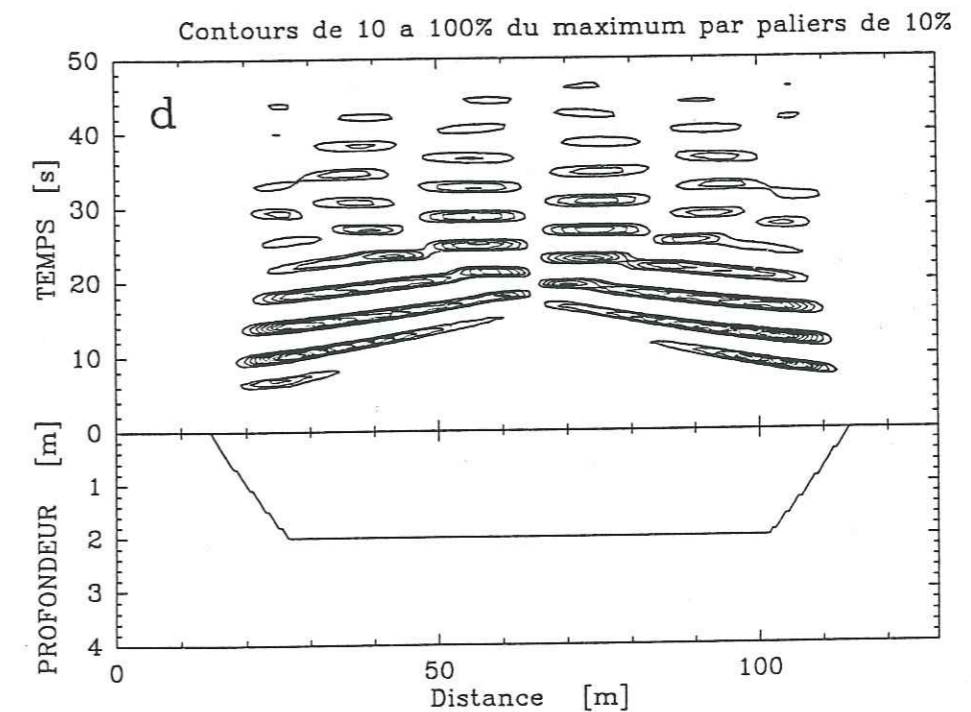
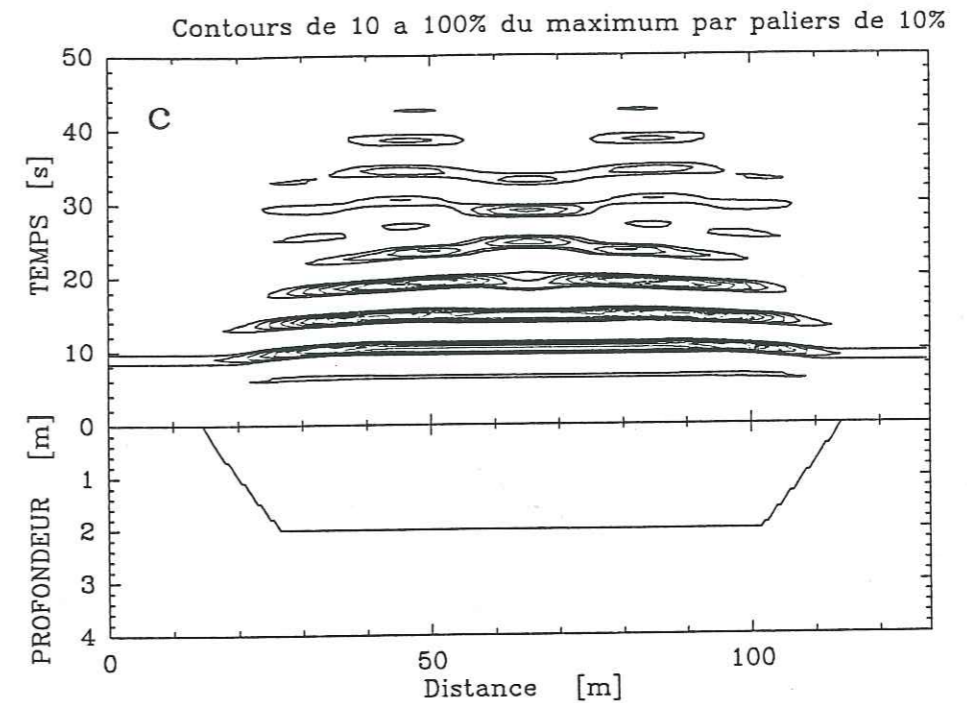
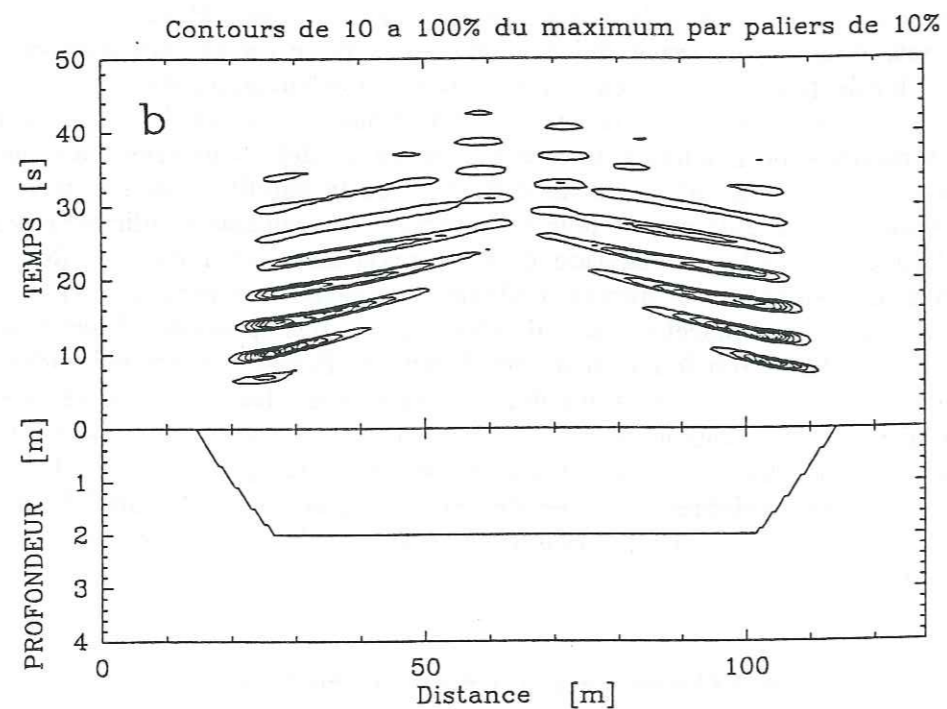
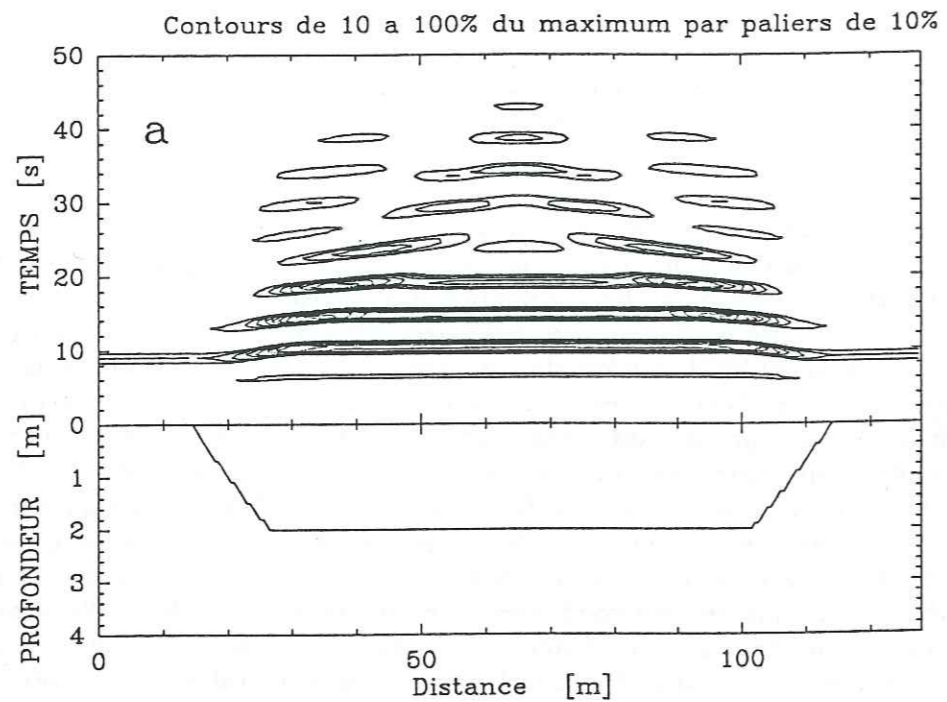
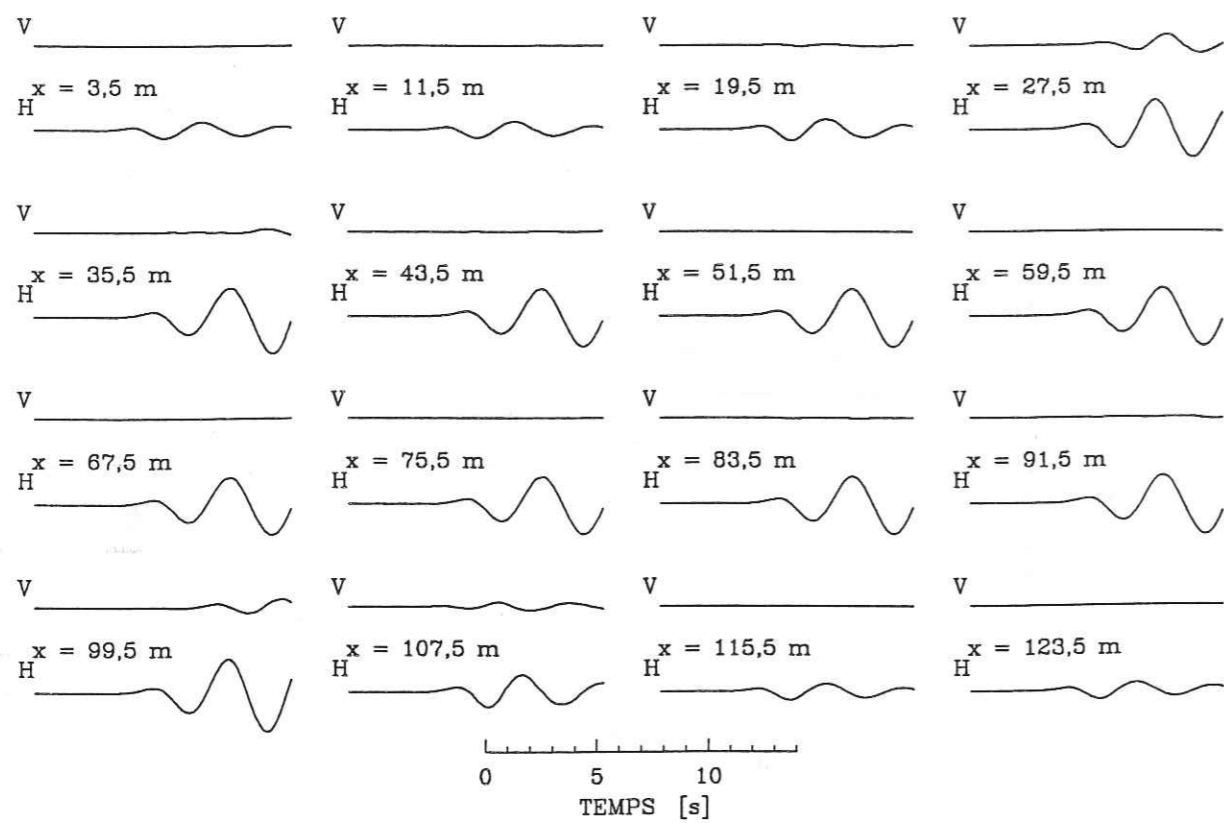
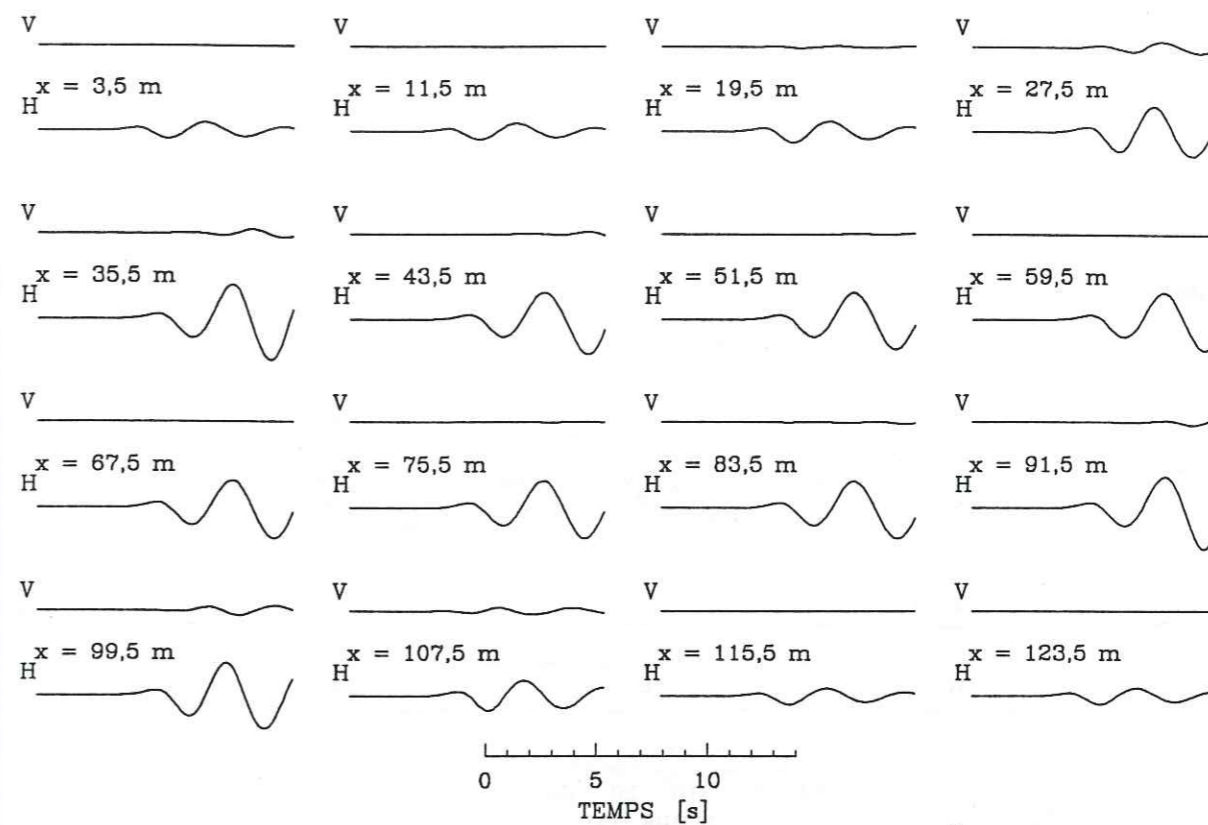
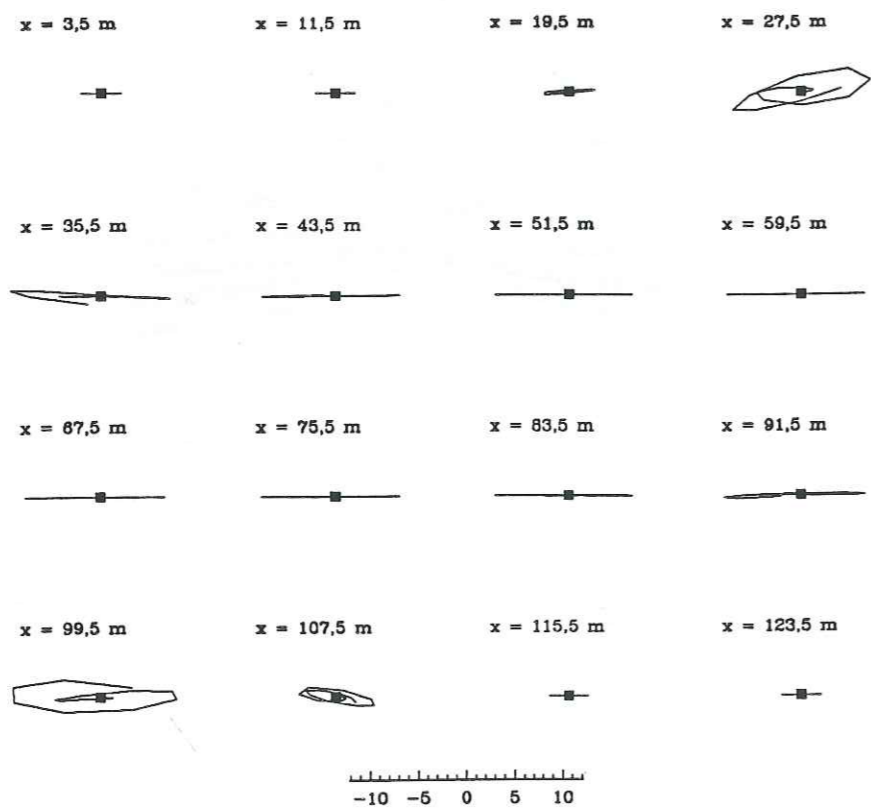


Figure 5.23. Contours d'amplitude des sismogrammes synthétiques obtenus pour le modèle de la Figure 5.18. L'excitation est une onde verticale SV en forme de pulse de Ricker de fréquence centrale 0,25 Hz. (a) et (b) Composante horizontale et verticale pour le cas des coefficients de réflexion classiques. (c) et (d) Composante horizontale et verticale pour la condition de frontière modifiée. Les vitesses de phase et de groupe sont significativement différentes entre les deux cas.

Figure 5.23. [Cont.]



a



b

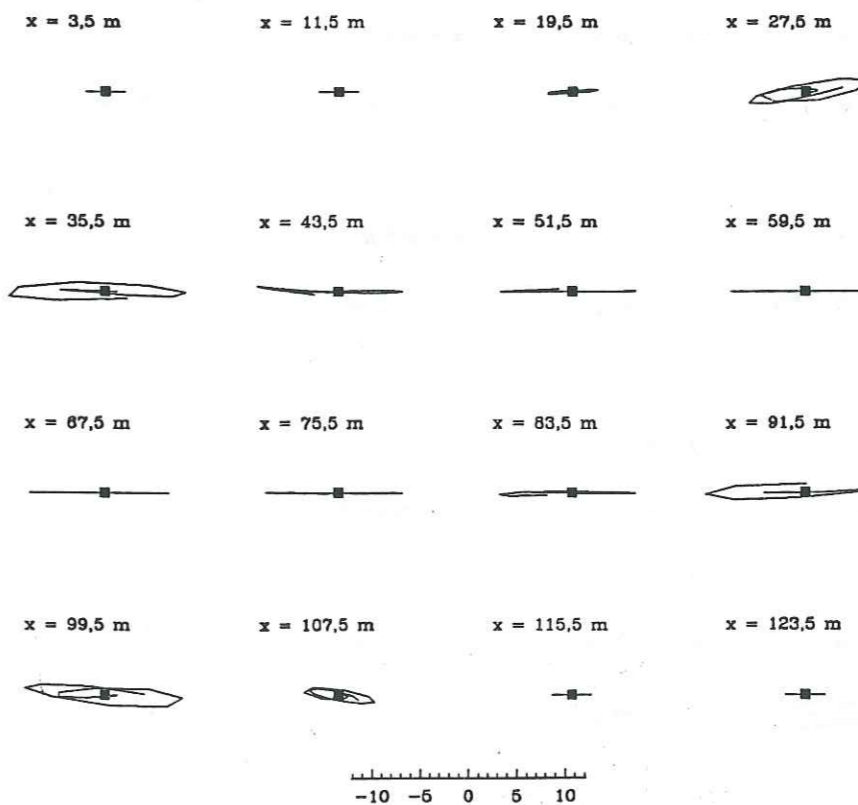
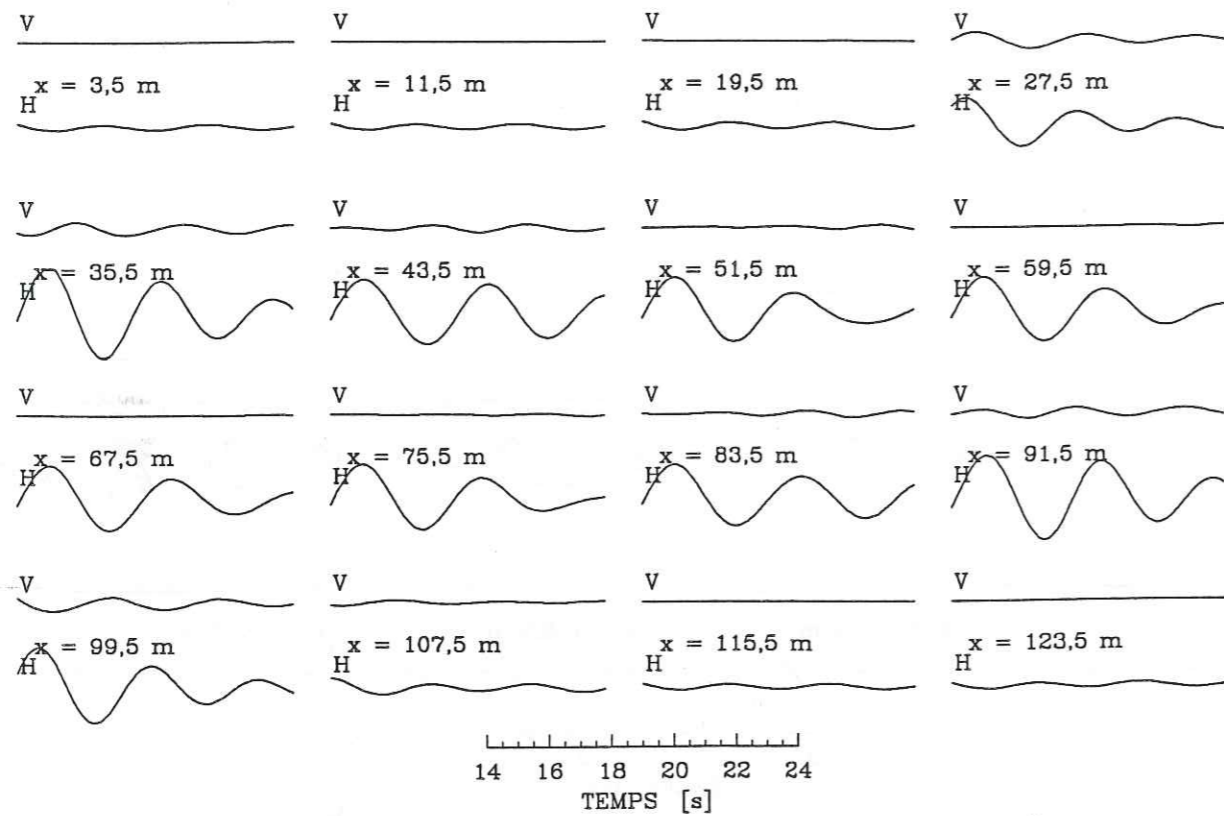


Figure 5.24. Hodogrammes pour points choisis en surface, pris des sismogrammes synthétiques montrés sur la figure précédente pour différentes fenêtres de temps. (a) Sismogrammes et mouvement de particule entre 0 et 14 s, cas classique. (b) Sismogrammes et mouvement de particule entre 0 et 14 s, cas avec gravité. (c) Sismogrammes et mouvement de particule entre 14 et 24 s, cas classique. (d) Sismogrammes et mouvement de particule entre 14 et 24 s, cas avec gravité.

Figure 5.24. [Cont.]



c

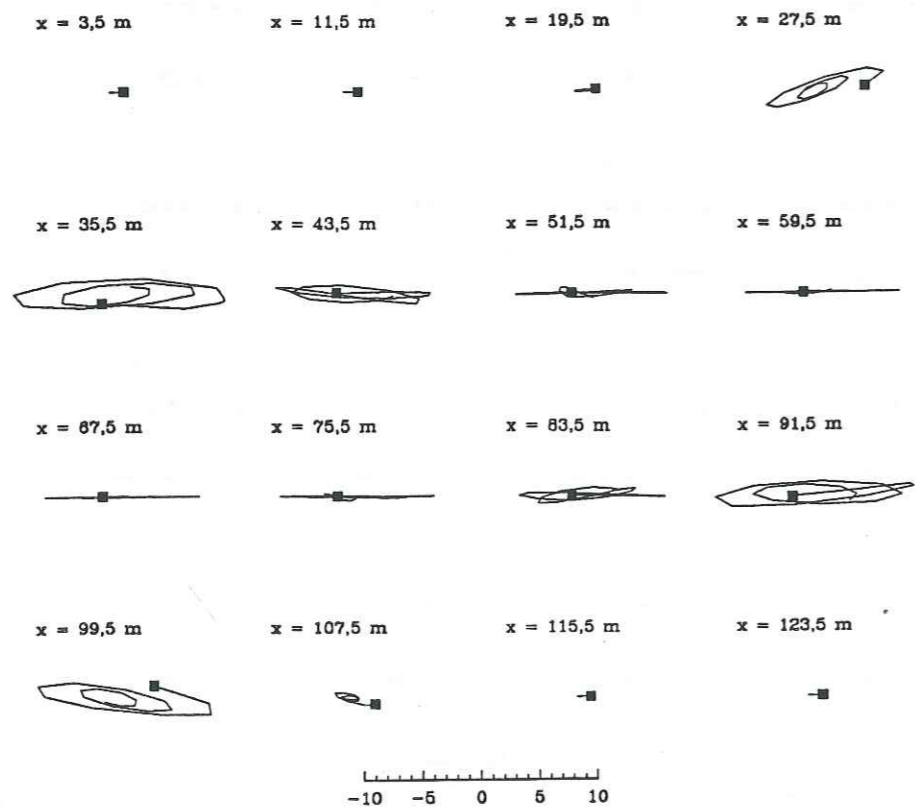
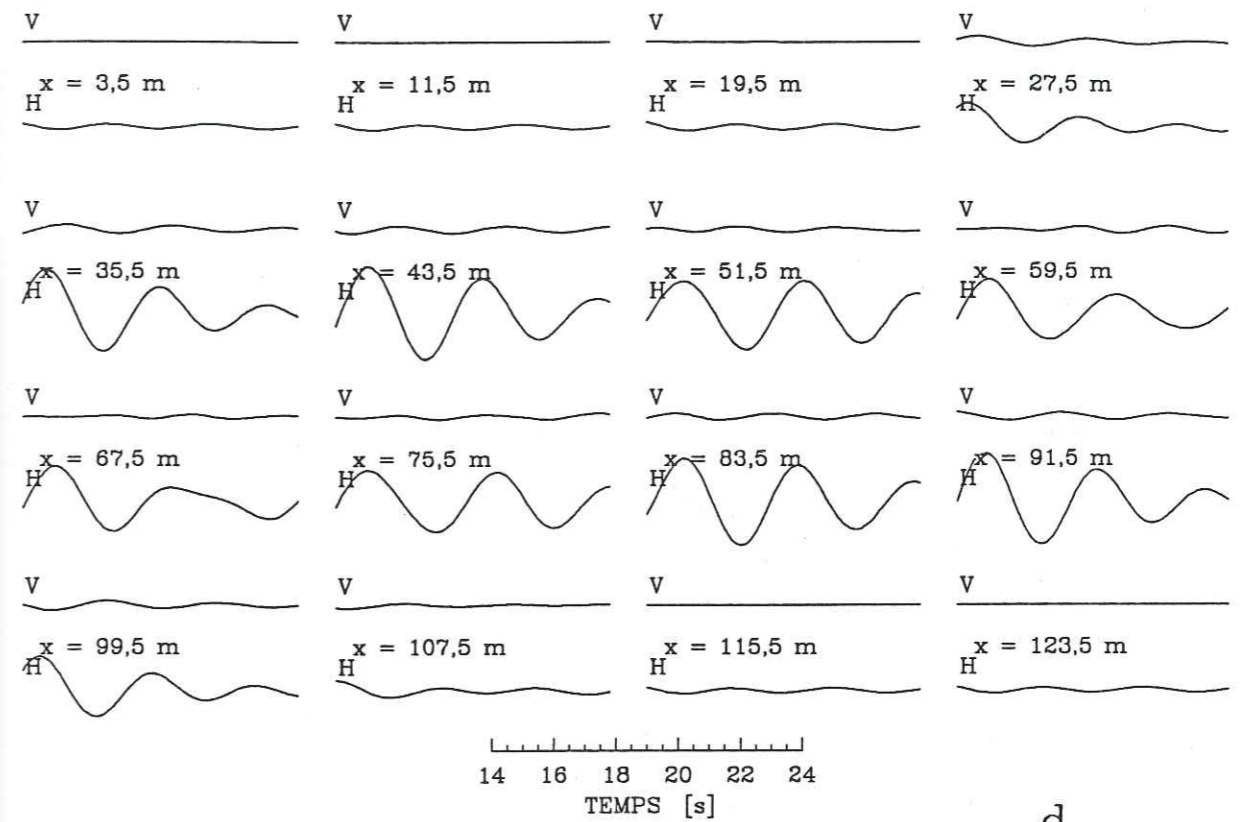


Figure 5.24. [Cont.]



d

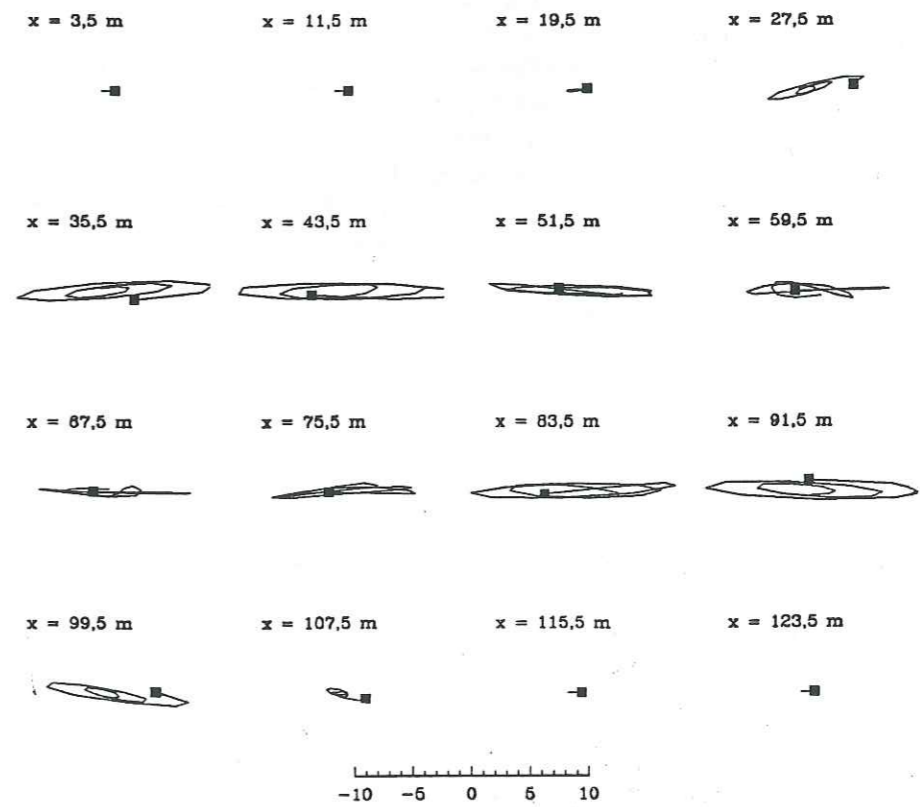


Figure 5.24. [Cont.]

l'argile superficielle à Mexico. Nous avons observé les modifications apportées aux ondes superficielles, essentiellement dans leurs vitesses de propagation, mais nous n'avons observé aucun indice nous permettant de prévoir la transition graduelle entre les ondes élastiques dans un solide et les ondes gravitaires dans un fluide. Le plus ennuyeux est que ce modèle ne nous permet pas de nous prononcer, positivement ou négativement sur l'influence de la gravité dans le mouvement du sol à Mexico. Nous avons tenté une autre approche, celle qui est présentée dans cette partie et qui a consisté à modifier la loi de comportement de la couche la plus superficielle dans nos modèles élastiques. Nous avons substitué la loi de comportement d'un solide (loi de Hooke) par une loi correspondante à un fluide. Nous ne nous posons pas le problème de savoir si la séquence d'évènements décrite par Lomnitz est possible ou non. Nous ne regardons pas non plus la façon dont la transition solide-fluide pourrait s'effectuer. La question à laquelle nous voulons apporter une réponse est de savoir si le comportement des ondes gravitaires dans un fluide ressemble au comportement observé sur l'argile à Mexico et donc si le train d'ondes longue période qu'on observe dans les enregistrements strong-motion pourrait effectivement être une onde superficielle se propageant dans une vallée "fluide". Ceci nous permet de ne pas nous poser le problème du comportement non-linéaire, mais de nous ramener au problème linéaire du comportement d'une couche fluide.

Cependant, même quand on simplifie de cette façon la question, le problème demeure difficile, et il nous faudra faire encore plusieurs hypothèses. Du moment où la couche fluide est à la surface, et qu'il n'est plus possible de considérer les déplacements comme petits, on entre dans le domaine de l'hydrodynamique, le principe de correspondance dont on a parlé dans le paragraphe 5.1 n'est plus valable. Les ondes superficielles dans les fluides ont été très étudiées, car elles sont depuis toujours l'exemple le plus palpable du phénomène ondulatoire (par exemple Feynman *et al.*, 1979; Lamb, 1945; Sommerfeld, 1971, Morse et Feshbach, 1953). Cependant, lorsqu'on s'attache aux ondes gravitaires dans les fluides on néglige en général la propagation d'ondes de volume à l'intérieur du fluide, considéré incompressible. On se heurte donc au paradoxe qui veut que si l'on s'intéresse aux ondes de volume dans un fluide, les ondes gravitaires n'existent pas (Fehler, 1982), ou si l'on s'intéresse aux ondes superficielles, les ondes de volume n'existent pas, leur vitesse étant infinie (par exemple Lamb, 1945; Sommerfeld, 1971). Or ce qui nous intéresse est précisément la génération d'ondes de surface par la diffraction d'ondes de volume.

Dans ce chapitre nous abordons donc le problème du couplage entre les ondes de volume se propageant dans un solide élastique et les ondes (de volume ou superficielles) se propageant dans une couche fluide en surface. Nous étudierons la génération d'ondes gravitaires dans le fluide par la diffraction des ondes de volume sur une interface solide-fluide irrégulière. Deux cas seront abordés successivement: le cas d'un fluide compressible non-visqueux, et celui du fluide compressible visqueux. Le premier nous

permettra, par sa simplicité, d'observer les relations entre forme de l'irrégularité et domaine longueur d'onde-fréquence dans lequel il est possible de rencontrer des ondes gravitaires. Le second constitue un modèle plus réaliste dans le sens où, si jamais l'argile peut être assimilée à un fluide, il faut absolument qu'il y ait une certaine résistance au cisaillement. Nous décrirons la formulation du problème tel qu'il nous la faut pour l'inclure dans la méthode d'Aki-Larner, qui requiert fondamentalement de pouvoir décrire le champ diffracté comme une superposition d'ondes planes descendantes, dans chacun des deux cas.

5.3.1 Cas d'un fluide compressible non visqueux. Formulation

Considérons donc en premier lieu une couche fluide non-visqueuse sur un demi-espace élastique. Nous suivrons le développement proposé par Sommerfeld (1971). Dans un tel fluide, la seule contrainte qui puisse exister est la pression, et le tenseur de contraintes σ_{ij} prend la forme simple

$$\sigma_{ij} = p \delta_{ij} \quad (1)$$

où p est la pression et δ_{ij} est le symbole de Kronecker. L'équilibre statique s'écrit comme

$$\text{Div } \sigma_{ij} = \mathbf{F} \quad (2)$$

où \mathbf{F} est le vecteur de forces. Pour obtenir l'équation de l'équilibre dynamique il suffit de substituer \mathbf{F} par

$$\mathbf{F} - \rho \frac{d\bar{v}}{dt} = \mathbf{F} - \rho \left\{ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \text{ grad }) \bar{v} \right\} \quad (3)$$

où ρ est la densité du fluide, $\bar{v} = (u, v, w)^T$ est le vecteur vitesse, \mathbf{F} est la force volumique et

$$(\bar{v} \text{ grad }) \bar{v} = \begin{bmatrix} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \\ u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (4)$$

Il nous faut maintenant établir une relation entre \bar{v} et p . Pour un fluide compressible, cette relation est donnée par la relation de conservation de la masse, qui peut s'exprimer indifféremment comme

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho \bar{v}) = 0 \quad (5)$$

ou bien

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \bar{v} = 0 \quad (6)$$

ou encore

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \bar{v} \nabla \rho + \rho \operatorname{div} \bar{v} = 0 \quad (7)$$

Si l'on accepte que la compression subi par le fluide est petite, on peut écrire de façon équivalente (Morse et Feshbach, 1953)

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\kappa \operatorname{div} \bar{v} \quad (8)$$

où κ est le module de compressibilité. Si les déplacements sont petits on peut réécrire (8) en termes du vecteur déplacement \bar{s} comme

$$p = -\kappa \operatorname{div} \bar{s} \quad (9)$$

L'équation (8) associée à celles de l'équilibre dynamique que l'on peut maintenant écrire comme

$$p_{,i} = F_i - \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} - \rho (u_j u_{i,j}) \quad (10)$$

(où u_i sont les composantes du vecteur vitesse et où l'on prend la convention de sommation), constituent le système d'équations à résoudre. Il est clair que ce système est non-linéaire. Pour s'en affranchir, il nous faut faire encore l'hypothèse que les termes convectifs de l'accélération $u_j u_{i,j}$ sont insignifiants car les vitesses sont petites. Si, en plus on accepte l'existence d'un potentiel pour la vitesse et un potentiel pour les forces de volume donnés par

$$\bar{v} = \nabla \phi \quad (11)$$

et

$$\mathbf{F} = -\nabla V \quad (12)$$

on obtient

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = -V - p \quad (13)$$

En dérivant par rapport au temps

$$\rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\partial p}{\partial t} = \kappa \nabla^2 \phi \quad (14)$$

car $\frac{\partial V}{\partial t} = 0$. L'expression (14) est l'équation simple qui gouverne le champ de vitesses à l'intérieur du fluide.

Choisissons maintenant une solution en ondes planes

$$\phi = A e^{i\omega t - ikx - ig_1 z} + B e^{i\omega t - ikx + ig_1 z} \quad (15)$$

Pour que cette expression soit solution de notre équation d'équilibre, il suffit d'avoir

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k^2 + g_1^2 \quad (16)$$

avec $c^2 = \frac{\kappa}{\rho}$. Bien sûr, la solution finale sera une superposition d'ondes planes (homogènes et inhomogènes) se propageant dans beaucoup de directions, selon le principe de la méthode d'Aki-Larner.

Il nous reste maintenant à appliquer les conditions aux limites du problème. Ces conditions sont: la continuité (de déplacements et de contraintes) avec le milieu solide sous-jacent et la condition de surface libre (Figure 5.25). Considérons d'abord la condition de surface libre. Nous avons deux possibilités: soit imposer la nullité de contraintes sur la surface $z = 0$, soit utiliser les simplifications successives discutés dans le paragraphe 5.2.2 pour linéariser une condition qui ne l'est point (la solution "exacte" qui consisterait à imposer la nullité de contraintes sur la forme réelle de la surface libre nous demanderait de résoudre des systèmes très grands d'équations non-linéaires). Nous les avons testés toutes deux, et nous en montrerons les exemples dans la suite. Dans le cas le plus simple, nullité de contraintes sur la surface $z = 0$, la condition de surface libre s'écrit comme

$$p = 0, \text{ en } z = 0 \quad (17)$$

c'est à dire

$$p = -\kappa \operatorname{div} \bar{s} = \kappa \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) = 0 \quad (18)$$

où $\bar{s} = (\xi, \zeta)^T$ est le vecteur déplacement dans le plan $x-z$. Ce déplacement est calculé comme l'intégrale de la vitesse $\bar{u} = (u, w)^T$, laquelle est obtenue par

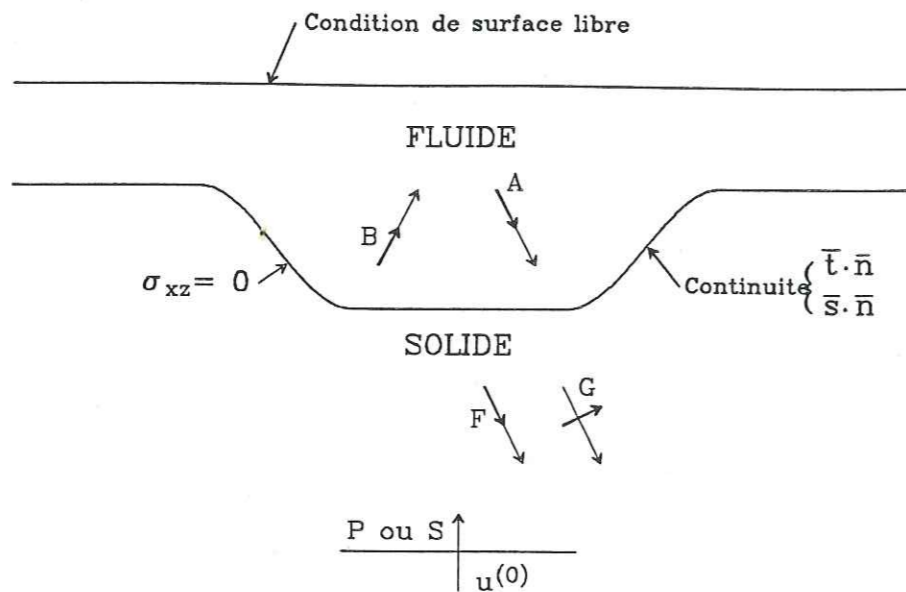


Figure 5.25. Schéma qui montre les différentes ondes se propageant dans le cas d'une couche irrégulière fluide sans viscosité sur un demi-espace élastique. Les conditions aux limites du problème sont aussi montrées. **A** et **B** sont les ondes de pression dans le fluide. **F** et **G** sont les ondes diffractées dans le demi-espace par l'interface irrégulière.

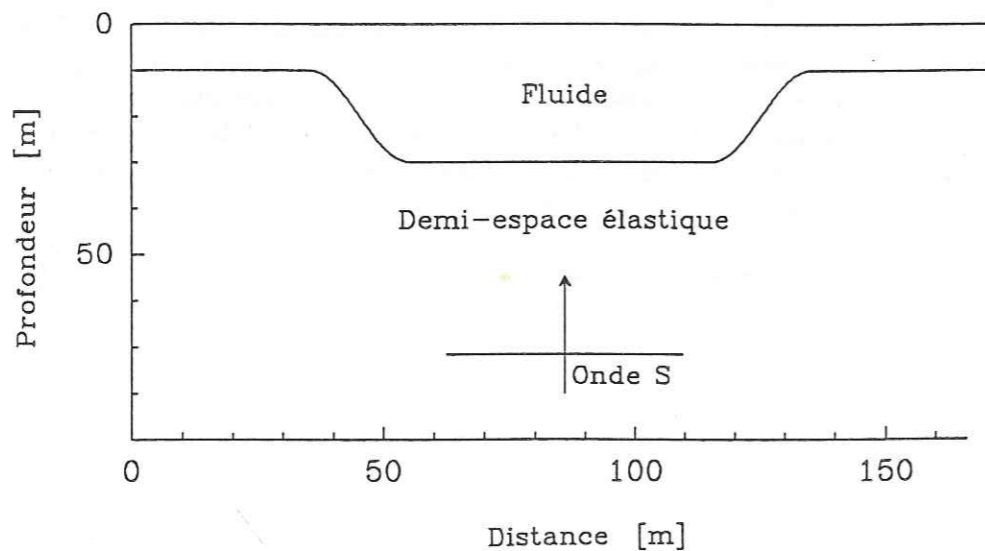


Figure 5.26. Géométrie du modèle utilisé pour le cas d'une couche irrégulière de fluide non-visqueux sur un demi-espace élastique.

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad \text{et} \quad w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (19)$$

La condition sur les amplitudes des ondes montantes et descendantes s'écrit finalement comme

$$\kappa \left(\frac{ik^2}{\omega} A + \frac{ik^2}{\omega} B + \frac{ig_1^2}{\omega} A + \frac{ig_1^2}{\omega} B \right) = 0 \quad (20)$$

ou bien, puisque $k^2 + g_1^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$, simplement

$$A = -B \quad (21)$$

La deuxième possibilité est celle de la linéarisation de la condition de surface en imposant une distribution de contraintes en surface, fonction du déplacement vertical. Comme on l'avait montré précédemment, elle s'exprime comme

$$\kappa \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) = \rho g \zeta \quad (22)$$

Nous calculons les composantes horizontale et verticale du vecteur déplacement, ξ et ζ , comme les intégrales des composantes respectives de la vitesse, u et w

$$\xi = \int_0^t u \, dt = \int_0^t \frac{\partial \phi}{\partial x} \, dt \quad (23)$$

et

$$\zeta = \int_0^t w \, dt = \int_0^t \frac{\partial \phi}{\partial z} \, dt \quad (24)$$

En substituant dans la condition à la surface pour $z = 0$, on obtient

$$\kappa \left(\frac{ik^2}{\omega} A + \frac{ik^2}{\omega} B + \frac{ig_1^2}{\omega} A + \frac{ig_1^2}{\omega} B \right) = \rho g \left(-\frac{g_1}{\omega} A + \frac{g_1}{\omega} B \right)$$

ou bien

$$B = \frac{-\frac{\kappa i \omega}{c^2} - \frac{\rho g g_1}{\omega}}{\frac{\kappa i \omega}{c^2} - \frac{\rho g g_1}{\omega}} A \quad (25)$$

Tableau 5.2 Propriétés mécaniques du modèle. Cas du fluide non-visqueux

Fluide		Demi-espace élastique	
ρ	$= 1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	ρ	$= 2000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
α	$= 1430 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	α	$= 2000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
κ	$= 2,045 \times 10^9 \text{ Pa}$	β	$= 1154 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
		ν	$= 0,25$
		Q_S	$= 100$
		Q_P	$= 200$

qui couple les amplitudes des ondes montantes et descendantes dans le fluide, et réduit le nombre d'inconnues.

Il nous faut maintenant imposer les conditions aux limites restantes, qui sont la continuité des déplacements et des contraintes le long de l'interface irrégulière entre le fluide et le solide ∂R avec vecteur normal \bar{n} (Figure 5.25). Soient \bar{s}_1 le vecteur déplacement et \bar{t}_1 le vecteur contrainte dans le fluide et \bar{s}_2 et \bar{t}_2 les vecteurs déplacement et contrainte dans le solide sous-jacent. Dans le cas qui nous occupe d'un fluide non-visqueux, les conditions qu'on doit imposer sur ∂R sont la continuité du déplacement perpendiculaire à l'interface

$$\bar{s}_1 \cdot \bar{n} = \bar{s}_2 \cdot \bar{n}$$

la continuité de la contrainte perpendiculaire à l'interface

$$\bar{t}_1 \cdot \bar{n} = \bar{t}_2 \cdot \bar{n}$$

et, finalement, l'annulation de la contrainte tangentielle à l'interface

$$\bar{t}_2 \cdot \bar{m} = 0$$

où \bar{m} = vecteur parallèle à l'interface. Dans le milieu solide, le champ de déplacement s'écrit très classiquement comme la somme du déplacement de l'onde incidente et du champ diffracté, toujours décomposé en ondes planes. En fonction des potentiels ϕ et ψ , ce champ diffracté sera l'intégrale sur k de

$$\phi_2 = F e^{i\omega t - ikx - ig_3 z} \quad (26a)$$

$$\psi_2 = G e^{i\omega t - ikx - ig_4 z} \quad (26b)$$

où $g_3 = \left(\frac{\omega^2}{\alpha^2} - k^2 \right)^{1/2}$, et $g_4 = \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - k^2 \right)^{1/2}$, avec α et β les vitesses d'ondes P et S respectivement dans le milieu solide.

5.3.2 Résultats

Nous avons utilisé la formulation décrite dans le paragraphe précédent pour calculer le déplacement sur la surface d'une couche fluide sur un demi-espace élastique. L'excitation est donnée par l'incidence verticale des ondes SV dans le demi-espace. Les propriétés des deux milieux sont présentées dans le Tableau 5.2, tandis que la géométrie est présentée sur la Figure 5.26. Il s'agit d'une couche fluide d'épaisseur irrégulière. Sur les bords du modèle elle a 10 m d'épaisseur et au centre 30 m. La largeur de

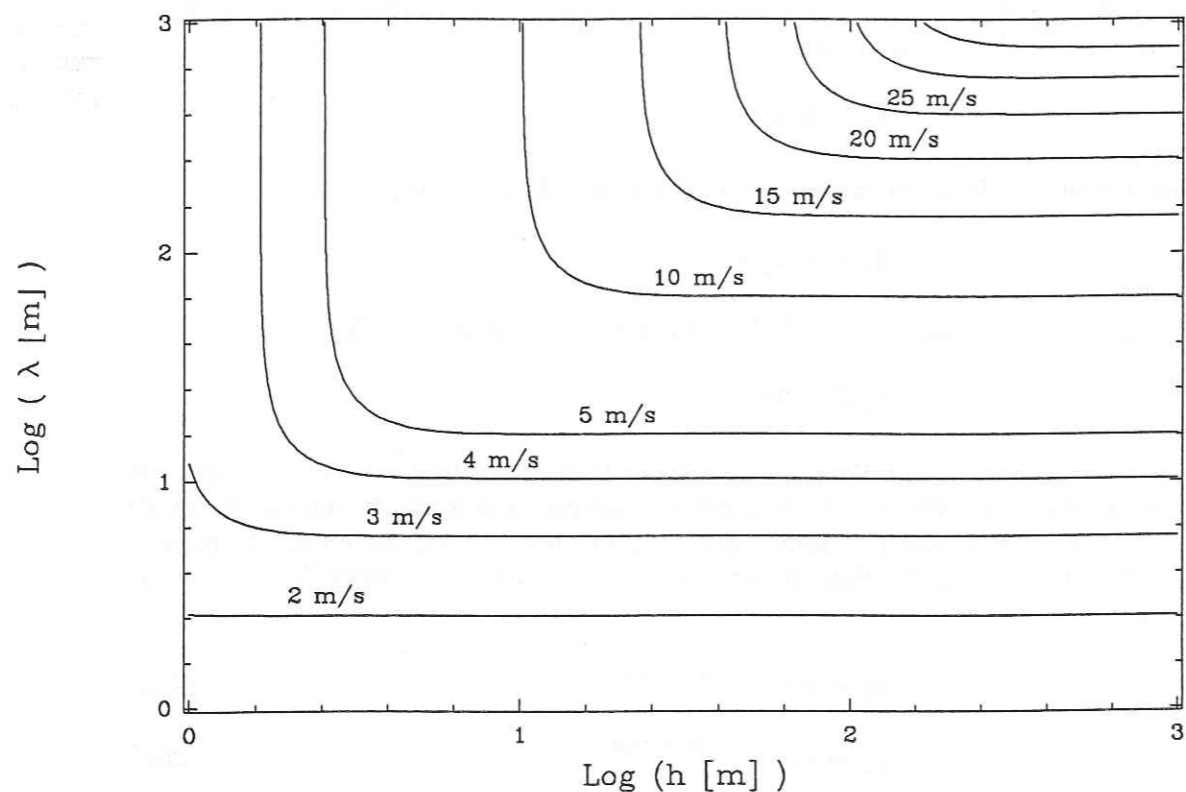


Figure 5.27. Courbes de dispersion pour une couche d'eau sur un demi-espace rigide. h est l'épaisseur de la couche et λ est la longueur d'onde. Les vitesses indiquées sur le diagramme sont les vitesses de phase.

la partie profonde est faible, 100 m, et la largeur totale du modèle atteint à peine plus de 160 m. Les raisons d'un modèle aussi petit sont que la vitesse des ondes gravitaires que nous attendons est faible (Figure 5.27). Dans le contexte de la méthode d'Aki-Larner, plus la vitesse des ondes en jeu est faible, plus on doit aller loin dans le domaine du nombre d'onde horizontal k . Or, le pas du nombre d'onde est

$$\Delta k = \frac{2\pi}{L}$$

Donc, plus le modèle est large, plus grande sera la taille du système d'équations à inverser. D'autre part, le fait que les ondes de gravité soient lentes nous permettra de les identifier même sur des distances courtes.

Le premier cas à envisager est un modèle transparent. Dans notre cas, il s'agit d'une couche fluide plane sur un demi-espace élastique. Les résultats pour l'incidence des ondes P sont montrés sur la Figure 5.28, pour la composante verticale (la composante horizontale est zéro partout, comme elle devait l'être). Nous observons une fonction de transfert unitaire partout sauf à basse fréquence. En effet, dans la couche fluide la variable du mouvement est la vitesse et nous devons l'intégrer pour passer au déplacement avant d'établir la continuité avec le demi-espace. Dans cette intégration, apparaît une constante qui est la valeur de la vitesse à fréquence nulle, constante que nous avons négligé car nous n'avons pas de moyen de la contraindre. Dans la mesure où elle affecte seulement les deux premières valeurs du spectre, nous avons considéré qu'elle n'est pas significative. Les sismogrammes synthétiques obtenus pour un signal incident en forme de pulse Ricker sont montrés sur la Figure 5.28(b). Ils sont tout à fait satisfaisants, car nous n'observons aucune variation le long du profil. L'amplitude maximale est unitaire, la même que pour le signal incident, car il n'y a pas d'atténuation dans la couche fluide. Nous avons réalisé le même test avec une onde S incidente pour vérifier que le mouvement en surface est partout nul, car le fluide ne peut pas transmettre de cisaillement.

Le cas suivant est l'incidence des ondes SV sur le modèle montré sur la Figure 5.26. La condition de surface libre inclut la gravité (équation 22). Les fonctions de transfert pour le déplacement horizontal et vertical sont montrées sur la Figure 5.29. Nous observons une amplification considérable, mais qui apparaît uniquement à basse fréquence. Au delà de 0,25 Hz, le mouvement en surface est très faible. Le niveau de référence pour les deux composantes est zéro, tout mouvement à la surface est l'effet de la diffraction de l'onde incidente sur l'interface irrégulière. On observe la résonance pour des fréquences spécifiques avec des amplitudes très importantes. Les sismogrammes synthétiques sont présentés sur la Figure 5.30. Nous observons deux comportements: au début des sismogrammes, une interaction désordonnée des ondes dans le fluide, mais après environ 40 s, on assiste à l'établissement des ondes de surface faisant l'aller-retour, piégées

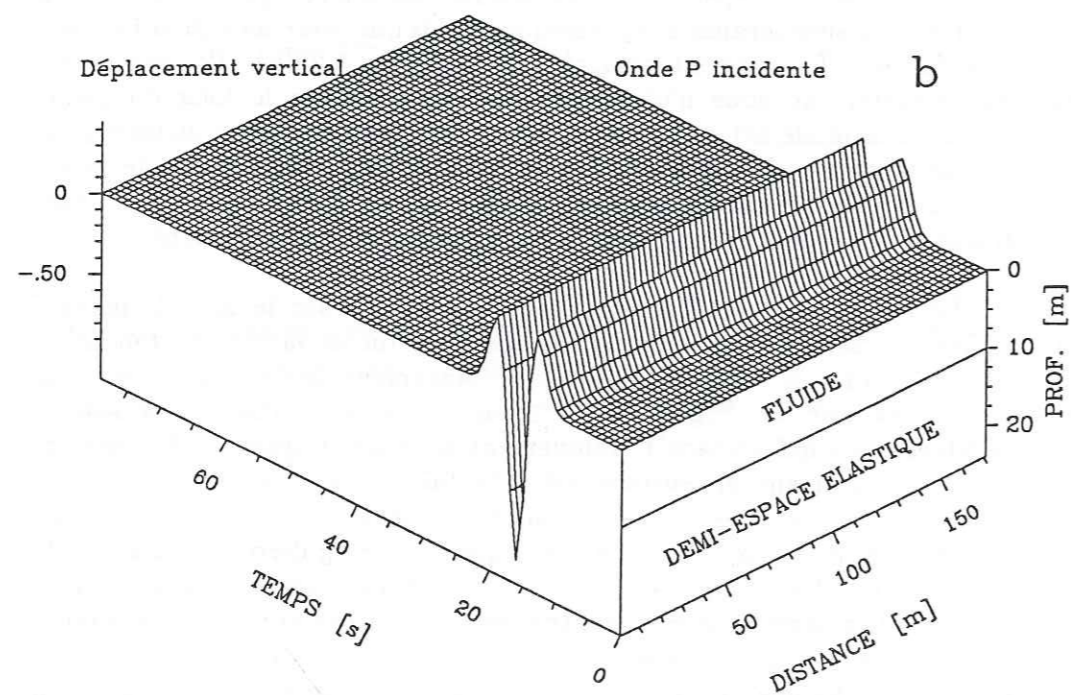
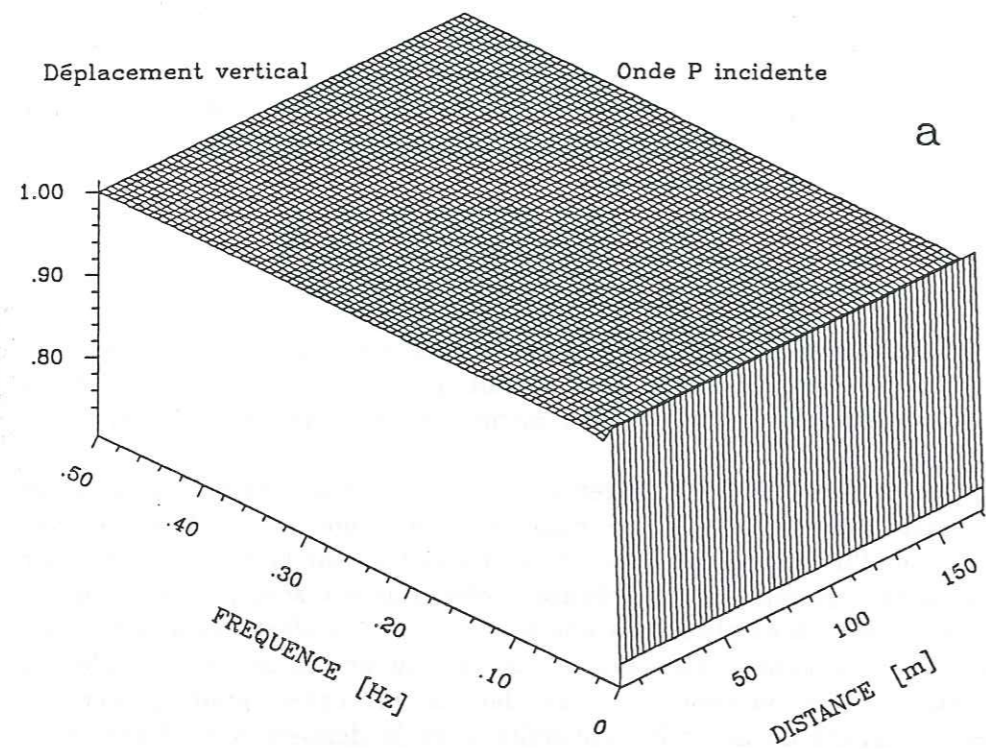


Figure 5.28. Résultats pour un cas transparent: une couche fluide plane sur un demi-espace élastique pour incidence d'ondes P . (a) Fonction de transfert. (b) Sismogrammes synthétiques pour un pulse de Ricker centré à 0,1 Hz.

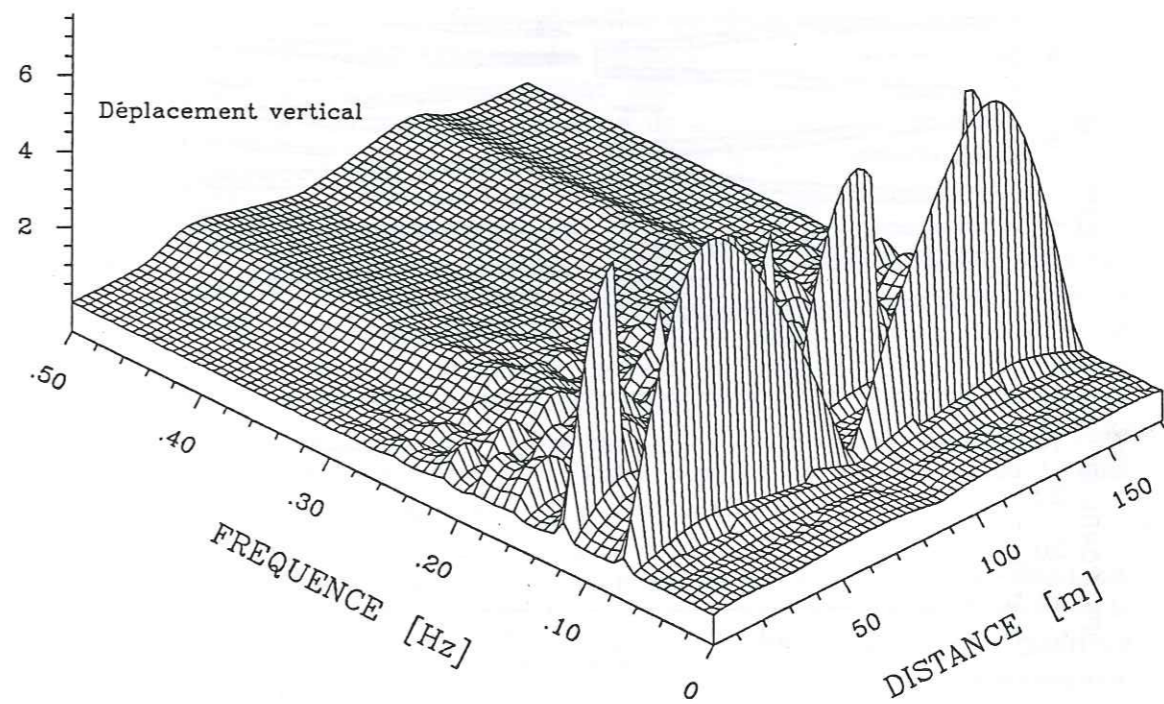
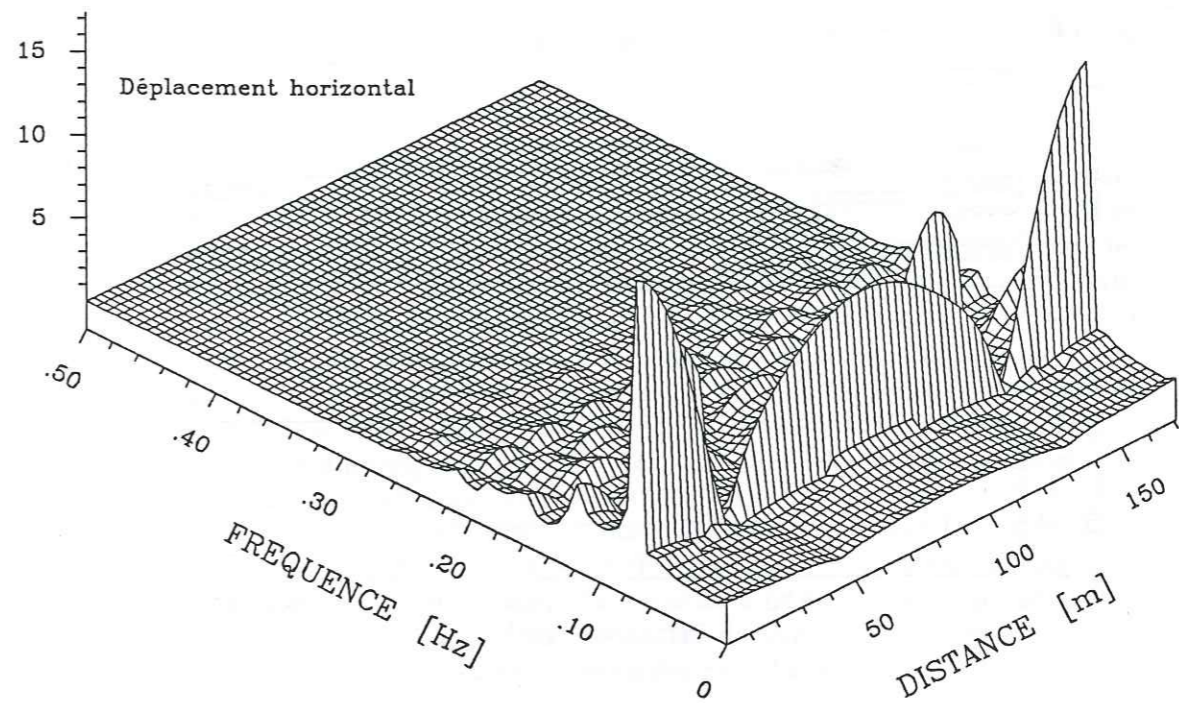


Figure 5.29. Fonctions de transfert en déplacement pour le mouvement en surface du modèle montré sur la Figure 5.26 et l'incidence des ondes SV .

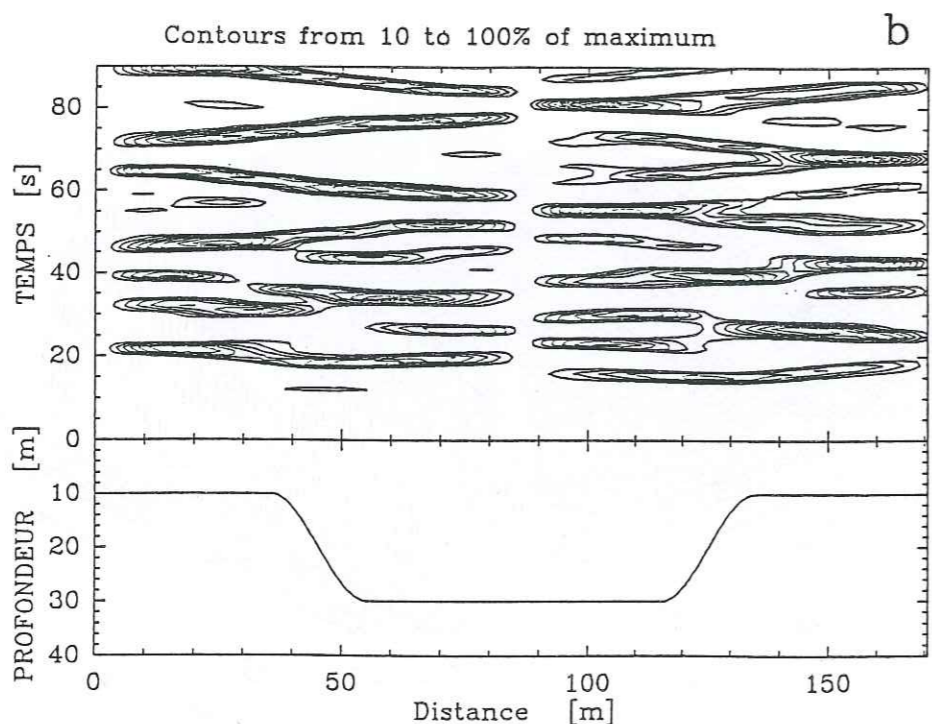
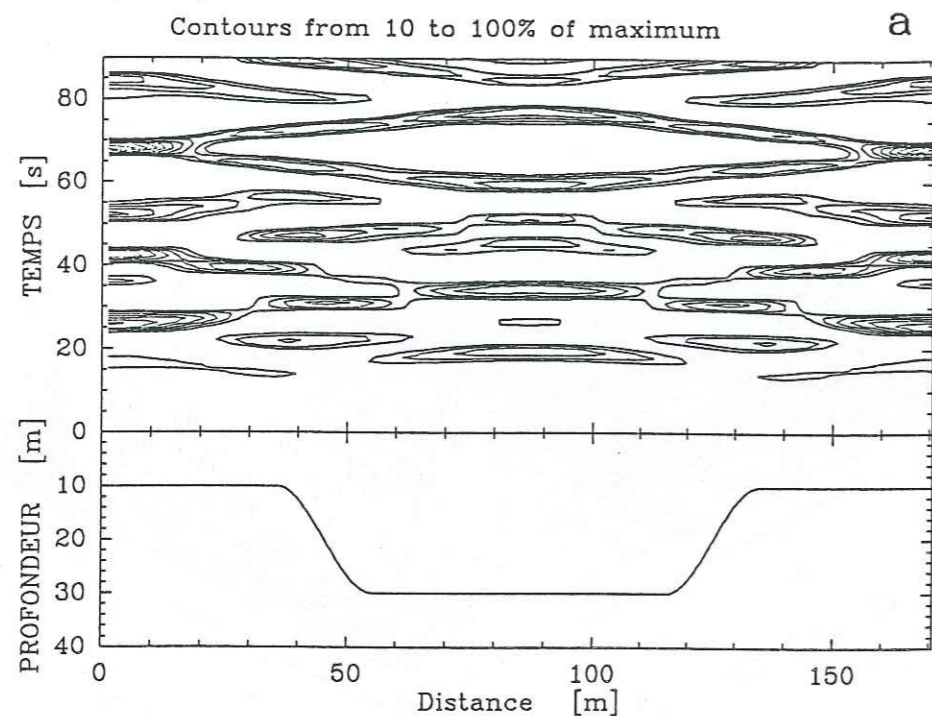


Figure 5.30. Sismogrammes synthétiques en surface pour l'incidence d'ondes SV représentés comme contours d'amplitude dans le plan $x-t$. Le modèle est celui montré sur la Figure 5.26. Le signal incident est un pulse de Ricker centré à 0,1 Hz. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

dans la partie profonde de la couche fluide. La vitesse de phase mesurée dans ces sismogrammes est très basse, quelques 9 m/s, ce qui pour une hauteur d'eau de 30 m donne une longueur d'onde de l'ordre de 50 m (Figure 5.27). Regardons maintenant le diagramme de dispersion. La Figure 5.31 montre les contours d'amplitude dans le plan $f-k$ de l'onde P se propageant vers le bas dans la couche fluide. Une partie de l'énergie se propage avec une vitesse de phase horizontale très élevée. Il s'agit des ondes P subverticales converties à l'interface solide-fluide. La partie restante décrit une courbe de dispersion que nous avons tracé en pointillé. Sur ce diagramme, nous avons superposé la courbe de dispersion théorique des ondes gravitaires pour un demi-espace fluide. Nous observons une très bonne concordance entre les deux courbes, particulièrement pour $k_x \geq 0,15$. Pour des valeurs de k_x très faibles, les longueurs d'onde sont importantes relativement à l'épaisseur de la couche fluide et l'approximation de profondeur infinie n'est plus valable. Un dernier résultat tiré de cet exemple sont les hodogrammes. La Figure 5.32 montre les premières 23 s des sismogrammes synthétiques en 16 points équidistribués en surface. Les mouvements de particules correspondants sont présentés sur la Figure 5.33. On observe clairement l'apparition d'ellipses dans le mouvement qui sont parcourues dans le sens prograde relativement à la direction de propagation. Tous ces résultats confirment que les ondes de surface que nous observons sur la Figure 5.30 sont bel et bien des ondes gravitaires.

Un élément important de la solution que nous avons présenté est la condition de frontière à la surface libre. En effet, cette condition explique la différence entre nos conclusions et celles de Ewing *et al.* (1957), à savoir, l'importance de la gravité dans la propagation d'ondes dans une couche fluide. Nous avons réalisé le même calcul que précédemment mais en prenant à la surface libre une condition de nullité de contraintes en $z = 0$. Le diagramme $f-k$ pour les ondes P dans le fluide est présenté sur la Figure 5.34. A la différence de celui présenté sur la Figure 5.31, nous n'observons aucun indice permettant de déceler la propagation d'ondes de surface. Les sismogrammes synthétiques qui en résultent sont présentés sur la Figure 5.35, où nous les comparons avec le résultat obtenu avec la condition de surface modifiée. Il est évident qu'il n'est pas possible de générer des ondes gravitaires sans modifier la condition de surface, même dans le cas extrême d'un fluide. Donc, pour étudier l'influence de la gravité dans la propagation d'ondes il n'est pas suffisant d'inclure la pesanteur dans les équations, il faut modifier les conditions de frontière libre, faute de quoi les ondes gravitaires ne peuvent pas se propager.

Nous arrêtons là nos développements sur les fluides non-visqueux. En effet, le but de cette partie était de démontrer la faisabilité de l'étude des ondes gravitaires dans un fluide par le couplage d'une interface irrégulière avec des ondes élastiques se propageant dans un demi-espace. Elle nous a permis aussi de montrer l'influence déterminante de la condition à la surface libre dans le problème et de nous "faire la main". Cependant un

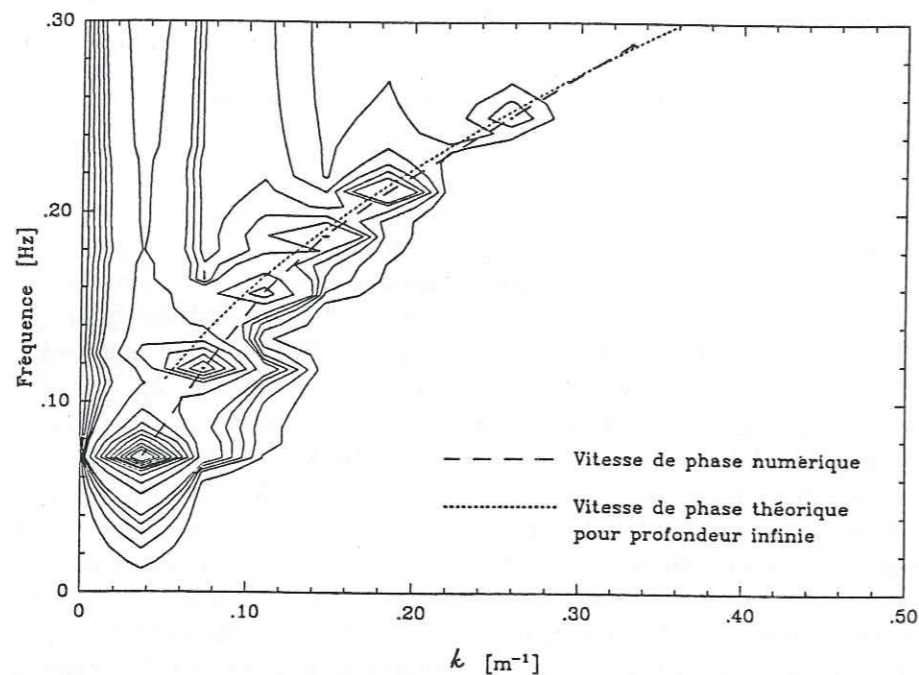


Figure 5.31. Diagramme $f-k$ de l'amplitude des ondes descendantes dans le fluide.

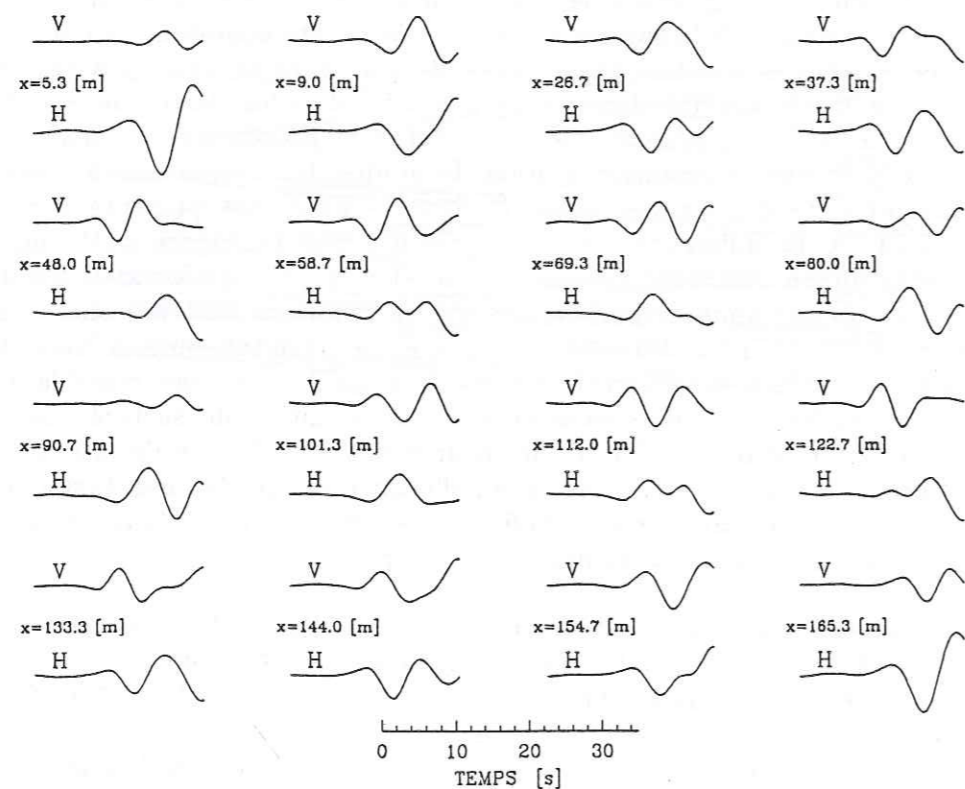


Figure 5.32. Premières 23 s du mouvement en surface pour 16 récepteurs equiespacés en surface. Les sismogrammes synthétiques sont ceux montrés sur la Figure 5.30. V denote la composante verticale et H la composante horizontale. La position horizontale de chaque point est indiquée.

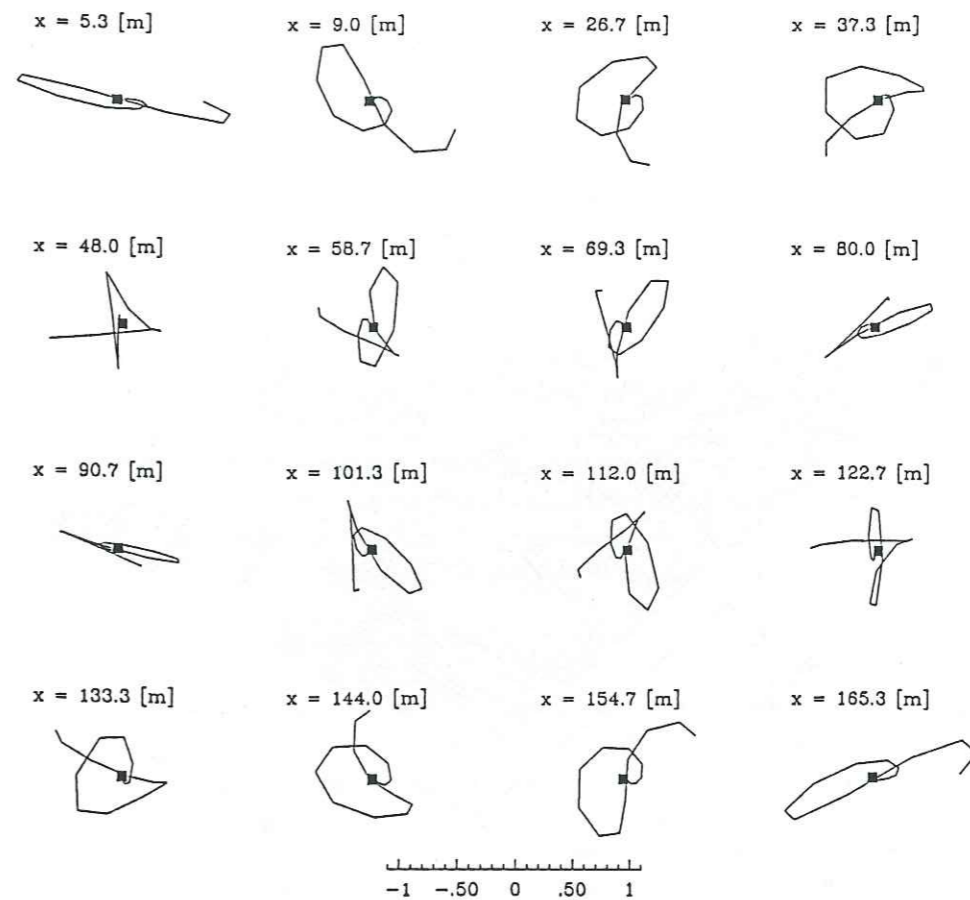


Figure 5.33. Mouvement de particule correspondant aux signaux montrés sur la figure précédente.

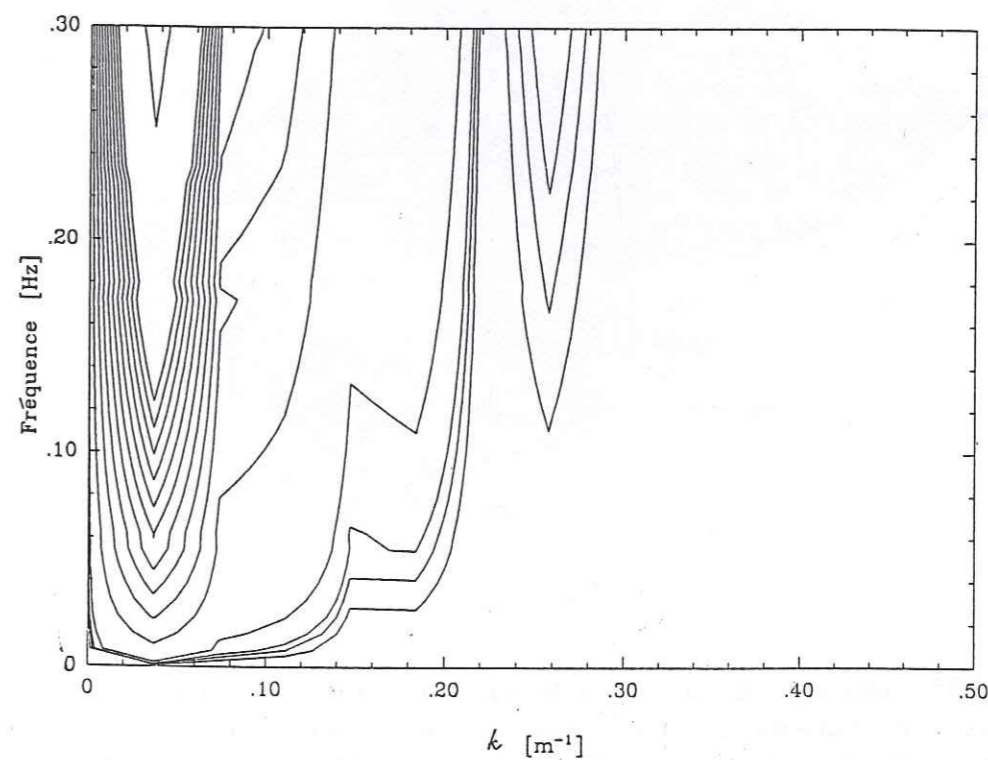


Figure 5.34. Diagramme $f-k$ de l'amplitude des ondes descendantes dans le fluide pour incidence d'ondes SV sur le modèle de la Figure 5.26, avec la condition de nullité de contraintes en $z = 0$.

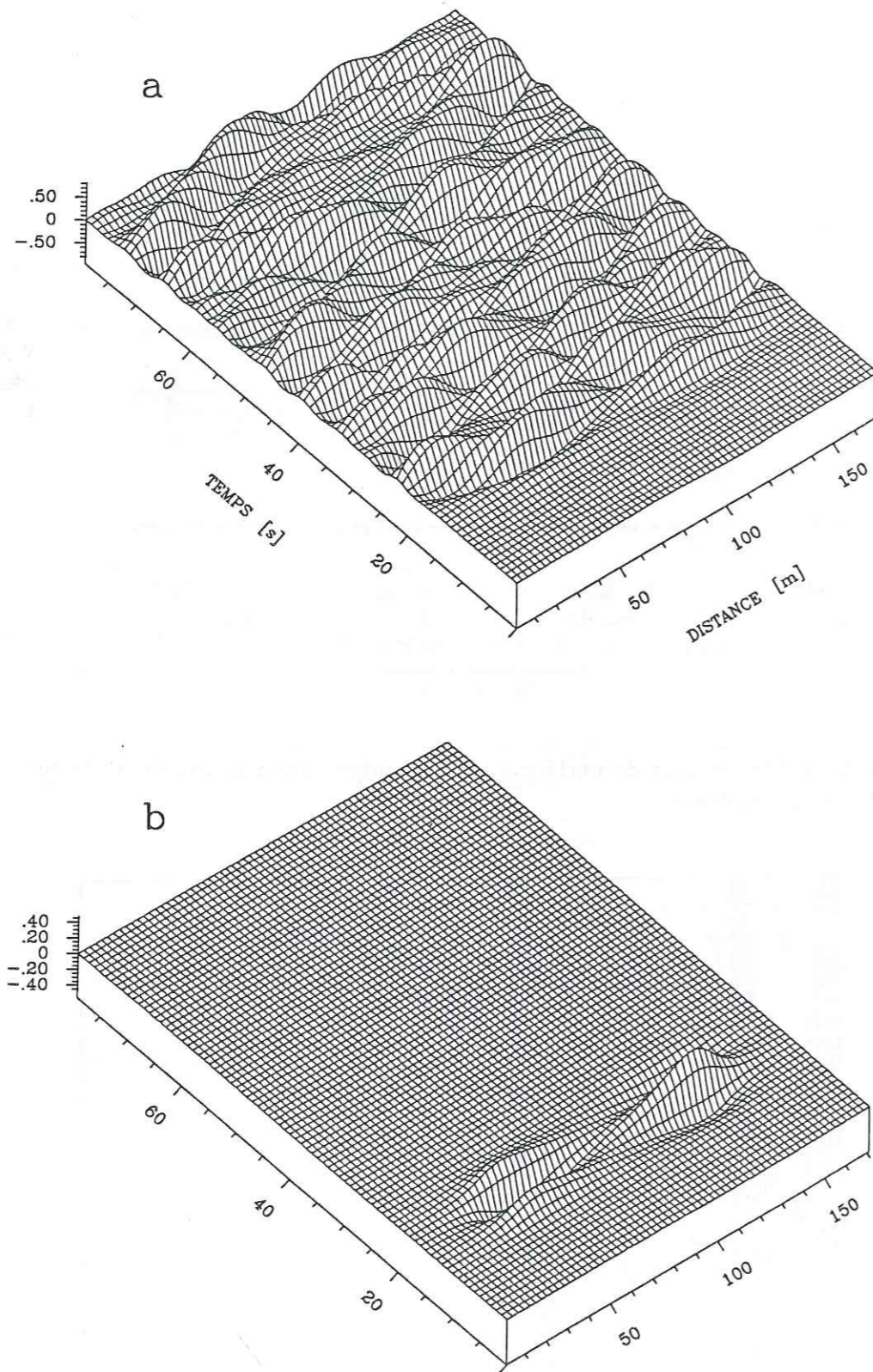


Figure 5.35. Sismogrammes synthétiques en surface du modèle montré sur la Figure 5.26, composante verticale. (a) Avec une condition de surface libre qui tient en compte le déplacement en $z = 0$. (b) Avec la condition de nullité de contraintes en $z = 0$.

fluide non-visqueux manque de tout mécanisme d'atténuation et de ce fait est irréaliste pour le but que nous nous étions fixé, l'étude de l'influence de la gravité dans les argiles de Mexico. Nous tournons maintenant notre attention, et celle du lecteur, vers un modèle qui est rhéologiquement plus correct, un fluide visqueux, pour lequel nous présenterons successivement la formulation et les résultats.

5.3.3 Cas d'un fluide compressible visqueux. Formulation

La formulation dans ce cas est proche de celle utilisée pour le fluide non-visqueux, à une exception près: maintenant le fluide pourra subir un certain niveau de cisaillement, à cause de sa viscosité. Dans ce cas, donc, le tenseur de contraintes n'est pas diagonal mais prend la forme

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + p_{ij} \quad (27)$$

où p est la pression, δ_{ij} est le symbole de Kronecker et p_{ij} est la contrainte liée à la vitesse de déformation du fluide. On peut noter que cette fois-ci, nous avons inclus un signe négatif pour la pression. En raison du parallèle très proche entre le fluide et le milieu élastique, nous avons choisi une convention de signes opposée à celle utilisée normalement en mécanique de fluides, pour prendre la convention usuelle en mécanique des milieux continus, c'est-à-dire, contrainte positive dans le sens de la normale à la surface. Ceci nous permet d'exprimer la loi rhéologique que nous prenons, viscosité de Newton, pour le fluide dans la forme inhabituelle

$$p_{ij} = 2\mu\dot{\epsilon}_{ij} \quad (28)$$

où μ = viscosité du fluide, avec un signe positif et $\dot{\epsilon}_{ij}$ = le tenseur vitesse de déformation. Les équations (2), (3) et (4) (cas non-visqueux) sont toujours valables et on peut écrire immédiatement l'équation du mouvement dans le fluide comme

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} = F_i - p_{,i} + \mu v_{k,k} + \mu v_{i,kk} \quad (29)$$

ou bien, en notation vectorielle

$$\rho \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = \mathbf{F} - \nabla p + \mu \nabla \nabla \cdot \bar{v} + \mu \nabla^2 \bar{v} \quad (30)$$

où \bar{v} = vecteur vitesse et \mathbf{F} = forces de volume, ou bien encore

$$\rho \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = \mathbf{F} - \nabla p + 2\mu \nabla \nabla \cdot \bar{v} - \mu \nabla \times \nabla \times \bar{v} \quad (31)$$

qui avec l'équation (8) (cas non-visqueux) forme le système d'équations à résoudre.

Nous prenons maintenant une décomposition en potentiels de Helmholtz, mais cette fois nous en avons deux, comme pour un milieu élastique

$$\bar{v} = \nabla\phi + \nabla \times \bar{\psi} \quad (32)$$

Si la force de volume a elle aussi, un potentiel

$$\mathbf{F} = -\nabla V \quad (33)$$

l'équation de mouvement peut se décomposer en deux. Celle pour le potentiel scalaire est

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \nabla\phi = -\nabla(V + p) + 2\mu \nabla \nabla \cdot \nabla\phi \quad (34)$$

qui, dans le cas où nous restons toujours dans la linéarité se simplifie comme

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = -V - p + 2\mu \nabla \cdot \nabla\phi \quad (35)$$

En dérivant cette équation par rapport au temps, et en considérant l'équation (8), on obtient finalement

$$\rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \kappa \nabla^2 \phi + 2\mu \nabla^2 \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (36)$$

L'équation pour le potentiel vectoriel est plus simple et l'on montre directement qu'elle est

$$\rho \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} = \mu \nabla^2 \bar{\psi} \quad (37)$$

Dans le cas de mouvement dans le plan, la solution de ces deux équations prendra la forme $\phi = \phi(x, z, t)$ et $\bar{\psi} = (0, \psi, 0)^T$, avec $\psi = \psi(x, z, t)$.

Admettons maintenant une solution en termes d'ondes planes

$$\phi = Ae^{i\omega t - ikx - ig_1 z} + Be^{i\omega t - ikx + ig_1 z} \quad (38)$$

$$\psi = Ce^{i\omega t - ikx - ig_2 z} + De^{i\omega t - ikx + ig_2 z} \quad (39)$$

Ces expressions seront solution de notre système d'équations s'il se vérifie que

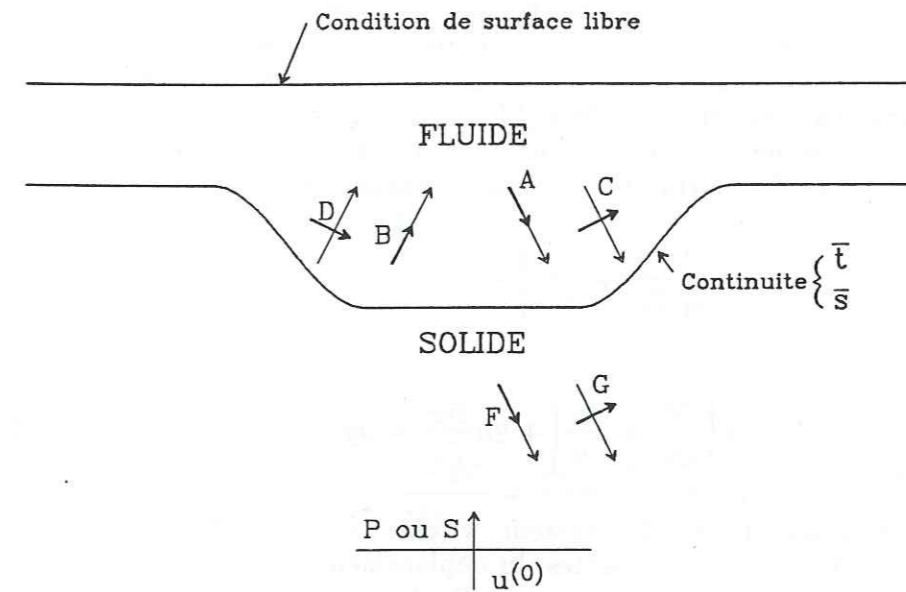


Figure 5.36. Schéma qui montre les différentes ondes se propageant dans le cas d'une couche irrégulière fluide visqueuse sur un demi-espace élastique. Les conditions aux limites du problème sont aussi montrées. A et B sont les ondes de pression dans le fluide. C et D sont les ondes de cisaillement dans le fluide. F et G sont les ondes diffractées dans le demi-espace par l'interface irrégulière.

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k^2 + g_1^2 \quad (40)$$

et

$$-\frac{\rho i \omega}{\mu} = k^2 + g_2^2 \quad (41)$$

$$\text{où } c^2 = \frac{\kappa + 2\mu i \omega}{\rho}$$

Nous devons maintenant appliquer les conditions aux limites du problème. Ces conditions sont: la continuité (en déplacement et contrainte) avec le demi-espace élastique et la condition de surface libre (Figure 5.36). Considérons d'abord cette dernière. La même linéarisation que celle utilisée dans le paragraphe précédent nous permet d'écrire les deux équations suivantes (nullité de contraintes normale et tangentielle)

$$-\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = 0 \quad (42a)$$

et

$$\kappa \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} = \rho g \zeta \quad (42b)$$

où u, w = composantes du vecteur vitesse dans la direction x et z respectivement, ξ, ζ = composantes du déplacement dans la direction x et z respectivement, toutes évaluées en $z = 0$. Les déplacements sont bien sûr donnés par

$$\xi = \int_0^t u \, dt = \int_0^t \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) dt \quad (43)$$

et

$$\zeta = \int_0^t w \, dt = \int_0^t \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) dt \quad (44)$$

Si nous utilisons maintenant notre solution en ondes planes (équations 38 et 39), nous arrivons au système d'équations

$$B = \frac{k^2 - g_2^2}{2kg_1} (C + D) + A \quad (45)$$

et

$$A \left(\frac{\kappa i \omega}{c^2} - 2\mu g_1^2 + \frac{\rho g g_1}{\omega} \right) + B \left(\frac{\kappa i \omega}{c^2} - 2\mu g_1^2 + \frac{\rho g g_1}{\omega} \right) +$$

$$C \left(-2\mu k g_2 + \frac{\rho g k}{\omega} \right) + D \left(2\mu k g_2 + \frac{\rho g k}{\omega} \right) = 0 \quad (46)$$

Ce système couple les amplitudes des ondes montantes et descendantes dans le fluide et nous permet d'exprimer l'amplitude des ondes montantes, B et D comme

$$B = \left[1 + \frac{-2 \frac{k^2 - g_2^2}{2kg_1} \left(\frac{\kappa i \omega}{c^2} - 2\mu g_1^2 \right)}{R_2} \right] A + \left[\frac{k^2 - g_2^2}{2kg_1} \right] \left[1 + \frac{R_1}{R_2} \right] C \quad (47)$$

$$D = \frac{-2 \left[\frac{\kappa i \omega}{c^2} - 2\mu g_1^2 \right]}{R_2} A + \frac{R_1}{R_2} C \quad (48)$$

où

$$R_1 = - \left[\frac{\kappa i \omega}{c^2} - 2\mu g_1^2 \right] \frac{k^2 - g_2^2}{2kg_1} + \frac{\rho g g_1}{\omega} \frac{k^2 - g_2^2}{2kg_1} + 2\mu k g_2 - \frac{\rho g k}{\omega} \quad (49)$$

et

$$R_2 = \left[\frac{\kappa i \omega}{c^2} - 2\mu g_1^2 \right] \frac{k^2 - g_2^2}{2kg_1} - \frac{\rho g g_1}{\omega} \frac{k^2 - g_2^2}{2kg_1} + 2\mu k g_2 + \frac{\rho g k}{\omega} \quad (50)$$

Il nous reste seulement à appliquer les conditions de continuité de déplacement et contrainte avec le demi-espace élastique: en chaque point le long de l'interface irrégulière, le vecteur déplacement et le vecteur contrainte doivent être égaux pour le fluide et le solide (le champ diffracté dans le solide étant toujours donné par les équations 26). Ces conditions nous donnent 4 équations pour nos 4 inconnues, A, C, F et G , que nous résolvons numériquement en utilisant la méthode d'Aki-Larner. Nous pouvons passer maintenant à l'examen des résultats de cette formulation.

5.3.4 Résultats

Dans cette section nous utiliserons la formulation que nous venons

de décrire pour calculer le mouvement à la surface d'une couche fluide visqueuse. La première question qu'il nous faut résoudre est de trouver une valeur convenable pour la viscosité de l'argile. Ce n'est pas un problème qui a attiré beaucoup l'attention dans la littérature sismologique. Les valeurs de la viscosité de quelques fluides courants sont données sur le Tableau 5.3. Elles sont trop basses, car il est difficile de comparer l'argile à la glycérine, par exemple. A l'autre extrême de l'échelle, le problème de la viscosité du manteau, lui, a attiré énormément l'attention. Du coup, on est à peu près sûr que sa viscosité est de l'ordre de 10^{20} à 10^{22} Pa.s (Turcotte et Schubert, 1982; Lliboutry, 1987). Cette valeur, très élevée, permet le fluage du manteau à l'échelle du temps géologique mais pour des échelles de temps plus courtes, ce matériau ne se comporte pas comme un fluide. Faute de renseignements, nous avons considéré plusieurs valeurs de viscosité entre 300 et 30.000. Nous allons d'abord discuter deux exemples pour un cas transparent, avant de montrer des résultats pour un cas complet.

Le cas transparent que nous avons choisi est une variation du modèle de la Figure 5.26 dans laquelle l'augmentation de l'épaisseur de la couche superficielle est de 10 cm, au lieu de 20 m. La viscosité du fluide est de 300 Pa.s. La Figure 5.37 montre les fonctions de transfert que nous obtenons pour l'incidence verticale des ondes SV. Nous remarquons que la composante DC est bien transmise par la couche fluide pour le mouvement horizontal incident. En effet, pour une fréquence nulle, le fluide se comporte comme un solide. Pour des fréquences plus élevées, le mouvement horizontal devient négligeable. Nous observons un mouvement vertical, diffracté, qui est très similaire à celui qu'on avait observé pour le cas du fluide non visqueux, toutefois avec des amplitudes qui restent très faibles. Regardons maintenant les amplitudes des ondes descendantes diffractées au sein du fluide. La Figure 5.38 montre les contours des amplitudes de ces ondes. Nous pouvons identifier une onde de surface dans les deux composantes du mouvement, qui se propage avec une vitesse de phase de l'ordre de 6 m/s. Elle est générée par la petite variation d'épaisseur de la couche fluide, mais son amplitude est négligeable.

Augmentons maintenant la viscosité, toujours avec un incrément d'épaisseur de 10 cm. La Figure 5.39 montre les fonctions de transfert que nous obtenons pour une viscosité de 3×10^4 Pa.s. Comme nous nous y attendions, la plage de fréquences que peut transmettre la couche fluide en déplacement horizontal a augmenté significativement. Le déplacement vertical ne présente plus la résonance qu'on observait entre 0,05 et 0,2 Hz dans le cas précédent. On a un déplacement beaucoup plus régulier, avec des amplitudes plus faibles. Il apparaît donc, qu'une viscosité de 3×10^4 Pa.s est suffisamment élevée pour empêcher la réponse en résonance de la couche fluide. Il nous faut une viscosité plus basse.

Passons maintenant aux modèles avec une couche fluide irrégulière. Pour cette série d'exemples, nous avons modifié un peu la géométrie du

Tableau 5.3 Viscosité de quelques fluides à 15 ° C et pression atmosphérique

	Viscosité [Pa · s]	Viscosité cinématique [m ² ·s ⁻¹]
Air	$1,78 \times 10^{-5}$	$1,45 \times 10^{-5}$
Eau	$1,14 \times 10^{-3}$	$1,14 \times 10^{-6}$
Mercure	$1,58 \times 10^{-3}$	$1,16 \times 10^{-7}$
Alcool éthylique	$1,34 \times 10^{-3}$	$1,70 \times 10^{-6}$
Tetrachlorure de carbone	$1,04 \times 10^{-3}$	$6,50 \times 10^{-7}$
Huile d'olive	0,099	$1,08 \times 10^{-4}$
Glycerine	2,33	$1,85 \times 10^{-3}$

Viscosité cinématique: $\nu = \frac{\mu}{\rho}$, où μ = viscosité, ρ = densité.
[D'après Turcotte et Schubert, 1982].

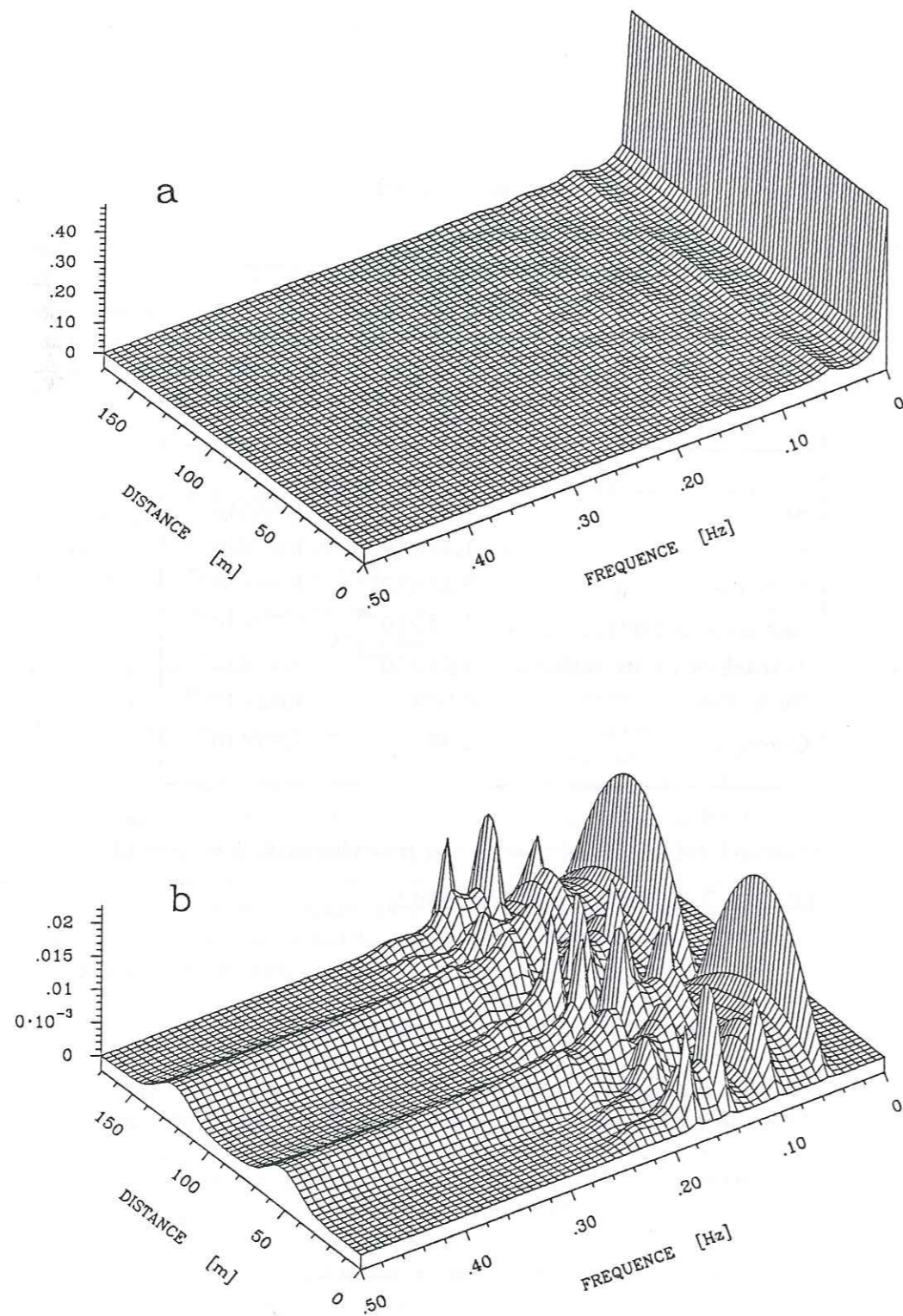


Figure 5.37. Fonctions de transfert en déplacement à la surface d'une couche fluide visqueuse avec une irrégularité d'épaisseur de 10 cm. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale. La viscosité est de 300 Pa·s.

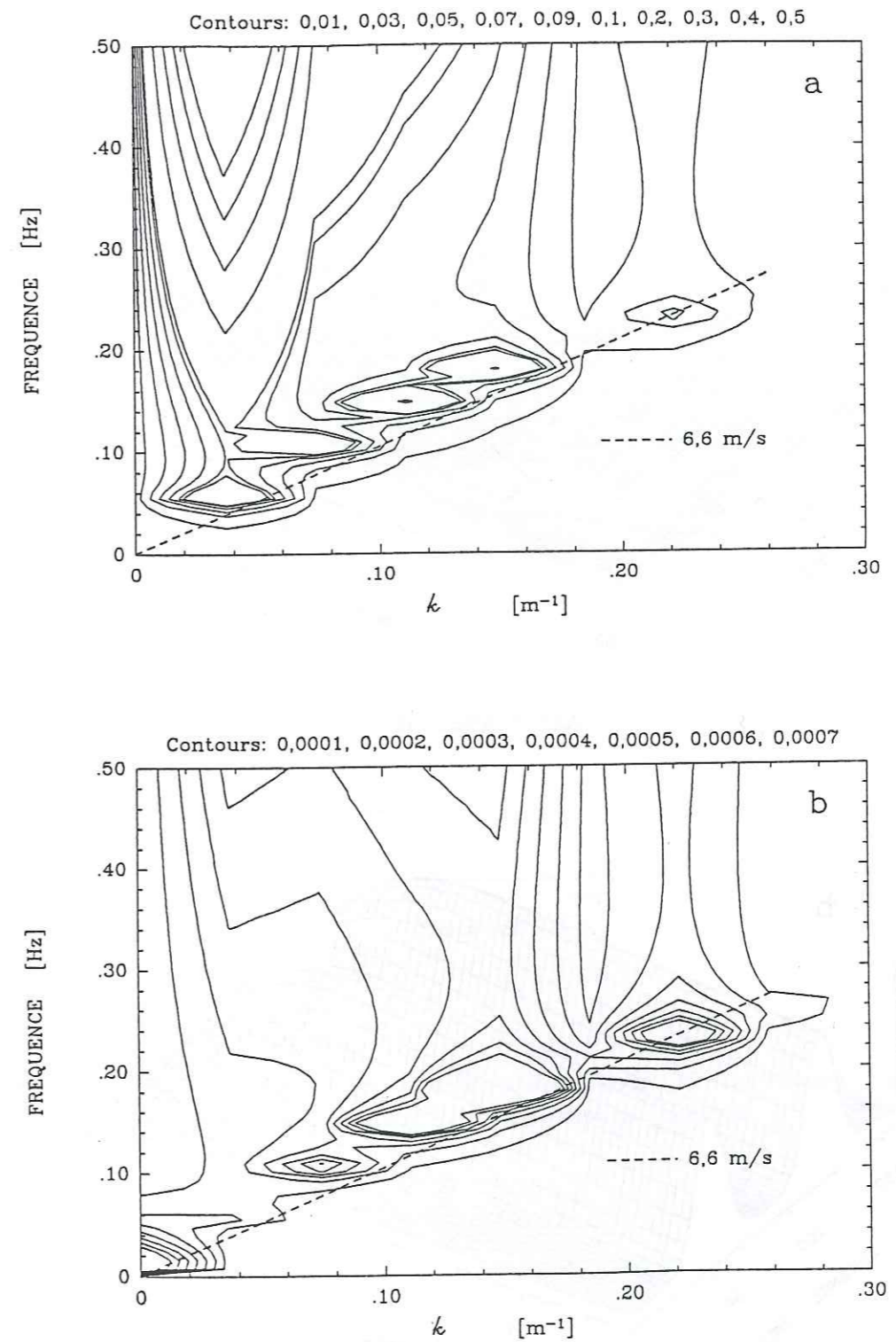


Figure 5.38. Contours dans le plan $f-k$ de l'amplitude des ondes descendantes dans la couche fluide. (a) Ondes de pression. (b) Ondes de cisaillement. On observe l'ébauche d'une onde de surface mais les amplitudes sont très faibles.

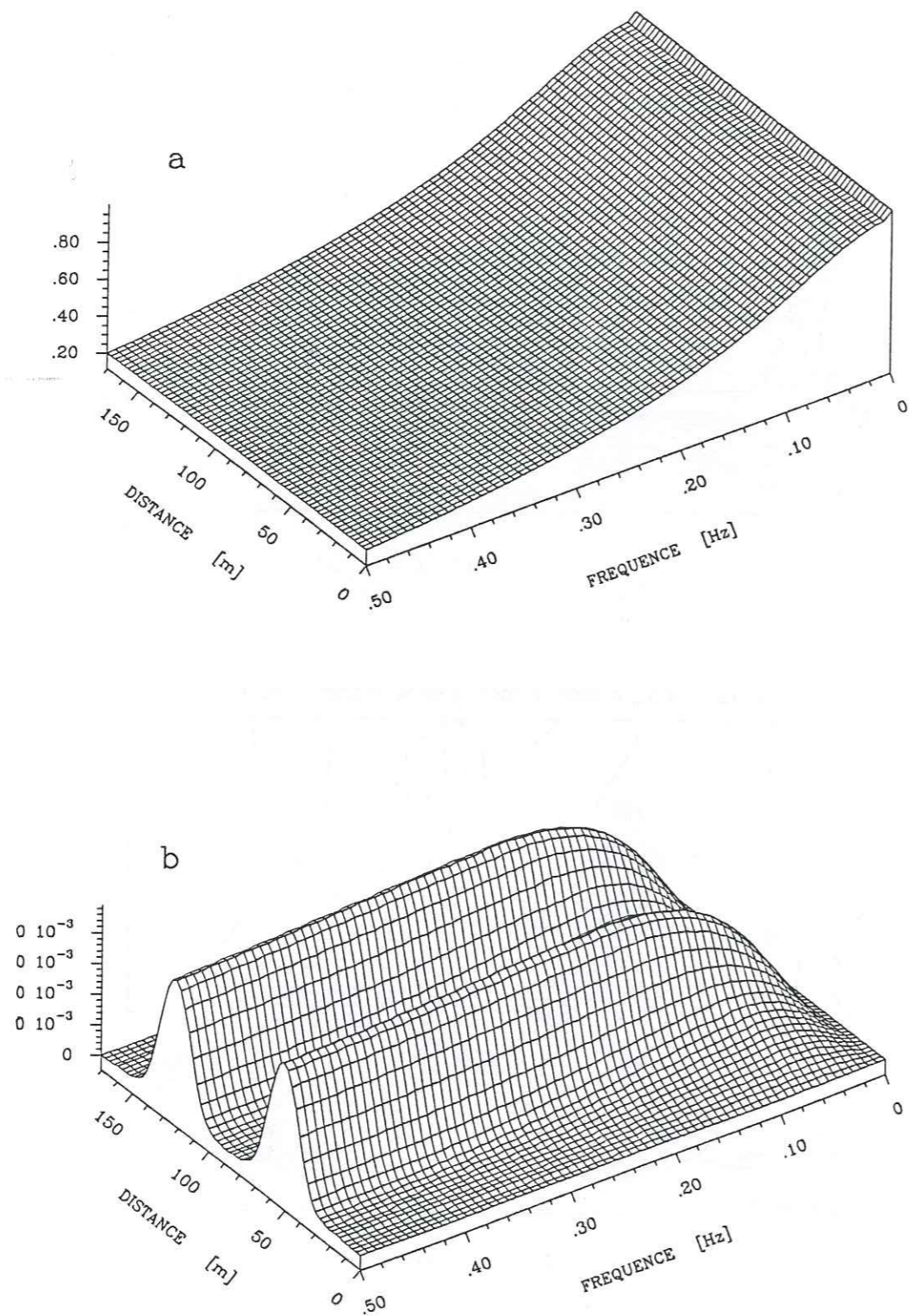


Figure 5.39. Fonctions de transfert en déplacement à la surface d'une couche fluide visqueuse avec une irrégularité d'épaisseur de 10 cm. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale. La viscosité est de 3×10^4 Pa·s. La composante horizontale s'approche de 1 tandis que l'amplitude de la verticale diminue fortement.

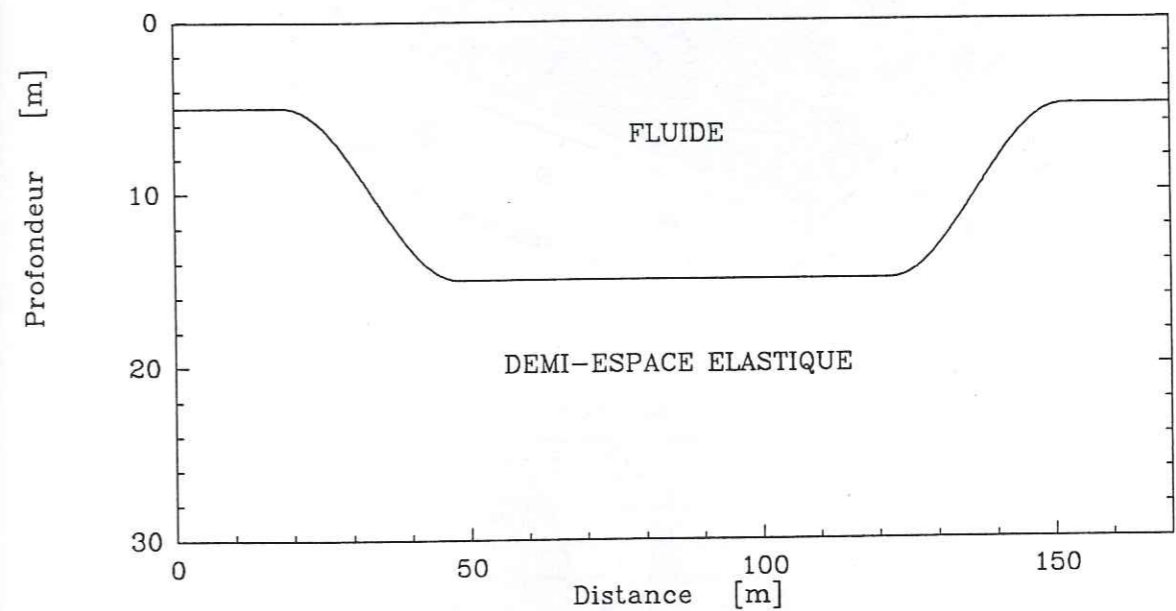


Figure 5.40. Géométrie du modèle utilisé pour le cas d'une couche irrégulière de fluide visqueux sur un demi-espace élastique.

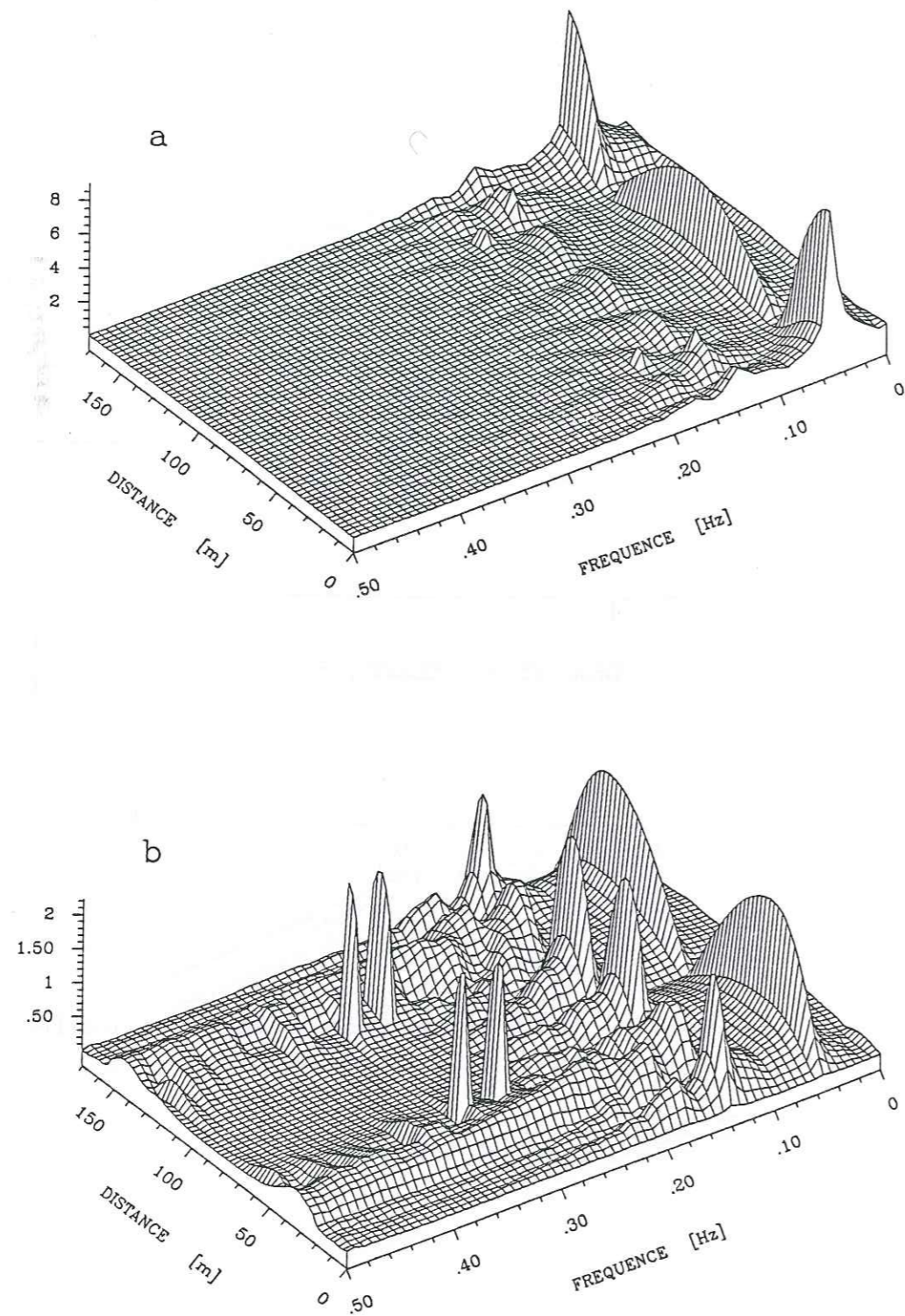


Figure 5.41. Fonctions de transfert en déplacement à la surface d'une couche fluide visqueuse avec une irrégularité d'épaisseur de 10 m. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale. La viscosité est de 300 Pa·s.

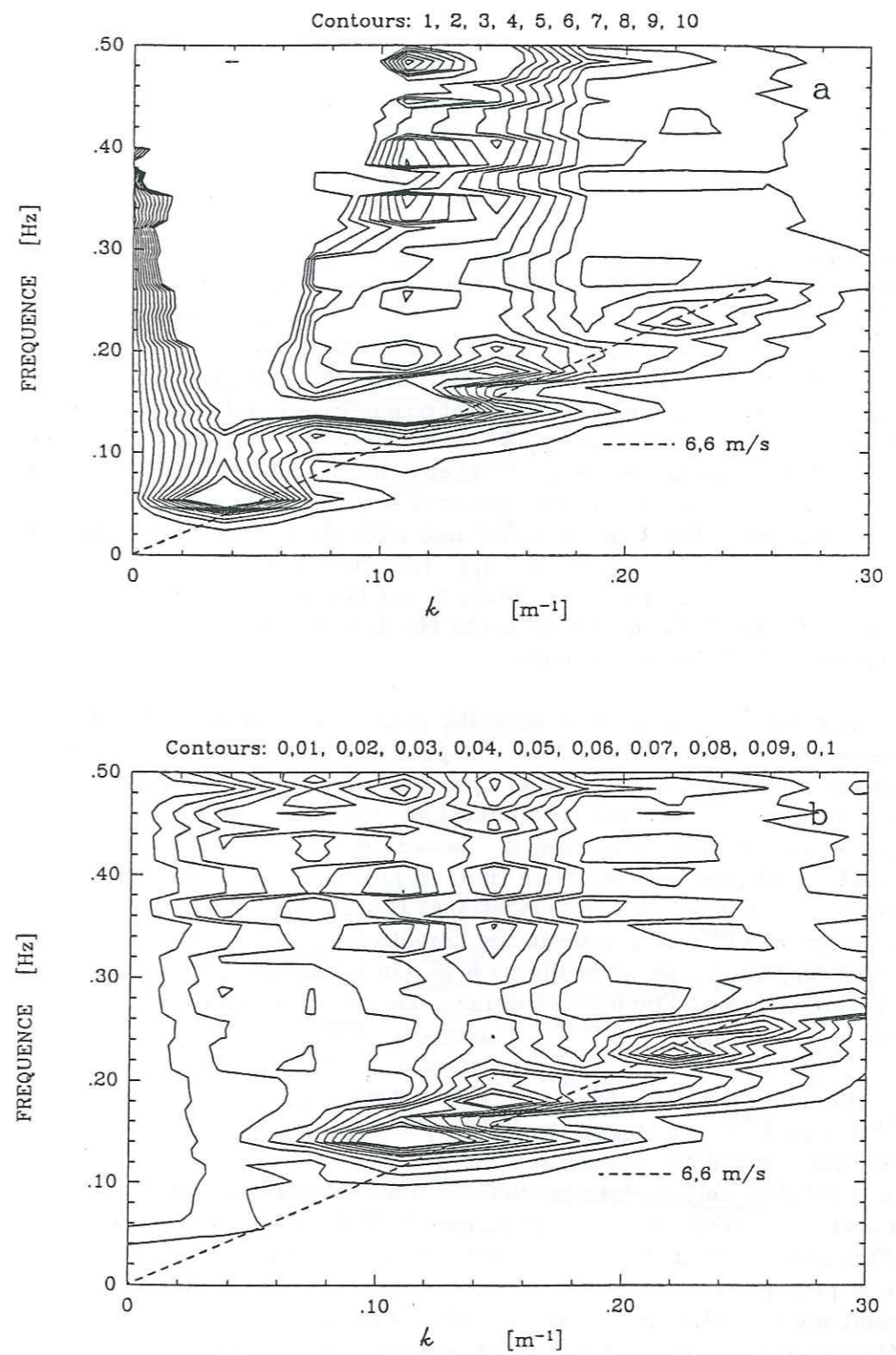


Figure 5.42. Contours dans le plan $f-k$ de l'amplitude des ondes descendantes dans la couche fluide. (a) Ondes de pression. (b) Ondes de cisaillement. L'onde de surface est beaucoup plus développée mais son amplitude est faible relativement au cas non visqueux.

modèle montré sur la Figure 5.26, en élargissant la partie plate centrale du modèle et en diminuant l'épaisseur de la couche fluide sur les bords (Figure 5.40). Comme il apparaîtra dans les résultats qui suivent, la viscosité atténue fortement le mouvement dans le fluide. En diminuant l'épaisseur de la couche irrégulière, nous diminuons l'atténuation du mouvement. La Figure 5.41 montre les fonctions de transfert pour ce modèle. La viscosité du fluide est de 300 Pa·s. Leurs formes sont similaires à celles qu'on avait observée dans le cas du fluide non visqueux, bien qu'il y ait des modifications introduites par la propagation d'ondes de cisaillement dans le fluide. Les amplitudes ont diminué d'un facteur légèrement supérieur à 2 relativement au cas non visqueux et l'amplification en surface est limitée à des fréquences en dessous de 0,2 Hz. La distribution de l'énergie descendante dans la couche fluide est représentée sous forme de contours dans le plan $f-k$ sur la Figure 5.42. Nous observons une large différence entre l'amplitude des ondes de pression et celle des ondes de cisaillement dans le fluide, ce qui explique la ressemblance des fonctions de transfert avec le cas non visqueux. On peut identifier une onde de surface se propageant avec une vitesse de l'ordre de 6 m/s. Les sismogrammes synthétiques correspondants à cet exemple sont présentés sur la Figure 5.43. La fréquence du pulse de Ricker incident est de 0,125 Hz. L'atténuation de mouvement par la viscosité du fluide est évidente.

Les résultats pour une viscosité plus élevée ($\mu = 750$ Pa·s) sont montrés sur les Figures 5.44 et 5.45. On peut observer que les fonctions de transfert de la Figure 5.44 ne diffèrent pas fondamentalement de celles de la Figure 5.41. On observe bien la diminution progressive de l'amplitude en fonction de la viscosité, ainsi que le "lissage" des pics d'amplification. La composante verticale est atténuée plus rapidement que la composante horizontale. Les sismogrammes synthétiques (Figure 5.45) pour un pulse de Ricker centré à 0,125 Hz montrent des amplitudes maximales diminuées de moitié par rapport à ceux de la Figure 5.43. On n'observe plus de façon très nette la propagation d'ondes de surface, car le mouvement est atténué rapidement.

Les derniers résultats ont été obtenus pour une viscosité de 3×10^3 Pa·s. La Figure 5.46 montre les fonctions de transfert obtenues où il est clair que nous nous approchons des résultats pour le cas transparent (Figure 5.39). Les amplitudes ont diminué d'un facteur 4 relativement à la Figure 5.41 ($\mu = 300$ Pa·s). Les diagrammes $f-k$ de la Figure 5.47 montrent des différences significatives relativement à ceux de la Figure 5.42. L'onde de surface a pratiquement disparu, bien que l'amplitude des ondes diffractées soit comparable entre les deux figures. Finalement, les sismogrammes synthétiques montrés sur la Figure 5.48 montrent la très rapide atténuation du mouvement en surface. Après quelques 70 s, il ne reste qu'un faible bruit de fond numérique, sans qu'on n'observe aucune onde de surface.

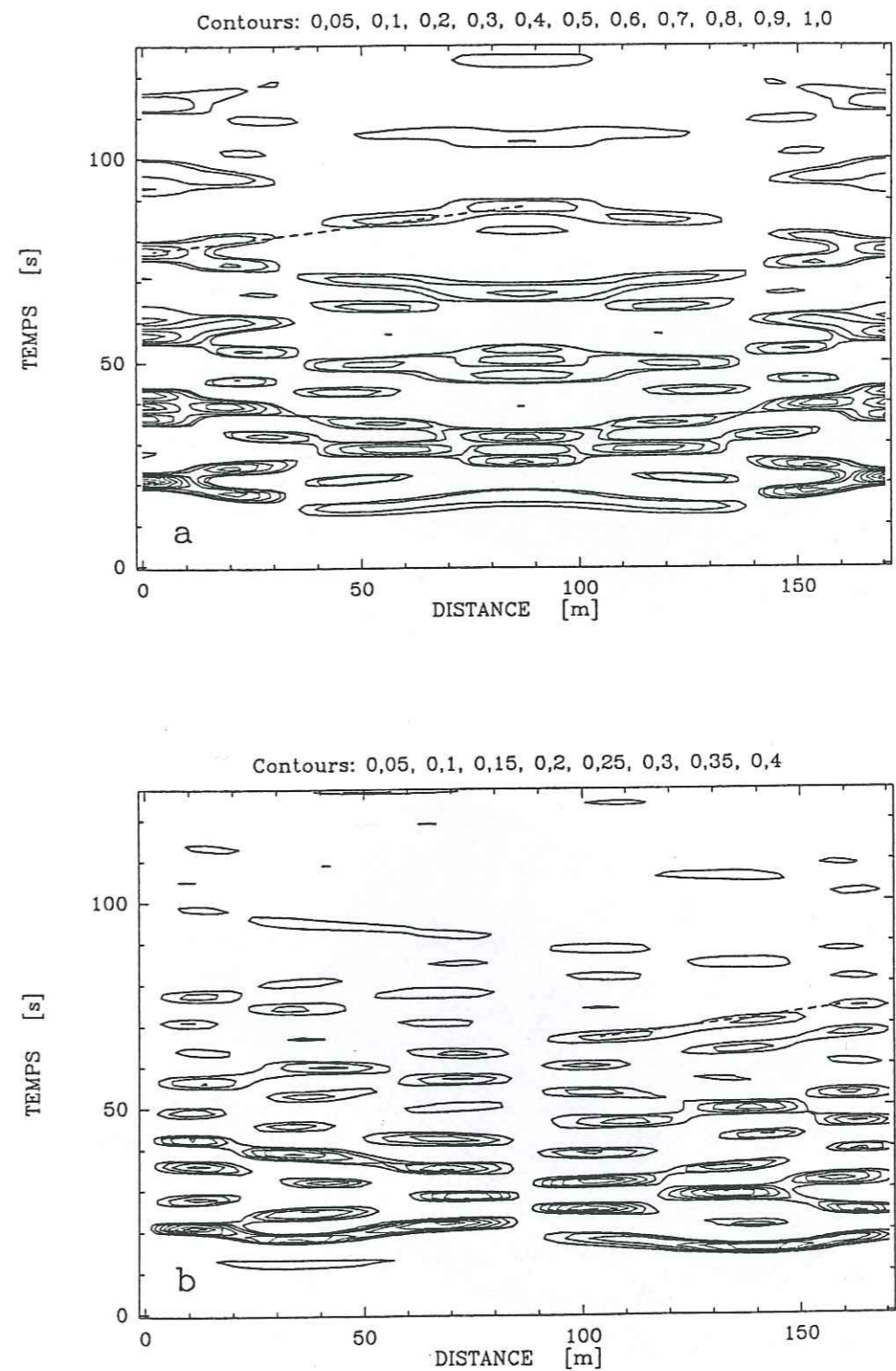


Figure 5.43. Contours dans le plan $x-t$ des sismogrammes synthétiques obtenus à partir des fonctions de transfert montrées sur la Figure 5.41. La viscosité est de 300 Pa·s. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale. Le tireté tracé sur les figures correspond à une vitesse de l'ordre de 8 m/s.

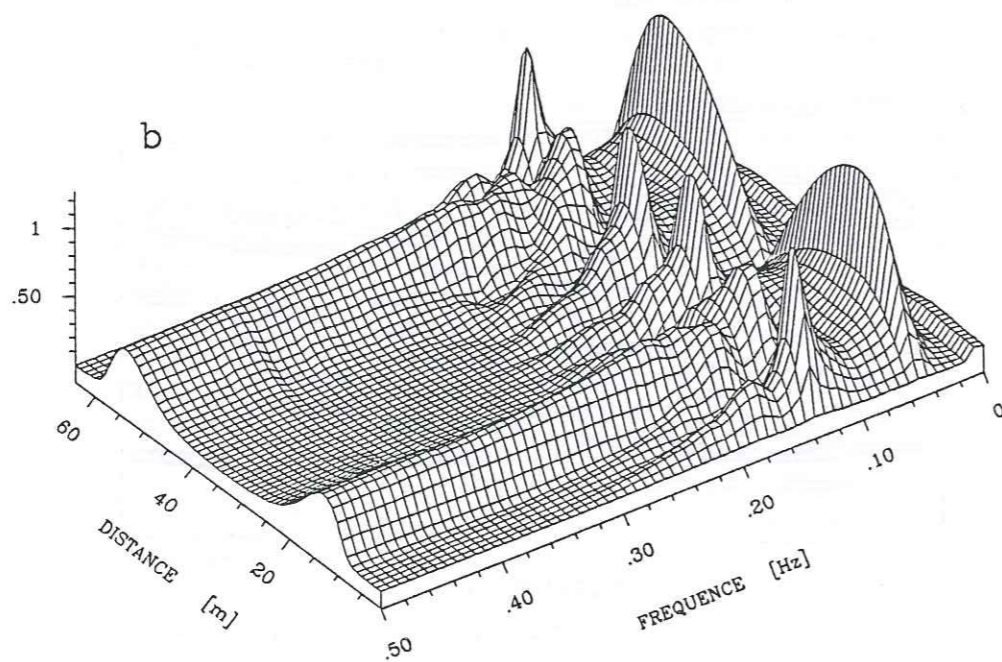
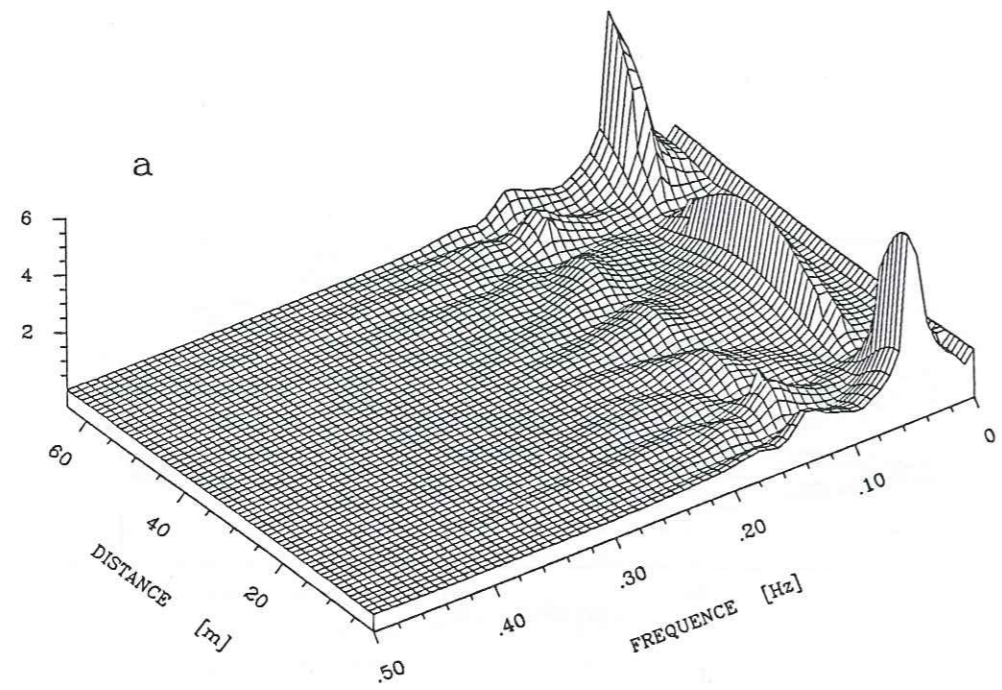


Figure 5.44. Fonctions de transfert en déplacement à la surface d'une couche fluide visqueuse avec une irrégularité d'épaisseur de 10 m. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale. La viscosité est de 750 Pa.s.

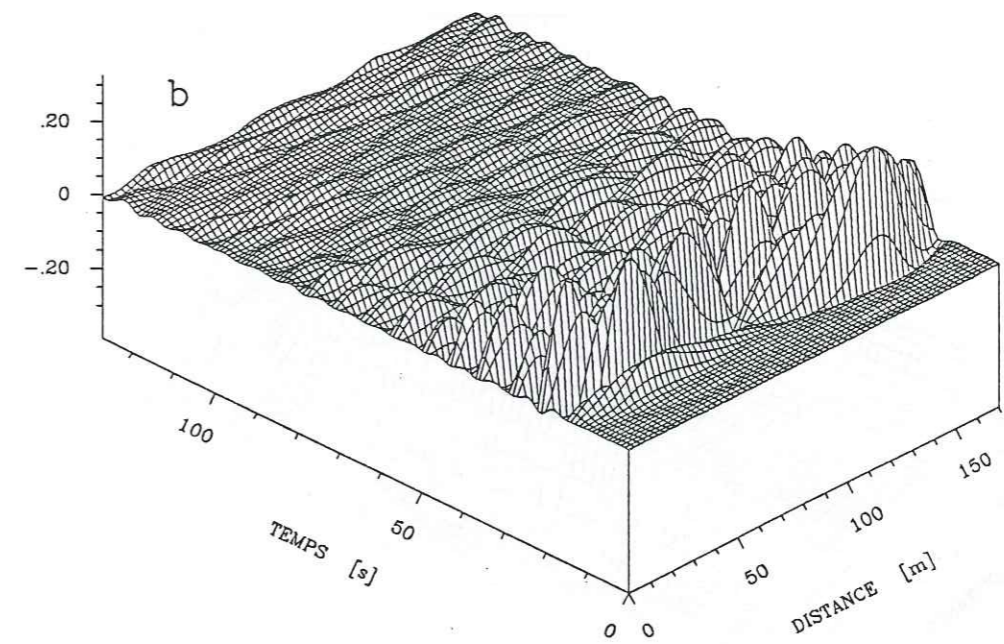
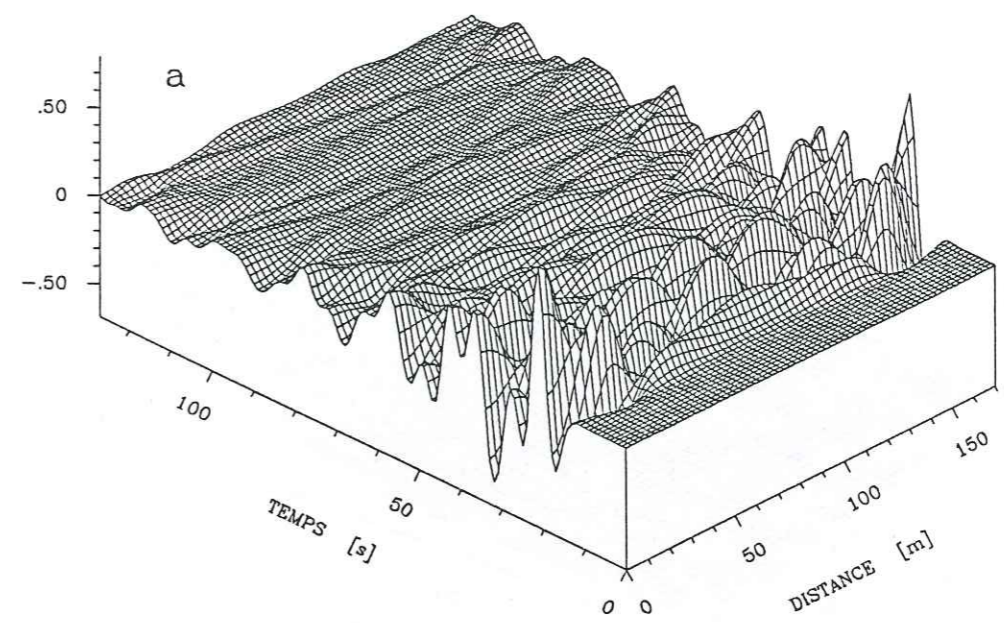


Figure 5.45. Vue en perspective des sismogrammes synthétiques obtenus avec les fonctions de transfert montrées sur la figure précédente. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

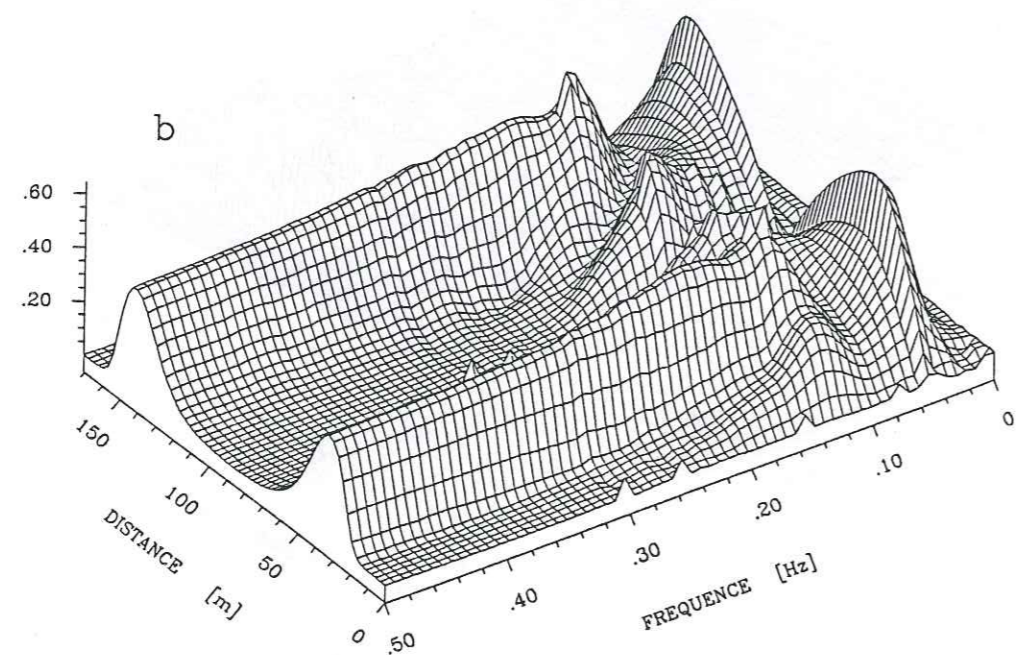
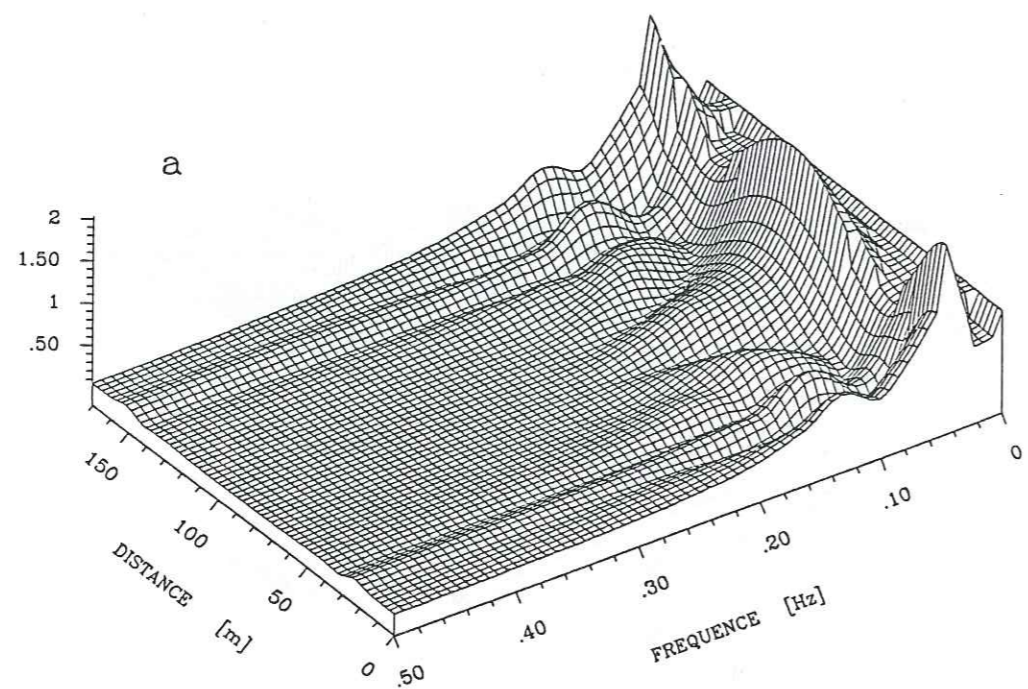


Figure 5.46. Fonctions de transfert en déplacement à la surface d'une couche fluide visqueuse avec une irrégularité d'épaisseur de 10 m. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale. La viscosité est de 3×10^3 Pa·s.

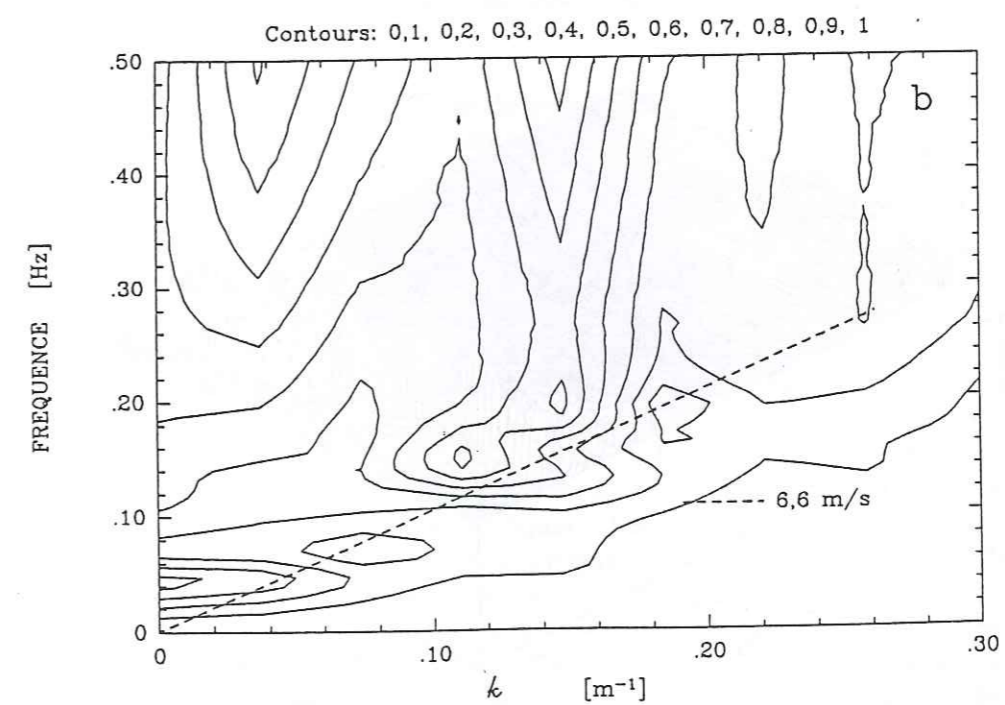
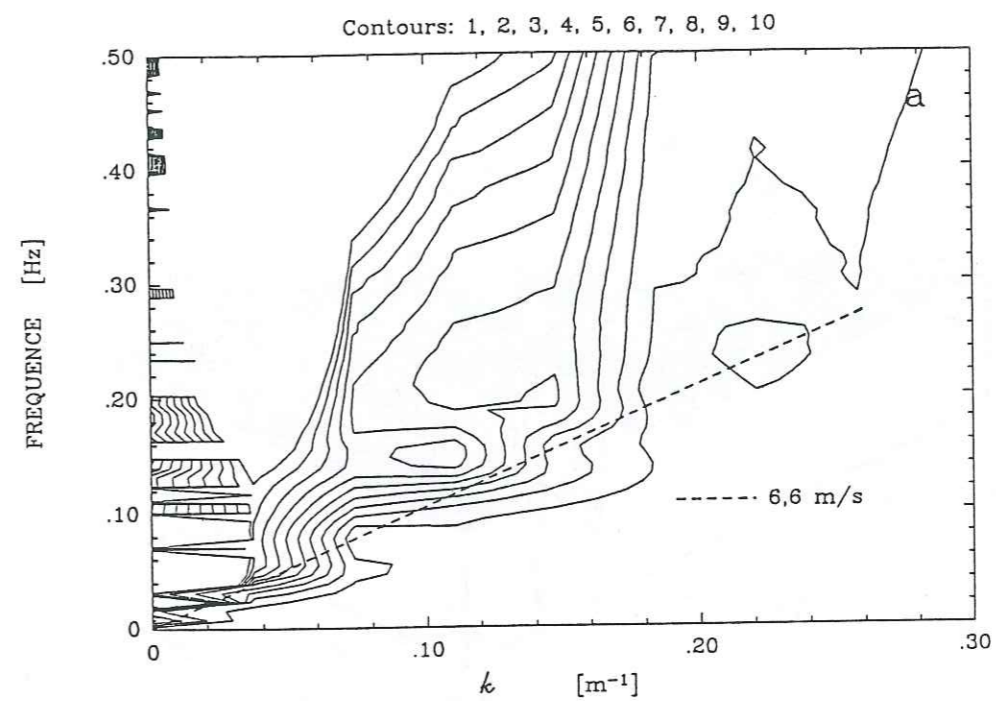


Figure 5.47. Contours dans le plan $f-k$ de l'amplitude des ondes descendantes dans la couche fluide. (a) Ondes de pression. (b) Ondes de cisaillement. La viscosité est de 3×10^3 Pa·s. L'onde de surface est beaucoup moins apparente pour cette valeur de la viscosité.

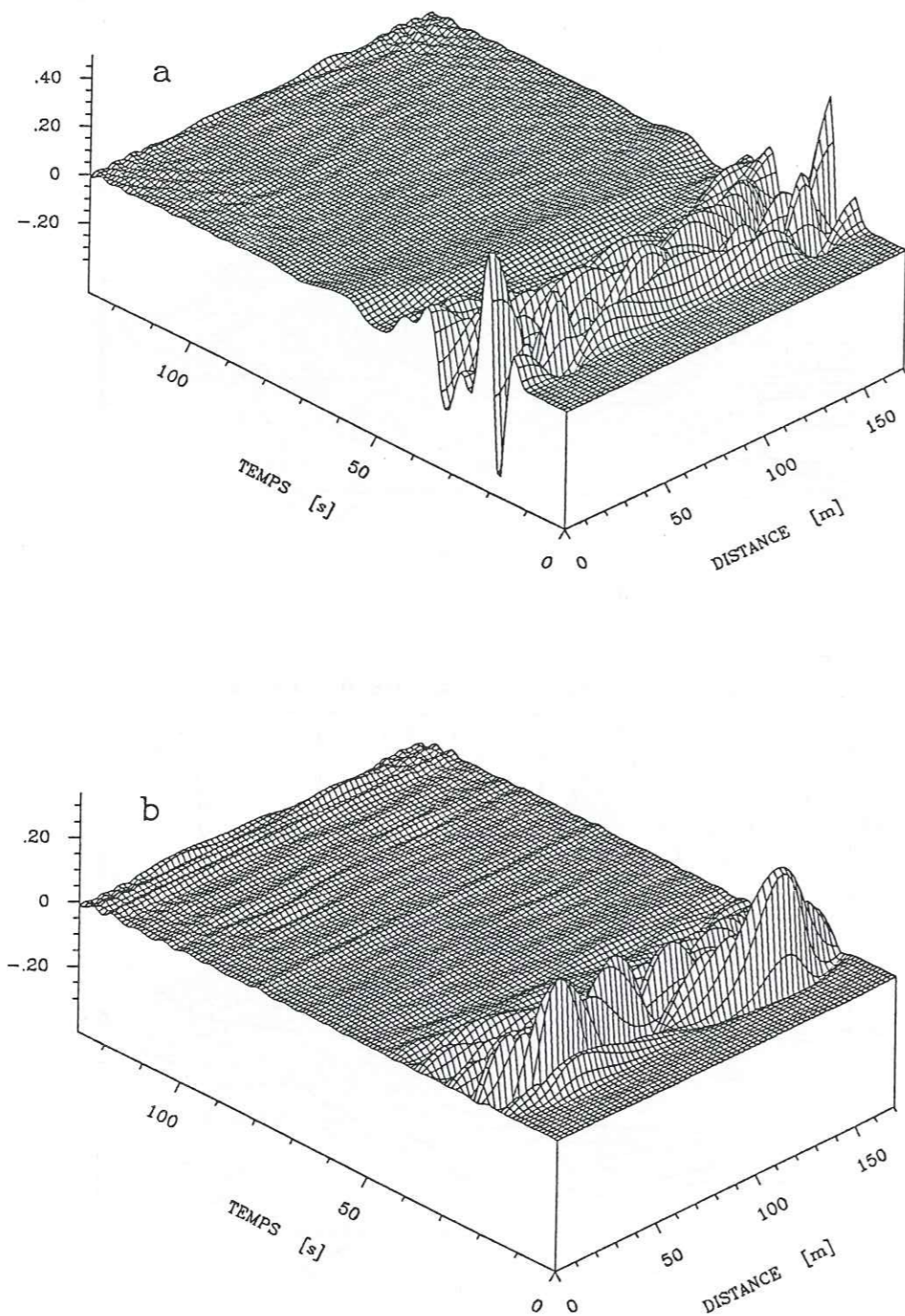


Figure 5.48. Vue en perspective des sismogrammes synthétiques obtenus avec les fonctions de transfert montrées sur la Figure 5.46. La viscosité est de 3×10^3 Pa·s. (a) Composante horizontale. (b) Composante verticale.

5.4 Conclusions

Les principaux résultats qui ressortent de notre travail concernant les perturbations dues à la gravité, sont de deux ordres: général et particulier, concernant le cas spécial de Mexico.

La première observation (qui n'est pas la moins intéressante d'un point de vue théorique) est que, en regardant les choses de près et en faisant attention aux conditions de frontière, la gravité peut avoir un effet mesurable à la surface d'un solide élastique. Contrairement donc aux conclusions de Bâth (Bâth et Berkhout, 1984) et de Ewing *et al.* (1957) nos résultats montrent que la gravité affecte de façon perceptible les ondes de Rayleigh dans une couche d'argile très molle, en particulier leur vitesse de phase augmente de 37%.

Nous avons montré que l'idée de Gilbert (1967) d'une transition graduelle entre ondes de Rayleigh et ondes gravitaires en un fluide n'est pas correcte. Nous pensons qu'il a été abusé par les modifications du pulse de Rayleigh observées et nous avons montré, avec des calculs plus complets que les siens, que l'effet de pulse \bar{P} n'est pas significatif sauf pour certaines valeurs du coefficient de Poisson. On peut rappeler que pour un sol très mou, nous avons observé plus de modifications sur le pôle des ondes de Rayleigh que sur le pôle \bar{P} .

Concernant notre étude de propagation d'ondes en milieu fluide, un point qui nous semble important est la condition de surface libre. Nous avons montré l'importance de la prise en compte d'une condition différente de celle utilisée normalement dans des milieux élastiques, même s'il s'agit d'une linéarisation de la vraie condition de frontière. En effet, une condition de contrainte nulle sur un plan inhibe la propagation d'ondes gravitaires et on pourrait conclure à tort qu'elles n'existent pas. Or le mouvement dans l'eau est dominé par les effets gravitaires. Nos résultats expliquent qualitativement au moins, l'importance des vagues résultant du couplage élastique/fluide.

Revenons maintenant au cas de Mexico. Le but de cette étude était d'examiner la possibilité d'expliquer les arrivées tardives dans les accélérogrammes de Mexico par la propagation d'ondes gravitaires dans la couche d'argile, considérée comme un fluide visqueux. La conclusion préliminaire que nous obtenons est que cette explication est improbable. D'abord, pourquoi préliminaire? Premièrement, nous n'avons aucune contrainte sur la géométrie de la partie liquifiée de l'argile. S'agit-il de toute la couche (une quarantaine de mètres)? Ou seulement d'une partie? Sur quelle dimension horizontale? Deuxièmement, nous n'avons non plus aucune contrainte sur la valeur de viscosité de l'argile liquifiée. Nous avons montré l'importance de ce paramètre dans le mouvement en surface. Dans le cas,

certes peu réaliste, où il n'y a pas d'atténuation (c'est-à-dire viscosité nulle), nous observons une durée extraordinaire du mouvement, mais pour cela il n'était pas nécessaire de recourir à des modèles fluides, comme nous l'avons montré dans le paragraphe § 3.4. Nos calculs montrent qu'il suffit d'une viscosité de l'ordre de 3000 Pa·s pour empêcher toute propagation d'ondes de surface gravitaires. Evidemment, cette valeur dépend fortement de la géométrie de nos modèles, car plus la couche fluide est mince moins les ondes seront atténuées par la viscosité. Cependant, pour nos modèles, la fréquence de résonance (fréquence à laquelle on excite le mieux la couche fluide) se situe entre 0,1 et 0,2 Hz. S'il nous faut des effets significatifs à la fréquence de 0,5 Hz, cela signifie que nous devons encore diminuer de façon significative la viscosité pour augmenter le domaine en fréquence où les ondes de gravité peuvent se propager. Ce qui nous ramène à des valeurs de viscosité très basses. Une autre possibilité serait aussi de diminuer sensiblement l'épaisseur de la couche fluide, car nous avons montré que dans ce cas le mouvement est moins atténué.

Voilà donc le dernier des modèles présentés dans ce mémoire. Nous pensons que les résultats présentés sont intéressants et qu'ils pourraient trouver des applications, par exemple, dans l'analyse des pressions hydrodynamiques pour le calcul des barrages. Dans le cas de Mexico, il semble donc que l'explication des longues durées en termes d'ondes gravitaires soit improbable. Il serait cependant intéressant de poursuivre cette étude. En effet, nous avons montré qu'il est possible de faire des modèles en couplage solide/fluide. Nous pensons qu'il est possible maintenant de nous tourner vers la réalisation d'expériences sur le terrain, dirigées spécifiquement pour tester des hypothèses, par exemple avec un ensemble de stations formant un petit réseau avec des espacements très faibles entre stations ou avec des capteurs en profondeur. Cette dernière permettrait, en particulier faire la part du mouvement qui correspond aux ondes de volume et celle qui correspond aux ondes de surface.

CONCLUSION GENERALE

Des conclusions partielles ont été tirées tout au long de ce travail. Nous n'y reviendrons pas en détail, mais préférons faire un bilan global des résultats. Dans ce mémoire, nous avons abordé un problème bien particulier: les effets de site observés à Mexico. Il est bien évident qu'il s'agit là d'une situation unique, car Mexico est une ville exceptionnelle à beaucoup d'égards, dont le moindre n'est pas les conditions extrêmes de son sous-sol. Cependant, nous pensons que certains des résultats obtenus ici sont applicables dans des proportions plus ou moins importantes à d'autres situations. En particulier, nous avons montré la multiplicité d'approches que l'on peut utiliser pour cerner l'importance relative des variables dans un problème donné. La démarche que nous avons suivie allait du général au particulier, en abordant le problème sous différents niveaux de détail, et en l'étoffant de plus en plus d'hypothèses. Nous pensons qu'il s'agit là d'une démarche qui pourrait être utilisée avec avantage dans beaucoup d'autres cas: des situations telles que la présence des hétérogénéités de la structure géologique superficielle à plusieurs échelles ou le manque de données qui empêche de bien contraindre la structure du sous-sol sont des problèmes qui reviennent très souvent (à l'exception de Turkey Flat ou Ashigara Valley). De plus il existe d'autres villes en situation comparable, avec une sismicité importante et des vitesses de propagation des ondes *S* dans les sédiments superficiels inférieures à 100 m/s: Bogotá (Colombie), San Francisco (E.U.A.), Edessa (Grèce), Lisbonne (Portugal).

Revenons maintenant au cas de la ville de Mexico. Les conséquences des séismes de 1985 ont été exceptionnelles, et ceci en grande partie à cause des effets de site. Une meilleure évaluation du risque sismique pour cette ville passe par au moins deux obligations: en premier lieu, savoir dans quelle mesure le séisme de Michoacán était un événement exceptionnel, car ses effets ont été plus importants, de plusieurs ordres de magnitude, que le séisme le plus destructeur connu auparavant, celui de 1957; en deuxième lieu, comprendre les mécanismes physiques des effets de site. Cette dernière question prend toute son importance avec la prédiction d'un séisme de magnitude similaire dans le gap de Guerrero, toujours dans la zone de subduction mais plus au sud-est, et donc plus près de Mexico (Singh *et al.*, 1982). Concernant la première question, Kanamori *et al.* (1989) ont utilisé un séisme de magnitude 5,8 comme fonction de Green empirique, et un modèle ω^2 pour estimer le mouvement qu'on peut attendre à Mexico pour un séisme de magnitude 8,1 dans le gap de Guerrero. Ils concluent qu'il serait de l'ordre de magnitude de celui de Michoacán pour la période de 2 s et même plus élevé pour des périodes plus basses. Il existe donc un risque significatif à brève échéance. La deuxième question a constitué le point

central de ce mémoire.

Dans la première partie de notre travail, nous avons fait une revue rapide des données géologiques et géotechniques qui permettent de contraindre, au moins en partie, les modèles possibles. Il est clair que la partie la plus importante de l'amplification du mouvement est due au contraste d'impédance entre la couche d'argile et son substratum. Ce résultat est connu et a été publié maintes fois par différents auteurs. Nous avons montré cependant que, dès que l'on cherche à modéliser le mouvement en surface avec plus de précision, on se heurte à un déficit de durée, impossible à expliquer avec un modèle 1-D. Cette durée est, intuitivement, un des facteurs les plus importants pour comprendre les effets des séismes de 1985 sur les structures à Mexico, sans qu'il soit nécessaire de calculer des demandes de ductilité sur une structure pour l'affirmer. Tout au long de notre travail, nous avons cherché à expliquer de l'accroissement de la durée dans trois groupes de modèles: ceux concernant la structure à (relativement) grande échelle de la vallée; ceux concernant les variations latérales à petite échelle (de l'ordre de la centaine de m); et finalement, nous avons exploré la possibilité d'une explication en termes d'ondes gravitaires.

Nos résultats relatifs aux modèles à grande échelle nous permettent de comprendre l'amplification à l'intérieur du bassin de Mexico, dans les stations à Ciudad Universitaria, dans la zone des collines. Ces stations accélérométriques sont donc un mauvais choix comme stations de référence pour des études telles que le microzonage. Dans ce travail, nous avons aussi montré qu'il n'est pas possible d'expliquer les arrivées tardives des accélérogrammes dans la zone du lac en termes d'ondes de surface se propageant dans la couche d'argile; ces ondes sont rapidement atténuées par une dispersion très importante, liée à la valeur du facteur de qualité Q que nous avons pris pour l'argile. Cependant, si Q était plus élevé que les valeurs actuellement admises, on aurait alors une bonne explication de ces arrivées tardives. Les modèles à petite échelle nous donnent une explication très vraisemblable pour des différences de mouvement entre deux points proches. Ils permettent aussi de comprendre la perte rapide de la cohérence spatiale entre enregistrements proches, mais dans les cas étudiés (et encore une fois pour les valeurs d'atténuation supposées: $Q = 25$) nous concluons qu'ils ne fournissent pas des mécanismes efficaces pour générer un mouvement en surface très long, avec des amplitudes comparables au mouvement direct.

Dans le dernier chapitre, nous avons exploré la contribution possible de la gravité. Nos résultats indiquent que la durée du mouvement ne peut pas être expliquée en termes d'ondes gravitaires. D'un côté, la prise en compte de la gravité dans des modèles élastiques, bien qu'elle affecte de façon mesurable la vitesse de phase des ondes de Rayleigh dans un solide (dont le coefficient de Poisson est proche de 0,5) ne génère aucune onde gravitaire et le mouvement en surface n'a pas une durée sensiblement

différente de celle obtenue en négligeant la gravité. D'un autre côté, si nous avons montré que le couplage milieu élastique/fluide/gravité est très efficace pour la génération des ondes gravitaires en absence de viscosité, nos résultats montrent que le mouvement subit une atténuation très importante, dès que la viscosité du fluide est de l'ordre de 3000 Pa.s, c'est-à-dire environ 1000 fois plus visqueux que la glycérine et 10^{17} fois moins visqueux que le manteau. En résumé, nous rappelons que l'explication des arrivées tardives en termes d'ondes gravitaires repose sur un mécanisme de "fluidification" de l'argile qui n'a pas été expliqué et qui reste improbable, car s'il fait appel à des mécanismes non linéaires, les observations montrent que l'accroissement de la durée est présente aussi pour des séismes plus petits. Nous avons pris cette "fluidification" de l'argile comme hypothèse de travail et nous avons montré que si l'argile pouvait être assimilée à un fluide, la viscosité qu'il faudrait lui associer atténuerait rapidement les ondes gravitaires, invalidant ce mécanisme comme explication du mouvement à Mexico.

Notre travail, à travers une série de modèles, apporte des précisions sur l'importance relative des différents phénomènes que peuvent affecter l'amplification locale à Mexico. Nos résultats permettent ainsi de rejeter catégoriquement certaines explications qui avaient été avancées pour les arrivées tardives dans la zone du lac, et de cette façon ouvrent la voie pour la poursuite de ce travail de recherche. Nous pouvons mentionner dans ce sens d'autres modèles possibles qui restent à explorer, notamment l'étude des effets d'interaction sol/structure ou structure/sol/structure sur les enregistrements obtenus en "champ libre", ou la possible influence de l'anisotropie dans la couche d'argile. Un point important est aussi la réalisation d'expériences *in situ* pour mesurer la valeur du facteur de qualité de l'argile, ainsi que la détermination d'une valeur plausible pour sa viscosité. Cependant, nous pensons que dans le but de résoudre les questions qui restent en suspens il faudrait se tourner vers des données nouvelles. En effet, notre travail a été basé presque exclusivement sur l'observation des données accélérométriques obtenues en 1985. L'implantation du nouveau réseau d'accéléromètres, dont certains instruments ont été installés en profondeur, est un facteur décisif pour séparer la partie de l'énergie qui se propage sous forme d'ondes de volume de celle qui se propage sous forme d'ondes de surface. Un réseau d'instruments très dense en surface permettrait aussi de regarder de près des caractéristiques telles que la longueur d'onde et la vitesse de propagation des arrivées tardives. Nous sommes convaincus qu'il nous faut nous orienter maintenant vers l'analyse d'un plus grand nombre de données pour améliorer notre compréhension des mécanismes physiques des effets de site à Mexico.

Références Bibliographiques

- Aki, K. (1988). Local site effects on ground motion, in *Earthquake Engineering and Soil Dynamics II--Recent Advances in Ground Motion Evaluation*, J. L. Von Thun, editor, Geotechnical Special Publication No. 20, 103-155, Am. Soc. Civil Eng., New York.
- Aki, K. et K. L. Larner (1970). Surface motion of a layered medium having an irregular interface due to incident plane *SH* waves, *J. Geophys. Res.*, **75**, 933-953.
- Aki, K. et P. G. Richards (1980). *Quantitative seismology, theory and methods*, W. H. Freeman and Co., San Francisco.
- Alterman, Z. et F. C. Karal, Jr. (1968). Propagation of elastic waves in layered media by finite difference methods, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **58**, 367-398.
- Anderson, J. G., P. Bodin, J. N. Brune, J. Prince, S. K. Singh, R. Quaas et M. Oñate (1986). Strong ground motion from the Michoacán, Mexico, earthquake, *Science*, **233**, 1043-1049.
- Anooshehpour, A. et J. N. Brune (1989). Foam rubber modeling of topographic and dam interaction effects at Pacoima Dam, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 1347-1360.
- Armillas, I. (1988). Introducción, dans *Estudios sobre sismicidad en el Valle de México*, Departamento del Distrito Federal, Secretaría General de Obras, Mexico, 590 pp.
- Askar, A. (1989). Wave scattering and amplification in Mexico valley, *Abstracts of the 25th General Assembly of International Association of Seismology and Physics of the Earth's Interior (IASPEI)*, Istanbul, août-septembre, S11-5, p 408.
- Bard, P.-Y. (1983). *Les effets de site d'origine structurale en sismologie. Modélisation et interprétation. Application au risque sismique*, Thèse d'Etat, Univ. Sient. et Méd., Grenoble, 254 pp.
- Bard, P.-Y. (1987) A theoretical study of two-dimensional amplification in Mexico City, SSA 82nd annual meeting, Santa Barbara (California), mars, *Seismological Research Letters*, **58-1**, 26.
- Bard, P.-Y. et M. Bouchon (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 M. Bouchon (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.
- Bard, P. Y. et M. Bouchon (1985). The two-dimensional resonance of sediment-filled valleys, *Bull. Seism. Soc. Am.* **75** 519-541.
- Bard, P. Y. et J. C. Gariel (1986). The seismic response of two-dimensional sedimentary deposits with large vertical velocity gradients, *Bull. Seism.*

- Soc. Am.* **76** 343-366.
- Bard, P.-Y. et B. E. Tucker (1985). Underground and ridge site effects: a comparison of observation and theory, *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 905-922.
- Bard, P.-Y., M. Campillo, F. J. Chávez-García et F. Sánchez-Sesma (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985-A theoretical investigation of large- and small-scale amplification effects in the Mexico City Valley, *Earthquake Spectra*, **4**, 609-633.
- Båth, M. et A. J. Berkhout (1984). *Mathematical aspects of seismology*, 2ème édition élargie, 17ème volume de Handbook of Geophysical Exploration, Section I. Seismic exploration K. Helbig et S. Treitel eds. Geophysical Press London, Amsterdam 435 pp.
- Beck, J. L. et J. F. Hall (1986). Factors contributing to the catastrophe in Mexico City during the earthquake of September 19, 1985, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 593-596.
- Boore, D. M. (1972). Finite difference methods for seismic wave propagation in heterogeneous materials, in B. A. Bolt, editor, *Methods in computational Physics. Vol. 11. Seismology: surface waves and earth oscillations*, Academic Press, New York, 1-37.
- Borcherdt, R. D. (1970). Effects of local geology on ground motion near San Francisco Bay, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **60**, 29-61.
- Borcherdt, R. D. et J. F. Gibbs (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 K. Aki (1977). Discrete wave-number representation of seismic-source wave fields, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, 259-277.
- Box, G. E. P. (1979). Robustness in the strategy of scientific model building, dans Launer, R. L. et G. N. Wilkinson eds. *Robustness in statistics*, Academic Press, New York.
- Bravo, M. A. (1988). *Respuesta sísmica en depósitos estratificados de suelo blando*, Thèse Universidad Nacional Autónoma de México, 43 pp.
- Bravo, M. A., F. J. Sánchez-Sesma et F. J. Chávez-García (1986). Ground motion on stratified alluvial deposits for incident SH waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 436-450.
- Bravo-Chávez, H., L. Ponce-Mori, G. Suárez-Reynoso et R. Zúñiga-Dávila-Madrid (1988). Potencial sísmico de México, dans *Estudios sobre sismicidad en el Valle de México*, Departamento del Distrito Federal, Secretaría General de Obras, Mexico, 1-65.
- Brebbia, C. A. (1978). *The boundary element method for engineers*, Pentech Press, London, England.
- Bromwich, T. J. I. (1898). On the influence of gravity on elastic waves, *Proc. Lond. Math. Soc.*, **30**, 98-120.
- Bullen, K. E. et B. A. Bolt (1985). *An introduction to the theory of seismology*, 4ème édition, Cambridge University Press, Cambridge, 499 pp.
- Bustamante, J. I. (1964). Response spectra of earthquakes on very soft clay, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, 855-866.
- Cagniard, L. (1939). *Réflexion et réfraction des ondes séismiques progressives*, Gauthier-Villars, Paris, 255 pp.
- Campbell, K. W. (1981). Near source attenuation of peak acceleration, *Bull. Seism. Soc. AM.*, **71**, 2039-2070.
- Campillo, M. (1986). *Sismogrammes synthétiques dans les milieux élastiques hétérogènes, Développement méthodologique et applications*, Thèse d'Etat, Univ. Scient., Technol. et Méd. de Grenoble, 221 pp.
- Campillo, M., P.-Y. Bard, F. Nicollin et F. Sánchez-Sesma (1988). The México earthquake of September 19, 1985-The incident wavefield in Mexico City during the Great Michoacán earthquake and its interaction with the deep basin, *Earthquake Spectra*, **4**, 591-608.
- Carmona, C., E. Mena, L. Alcántara, R. Delgado et O. Domínguez (1987). *Catálogo de acelerogramas procesados del sismo del 19 de septiembre de 1985. Parte II: Réplica del 21 de septiembre en la Ciudad de México*, Series del Instituto de Ingeniería UNAM, No. 503, février, 104 pp.
- Celebi, M., J. Prince, C. Dietel, M. Oñate et G. Chavez (1987). The culprit in Mexico City - amplification of motion, *Earthquake Spectra*, **3**, 315-328.
- Chávez-García, F. J. et P.-Y. Bard (1989). Effect of random thickness variations on the seismic response of a soft soil layer: Applications to Mexico City, dans A. S. Cakmak et I. Herrera eds., *Engineering Seismology and Site Response, Proceedings of the 4th International Conference on Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, Mexico, octobre, 247-261.
- Chávez-Pérez, S. (1990). Estructura geológica profunda de la cuenca de la Ciudad de México: implicaciones para movimiento fuerte del terreno, dans *Volúmen especial de la Unión Mexicana para estudios del Cuaternario*, Instituto Nacional de Antropología e Historia, sous presse.
- Clouteau, D. (1990). *Propagation d'ondes en milieux hétérogènes, application à la tenue des ouvrages sous séismes*, Thèse Ecole Centrale de Paris, Chatenay-Malabri.
- Cluff, L. S. (1985). Firsthand experience of the M_S 8.1 earthquake that struck Mexico City on 19 September 1985, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, 1843-1846.
- Coutant, O. (1989a). Numerical study of the diffraction of elastic waves by fluid-filled cracks, *J. Geophys. Res.*, **94**, 17805-17818.
- Coutant, O. (1989b). *Diffraction d'ondes élastiques par des milieux hétérogènes: simulation numérique et inversion*, Thèse Uni. Joseph Fourier, Grenoble, 172 pp.
- Day, S. M. et J. B. Minster (1984). Numerical simulation of wavefields using

- a Padé approximant method, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **78**, 105-118.
- De Cserna, Z., M. De La Fuente-Duch, M. Palacios-Nieto, L. Triay, L. M. Mitre-Salazar et R. Mota-Palomino (1988). Estructura geológica, gravimetría, sismicidad y relaciones neotectónicas regionales de la Cuenca de México, *Instituto de Geología de la UNAM, boletín 104*, 71 pp.
- Departamento del Distrito Federal (1988). *Estudios sobre sismicidad en el Valle de México*, Secretaría General de Obras, Mexico, 541 pp.
- Deresiewicz, H. (1964). The effect of boundaries on wave propagation in a liquid-filled porous solid. VII. Surface waves in a half-space in the presence of a liquid layer, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, 425-430.
- Díaz-Rodríguez, J. A. (1989) Effect of repeated loading on the strength of Mexico City clay, in A. S. Cakmak et I. Herrera eds. *Soil dynamics and liquefaction, Proceedings of the 4th Int. Conf. on Soil Dyn. and Earthq. Eng.*, Mexico City, octubre, 197-208.
- Dobry, R. et M. Vucetic (1987). Dynamic properties and seismic response of soft clay deposits, *Proceedings of the Int. Symp. on Geotech. Eng. of Soft Soils*, Mexico City, août, 51-87.
- Eissler, H., L. Astiz et H. Kanamori (1986). Tectonic setting and source parameters of the September 19, 1985 Michoacán, Mexico earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 569-572.
- Ekström G. et A. M. Dziewonski (1986). A very broad band analysis of the Michoacán, Mexico, earthquake of September 19, 1985, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 605-608.
- Emmerich, H. (1989). 2-D wave propagation by a hybrid method, *Geophys. J. Int.*, **99** 307-319.
- Emmerich, H. et M. Korn (1987). Incorporation of attenuation into time-domain computations of seismic wave fields, *Geophysics*, **52**, 1252-1264.
- Espinosa, J. M., O. R. Contreras et G. Ibarrola (1987). Nueva red de acelerógrafos para el Distrito Federal, *Proc. VII Congr. Ing. Sísmica*, Querétaro, novembre.
- Espinosa-Aranda, J. M., A. Uribe, B. Frontana, O. Contreras et G. Ibarrola (1989). The Mexico earthquake of September 19, 1985-New accelerograph network for Mexico City, *Earthquake Spectra*, **5**, 249-255.
- Esteva, L. (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Consequences, lessons, and impact on research and practice, *Earthquake Spectra*, **4**, 413-426.
- Ewing, M., W. Jardetzky et F. Press (1957). *Elastic waves in layered media*, McGraw-Hill, New York.
- Faccioli, E. (1976). A stochastic approach to soil amplification, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **66**, 1277-1291.
- Faccioli, E. et A. Tagliani (1988). Studio di effetti legati alla geologia locale. Modellazione numerica di onde sismiche "strong-motion" in mezzi rocciosi fortemente eterogeni, Politecnico di Milano, janvier, 142 pp.

- Faccioli, E. et A. Tagliani (1989). A time-domain approach to seismic wave propagation in randomly inhomogeneous media with constant Q, in Carlomagno, G. M. et C. A. Brebbia eds. *Computers and experiments in stress analysis Proc. 4th Int. Conf. Comp. Meth. and Exp. Meas.*, Capri, Italie, mai, 99-113.
- Faccioli, E., A. Tagliani et R. Paolucci (1989). Effects of wave propagation in random earth media on the seismic radiation spectrum, in A. S. Cakmak et I. Herrera eds. *Structural dynamics and soil-structure interaction, Proceedings of the 4th Int. Conf. on Soil Dyn. and Earthq. Eng.*, Mexico City, octobre, 197-208.
- Fäh, D., F. Vaccari et G. F. Panza (1989). Finite differences (FD) and multimode 2-D computations, *Abstracts of the 25th General Assembly of International Association of Seismology and Physics of the Earth's Interior (IASPEI)*, Istanbul, août-septembre, S12-22, p 467.
- Fäh, D. P. Suhadolc et G. F. Panza (1991). Estimation of strong ground motion in sedimentary basins, *Terra Abstracts of the Sixth Meeting of the European Union of Geosciences*, Strasbourg, mars, S18a/5, p179.
- Fehler, M. (1982). Interaction of seismic waves with a viscous layer, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 55-72.
- Fehler, M. et K. Aki (1978). Numerical study of diffraction of plane elastic waves by a finite crack with application to location of a magma lens, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **68**, 573-598.
- Feynman, R. P., R. B. Leighton et M. Sands (1979). *Le cours de Physique de Feynman. 1. Traitant surtout de la mécanique, du rayonnement et de la chaleur. Deuxième partie*, InterEditions, Paris, 391 pp.
- Flores, J., O. Novaro et T. H. Seligman (1987). Possible resonance effect in the distribution of earthquake damage in Mexico City, *Nature*, **326**, 783-785.
- France, A. (1980). Préface, dans *L'île des pingouins*, Calmann-Lévy, Paris, 356 pp.
- Frankel, A. et R. W. Clayton (1984). A finite-difference simulation of wave propagation in two-dimensional random media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 2167-2186.
- Frankel, A. et R. W. Clayton (1986). Finite difference simulation of seismic scattering: implications for the propagation of short-period seismic waves in the crust and models of crustal heterogeneity, *J. Geophys. Res.*, **91**, B6, 6465-6489.
- Gariel, J.-C. (1988). *Simulation numérique des mouvements forts en champ proche*, Thèse Univ. Joseph Fourier, Grenoble, 169 pp.
- Gilbert, F. (1967). Gravitationally perturbed elastic waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **57**, 783-794.
- Gilbert, F. et S. J. Laster (1962a). Experimental investigation of PL modes in a single layer, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **52**, 59-66.
- Gilbert, F. et S. J. Laster (1962b). Excitation and propagation of pulses on

- an interface, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **52**, 299-319.
- Gilbert, F., S. J. Laster, M. M. Backus et R. Schell (1962). Observation of pulses on an interface, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **52**, 847-868.
- Hall, J. F. et J. L. Beck (1986). Structural damage in Mexico City, *Geophys. Res. Let.*, **13**, 589-592.
- Hanson, R. D. et H. W. Martin (1987). Performance of steel structures in the September 19 and 20, 1985 Mexico earthquakes, *Earthquake Spectra*, **3**, 329-346.
- Hardin, B. O. et V. P. Drnevich (1972a). Shear modulus and damping in soils: measurement and parameter effects, *J. Soil Mech. Found. Div., Proc. Am. Soc. Civ. Eng.*, *SM6*, **98**, 603-624.
- Hardin, B. O. et V. P. Drnevich (1972b). Shear modulus and damping in soils: design equations and curves, *J. Soil Mech. Found. Div., Proc. Am. Soc. Civ. Eng.*, *SM7*, **98**, 667-692.
- Haskell, N. A. (1953). The dispersion of surface waves in multilayered media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **43**, 17-34.
- Haskell, N. A. (1960). Crustal reflection of plane *SH* waves, *J. Geophys. Res.*, **65**, 4147-4150.
- Havskov, J. et S. K. Singh (1978). Shallow crustal structure below Mexico City, *Geofísica Internacional*, **17**, 223-229.
- Herrera, I. et E. Rosenblueth (1965). Response spectra on stratified soil, *Proc. 3rd World Conf. on Earthq. Engrg.*, Auckland and Wellington, New Zealand, **1**, 44-60.
- Hill, N. R. et A. R. Levander (1984). Resonances of low-velocity layers with lateral variations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 521-537.
- Hill, J., H. Benz, M. Murphy et G. Schuster (1990). Propagation and resonance of *SH* waves in the Salt Lake Valley, Utah, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **80**, 23-42.
- Horiike, M., H. Uebayashi et Y. Takeuchi (1990). Seismic response in three-dimensional sedimentary basin due to plane wave incidence
- Houston, H. et H. Kanamori (1986). Source characteristics of the 1985 Michoacán, Mexico earthquake at periods of 1 to 30 seconds, *Geophys. Res. Let.*, **13**, 597-600.
- Hudson, J. A. (1967). Scattered surface waves from a surface obstacle, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **13**, 441-458.
- Iglesias, J. (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Seismic zoning of Mexico City after the 1985 earthquake, *Earthquake Spectra*, **4**, 257-271.
- Iglesias, J., M. Jara, J. Aguilar, O. Mota, A. Terán, A. Gómez, R. Ortega, E. González, J. J. Guerrero, H. Juárez, J. P. Paniagua et E. Sordo (1987). Estudio de las intensidades del sismo del 19 de septiembre en la Ciudad de México, Universidad Autónoma Metropolitana, México, 31 pp.
- Jaime, A. (1987). *Caractéísticas dinámicas de las arcillas del valle de Mexico*, Thèse Universidad Nacional Autónoma de México.

- Jaime, A. et M. P. Romo (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Correlations between dynamic and static properties of Mexico City clay, *Earthquake Spectra*, **4**, 787-804.
- Kagami, H., C. M. Duke, G. C. Liang et Y. Ohta (1982). Observation of 1- to 5-second microtremors and their application to earthquake engineering. Part II. Evaluation of site effects upon seismic wave amplification due to extremely deep soil deposits, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 987-998.
- Kanai, K., T. Tanaka, T. Morishita et K. Osada (1966). Observation of microtremors, XI (Matsushiro earthquake swarm area), *Bull. Earthq. Res. Inst., Tokyo Univ.*, **44**, 1297-1333.
- Kanamori, H. P. C. Jennings, D. Helmberger, R. Clayton, S. K. Singh. L. Astiz et E. Mena (1989). Estimation of strong ground motions in Mexico City, *Abstracts of the 25th General Assembly of International Association of Seismology and Physics of the Earth's Interior (IASPEI)*, Istanbul, août-septembre, S11-10, p 413.
- Kawase, H. (1988). Time-domain response of a semicircular canyon for incident *SV*, *P*, and Rayleigh waves calculated by the discrete wavenumber boundary element method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 1415-1437.
- Kawase, H. et K. Aki (1989). A study on the response of a soft basin for incident *S*, *P*, and Rayleigh waves with special reference to the long duration observed in Mexico City, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 1361-1382.
- Kjartansson, E. (1979). Constant *Q*-wave propagation and attenuation, *J. Geophys. Res.*, **84**, 4737-4748.
- Knopoff, L. (1964). A matrix method for elastic wave problems, *Bull. Seism. Soc. Am.* **54**, 431-438.
- Kobayashi, H., K. Seo, S. Midorikawa et S. Kataoka (1986a). Report on seismic microzoning studies of the Mexico earthquake of September 19, 1985. Part1. Measurement of microtremors in and around Mexico, D. F., Report of the Graduate School at Nagatsuta, Tokyo Institute of Technology.
- Kobayashi, H., K. Seo et S. Midorikawa (1986b). Report on seismic microzoning studies of the Mexico earthquake of September 19, 1985. Part2. Estimated strong ground motions in the Mexico City due to the Michoacán, Mexico earthquake of September 19, 1985 based on characteristics of microtremors, Report of the Graduate School at Nagatsuta, Tokyo Institute of Technology, 33 pp.
- Lamb, H. (1945). *Hydrodynamics*, Dover, 738 pp.
- Larner, K. L. (1970). *Near receiver scattering of teleseismic body waves in layered crust-mantle models having irregular interfaces*, PhD Thesis, M.I.T., Massachusetts, 274 pp.
- Lee, V. W. (1978). Displacement near a three-dimensional hemispherical canyon subjected to incident plane waves, *Report CE 78-16*, Department

- of Civil Engineering, University of Southern California, Los Angeles.
- Lee, V. W. (1982). A note on the scattering of plane waves by a hemispherical canyon, *Soil Dyn. and Earthq. Eng.*, **1**, 122-129.
- Lee, V. W. (1984). Three-dimensional diffraction of plane *P*, *SV* and *SH* waves by a hemispherical alluvial valley, *Soil Dyn. Earthq. Eng.*, **3**, 133-144.
- Lee, J. J. et C. A. Langston (1983). Wave propagation in a three-dimensional circular basin, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **73**, 1637-1655.
- León, J. L., A. Jaime et A. Rábago (1974). Propiedades dinámicas de los suelos. Estudio preliminar, *Report interne*, Instituto de Ingeniería, UNAM, Mexico.
- Lermo, J., M. Rodríguez et S. K. Singh (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Natural period of sites in the Valley of Mexico from microtremor measurements and strong motion data, *Earthquake Spectra*, **4**, 805-814.
- Levander, A. R. et N. R. Hill (1985). *P-SV* resonances in irregular low-velocity surface layers, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, 847-864.
- Lin, Y. K. (1976). *Probabilistic theory of structural dynamics*, Robert E. Krieger Publishing Co., Huntington, New York.
- Lliboutry, L. A. (1987). *Very slow flow of solids-Basics of modeling in Geodynamics and Glaciology*, Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht, 510 pp.
- Lomnitz, C. (1970). Some observations of gravity waves in the 1960 Chile earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **60**, 669-670.
- Lomnitz, C. (1987). Comportement non linéaire des argiles dans le grand tremblement de terre à Mexico, CRAS .
- Lomnitz, C. (1988). Las causas probables de la catástrofe sísmica del 19 de septiembre de 1985, *Ciencia y Desarrollo*, **XIV-82**, 21-33.
- Lomnitz, C. (1989). Mexico, 1985, the case for gravity waves, in A. S. Cakmak et I. Herrera eds. *Engineering seismology and site response, Proceedings of the 4th Int. Conf. on Soil Dyn. and Earthq. Eng.*, Mexico City, octubre, 27-35.
- Lomnitz, C. (1990). Mexico 1985: the case for gravity waves, *Geophys. J. Int.*, **102**, 569-572.
- Lomnitz, C. (1991). On the transition between Rayleigh waves and gravity waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **81**, 273-275.
- Lomnitz, C. et H. Castaños (1985). A same-day overflight in the epicentral area of the great Mexico earthquake of the 19 September 1985, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, 1837-1841.
- Lomnitz, C. et M. Hashizume (1985). The Popayán, Colombia, earthquake of 31 March 1983, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, 1315-1326.
- Marsal, R. J. et M. Mazari (1959). *El subsuelo de la Ciudad de Mexico*, Facultad de Ingeniería, UNAM, Mexico, 2 vol.
- Masaki, K., Y. Yamazaki, K. Seo, T. Samano, C. Gutierrez et E. Mena (1988). Measurement of shear wave velocity of subsurface in Mexico City by board banging method and tripartite observation of microtremors, *Proc. of the 9th World Conf. Earthquake Eng., Tokyo*, **2**, 405-410.
- McLaughlin, K. L., L. M. Anderson et A. C. Lees (1987). Effects of local geologic structure on Yucca Flats, Nevada teste site, explosion waveforms: two-dimensional linear finite-difference simulations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 1211-1222.
- McMechan, G. A. (1982). Resonant Scattering by fluid-filled cavities, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 1143-1153.
- Meli, R. et al. (1986). Evaluación de los efectos de los sismos de septiembre en la Ciudad de México, Partes I, II et III plus 5 appendices, *Instituto de Ingeniería, UNAM, DE/EST*, Vol. 2-1, octubre, 1500 pp.
- Meli, R. et J. Avila (1989). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Analysis of building response, *Earthquake Spectra*, **5**, 1-17.
- Mena, E., C. Carmona, R. Delgado, L. Alcántara et O. Domínguez (1986). *Catálogo de acelerogramas procesados del sismo del 19 de septiembre de 1985. Parte I: Ciudad de México*, Series del Instituto de Ingeniería UNAM, No. 497, juillet, 157 pp.
- Mendoza, M. J. et G. Auvinet (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Behavior of building foundations in Mexico City, *Earthquake Spectra*, **4**, 835-853.
- Moczo, P. (1989). Finite difference technique for *SH*-waves in 2-D media using irregular grid-application to the seismic response problem, *Geophys. J. Int.*, **99**, 321-329.
- Moczo, P. et P.-Y. Bard (1991). Finite difference technique for *SH* waves in 2-D absorbing media using irregular grid, document en préparation.
- Morse, P. M. et H. Feshbach (1953). *Methods of theoretical physics*, McGraw-Hill Co. Inc., New York, Toronto, London, Kogakusha Co. Ltd., Tokyo, 1939 pp.
- Mufti, I. R. (1990). Large-scale three-dimensional seismic models and their interpretive significance, *Geophysics*, **55**, 1166-1182.
- Newmark, N. M. et E. Rosenblueth (1971). *Fundamentals of Earthquake Engineering*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J., 640 pp.
- Novaro, O., T. H. Seligman, J. M. Alvarez-Tostado, J. L. Mateos et J. Flores (1990). Two-dimensional model for site-effect studies of microtremors in the San Fernando Valley, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **80**, 239-251.
- Ohuri, M., K. Kohketsu et T. Minami (1989). Seismic responses of sediment-filled valley due to incident plane waves, *Proc. of the Natl. Symp. on Effects of Surface Geol. on Seismic Motion*, **IV**, 6-7 décembre, Tokyo, 325-330.
- Ohta, Y., H. Kagami, N. Goto et K. Kudo (1978). Observation of 1- to 5-second microtremors and their application to earthquake engineering. Part I: comparison with long-period accelerations at the Tokachi-Oki

- earthquake of 1968, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **68**, 767-779.
- Oliver, J. et M. Major (1960). Leaking modes and the PL phase, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **50**, 165-180.
- Ordaz, M., S. K. Singh, E. Reinoso, J. Lermo, J. M. Espinosa et T. Domínguez (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Estimation of response spectra in the lake bed zone of the Valley of Mexico, *Earthquake Spectra*, **4**, 815-834.
- Ordaz, M., M. A. Santoyo, S. K. Singh et R. Quaas (1991). Análisis preliminar de los acelerogramas de pozo obtenidos el 31 de mayo de 1990 en la Ciudad de México, Rapport de la Coordinación de Investigación, Riesgos Geológicos, Centro Nacional de Prevención de Desastres, Mexico, 17 pp.
- Osteras, J. et H. Krawinkler (1989). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Behavior of steel buildings, *Earthquake Spectra*, **5**, 51-88.
- Otero, J. A., J. Prince et A. Reyes (1987). Contribución de la Fundación ICA, A. C. a la nueva red de acelerógrafos para el Valle de México, *Proc. VII Congr. Ing. Sísmica*, Querétaro, noviembre.
- Otero, J. A., J. Prince et A. Reyes (1989). Lessons from low intensity earthquakes in Mexico City, dans A. S. Cakmak et I. Herrera eds., *Engineering Seismology and Site Response, Proceedings of the 4th International Conference on Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, Mexico, octobre, 77-86.
- Ovando-Shelley, E., M. Mendoza et M. P. Romo (1988a). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Deformability of Mexico City hard deposits under cyclic loading, *Earthquake Spectra*, **4**, 753-770.
- Ovando-Shelley, E., L. Vieitez-Utesa et M. T. Jurado-Rueda (1988b). Características geotécnicas de la cuenca del valle de México, dans *Estudios sobre sismicidad en el Valle de México*, Departamento del Distrito Federal, Secretaría General de Obras, Mexico, 211-286.
- Paolucci, R. (1989). *Il metodo pseudo-spettrale nella soluzione di problemi di calcolo della risposta sismica locale*, Thèse d'ingénieur, Politecnico di Milano, 201 pp.
- Paolucci, R. et E. Faccioli (1991). Analysis of spatial variation of earthquake ground motion in the Mexico City area, *Proc. 4th Int. Conf. on Seismic Zonation*, 26-29 août, Stanford, California.
- Paul, A. et M. Campillo (1988). Diffraction and conversion of elastic waves at a corrugated interface, *Geophysics*, **53**, 1415-1424.
- Perez-Cruz, G. A. (1988). *Estudio sismológico de reflexión del subsuelo de la Ciudad de México*, Thèse de Master of Engineering, Facultad de Ingeniería, UNAM, 81 pp.
- Phinney, R. A. (1961). Leaking modes in the crustal wave-guide, Part I, The oceanic PL wave, *J. Geophys. Res.*, **66**, 1445-1469.
- Reinoso, E., L. E. Pérez-Rocha, M. Ordaz et A. Arciniega (1990). Estudio de los datos registrados por la red de la Ciudad de México para temblores

- ocurridos en la brecha de Guerrero, document non publié, 34 pp.
- Reynolds, A. C. (1978). Boundary conditions for the numerical solution of wave propagation problems, *Geophysics*, **43**, 1099-1110.
- Rial, J. A. (1989a). Geologic resonators of arbitrary geometry: chaotic behavior of trapped seismic waves, in A. S. Cakmak et I. Herrera eds. *Engineering seismology and site response, Proceedings of the 4th Int. Conf. on Soil Dyn. and Earthq. Eng.*, Mexico City, octobre, 263-277.
- Rial, J. A. (1989b). Seismic wave resonances in 3-D sedimentary basins, *Geophys. J. Int.*, **99**, 81-90.
- Richter, C. F. (1958). *Elementary seismology*, W. H. Freeman, San Francisco.
- Riedsel, M. A., T. H. Jordan, A. F. Sheehan et P. G. Silver (1986). Moment-tensor spectra of the 19 Sept and 21 Sept 85 Michoacán, Mexico, earthquakes, *Geophys. Res. Let.*, **13**, 609-612.
- Romo, M. P., J. H. Chen, J. Lysmer et H. B. Seed (1980). PLUSH: a computer program for probabilistic finite element analysis of seismic soil-structure interaction, Report No. UCB/EERC-77/01, University of California, Berkeley.
- Romo, M. P. et A. Jaime (1986). Características dinámicas de las arcillas del valle de México y análisis de la respuesta sísmica del suelo. Primera etapa, *Instituto de Ingeniería, UNAM*, México, abril.
- Romo, M. P., A. Jaime et D. Resendiz (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985-General soil conditions and clay properties in the Valley of Mexico, *Earthquake Spectra*, **4**, 731-752.
- Rosenblueth, E. (1966). Consideraciones sobre el diseño sísmico, *Ingeniería Civil*, **132**, 6-25.
- Rosenblueth, E., M. Ordaz, F. J. Sánchez-Sesma et S. K. Singh (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Design spectra for Mexico's Federal District, *Earthquake Spectra*, **4**, 273-291.
- Ruiz, S. E. et R. Diederich (1989). The Mexico earthquake of September 19, 1985-The seismic performance of buildings with weak first storey, *Earthquake Spectra*, **5**, 89-102.
- Ruiz, S. E., E. Rosenblueth et R. Diederich (1989). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Seismic response of asymmetrically yielding structures, *Earthquake Spectra*, **5**, 103-111.
- Rukos, E. A. (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Earthquake behavior of soft sites in Mexico City, *Earthquake Spectra*, **4**, 771-786.
- Sánchez-Sesma, F. J. (1983). Diffraction of elastic waves by three-dimensional surface irregularities, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **73**, 1621-1636.
- Sánchez-Sesma, F. J. (1987). Site effects on strong ground motion, *Soil Dyn. and Earthquake Eng.*, **6**, 124-132.
- Sánchez-Sesma, F. J., I. Herrera et J. Avilés (1982). A boundary method for elastic wave diffraction. Application to scattering of SH waves by surface irregularities, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 473-490.

- Sánchez-Sesma, F. J., S. Chávez-Pérez et J. Avilés (1984). Scattering of elastic waves by three-dimensional topographies, *Proc. of the 8th World Conf. Earthquake Eng., San Francisco*, **2**, 639-646.
- Sánchez-Sesma, F. J., F. J. Chávez-García et M. A. Bravo (1988a). Seismic response of a class of alluvial valleys for incident *SH* waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 83-95.
- Sánchez-Sesma, F. J., S. Chávez-Pérez, M. Suárez, M. A. Bravo et L. E. Pérez-Rocha (1988b). The Mexico earthquake of September 19, 1985-On the seismic response of the Valley of Mexico, *Earthquake Spectra*, **4**, 569-589.
- Sánchez-Sesma, F. J., L. E. Pérez-Rocha et S. Chávez-Pérez (1989a). Diffraction of elastic waves by three-dimensional surface irregularities. Part II, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 101-112.
- Sánchez-Sesma, F. J., M. Campillo et K. Irikura (1989b). A note on the Rayleigh hypothesis and the Aki-Larner method, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 1995-1999.
- // Sato, H. (1982). Attenuation of *S* waves in the lithosphere due to scattering by its random velocity structure, *J. Geophys. Res.*, **87**, 7779-7785.
- Schnabel, P. B., J. Lysmer et H. B. Seed (1972). SHAKE: a computer program for earthquake response analysis of horizontally layered sites, Report No. EERC/72-12, University of California, Berkeley.
- Secretaría de Hacienda y Crédito Público (1969). *El hundimiento de la Ciudad de México y proyecto Texcoco*.
- Seed, H. B. et I. M. Idriss (1970). Soil moduli and damping factors for dynamic response analysis, Report No. EERC/70-10, University of California, Berkeley.
- Seed, H. B. et I. M. Idriss (1982). *Ground motions and soil liquefaction during earthquakes*, Earthq. Eng. Res. Inst., Pasadena, 134 pp.
- Seed, H. B., M. P. Romo, J. I. Sun, A. Jaime et J. Lysmer (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Relationships between soil conditions and earthquake ground motions, *Earthquake Spectra*, **4**, 687-729.
- Seligman, T. H., J. M. Alvarez-Tostado, J. L. Mateos, J. Flores et O. Novaro (1989). Resonant response models for the Valley of Mexico-I; the elastic inclusion approach, *Geophys. J. Int.*, **99**, 789-799.
- Singh, S. K. et S. J. Sabina (1977). Ground motion amplification by topographic depressions for incident *P* waves under acoustic approximation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, 345-352.
- Singh, S. K., J. Yamamoto, J. Havskov, M. Guzmán, D. Novelo et R. Castro (1980). Seismic gap of Michoacán, Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, **7**, 69-72.
- Singh, S. K., L. Astiz et J. Havskov (1981). Seismic gaps and recurrence periods of large earthquakes along the Mexican subduction zone: a reexamination, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **71**, 827-843.
- Singh, S. K., J. M. Espíndola, J. Yamamoto et J. Havskov (1982). Seismic potential of Acapulco-San Marcos region along the Mexican subduction zone, *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 633-636.
- Singh, S. K., E. Mena et R. Castro (1986). Some notes on microtremors and microzonation, Report Instituto de Ingeniería, UNAM, vol II, SIS-3, 10pp.
- Singh, S. K., E. Mena et R. Castro (1988a). Some aspects of source characteristics of the 19 September 1985 Michoacán earthquake and ground motion amplification in and near Mexico City from strong motion data, *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 451-477.
- Singh, S. K., J. Lermo, T. Domínguez, M. Ordaz, J. M. Espinosa, E. Mena et R. Quaas (1988b). The Mexico earthquake of September 19, 1985-A study of amplification of seismic waves in the Valley of Mexico with respect to a hill zone site, *Earthquake Spectra*, **4**, 653-674.
- Singh, S. K., A. Mori, E. Mena, F. Krüger et R. Kind (1990). Evidence for anomalous body-wave radiation between 0.3 and 0.7 Hz from the 1985 September 19 Michoacan, Mexico earthquake, *Geophys. J. Int.*, **101**, 37-48.
- Sommerfeld, A. (1971). *Mechanics of deformable bodies-Lectures on theoretical physics, Vol II*, Academic Press Inc., New York et London, 396 pp.
- Sordo, E., A. Terán, J. J. Guerrero, H. Juárez et J. Iglesias (1989). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Ductility and resistance requirements imposed on a concrete building, *Earthquake Spectra*, **5**, 41-50.
- Stoneley, R. (1926). The effect of the ocean on Rayleigh waves, *Monthly Not. R. Astronom. Soc., Geoph. Suppl.*, **1**, 349-356.
- Suarez, M., F. J. Sánchez-Sesma, M. Bravo et J. Lermo (1987). Características de los depósitos superficiales del valle de México, *Instituto de Ingeniería, UNAM, México*, mai.
- Takahasi, R. et K. Hirano (1941). Seismic vibrations of soft ground, *Bull. Earthq. Res. Inst., Tokyo University*, **19**, 534-543.
- Tento, A., A. Marcellini et F. Sánchez-Sesma (1988). Application of a hybrid method for the evaluation of the seismic response of alluvial valleys, dans Nations Unies eds. *Seminar on the prediction of earthquakes*, Lisbonne, novembre, 15 pp.
- Thomson, W. T. (1950). Transmission of elastic waves through a stratified solid medium, *J. Appl. Phys.*, **21**, 89-93.
- Tobriner, S. (1988). The Mexico earthquake of September 19, 1985-Past decisions, present danger: an historical perspective on Ecology and earthquakes in Mexico City, *Earthquake Spectra*, **4**, 469-479.
- Toledo, V., J. M. Espinosa et A. Uribe (1988). Red de instrumentos de medición sísmica, dans *Estudios sobre sismicidad en el Valle de México*, Departamento del Distrito Federal, Secretaría General de Obras, Mexico, 301-313.

- Turcotte, D. L. et G. Schubert (1982). *Geodynamics. Applications of continuum physics to geological problems*, John Wiley & Sons, New York, 450 pp.
- Udwadia, F. E. et M. D. Trifunac (1973). Comparison of earthquake and microtremor ground motions in El Centro, California, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **63**, 1227-1253.
- Uebayashi, H., M. Horike et Y. Takeuchi (1989). Seismic responses of a three-dimensional sedimentary basin with an irregular interface to a rectangular dislocation source in a half-space, *Proc. of the Natl. Symp. on Effects of Surface Geol. on Seismic Motion*, **I**, 6-7 décembre, Tokyo, 127-132.
- UNAM Seismology Group (1986). The September 1985 Michoacán earthquakes: aftershock distribution and history of rupture, *Geophys. Res. Let.*, **13**, 573-576.
- Van Dorn, W. G. (1968). Tsunamis on the Moon?, *Nature*, **220**, 1102-1107.
- Van Dorn, W. G. (1969). Lunar maria: structure and evolution, *Science* **165**, 693-695.
- Vidale, J., D. V. Helmberger et R. W. Clayton (1985). Finite-difference seismograms for SH waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **75**, 1765-1782.
- Vidale, J. E. et O. Bonamassa (1989). The strong motions of the Whittier Narrows, California earthquake and an aftershock: peak acceleration ratios and finite-difference simulation, *Abstracts of the 25th General Assembly of International Association of Seismology and Physics of the Earth's Interior (IASPEI)*, Istanbul, août-septembre, S11-12, p 415.
- Virieux, J. (1984). SH-wave propagation in heterogeneous media: velocity-stress finite-difference method, *Geophysics*, **49**, 1933-1957.
- Virieux, J. (1986). P-SV wave propagation in heterogeneous media: velocity-stress finite-difference method, *Geophysics*, **51**, 889-901.
- Wong, H. L. et P. C. Jennings (1975). Effect of canyon topography on strong ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **65**, 1239-1257.
- Yamanaka, H., K. Seo et T. Samano (1989a). Effects of sedimentary layers on surface-wave propagation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 631-644.
- Yamanaka, H., K. Seo et T. Samano (1989b). Effects of step-like topography of basement on seismic wave-propagation, *Abstracts of the 25th General Assembly of International Association of Seismology and Physics of the Earth's Interior (IASPEI)*, Istanbul, août-septembre, S11-15, p 418.
- Yamazaki, Y. (1988). *Field survey on dynamic properties of soft soil in Mexico City*, Thèse de Masters, Tokyo Institute of Technology, 141 pp.
- Yamazaki, Y., K. Seo et T. Samano (1988). Interpretation of strong ground motions in Mexico City during the Mexico earthquake of Sept. 19, 1985, *Proc. of the 9th World Conf. Earthquake Eng.*, Tokyo, **2**, 609-614.
- Zahradník, J., J. Jech et P. Moczo (1990). Absorption correction for computations of a seismic ground response, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **80**, 1382-1387.

- Zavala, J. M., G. Santos, et A. Morín (1988). Características geológicas de México en el contexto sísmico, dans *Estudios sobre sismicidad en el Valle de México*, Departamento del Distrito Federal, Secretaría General de Obras, Mexico, 67-210.
- Zeevaert, L. (1964). Strong ground motions recorded during earthquakes of May the 11th and 19th, 1962 in Mexico City, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, 209-231.
- Zhenpeng, L., Y. Baipo et Y. Yifan (1980). Effect of three-dimensional topography on earthquake ground motion, *Proc. of the 7th World Conf. Earthquake Eng.*, Istanbul, **2**, 161-168.



**THESE de DOCTORAT
de l'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
de GRENOBLE**

Titre de l'ouvrage:

**DIFFRACTION ET AMPLIFICATION DES
ONDES SISMIQUES DANS LE BASSIN DE
MEXICO**

Auteur: Francisco J. CHAVEZ-GARCIA

Etablissement: Observatoire de Grenoble, Institut de
Recherche Interdisciplinaire en Géologie et
Mécanique.

RESUME

Ce travail est une étude des effets de site observés à Mexico, lors du séisme du 19 septembre 1985 (séisme de Michoacán), qui ont causés la mort de milliers de personnes et de effondrement de centaines de structures. Si l'amplification du mouvement est raisonnablement expliquée par le contraste d'impédance entre la couche d'argile superficielle et son substratum, la différence de durée entre les enregistrements obtenus dans les différentes zones de la ville n'a pas encore été expliquée de façon satisfaisante. Ce mémoire comprend deux parties: la première fait un bref rappel de l'histoire géologique du bassin de Mexico ainsi qu'une revue rapide des données géotechniques et géophysiques relatives à cette vallée et des données de mouvement fort. La deuxième partie est consacrée à la simulation numérique (en utilisant les méthodes d'Aki-Larner et des Différences Finies) des effets de diffraction et d'amplification dans ce bassin sous trois aspects différents: les effets à grande et petite échelle, et l'influence de la gravité.

Nous obtenons une première estimation de l'amplification due à la structure à grande échelle et montrons que l'accroissement de la durée ne peut être expliqué en termes d'ondes de surface pour la valeur du facteur de qualité généralement admise. Concernant la petite échelle, nous montrons que les variations d'épaisseur de la couche d'argile, la présence d'une couche de remblai irrégulière en surface ainsi que des variations continues de vitesse au sein de la couche d'argile sont à l'origine d'amplifications locales significatives qui peuvent expliquer les différences observées entre stations proches, mais pas l'accroissement de la durée observée.

Finalement, nous montrons qu'il n'est pas possible de générer des ondes gravitaires dans un solide élastique, même dans le cas d'un coefficient de Poisson très proche de 0,5. Par contre, des ondes gravitaires sont générées de façon efficace dans une couche fluide non visqueuse mais sont rapidement atténuées dans le cas visqueux.

MOTS-CLES

sismologie; effets de site; simulation numérique; accélérogrammes; hétérogénéités locales; gravité; couplage élastique/fluide; fluides visqueux.