

THESE DE DOCTORAT

présentée à

l'Université des Sciences et Technologies de Lille

Spécialité : Modélisation dans les études de Génie Civil

par

Frédéric EISELT

**ETUDE DE LA PROPAGATION D'ONDES SISMIQUES
DE HAUTES FRÉQUENCES :
APPLICATION À LA RECONNAISSANCE DES CAVITÉS
DU PROCHE SOUS-SOL**



Soutenue le 14 Décembre 1993 devant la commission d'examen :

Président :	Pierre MICHEAU	Professeur
Rapporteurs :	Michel BOUCHON	Directeur de recherche C.N.R.S
	Denis JONGMANS	Professeur
Examineurs :	Bernard DELANNOY	Professeur
	Robert HAZEBROUK	Professeur
	Hormoz MODARESSI	Ingénieur de recherche B.R.G.M
	Bogdan PIWAKOWSKI	Maître de Conférences
	Isam SHAHROUR	Professeur
	Jean-Claude TRICOT	Maître de Conférences



AVANT-PROPOS

Le travail qui fait l'objet de ce mémoire est le résultat d'une collaboration entre le Laboratoire de Mécanique de Lille (Département Sols et Structures) et le Laboratoire de Physique des Vibrations et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lille. A ce titre, qu'il me soit permis d'en remercier les responsables en les personnes de Messieurs **I. SHAHROUR** et **B. DELANNOY**, sans qui ce travail n'aurait pas pu être réalisé.

Monsieur **I. SHAHROUR**, Professeur à l'Ecole Centrale de Lille a assuré la direction de ce travail ainsi que l'encadrement concernant la partie numérique. De cela et de sa présence au jury, je lui suis profondément reconnaissant.

Je remercie cordialement Messieurs **J.C. TRICOT** et **B. PIWAKOWSKI**, Maîtres de Conférences à l'Ecole Centrale de Lille (Laboratoire de Physique des Vibrations et d'Acoustique), pour les fructueux échanges d'idées et l'aide qu'il m'ont apportée concernant la partie expérimentale de cette étude et pour avoir accepté de participer au jury.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur **P. MICHEAU**, Professeur au Laboratoire de Mécanique de Lille pour m'avoir fait l'honneur d'examiner mon travail et d'accepter la présidence du jury.

Mes sincères remerciements vont à Messieurs **M. BOUCHON**, Directeur de Recherches au C.NRS (Laboratoire de Géophysique Interne de l'Université de Grenoble, IRIGM) et **D. JONGMANS**, Professeur à l'Université de Liège (Laboratoire de Géologie de l'Ingénieur, d'Hydrogéologie et de Prospection Géophysique) pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail.

Mes plus vifs remerciements vont à Messieurs **H. MODARESSI**, Ingénieur de Recherche au B.R.G.M., **R. HAZEBROUK**, Professeur à l'I.U.T de Béthune et **B. DELANNOY**, Professeur à l'Ecole Centrale de Lille, pour avoir accepté d'examiner mon travail et de participer au jury.

Ces remerciements ne sauraient être complets si je n'y incluais pas tous ceux, collègues et amis qui m'ont apporté leur soutien au cours de ces années de thèse. Je citerai en particulier **P. CHAPELET**, chef du bureau d'études du C.M.I.R./Nord (Météofrance) pour sa compréhension et sa patience.

Mes pensées vont enfin à tous les miens pour leur affection, leur aide et leur soutien.

SOMMAIRE

RESUME.....	1
NOTATIONS	3
INTRODUCTION GENERALE.....	5

CHAPITRE I

FORMULATION ET RESOLUTION DU PROBLEME

<i>Introduction</i>	9
I. LA PROPAGATION DES ONDES SISMIQUES DANS LE SOL	10
II. POSITION ET FORMULATION DU PROBLEME.....	12
II.1 Problème continu	12
II.1.1 Position du problème.....	12
II.1.2 Formulation locale.....	13
II.1.3 Formulation variationnelle.....	14
II.2 Problème discrétisé.....	14
II.2.1 Discrétisation spatiale	14
II.2.2 Effets de la discrétisation spatiale.....	15
II.2.3 La discrétisation temporelle.....	18
II.2.4 Les différents algorithmes de résolution	19
II.2.5 Les effets de la discrétisation temporelle.....	22
II.3 Choix du schéma numérique	24
III. INTRODUCTION DANS LE CODE DE CALCUL "PECPLAS"	24
III.1 Présentation	24
III.2 Les modifications apportées.....	25
III.2.1 Intégration de fonctions "sources sismiques"	25
III.2.2 Introduction de la dynamique dans la partie calcul.....	26
III.2.3 Moyens d'analyse et de traitement des résultats.....	26
III.2.3.1 Analyse dans le domaine temporel.....	26
III.2.3.2 Analyse dans le domaine fréquentiel	28
III.3 Tests de validation du programme.....	28

CHAPITRE II

ETUDE NUMERIQUE ET VALIDATION SUR DES ESSAIS REALISEES EN LABORATOIRE

<i>Introduction</i>	30
I. PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	31
II. PRESENTATION DES MESURES REALISEES.....	33
II.1. Première série de mesures : Source et capteurs situés sur des faces opposées	33
II.2. Deuxième série de mesures : Source et capteurs situés sur la même face	36
III. SIMULATIONS NUMERIQUES ET ETUDES PARAMETRIQUES	39
III.1. Effet de la fonction source.....	39
III.1.1 Analyse des résultats	42
III.2. Effet du pas de temps	45
III.3. Effet du maillage.....	46
III.4. Influence des coefficients de Newmark γ et β	48
III.4.1 Influence sur l'amplitude des oscillations.....	48
III.4.2 Influence sur l'atténuation géométrique de l'onde directe P0.....	50
III.5. Influence de la morphologie de la matrice de masse.....	54
III.5.1 Essai avec $\gamma=0.7$ et $\beta=0.36$	54
III.5.2 Essai avec $\gamma=2\beta=0,5$	54
IV. Analyse de l'effet d'une cavité	57
V. CONCLUSION.....	59

CHAPITRE III

VALIDATION SUR DES ESSAIS REALISES IN SITU

<i>Introduction</i>	60
I. Site d'essais et dispositif de mesures.....	61
I.1 Le site d'essais.....	61
I.2 Les capteurs et le système d'acquisition	63
I.3 La source sismique	65
II. Présentation des mesures réalisées	65
III. Simulations numériques	68

III.1	Présentation du maillage utilisé	68
III.2	Simulation de référence	69
III.3	Simulation avec atténuation numérique	72
IV.	Comparaison sismogramme synthétique / sismogramme expérimental	75
IV.1	Les points de comparaison simulations / mesures	75
IV.2	Analyse des résultats dans le domaine temporel	75
IV.3	Analyse des résultats dans le domaine fréquentiel	77
V.	CONCLUSION.....	80

CHAPITRE IV

APPLICATION DE LA METHODE DES ELEMENTS FINIS À L'ETUDE DE LA DETECTION DES CAVITES SOUTERRAINES

<i>Introduction</i>	81
I. Simulation de référence	82
I.1 Présentation des résultats bruts	84
I.2 Mise en évidence des effets de la cavité.....	86
II. Etude paramétrique	88
II.1 Influence de la distance source-cavité	89
II.2 Etude de l'influence de l'épaisseur de la couche d'argile	92
III. Evaluation des conditions de détection pour le site étudié	99
CONCLUSION GENERALE	103
Annexe 1	106
Annexe 2	108
BIBLIOGRAPHIE	110

RESUME

Les difficultés de détection des cavités de subsurface par les méthodes de la sismique haute résolution, sont liées à la faible profondeur d'investigation et à la nécessité d'utiliser des sources sismiques à hautes fréquences. Le succès de ces méthodes repose sur les performances, à la fois, du dispositif de mesures employé et des moyens d'analyse et de traitement des données.

L'étude de cette technique de détection par la méthode des éléments finis, requiert le développement et la validation d'un outil numérique capable de rendre compte de la propagation d'ondes de hautes fréquences dans le proche sous-sol, avec une bonne restitution des effets liés à la présence d'un objet diffractant.

Le présent travail, qui consiste à mettre au point cet outil numérique, est constitué de deux parties.

Dans la première partie, nous présentons une analyse du schéma numérique retenu ainsi que sa validation sur des essais de propagation réalisés en laboratoire.

Dans la deuxième partie, nous nous sommes rapprochés des conditions de terrain en simulant des essais réalisés in situ puis, nous avons testé les performances de cet outil numérique quant à son utilisation pour l'étude des problèmes de détection des cavités.

ABSTRACT

The difficulties encountered in the detection of shallow underground cavities by means of high resolution seismic methods result from the small depth of investigation on one hand and from the necessity of using high frequency seismic sources on the other. The success of these methods depends on the performance of both the system measurement and the data processing.

The study of this detection technique requires the development and the validation of numerical tools which must account for the propagation of high frequency waves and reproduce correctly the presence of a diffracting object.

In this present work, we have developed a numerical tool based on the finite element method. It is presented in two parts.

- In the first part, we present an analysis of the numerical scheme chosen and its validation on laboratory waves propagation tests.

- In the second part, we check this method on in situ tests. Then we use the numerical tool to study the problems of underground cavities detection.

NOTATIONS

Alphabet latin

E	Module d'Young
E_a	Module d'Young de l'argile
E_c	Module d'Young de la craie
F	Vecteur force global
\bar{F}	Vecteur force effectif
I	Intervalle temporel d'étude
K	Matrice de rigidité
\bar{K}	Matrice de rigidité effective
M	Matrice de masse
M_c	Matrice de masse consistante
M_l	Matrice de masse condensée
N	fonctions d'interpollation
P	Onde de compression
p	Pas de temps normalisé
Q_{12}	Elément quadrilatère à 12 noeuds
Q_4	Elément quadrilatère à 4 noeuds
Q_8	Elément quadrilatère à 8 noeuds
r	Distance hypocentrale
$s(t)$	Fonction "signal source"
SH	Onde de cisaillement polarisée perpendiculairement au plan source/récepteur
SV	Onde de cisaillement polarisée dans le plan source/récepteur
t_0	Instant initial
\bar{T}_{lim}	Forces de surface
u^*	Champ de déplacement virtuel
\bar{u}	Vecteur déplacement
$\dot{\bar{u}}$	Vecteur vitesse
$\ddot{\bar{u}}$	Vecteur accélération
U^e	Déplacements aux noeuds des éléments Ω^e
\bar{u}_{lim}	Déplacements imposés aux limites
V_p	Vitesse de propagation des ondes de compression
V_s	Vitesse de propagation des ondes de cisaillement
$Z = 1/\Lambda$	Inverse du nombre d'éléments par longueur d'onde

Alphabet grec

β, γ	Paramètres du schéma de Newmark
Δt	Paramètre de la discrétisation temporelle (pas de temps)
Δx	Paramètre de la discrétisation spatiale (taille d'un élément)
$\delta(t)$	Impulsion de dirac
$\Lambda = \lambda / \Delta x$	Nombre d'éléments par longueur d'onde
λ	Longueur d'onde
$\bar{\epsilon}$	Tenseur des déformations
Γ_t	Partie du contour de Ω soumis à des conditions aux limites en contrainte
Γ_u	Partie du contour de Ω soumis à des conditions aux limites en déplacement
ν	Coefficient de poisson
ν_a	Coefficient de poisson de l'argile
ν_c	Coefficient de poisson de la craie
ρ	Masse volumique
ρ_a	Masse volumique de l'argile
ρ_c	Masse volumique de la craie
$\bar{\sigma}$	Tenseur des contraintes
Ω	Domaine d'étude
Ω_e	Élément de base du maillage
ξ	Amortissement numérique induit par le schéma de Newmark

INTRODUCTION GENERALE

Motivation de l'étude

Dans le nord de la France existent d'anciennes mines de craie abandonnées qui, formant un réseau de cavités souterraines, posent aujourd'hui des problèmes de stabilité, notamment au voisinage des centres urbains où elles représentent un réel danger pour l'extension de l'urbanisation (implantation de bâtiments, extension du réseau routier, etc...). Si, en ce qui concerne la stabilisation de ces terrains, des méthodes et des outils existent, le problème de localisation de ces cavités reste entier. En effet, avant chaque construction, le terrain doit être examiné au moyen de forages dont le prix de revient élevé incite au développement de méthodes de prospection moins onéreuses, plus rapides et en l'occurrence, des méthodes de télédétection haute résolution.

Depuis une vingtaine d'années, ces méthodes ont pris un essor important dans le domaine de la géotechnique. Dobeki et Romig (1985) ont réalisé une synthèse des différentes méthodes existantes ainsi que des performances de chacune d'elles notamment en ce qui concerne la détection haute résolution. Plus récemment et, grâce aux progrès de l'électronique et de l'informatique (plus exactement de la micro-informatique), des systèmes d'acquisition performants ainsi que des logiciels de traitement de données complexes ont été réalisés contribuant ainsi à une évolution rapide des méthodes de détection haute résolution parmi lesquelles, les méthodes électromagnétiques et les méthodes de la sismique réflexion haute résolution.

- Les méthodes électromagnétiques, dont le radar géologique est une des applications, permettent de travailler à des fréquences de 100 à 1000 MHz avec une résolution de l'ordre du décimètre. Toutefois leurs performances sont limitées par la conductivité et la teneur en eau des terrains prospectés, ce qui en font des méthodes inadaptées à la détection d'objets en milieux argileux. En effet, ceux-ci constituent, en raison de la forte atténuation des signaux électromagnétiques, un écran totalement opaque.

- Les méthodes de la sismique réflexion haute résolution connaissent une progression importante depuis les travaux de Steeples et Knapp (Steeples, 1984; Knapp et Steeples, 1986 a,b). Ceux-ci ont montré que les réflexions sismiques émanant des premières dizaines de mètres au-dessous de la surface, pouvaient être, moyennant quelques précautions, exploitées et utilisées comme un moyen de prospection du proche sous-sol, prospection qui relevait jusque là du domaine de la sismique réfraction. Pour pouvoir tirer des informations des mesures réalisées avec cette technique, la source sismique doit être riche en hautes fréquences (200-500 Hz), les géophones doivent être relativement légers et bien couplés avec le sol, le système d'enregistrement doit comporter un filtre passe-haut dont la fréquence de coupure dépend de la

profondeur à laquelle on veut prospecter et enfin, le filtrage passe-haut doit intervenir avant la phase de numérisation du signal de manière à ne pas saturer le convertisseur A/D. Malgré tout, les succès de cette méthode, en ce qui concerne la détection des cavités, sont encore aujourd'hui peu nombreux. Steeples et Miller (1987), ont détecté un tunnel routier de 6 mètres de diamètre dans un massif granitique à des profondeurs de 19 et 80 mètres. De plus, les difficultés s'accroissent encore dès lors que ces cavités se situent à une très faible profondeur (< 15 m), ce qui est le cas des cavités souterraines en question. Pourtant, l'efficacité de cette technique, subordonnée à la mise au point de méthodes de mesures ainsi que de méthodes de traitement spécifiques à ce type de prospection, n'est pas remise en cause et, compte tenu des conditions locales (présence d'une couche argileuse d'environ 2 mètres d'épaisseur en surface), la sismique réflexion promet d'être une technique efficace.

Les mesures physiques

Ainsi, un système de détection des cavités souterraines à faible profondeur (8 à 12 m) a été développé au Laboratoire de Physique des Vibrations et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lille (Tricot et al, 1986). Dès les premières campagnes de mesures, des difficultés (qui étaient prévisibles) sont apparues quant à l'analyse et à l'interprétation des résultats obtenus (Tricot et al, 1986) car ces derniers dépendent sensiblement des caractéristiques mécaniques des sols, de la géométrie du domaine prospecté, de la source sismique utilisée, du système de mesure employé et du couplage entre le sol et le dispositif instrumental (Tricot et al, 1989).

Quelques éléments de réponse à ces problèmes d'interprétation furent amenés grâce à la réalisation d'un modèle physique (Pernod, 1988), modèle réalisé par similitude avec le site réel, cette similitude portant sur les longueurs (épaisseurs des couches, dimensions des cavités, longueurs d'ondes de la source). Cette première approche du problème permit de mettre en évidence plusieurs aspects tels que l'influence de la source (signature et contenu spectral), l'influence des caractéristiques de la cavité (diamètre et profondeur) et enfin, l'influence de la géométrie du système de mesure (positions relatives de la source, des récepteurs et de la cavité). Néanmoins, cette modélisation physique reste limitée, principalement pour les raisons suivantes :

- Les caractéristiques mécaniques des matériaux se limitent à celles des matériaux disponibles dans le commerce et, en particulier, le caoutchouc qui a été utilisé pour représenter la couche superficielle (qui est une couche argileuse in situ), donne une mauvaise représentation des ondes de surface et de cisaillement qui s'y propagent. Ces deux types d'ondes sont pratiquement inexistantes sur les profils obtenus en laboratoire alors qu'ils sont nettement marqués lors des essais in situ et qu'ils représentent précisément, l'un des obstacles majeurs à l'interprétation des résultats.

- Le système de couplage des capteurs avec le modèle physique (capteur piezo-électrique fermement appuyé sur la surface du modèle), n'est pas comparable à celui des géophones avec le terrain (géophones solidaires de tiges coniques enfoncées dans l'argile).

- Enfin, la géométrie du modèle reste très simple (interface plane et cavité circulaire), ce qui n'est pas toujours le cas de la configuration du terrain.

Objectif du travail

Pour approfondir cette analyse, il s'est avéré nécessaire de recourir à la modélisation numérique, de manière à disposer d'un outil de simulation permettant d'étudier globalement la propagation des ondes induites par une source ponctuelle située sur une surface libre. Les principaux objectifs visés sont les suivants :

- la possibilité d'effectuer des simulations particulières, en tenant compte des conditions géologiques ainsi que des caractéristiques géométriques des objets recherchés,

- l'amélioration des caractéristiques de la source,

- l'étude du couplage entre le dispositif expérimental (source et capteurs) et le sol,

- et enfin, la réalisation d'une base de données synthétiques en vue de l'optimisation des méthodes de traitement des données réelles. Ceci permettra de valider le traitement numérique des résultats bruts qui représente une phase importante pour la détection des cavités.

La modélisation, les méthodes

Notre travail s'inscrit dans le cadre de l'étude des problèmes dynamiques liés à la propagation d'ondes. De nombreux travaux ont déjà été réalisés dans ce domaine.

Abramovici a calculé la solution analytique de quelques problèmes très simples (Abramovici, 1970 ; Abramovici et Gal-Ezer, 1978).

Les calculs de rais dont les méthodes les plus performantes reposent sur la théorie de sommation des faisceaux gaussiens (Cerveny et Psencik, 1983 ; Madariaga et Georges, 1985 ; Georges et al, 1987) permet d'obtenir des sismogrammes synthétiques épurés et de ne calculer qu'un seul événement à la fois. Cependant, cette méthode n'est valide que pour des milieux sans forte courbure par rapport aux longueurs d'onde utilisées et, en particulier, les diffractions générées par des discontinuités géométriques ne sont pas calculées.

Les méthodes intégrales, pour lesquelles la solution est calculée de manière approchée (série de Neumann, méthode de Galerkin, construction des fonctions de Green, ...) ou numériquement (méthode des éléments de frontières), sont très utilisées dans ce domaine en raison de leurs bonnes performances. En la matière, nous citerons les travaux de M. Bouchon (Bouchon, 1980, 1981) basés sur la technique des fonctions de Green empiriques calculées par la méthode des nombres d'ondes discrétisés. En particulier, il a utilisé cette méthode pour étudier la diffraction d'ondes élastiques par des fissures ou des cavités (Bouchon, 1987).

Les méthodes des différences finies et des éléments finis, ont commencé à être utilisées pour résoudre les problèmes de propagation d'ondes, il y a environ 25 années, principalement avec les travaux d'Alterman qui a appliqué la méthode des différences finies à la résolution des problèmes sismiques (Alterman et Kornfeld, 1968 ; Alterman et Rotenberg, 1969). Ces méthodes ont pris par la suite un essor important. Nous citerons, de manière non exhaustive, les travaux de Kelly, Smith ou Madariaga (Smith, 1975 ; Kelly et al, 1976 ; Madariaga, 1976). Ces méthodes, parallèlement aux progrès de l'informatique et, bien qu'elles induisent des perturbations numériques parfois très gênantes (notamment la dispersion numérique qui est propre à ces méthodes), sont actuellement utilisées dans le domaine de la propagation des ondes (Virieux, 1986 ; Modaressi, 1986).

Pour notre part, nous travaillerons avec la méthode des éléments finis qui permet de discrétiser le problème dans toute sa variété, aussi bien sur le plan géométrique que sur le plan des matériaux et des conditions aux limites. Pour cela, nous proposons d'adapter un programme de calcul par éléments finis "PECPLAS" (Shahrour, 1988) au calcul dynamique et de le tester sur des mesures physiques réalisées en laboratoire et in situ.

Contenu de l'étude

Notre travail comporte trois phases :

- La première consiste à développer un outil informatique adapté à la résolution des problèmes de propagation d'ondes de hautes fréquences dans le proche sous-sol.

- La deuxième consiste à faire une étude paramétrique du schéma utilisé et à réaliser une première étape de validation sur des essais simples réalisés en laboratoire.

- La troisième consiste à valider le code de calcul sur des essais réalisés in situ et, à tester les performances de la méthode pour l'étude des problèmes de détection des cavités.

CHAPITRE I

FORMULATION ET RESOLUTION DU PROBLEME

INTRODUCTION

La résolution des problèmes de propagation des ondes, pour peu qu'ils soient complexes sur le plan géométrique ou rhéologique, nécessite le recours aux méthodes numériques (les solutions analytiques se limitant aux cas extrêmement simples). Or la capacité des différents schémas numériques à rendre compte du caractère propagatoire des solutions du modèle varie sensiblement d'un schéma à un autre, ce qui nous amènera dans ce chapitre, après une présentation rapide des équations du modèle à discuter du choix des algorithmes de résolution. Par ailleurs, si la discrétisation du milieu continu permet de trouver une solution approchée pour le problème posé, celle-ci est entachée d'effets parasites qu'il est important, au moment de l'interprétation des résultats, d'identifier de manière à les éliminer ou, à les atténuer au maximum. Pour cela il est important de se doter de moyens d'analyse et d'interprétation des résultats. Ces différents moyens feront l'objet d'une présentation au cours de ce chapitre.

I. LA PROPAGATION DES ONDES SISMIQUES DANS LE SOL

La méthode d'exploration sismique consiste à provoquer des ébranlements à la surface ou à proximité de la surface du sol et, à observer en surface, la réponse du sous-sol à ces ébranlements qui se propagent par ondes progressives. La théorie de l'élasticité et le principe fondamental de la dynamique, montrent que ces ondes se propagent par deux mécanismes différents et donnent ainsi deux types d'ondes se propageant de manière indépendante : les ondes de compression ou longitudinales (onde P) et les ondes de cisaillement ou transversales (onde S) (Lavergne, 1986).

Dans le cas d'un milieu solide, infini, homogène et isotrope, seules des ondes de volume se propagent : les ondes P pour lesquelles le déplacement des particules est parallèle au sens de propagation de l'onde, et les ondes S pour lesquelles le déplacement des particules est perpendiculaire au sens de propagation de l'onde. On peut distinguer deux types d'ondes de cisaillement suivant la direction de polarisation du mouvement des particules :

- Les ondes SV pour lesquelles le mouvement des particules est contenu dans le plan vertical du dispositif source/géophone,
- les ondes SH si le mouvement des particules est perpendiculaire au plan vertical du dispositif.

Dans le cas d'un milieu semi-infini, limité par une surface libre (la surface du sol en prospection sismique), d'autres types de propagation existent au voisinage de la surface. Ce sont les ondes de surface qui pourront être, soit des ondes de Love si le mouvement des particules est contenu dans un plan vertical perpendiculaire à la direction de propagation, soit des ondes de Rayleigh si le mouvement des particules est contenu dans un plan vertical parallèle à la direction de propagation. Notons que le cas d'un problème traité en déformation plane (hypothèse d'invariance dans la direction perpendiculaire au plan contenant la source et les capteurs), seules des ondes de surface de type Rayleigh peuvent exister.

Propagation en milieu hétérogène

En présence d'une couche superficielle, des ondes analogues aux ondes de Rayleigh peuvent se propager à la surface. Ces ondes, appelées ondes pseudo-Rayleigh, constituent un bruit très important (ground roll) qui est plus particulièrement gênant en sismique haute-résolution. En effet, l'existence de ces ondes généralement dispersives, est un des obstacles majeurs à l'utilisation de la sismique pour la détection des objets de subsurface.

les phénomènes liés à la présence d'une interface

En présence d'interfaces planes et de grandes dimensions, les ondes sont partiellement transmises et partiellement réfléchies en respectant les conditions aux limites suivantes : continuité des contraintes et des déplacements aux passages des interfaces. Dans le cas général, on peut considérer trois types d'ondes incidentes : les ondes P, SV et SH. Les deux premiers cas donnent lieu à des conversions d'ondes P en ondes SV et inversement. Le troisième cas ne donne pas lieu à conversion. Au cours de cette étude, nous ne nous intéresserons qu'à la famille des ondes P-SV. Les simulations, qui seront réalisées sous l'hypothèse de déformations planes ou de symétrie de révolution, ne prennent pas en compte les ondes SH.

les diffractions

Les lois de la réflexion et de la transmission ne sont plus valables en présence de réflecteurs interrompus (failles, cavités,...) et, d'une manière générale, pour tous les accidents du sous-sol de faibles dimensions par rapport aux longueurs d'ondes sismiques. Dans le cas où les accidents ont des dimensions comparables aux longueurs d'ondes, l'énergie n'est plus réfléchi ni transmise mais diffractée. Lorsque le front d'onde incident rencontre un accident, ce dernier se comporte comme une source d'ébranlements secondaires.

l'atténuation des ondes

En milieu homogène et élastique, le mouvement des particules s'atténue au cours de la propagation du fait de l'expansion du front d'onde. L'amplitude des ondes s'atténue alors suivant une loi en $1/r$, r étant la distance au point source du point d'observation. Lorsque le milieu n'est pas parfaitement élastique, ce qui est souvent le cas dans le sous-sol, l'onde sismique subit une certaine dissipation, c'est le phénomène d'absorption ou atténuation physique. De manière générale, plus la fréquence est élevée et plus l'absorption est importante.

II. POSITION ET FORMULATION DU PROBLEME

II.1 Problème continu

II.1.1 Position du problème

Notre étude consiste à simuler la propagation d'ondes à la surface et à l'intérieur d'un domaine Ω (en l'occurrence le proche sous-sol) pendant un intervalle de temps I . Le domaine pourra être composé de plusieurs couches et présentera une surface libre. Ces ondes sont induites par une source sismique située à la surface libre ou à sa proximité. Nous nous intéresserons aux événements sismiques rapides, c'est à dire à ceux qui ne concernent qu'un domaine réduit autour du point source. Par conséquent, nous pourrons imposer des dimensions finies à notre domaine en prenant toutefois la précaution de repousser les limites suffisamment loin du point source pour éviter les effets de bords indésirables.

La solution du problème sera amenée sous forme de champs de déplacements $u(\bar{x}, t)$, de vitesses $\dot{u}(\bar{x}, t)$, d'accélération $\ddot{u}(\bar{x}, t)$ et ceci, en tout point M de Ω et à tout instant t de I .

Description du problème

On considère le domaine Ω appartenant à R^3 (figure I.1) de frontières régulières Γ , soumis à des sollicitations dynamiques telles que :

- des forces de volume, $\bar{f}(\bar{x}, t)$ dans Ω
- des forces de surface, $\bar{T}(\bar{x}, t) = \bar{T}_{lim}$ sur Γ_T
- des déplacements imposés, $\bar{U}(\bar{x}, t) = \bar{U}_{lim}$ sur Γ_u

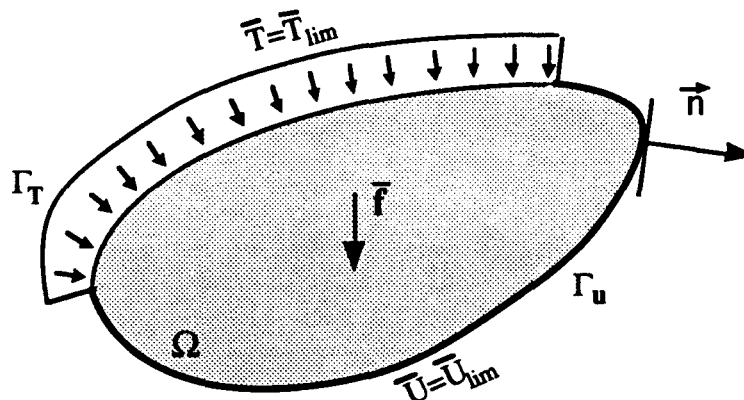


Figure I.1 Illustration schématique du domaine à étudier et des sollicitations auxquelles il est soumis.

avec les conditions suivantes,

$$\Gamma_T(t) \cap \Gamma_U(t) = \emptyset$$

et

$$\Gamma_T(t) \cup \Gamma_U(t) = \Gamma,$$

le domaine étant initialement au repos.

II.1.2 Formulation locale

Sous l'hypothèse de petites déformations et petits déplacements, le problème se formule par l'ensemble des équations suivantes :

* les équations d'équilibre dynamique,

$$\text{Div}(\bar{\sigma}) + \bar{f} - \rho \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} = \bar{0}$$

où,

$\bar{\sigma}$ est le tenseur des contraintes, et ρ la masse volumique.

* Les équations de la cinématique,

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{2} (\text{Grad}(\bar{u}) + {}^t\text{Grad}(\bar{u}))$$

où,

$\bar{\epsilon}$ est le tenseur des déformations,

* Les conditions aux limites imposées,

- en déplacements

$$\bar{u} = \bar{u}_{\text{lim}} \quad \text{sur } \Gamma_u,$$

- et en contraintes,

$$\bar{\sigma} \cdot \bar{n} = \bar{T}_{\text{lim}} \quad \text{sur } \Gamma_T,$$

* les conditions initiales à l'instant t_0 ,

$$\bar{u}(\bar{x}, t_0) = \bar{0}, \quad \dot{\bar{u}}(\bar{x}, t_0) = \bar{0} \quad \text{et} \quad \ddot{\bar{u}}(\bar{x}, t_0) = \bar{0}.$$

II.1.3 Formulation variationnelle

La résolution de ce problème par la méthode des éléments finis, passe par une première étape qui est la transformation des équations d'équilibre sous une forme variationnelle intégrant les conditions aux limites (Zienkiewicz, 1977). Pour un champ de déplacement cinématiquement admissible u^* , l'application du principe des travaux virtuels amène la formulation suivante :

$$\int_{\Omega} \bar{u}^* \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} d\Omega = \int_{\Omega} \bar{\epsilon}^* : \bar{\sigma} d\Omega - \int_{\Omega} \bar{u}^* \cdot \bar{f} d\Omega - \int_{\Gamma_T} \bar{u}^* \cdot \bar{T} d\Gamma$$

II.2 Problème discrétisé

L'étape suivante consiste en la discrétisation spatiale du domaine Ω et, temporelle (par différences finies) de l'intervalle de temps sur lequel on désire observer la réponse du système aux sollicitations imposées .

II.2.1 Discrétisation spatiale

La discrétisation spatiale consiste en la subdivision du domaine Ω en petits éléments de base Ω_e , qui peuvent être des triangles à 3 ou 6 noeuds ou bien, des quadrilatères à 4 ou 8 noeuds . Cette discrétisation s'accompagne d'une approximation des déplacements en fonction des coordonnées d'espace (x, y, z) et du temps t de la forme :

$$\bar{u}(\bar{x}, t) = N(\bar{x}) U^e(t)$$

- $U^e(t)$, représente les déplacements aux noeuds de tous les éléments Ω_e constituant Ω
- N , désigne la matrice des fonctions d'interpolation

A l'intérieur de chaque élément de base Ω_e , les déformations sont reliées aux déplacements par la relation,

$$\bar{\epsilon}(\bar{x}, t) = L \cdot \bar{u}(\bar{x}, t)$$

L étant un opérateur différentiel permettant de passer du vecteur déplacement au tenseur des déformations .

En posant

$$B(\bar{x}) = L.N(\bar{x})$$

on obtient,

$$\bar{\bar{E}}(\bar{x}, t) = B(\bar{x}, t).U^e(t)$$

Le problème posé, sous sa forme globale et discrétisée, se récapitule donc comme suit :

- Equation d'équilibre,

$$\int_{\Omega} B' \sigma d\Omega + \int_{\Omega} N' \rho N \ddot{u} d\Omega - \int_{\Omega} N' f d\Omega - \int_{\partial\Omega} N' T d\Gamma = 0$$

- loi de comportement,

- conditions initiales.

Enfin , l'intégration numérique sur chaque élément Ω_e , suivie de l'assemblage de ces derniers, amène le système d'équations différentielles suivant :

$$M\ddot{u} + Ku = F(t) \quad (I.1)$$

M étant la matrice de masse globale,

K la matrice de rigidité,

F(t) le vecteur force global .

II.2.2 Effets de la discrétisation spatiale

La discrétisation spatiale joue un rôle très important dans les calculs par éléments finis. Pour les problèmes de propagation d'ondes, la taille relative des éléments par rapport aux longueurs d'ondes jouera un rôle essentiel pour une bonne prise en compte des différents événements sismiques. De même, la répartition de la masse sur les éléments, c'est à dire la morphologie de la matrice de masse, a une influence sur les phénomènes numériques, notamment sur la dispersion numérique.

White et al. (1979) proposent une étude sur l'influence de la taille des éléments du maillage et ceci, en tenant compte de la morphologie de la matrice de masse et du type d'éléments utilisés . En simulant la propagation d'ondes dans une barre semi-infinie (modèle unidimensionnel), ils ont tiré plusieurs conclusions qu'ils ont vérifiées a posteriori dans le cas d'un problème bidimensionnel . Ces règles sont les suivantes :

- L'élément quadrilatère isoparamétrique à quatre noeuds (maillage Q4) se révèle le plus précis .
- l'utilisation d'une matrice de masse consistante associée à un maillage Q4 permet d'utiliser un rapport $\lambda/\Delta x$ (λ désignant la longueur d'onde et Δx la taille d'un élément) égal à 4 alors que, dans le cas d'une matrice de masse concentrée, il doit être égal à 5 pour conserver un degré de précision équivalent .

Bamberger et al. (1980) ont mené une étude précise de schémas numériques pour les équations de l'élastodynamique linéaire . Ils se sont intéressés à deux schémas provenant de la discrétisation par éléments finis Q4, l'un basé sur l'utilisation d'une matrice de masse consistante (masse répartie linéairement sur chaque élément) tandis que l'autre, utilise une matrice de masse concentrée (masse concentrée sur les noeuds du maillage) . Pour les deux cas, ils ont adopté, en ce qui concerne la discrétisation temporelle, la méthode des différences finies centrées (schéma explicite). Ils ont ainsi caractérisé les ondes P et S numériques ainsi que leurs vitesses de propagation .

Les cas des ondes P et des ondes S ont été étudiés séparément, ce qui leur a permis de montrer que ces deux types d'ondes étaient affectés différemment par les phénomènes numériques. Les conclusions qu'ils ont tirées portent principalement sur les problèmes de dispersion et d'anisotropie numérique. Ces phénomènes sont liés à plusieurs paramètres tels que :

- la longueur d'onde λ et le nombre d'éléments par longueur d'onde Λ ($\Lambda=\lambda/\Delta x$),
- le pas de temps utilisé Δt ,
- le coefficient de poisson ν ,
- le type de matrice de masse utilisé.

Concernant la dispersion numérique, pour un nombre de points par longueur d'onde fixé, l'erreur sur la vitesse de propagation des ondes S est plus importante que celle sur des ondes P.

Dans le cas de l'utilisation d'une matrice de masse consistante, la vitesse des ondes est approchée par excès alors qu'elle l'est par défaut dans le cas de l'emploi d'une matrice de masse concentrée. Ceci est valable pour les ondes P et les ondes S.

Pour $\Lambda > 10$, les vitesses des ondes P et S sont bien approximées quelque soit la matrice de masse utilisée. L'erreur sur les vitesses de propagation est alors inférieure à 2%.

En ce qui concerne le respect de l'isotropie du milieu, il s'avère que 5 points par longueur d'ondes suffisent dans le cas de l'utilisation d'une matrice de masse consistante. Par contre, dans le cas de l'utilisation d'une matrice de masse concentrée, 10 points par longueur d'onde sont nécessaires pour éviter que la vitesse des ondes P ne dépende de la direction de propagation. Il en est de même pour les ondes S si v est relativement élevé ($v \geq 0.4$)

Par ailleurs, la méthode des différences finies centrée, utilisée pour la discrétisation temporelle, est toujours conditionnellement stable mais n'introduit pas d'amortissement numérique de l'amplitude des ondes.

Mullen et Belytschko (1982) ont examiné les phénomènes de dispersion numérique induite par la discrétisation spatiale. Ils ont comparé plusieurs types de maillage (éléments quadrilatères bilinéaires, éléments triangulaires linéaires), testé l'effet d'une sous-intégration de la matrice de rigidité en utilisant des éléments de type Q4 et enfin, testé les schémas basés sur des matrices de masse consistantes et concentrées. Ils ont ainsi montré que la sous-intégration sur les éléments Q4 amplifiait sensiblement le phénomène de la dispersion numérique. Concernant les schémas numériques, ils obtiennent des résultats similaires à ceux obtenus par Bamberger et al (1980). Par ailleurs il s'avère que les éléments quadrilatères bilinéaires permettent une plus grande précision que les éléments triangulaires linéaires.

Celep et Bazant (1983) ont étudié les réflexions numériques provoquées par une variation de la taille des éléments du maillage et, ont obtenu les résultats suivants :

- les réflexions sont importantes pour des valeurs de $Z < 1/4$ ($Z=1/\Lambda$) tandis qu'elles sont négligeables pour $Z > 1/10$.
- Les réflexions sont moins importantes si on utilise une matrice de masse consistante plutôt qu'une matrice de masse concentrée.
- Entre deux zones de maillages différents il est nécessaire d'utiliser une zone de transition permettant une variation progressive du maillage, une progression arithmétique donne de meilleurs résultats qu'une progression géométrique.

- Pour une même variation de la taille des éléments, les réflexions numériques sont moins prononcées avec des éléments à contraintes linéaires qu'avec ceux à contraintes constantes .

Marfurt (1984) a comparé les solutions de l'équation des ondes élastiques obtenues par la méthode des différences finies d'une part et la méthode des éléments finis d'autre part . Il étend les résultats amenés par Bamberger et al.(1980), alors limités aux schémas des différences finies centrées, aux schémas de résolution temporels plus complexes tels que les schémas d'intégration implicites et les schémas de résolution dans le domaine fréquentiel . Il a montré qu'il était possible de réduire de manière sensible la dispersion numérique, qui affecte les ondes lorsque le rapport $\lambda/\Delta x$ est relativement faible (inférieur à 8), en jouant sur la morphologie de la matrice de masse. Il propose ainsi une combinaison des matrices de masse consistante et condensée qui permet de réduire au maximum la dispersion numérique. Cette combinaison est fonction du coefficient de poisson.

Dans une étude plus récente (Marfurt, 1990), il a étudié les effets de l'utilisation d'éléments d'un plus haut degré de précision sur les phénomènes numériques engendrés par la discrétisation spatiale. Pour cela il a étudié la propagation d'ondes planes au travers d'un domaine maillé successivement avec des éléments carrés Q4 (approximation linéaire), Q8 (approximation quadratique), puis Q12 (approximation cubique). A l'examen des résultats (dispersion numérique, nombre de mode présents dans la solution), il conclut que les algorithmes d'éléments finis basés sur des éléments de haute précision ne sont pas exploitables pour simuler la propagation d'ondes. En effet, si en différences finies, le fait de monter dans l'ordre de précision, permet de réduire l'erreur de dispersion sans engendrer de modes parasites (en augmentant par contre l'erreur sur les coefficients de réflexion), il n'en est pas de même en éléments finis où cette opération permet de réduire sensiblement les erreurs de dispersion numérique (en diminuant aussi l'erreur sur les coefficients de réflexion (Bazant, 1978)) mais provoque l'apparition de modes parasites d'autant plus nombreux que l'ordre de précision est élevé. Par exemple, avec l'élément Q12, il y a 10 modes qui se propagent : les deux modes attendus P et SV et 8 modes parasites qui rendent la solution inexploitable.

II.2.3 La discrétisation temporelle

Une des méthodes de résolution du système d'équations (I.1), couramment employée, est la méthode de superposition modale qui consiste à transformer le système d'équations couplées en un système d'équations découplées. Pour chacune de ces équations la solution analytique est cherchée dans un sous-espace modale défini en fonction du problème à traiter. Les modes sont ensuite superposés pour obtenir la solution du problème. Cette méthode, limitée aux problèmes linéaires, est d'autant plus performante que le sous-espace modal choisi est restreint. Dans notre

cas, le choix de cette méthode ne serait pas judicieux du fait que nous travaillerons sur des bandes de fréquences relativement larges et que, étant limitée aux problèmes linéaires, cette méthode ne nous permettrait pas ultérieurement d'intégrer une loi de comportement non linéaire.

La résolution sera donc menée en faisant appel à des procédures de discrétisation dans le temps, des champs de déplacements et de ces dérivées (vitesses et accélérations). Ceci a pour but de transformer le système d'équations aux dérivées partielles en un système d'équations algébriques dont la résolution s'effectue pas à pas directement dans le domaine temporel.

II.2.4 Les différents algorithmes de résolution

Suivant les différentes formes de discrétisation et les hypothèses introduites, on aboutit à deux catégories d'algorithmes de résolution :

- les algorithmes à base de différences finies tels que la méthode des différences finies centrées ou la méthode de Houbolt, basée sur une approximation par différences finies décentrées à droite,
- les algorithmes à base d'hypothèses sur l'accélération tels que la méthode de Newmark ou la méthode de Theta Wilson .

L'introduction des différentes expressions des déplacements, vitesses et accélérations, obtenues par ces discrétisations, conduit au système d'équations algébriques donné par la forme générale suivante :

$$\bar{K}U_{t+\Delta t} = \bar{F} \quad (I.2)$$

où,

- \bar{K} , appelée matrice de rigidité effective, est une combinaison de K et de M,
- \bar{F} , appelé vecteur de force effectif, est la sommation du vecteur F_t et d'une combinaison de K et de M.

La méthode des différences finies centrées

Les vecteurs vitesse et accélération sont approximés par :

$$\dot{U}_t = \frac{1}{2\Delta t} ((U_{t+\Delta t}) - (U_{t-\Delta t}))$$

$$\ddot{U}_t = \frac{1}{\Delta t^2} ((U_{t+\Delta t}) - 2(U_t) + (U_{t-\Delta t})).$$

Ces approximations nous amènent :

$$\bar{K} = M$$

et

$$\bar{F} = \Delta t^2 F(t) + M(2U_t - U_{t+\Delta t}) - \Delta t^2 K U_t$$

La méthode de Houbolt

Dans cette méthode, les dérivées partielles sont approximées par différences finies décentrées à droite,

$$\ddot{U}_{t+\Delta t} = \frac{1}{\Delta t^2} (2(U_{t+\Delta t}) - 5(U_t) + 4(U_{t-\Delta t}) - (U_{t-2\Delta t}))$$

$$\dot{U}_{t+\Delta t} = \frac{1}{6\Delta t} (11(U_{t+\Delta t}) - 18(U_t) + 9(U_{t-\Delta t}) - 2(U_{t-2\Delta t}))$$

ce qui nous amène,

$$\bar{K} = \frac{2}{\Delta t^2} M + K$$

et

$$\bar{F} = F_{t+\Delta t} + \frac{1}{\Delta t^2} M(5U_t - 4U_{t-\Delta t} + U_{t-2\Delta t})$$

La méthode de Newmark

Cette méthode est fondée sur le développement limité dans lequel on a introduit les différentes hypothèses sur l'accélération :

$$\dot{U}_{t+\Delta t} = \dot{U}_t + \Delta t((1-\gamma)\ddot{U}_t + \gamma\ddot{U}_{t+\Delta t}) \quad (I.3)$$

$$U_{t+\Delta t} = U_t + \Delta t\dot{U}_t + \frac{\Delta t^2}{2}((1-2\beta)\ddot{U}_t + 2\beta\ddot{U}_{t+\Delta t}) \quad (I.4)$$

L'accélération à l'incrément $t+\Delta t$ peut être évaluée à partir de la relation (I.4).

$$\ddot{U}_{t+\Delta t} = \frac{1}{\beta\Delta t^2}(U_{t+\Delta t} - U_t) - \frac{1}{\beta\Delta t}\dot{U}_t - \left(\frac{(1-2\beta)}{2\beta}\right)\ddot{U}_t \quad (I.5)$$

Ces hypothèses nous permettent de résoudre le système d'équations (I.2) avec :

$$\bar{K} = \frac{2}{\Delta t^2}M + 2\beta K$$

et

$$\bar{F} = 2\beta F_{t+\Delta t} + M\left[\frac{2}{\Delta t^2}U_t + \frac{2}{\Delta t}\dot{U}_t + (1-2\beta)\ddot{U}_t\right]$$

Après la résolution du système (I.2), on calcule l'accélération $\ddot{U}_{t+\Delta t}$ à partir de l'équation (I.5) et, on évalue la vitesse $\dot{U}_{t+\Delta t}$ à partir de la relation (I.3).

La méthode de Theta Wilson

Cette méthode découle de la méthode de Newmark. Son auteur a introduit une constante $\theta(>1)$ qui permet, en augmentant sa valeur, d'accroître l'amortissement des fréquences élevées. La constante θ vérifie la condition :

$$0 < \tau < \theta\Delta t$$

Le système d'équations s'écrit alors :

$$U_{t+\theta\Delta t} = U_t + \theta\Delta t\dot{U}_t + \frac{\theta^2\Delta t^2}{2}((1-b)\ddot{U}_t + b\ddot{U}_{t+\theta\Delta t})$$

$$\dot{U}_{t+\theta\Delta t} = \dot{U}_t + \theta\Delta t((1-a)\ddot{U}_t + a\ddot{U}_{t+\theta\Delta t})$$

$$\ddot{U}_{t+\theta\Delta t} = \frac{2}{b\theta^2\Delta t^2}(U_{t+\theta\Delta t} - U_t) - \frac{2}{b\theta\Delta t}\dot{U}_t - \frac{1-b}{b}\ddot{U}_t$$

on obtient,

$$\bar{K} = \frac{2}{\theta^2 \Delta t^2} M + bK$$

et

$$\bar{F} = b[F_i + \theta(F_{i+\Delta t} - F_i)] + M \left[\frac{2}{\theta^2 \Delta t^2} U_i + \frac{2}{\theta \Delta t} \dot{U}_i + (1-b)\ddot{U}_i \right]$$

II.2.5 Les effets de la discrétisation temporelle

Bathe et Wilson (1973) ont fait une analyse de la stabilité et de la précision des schémas d'intégration suivants :

- le schéma de Newmark,
- le schéma de Theta-Wilson,
- le schéma de Houbolt.

Ils ont montré que l'étude de la précision des différents schémas pouvait se faire par le biais de l'analyse de la diminution de l'amplitude et de l'allongement de la période des oscillations, ces deux phénomènes relevant de distorsions numériques propres aux schémas utilisés. Pour cela, ils se sont référés aux solutions obtenues par la méthode de superposition modale en prenant en compte les modes propres les plus élevés de manière à assurer un haut degré de précision . Les résultats qu'ils ont obtenus sont présentés sur la figure I.2. Nous constatons que, mis à part le cas particulier du schéma de Newmark paramétré par $\gamma=2\beta=0.5$ qui n'introduit pas de variation d'amplitude, ces schémas engendrent des perturbations numériques sensibles à la fois sur la période et l'amplitude des ondes.

Prenons l'exemple d'une onde de période T. Si le pas de temps Δt est tel que le rapport $T/\Delta t$ est égal à 10 alors, cette onde verra sa période s'allonger de 3 à 12 % et son amplitude s'atténuer de 6 à 20 % selon la méthode utilisée. Cet aspect sera d'autant plus marqué que nous travaillerons à des fréquences élevées et que le rapport $T/\Delta t$ sera inférieur à 10 pour une partie importante de la solution.

Le choix de la méthode est donc essentiel. Des trois méthodes, le schéma de Newmark apparaît comme le plus performant étant donné que nous travaillerons avec des rapports $T/\Delta t$ qui pourront être inférieurs à 5.

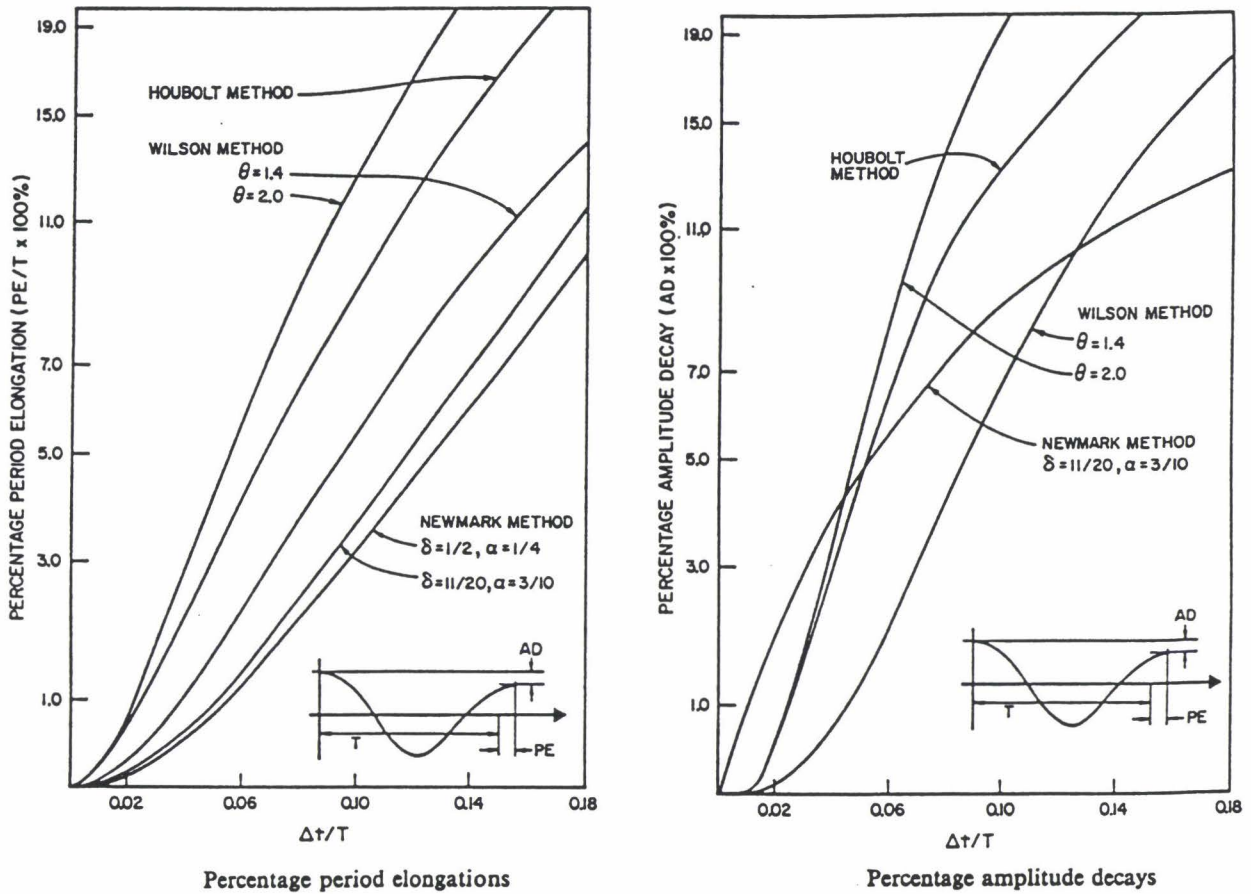


Figure I.2 : Illustration des effets de la discrétisation sur l'amplitude et la période des ondes pour les méthodes de Houbolt, Newmark et θ Wilson.

(Tiré de l'article de Bathe et Wilson, 1973)

Hughes et Liu (1978) se sont intéressés à la stabilité des principales méthodes de résolution des systèmes d'équations différentielles obtenus après discrétisation spatiale. Ils ont testé la méthode implicite de Newmark, le schéma explicite de prédiction-corrrection ainsi qu'une méthode mixte utilisant les deux schémas précédents. Ils ont obtenu les résultats suivants :

- Le schéma implicite de Newmark est inconditionnellement stable pour les valeurs suivantes de β et γ .

$$2\beta \geq \gamma \geq 1/2 \quad (I.6)$$

- La relation (I.6) maximise la dissipation des hautes fréquences numériques.

$$\beta = (\gamma + 1/2)^2 / 4 \quad (I.7)$$

- La précision de l'algorithme de Newmark est du second ordre uniquement si $\gamma=1/2$.
- Le schéma de prédiction-corrrection est conditionnellement stable.
- Les schémas implicites permettent d'utiliser des pas de temps plus grands que les schémas explicites.

II.3 Choix du schéma numérique

Les méthodes purement numériques telles que la méthode des différences finies ou la méthode des éléments finis, permettent de prendre en compte les différents types d'ondes se propageant en milieux complexes, mais engendrent de nombreuses perturbations numériques rendant la solution parfois inexploitable. Ces perturbations seront d'autant plus gênantes du fait que nous nous intéresserons aux hautes fréquences, ce qui nécessitera de prendre des précautions si l'on veut satisfaire au mieux nos exigences quant à la qualité des résultats de simulation. De ce fait, les dimensions des éléments du maillage résulteront d'un compromis entre une bonne prise en compte des longueurs d'onde se propageant dans le milieu étudié et transportant une énergie significative et, la nécessité de conserver à la matrice de rigidité effective une taille raisonnable compte tenu du fait que la résolution du système se fera de manière implicite sur tout le domaine. Les plus petites longueurs d'onde à prendre en compte représenteront au moins quatre fois la longueur d'un coté d'élément de manière à ce que leurs contributions à la réponse soient appréciables (White et al., 1979).

Nous utiliserons le schéma implicite de Newmark en imposant aux paramètres (γ, β) de vérifier les deux relations (I.6) et (I.7). Quant au pas de temps, il fera l'objet de plusieurs contraintes. En effet, si le respect de la relation (I.6) permet de s'affranchir de la contrainte liée à la stabilité du schéma, il n'en reste pas moins celles liées à dispersion numérique, à la morphologie imposée des fonctions source et au contenu spectral de la réponse.

III. INTRODUCTION DANS LE CODE DE CALCUL "PECPLAS"

III.1 Présentation

Le programme de calcul Pecplas a été développé au Laboratoire de Mécanique de Lille (Shahrour, 1988,1992). Il est destiné à la résolution des problèmes de la géotechnique. Il offre aux utilisateurs divers possibilités dont la modélisation du comportement des géomatériaux et des interfaces à l'aide de modèles simples ou sophistiqués.

Le code de calcul est constitué de trois blocs indépendants :

"Pecdat" est un préprocesseur qui permet la saisie et la mise en forme des données du problème à traiter,

- données géométriques (maillage) et données définissant les conditions aux limites en déplacement ou en contrainte,
- données définissant la source d'excitation (signature, intensité et contenu spectral),
- données géotechniques (caractéristiques mécaniques du matériau) et paramètres du modèle numérique (coefficients du schéma de Newmark, type de matrice de masse).

"Pecplas" est le programme de calcul proprement dit. Il permet de faire des calculs bidimensionnels (déformations planes ou contrainte plane) et tridimensionnels. Ce module est conçu de manière à pouvoir y intégrer aisément des lois de comportement non linéaire.

"Pecgraph" est un postprocesseur constitué d'un ensemble de moyens d'analyse et de traitement des résultats de calcul. Il procure des outils de représentation graphique.

III.2 Les modifications apportées

III.2.1 Intégration de fonctions "sources sismiques"

Les problèmes que nous allons étudier nécessitent que la source soit intégrée à la modélisation. En effet, nous verrons que la source joue un rôle important, tant sur le plan physique (résolution temporelle, contenu spectral) que numérique (bruit numérique). Il est donc indispensable de disposer de fonctions qui soient des modèles de sources sismiques.

Nous développerons ainsi plusieurs types de fonctions source caractérisées par une durée d'excitation relativement brève et un spectre fréquentiel relativement étendu. Lors des simulations, la signature de la source $s(t)$ pourra être reproduite de la manière suivante :

- soit par une distribution de dirac :

$$s(t) = \delta(t)$$

- soit par une fonction gaussienne :

$$s(t) = e^{-\alpha^2 t^2}$$

le paramètre α contrôlant le contenu spectral de la fonction,

- soit par les dérivées première ou seconde d'une fonction gaussienne,

$$s(t) = -2\alpha t e^{-\alpha^2 t^2}$$

ou,

$$s(t) = 2\alpha(2\alpha t^2 - 1)e^{-\alpha^2 t^2}.$$

Ces modèles de source sont parmi les plus utilisés pour la simulation d'impulsions sismiques et ceci, indépendamment de la méthode de résolution considérée (Aubry et al, 1985; Virieux, 1986; Dablain, 1986; Bouchon, 1987; ...).

III.2.2 Introduction de la dynamique dans la partie calcul

Les modifications majeures apportées au programme de calcul sont présentées schématiquement sur la figure I.3. Elles consistent essentiellement à prendre en compte des forces d'inertie, nous n'introduisons pas d'amortissement pour l'instant.

III.2.3 Moyens d'analyse et de traitement des résultats

III.2.3.1 Analyse dans le domaine temporel

L'interprétation des résultats des simulations numériques n'est pas toujours aisée à cause de la présence de nombreuses oscillations qui appartiennent, soit à la réponse du système, soit à l'ensemble des bruits numériques. Pour mener à bien notre analyse, il est indispensable de disposer d'un moyen d'identification de ces différentes oscillations. Pour cela, nous aurons recours à la présentation des résultats sous forme de sismogrammes. Ce mode de représentation graphique offre l'avantage de faire apparaître très nettement les événements corrélés (ondes directes, ondes réfléchies, ondes réfractées) qui sont caractéristiques des phénomènes propagatoires. Ces derniers se distingueront de l'ensemble des oscillations non corrélées auxquelles appartiennent les oscillations numériques parasites induites par la discrétisation spatio-temporelle et le schéma numérique utilisé pour la résolution.

En annexe 2, nous présentons les principaux types de sismogrammes qui pourront être élaborés ou cités dans cette étude.

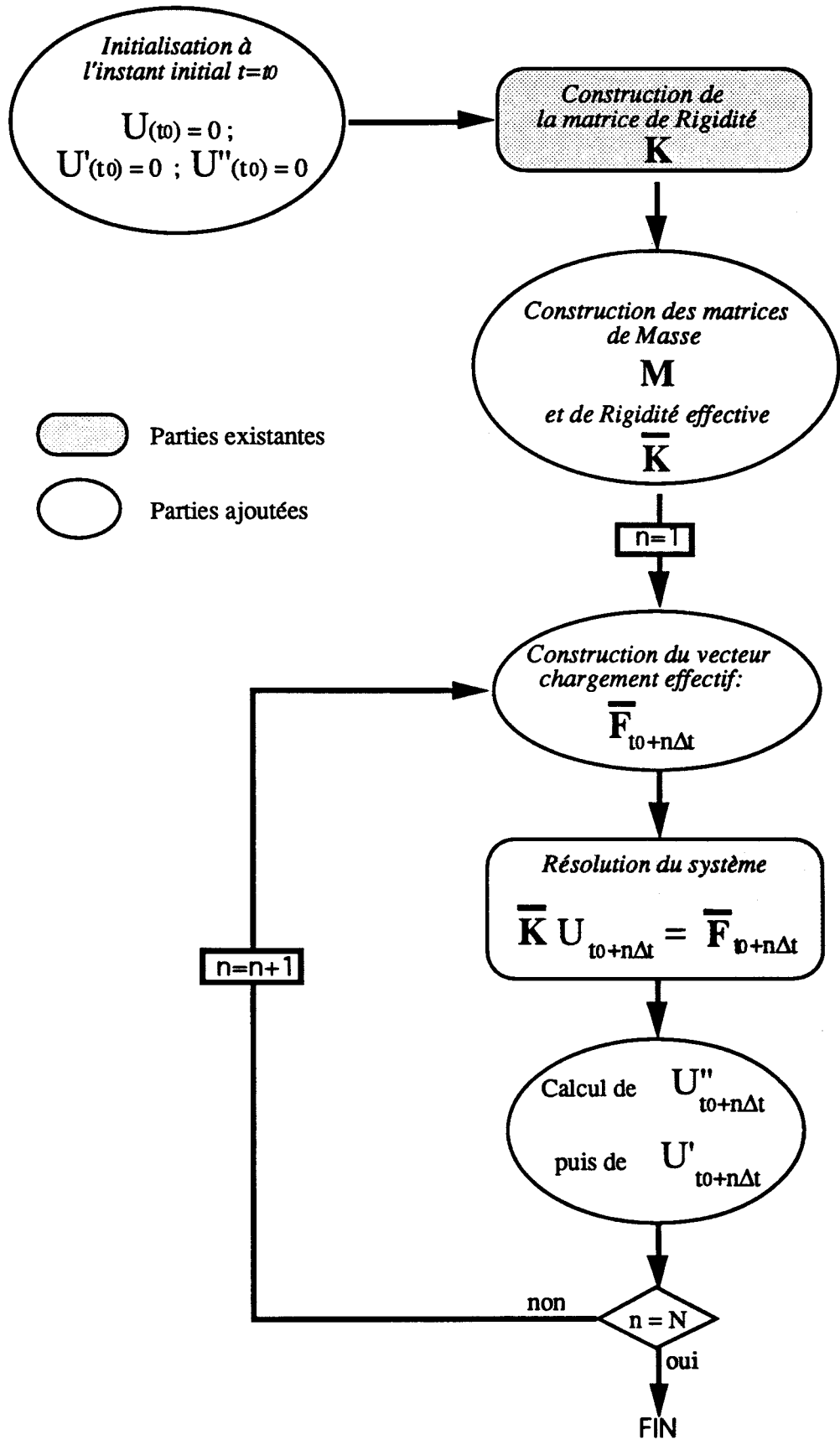


Figure I.3 : Présentation schématique de la partie calcul de la maquette informatique

III.2.3.2 Analyse dans le domaine fréquentiel

Les spectres en fréquences (spectres d'amplitude) sont calculés par une transformée de Fourier discrète. La connaissance du contenu spectral des sources d'excitation et des différents événements sismiques observés est indispensable pour toutes opérations de filtrage numérique de manière à déterminer les caractéristiques des filtres à élaborer. D'autre part, le contenu fréquentiel sera un outil de comparaison des résultats expérimentaux et numériques.

Au cours de cette étude, nous effectuerons parfois des traitements destinés à mettre en évidence certains phénomènes difficilement identifiables sur les résultats à l'état brut. Parmi ces traitements, nous utiliserons le filtrage numérique à l'aide de fenêtres temporelles de type Tchébychev et, les contrôles automatiques de gain destinés à mettre en évidence les événements de faibles amplitudes relatives. Pour réaliser ces traitements, nous utiliserons une bibliothèque de traitement du signal ("Programs for Digital Signal Processing", 1979).

III.3 Tests de validation du programme

Le test de validation de la maquette informatique a été réalisé sur l'exemple suivant :

Une poutre homogène et encastree à une extrémité, est soumise à l'autre extrémité et à l'instant $t=t_0$, à un chargement constant dans le sens de la longueur (Figure I.4a). Les propriétés mécaniques du matériau (fictif) sont les suivantes : $E=6,5 \text{ E}10 \text{ Pa}$, $\nu=0$ et $\rho=2600 \text{ Kg/m}^3$. Du fait du coefficient de poisson nul, seules des ondes de compression se propageront dans cette poutre. Le même problème a été traité à l'aide d'un code de calcul par éléments finis du commerce 'NISA II' (1990) utilisant la méthode de superposition modale pour la résolution temporelle. La comparaison a été faite sur les déplacements et les vitesses de déplacement calculés au milieu de la poutre. Les résultats sont présentés sur la Figure I.4 (b et c). Nous constatons que les résultats obtenus avec les deux codes de calculs sont tout à fait concordants que ce soit pour la réponse en déplacement ou en vitesse. Nous considérerons que la maquette informatique est fiable.

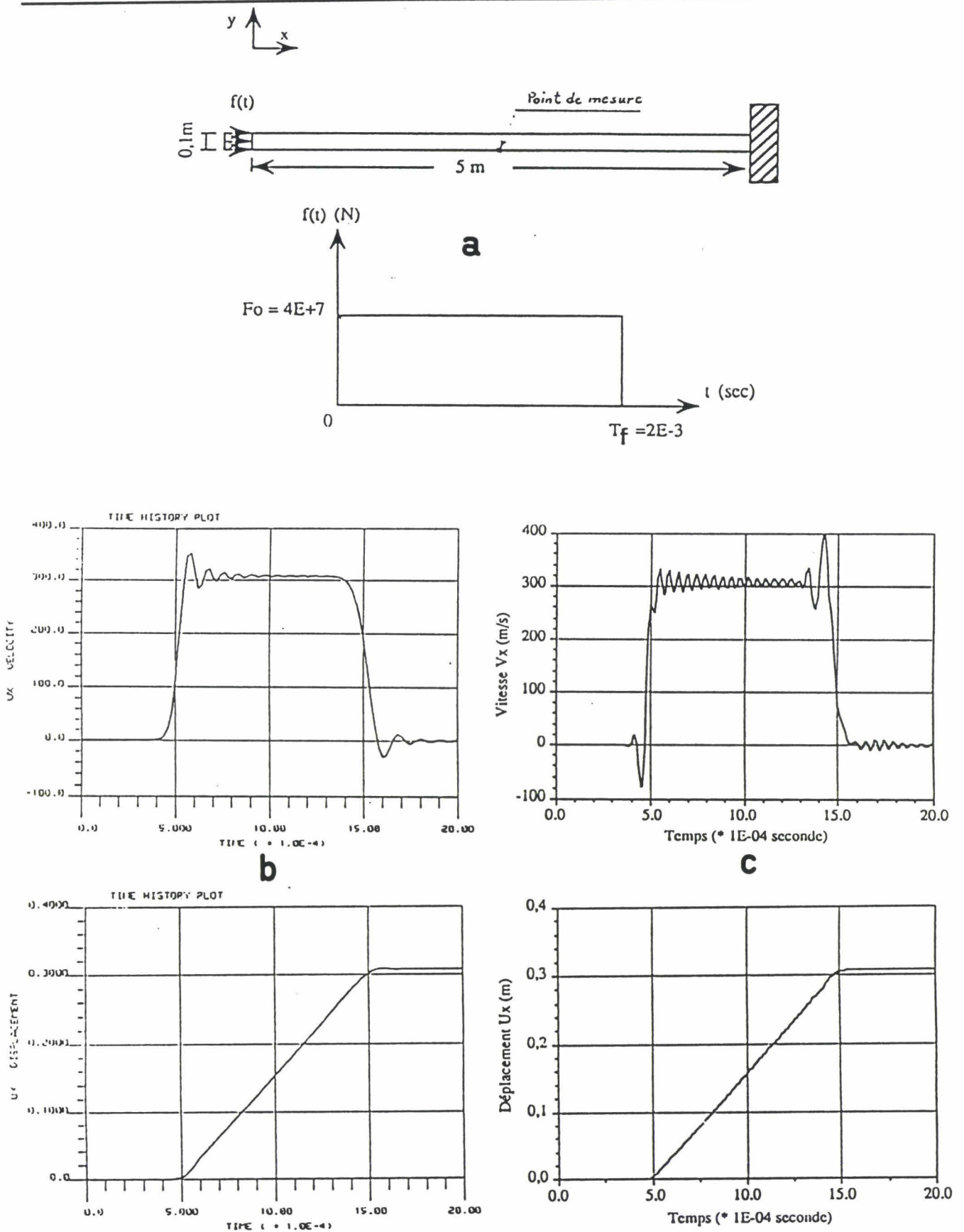


Figure I.4 : Présentation graphique des tests de validation de la maquette informatique.

a) Description schématique de la simulation effectuée b) Courbes des déplacements et vitesses horizontaux calculés avec NISA II. c) Mêmes grandeurs calculées avec PECPLAS.

CHAPITRE II

ETUDE NUMERIQUE ET VALIDATION SUR DES ESSAIS REALISES EN LABORATOIRE

INTRODUCTION

Au chapitre précédent nous avons présenté les principales méthodes de résolution temporelle existantes et les critères qui nous ont guidés vers le choix de la méthode implicite de Newmark. Au travers d'une étude bibliographique, nous avons montré les difficultés qui se présentent dès lors que nous travaillons sur la propagation d'ondes de hautes fréquences, en imposant des rapports "longueur d'onde/taille des éléments " relativement petits (de l'ordre de 4 à 5).

Dans ce chapitre, nous proposons de faire une étude numérique du schéma utilisé, ainsi qu'une analyse de l'influence des éléments tels que la fonction source, le maillage ou la morphologie de la matrice de masse, sur les résultats de simulation. Pour cela, nous nous baserons sur des résultats théoriques et expérimentaux. Les essais seront réalisés en laboratoire sur un bloc de plexiglas, dont la géométrie est simple, le comportement linéaire et les propriétés mécaniques parfaitement connues. Deux types de mesures seront présentés :

- L'une, avec la source et les récepteurs disposés sur des faces opposées du bloc de plexiglas, sera destinée à l'étude de la source.

- L'autre, avec la source et les récepteurs situés sur la même face, sera destinée à l'étude plus générale de la propagation d'ondes sismiques dans le milieu.

I. PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La première série de mesures a été réalisée à l'aide d'un dispositif expérimental présenté sur la Figure II.1. Ce dispositif (Pernod, 1989) est un modèle physique de terrain qui a été développé au Laboratoire de Physique des Vibrations et d'Acoustique de l'Ecole centrale de Lille pour simuler des configurations réelles typiques existantes dans le nord de la France. Ceci a été réalisé dans le cadre de la mise au point d'un système de détection des cavités à faibles profondeurs par des méthodes sismiques haute résolution. L'ensemble du système expérimental est constitué des éléments suivants :

- un bloc de plexiglas,
- une source d'excitation,
- un système de mesure.

Le bloc de Plexiglas est homogène. Ses dimensions latérales (71 cm x 51 cm) ont été prises suffisamment grandes par rapport à l'épaisseur (12.3 cm) de manière à s'affranchir des réflexions sur les bords latéraux. Les caractéristiques dynamiques du milieu ont été déterminées en laboratoire (cf tableau 2.1).

Masse volumique	$\rho = 1180 \text{ Kg/m}^3$
Vitesse de propagation de l'onde P	$V_p = 2758 \text{ m/s}$
Vitesse de propagation de l'onde S	$V_s = 1500 \text{ m/s}$
Module d'Young	$E = 6850 \text{ MPa}$
Coefficient de Poisson	$\nu = 0.28$

Tableau 2.1 : Caractéristiques mécaniques du milieu

La masse volumique du Plexiglas ρ , ainsi que les vitesses de propagation des ondes P et S (V_p et V_s) ont été mesurées. Les paramètres élastiques E (module d'Young) et ν (coefficient de Poisson) ont été calculées à l'aide des relations II.1 (a et b).

$$V_p^2 = \frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (\text{II.1a})$$

$$V_s^2 = \frac{E}{2\rho(1+\nu)} \quad (\text{II.1b})$$

Ce matériau a été choisi pour les raisons suivantes :

- d'une part, c'est un matériau courant, qui est facilement usinable et qui permet donc d'obtenir une géométrie connue avec des surfaces parfaitement lisses.

- d'autre part, le plexiglas présente à la fois une atténuation physique et un rapport V_p/V_s (V_p : vitesse de propagation de l'onde P ; V_s : vitesse de propagation de l'onde S) proches de ceux de la craie du site de Lezennes. L'atténuation physique y est faible (0,47 dB/ λ à comparer avec 0,35 dB/ λ pour la craie) et le rapport $V_p/V_s=1,8$ est proche de celui de la craie qui est de 1,6. En outre, ses propriétés mécaniques font que, sous faible sollicitation, il présente un comportement linéaire.

Les dimensions du modèle physique ont été déterminées par application de la loi de similitude (II.2) (Pernod, 1989) .

$$d_m/d_r = c_m \cdot f_r / c_r \cdot f_m \quad (\text{II.2})$$

avec :

- d_m , une dimension quelconque du modèle et d_r , la dimension correspondante sur le site réel (épaisseur d'une couche, dimensions d'une cavité,...),

- f_m et f_r , les fréquences moyennes émises par les sources utilisées respectivement pour le modèle et pour le site,

- c_m et c_r , les vitesses de propagation des ondes P observées sur le modèle et sur le site.

Il en résulte que le rapport des longueurs entre le modèle physique et le site est de l'ordre du centième. Ceci permettra de conserver un nombre de points de grille par longueur d'onde équivalent pour les essais réalisés en laboratoire et in situ.

La source d'excitation a été mise au point au laboratoire (Pernod et al., 1987). Cette source est décrite de manière plus précise en annexe 1.

Le système de mesures est composé d'une série de capteurs piezo-électriques qui peuvent être placés au-dessus ou au-dessous du bloc de plexiglas et d'une chaîne d'acquisition. Les signaux issus des récepteurs sont filtrés par un filtre passe-bas de fréquence de coupure 1 MHz, amplifiés de 60 dB, filtrés de nouveau par un filtre identique au précédent pour éliminer les bruits liés à l'amplification, digitalisés puis enregistrés sur un micro-ordinateur. Les données numériques y seront traitées de manière à pouvoir mettre en évidence les différents événements recherchés.

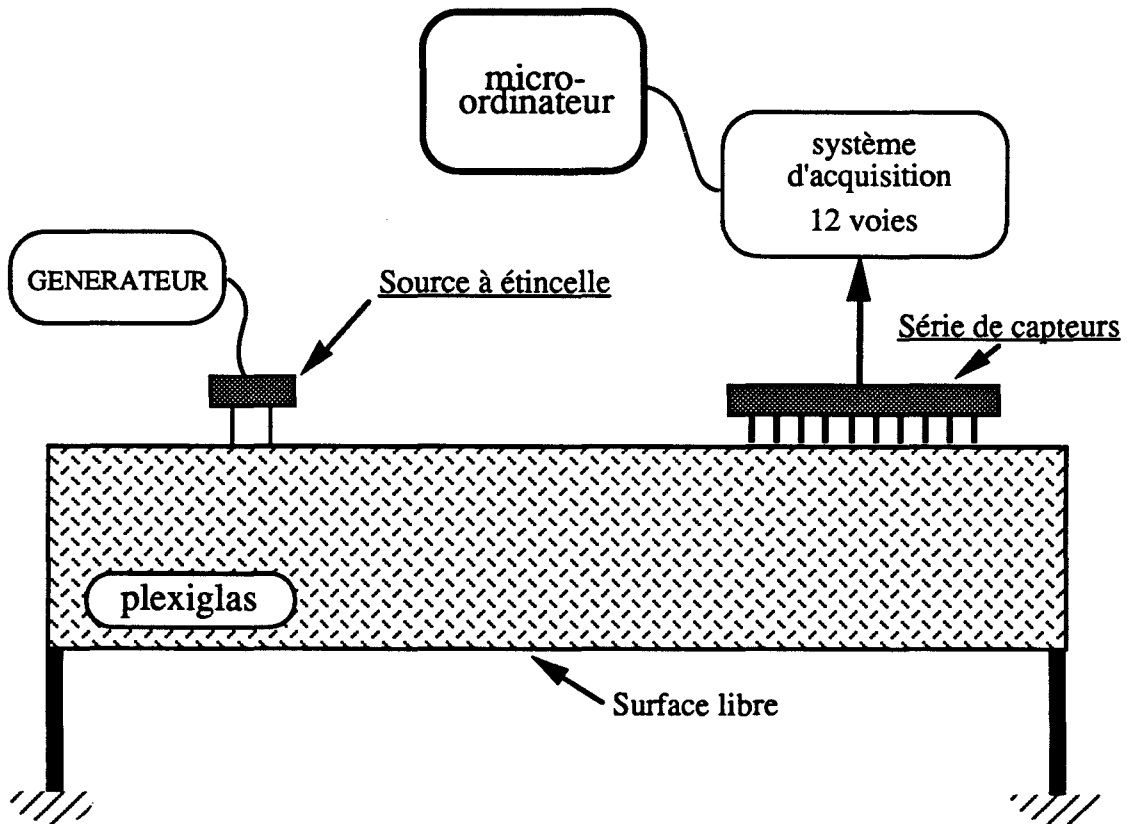


Figure II.1 : Présentation schématique du dispositif expérimental. Les récepteurs peuvent être positionnés au dessus ou en dessous du bloc de Plexiglas.

II. PRESENTATION DES MESURES REALISEES

II.1. Première série de mesures : Source et capteurs situés sur des faces opposées

La première série de mesures est destinée à l'étude de la source (signature et contenu spectral). Celle-ci est placée en surface alors que les capteurs sont placés sur la face opposée. Ce dispositif permet d'éviter la saturation des capteurs par les ondes de surface.

Les capteurs qui sont utilisés pour les essais de laboratoire ont été développés localement et, bien qu'ils permettent de réaliser des mesures satisfaisantes, nous ne savons pas quelle grandeur physique est enregistrée. Aussi, l'analyse de la source se fera en examinant la durée de l'excitation et de son contenu spectral. Ces deux paramètres seront déterminés sur l'enregistrement des premières ondes au niveau d'un capteur situé à l'aplomb du point source. Une illustration graphique est présentée sur la Figure II.2. L'étude des signaux $S(\theta, t)$ mesurés en différents points sous le plexiglas a permis de discerner les ondes P des ondes S dans le signal et de calculer ainsi leurs spectres respectifs.

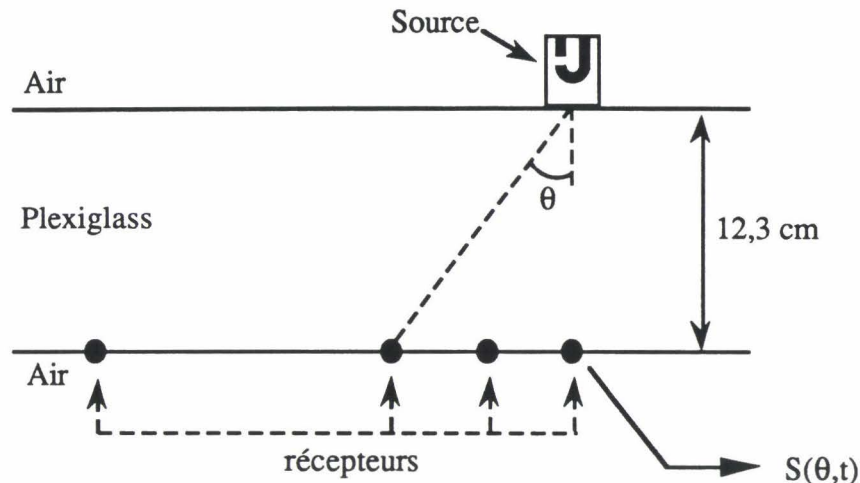


Figure II.2 : Présentation schématique du dispositif de mesure destiné à l'étude de la source. Les récepteurs sont disposés en dessous du bloc de plexiglas. Le signal enregistré à l'aplomb de la source servira à l'étude de celle-ci.

Sur la Figure II.3, nous présentons les résultats expérimentaux destinés à caractériser la source. Le spectre des ondes P présente des fréquences de coupure hautes et basses à -20 dB respectivement à 270 kHz et 30 kHz. La fréquence centrale est de 100 kHz. Le spectre des ondes S est plus étroit. Ses fréquences de coupures hautes et basses sont de 160 kHz et de 75 kHz, la fréquence centrale est, comme pour les ondes P de 100 kHz. Ces observations, notamment celles concernant les ondes P (signature et spectre), vont nous permettre de définir une fonction source dont les caractéristiques temporelles et spectrales s'approcheront au mieux de celles de la source réelle.

La durée de l'excitation est de l'ordre de 7 μ s pour l'onde de compression directe et de l'ordre de 10 μ s pour l'onde de cisaillement directe.

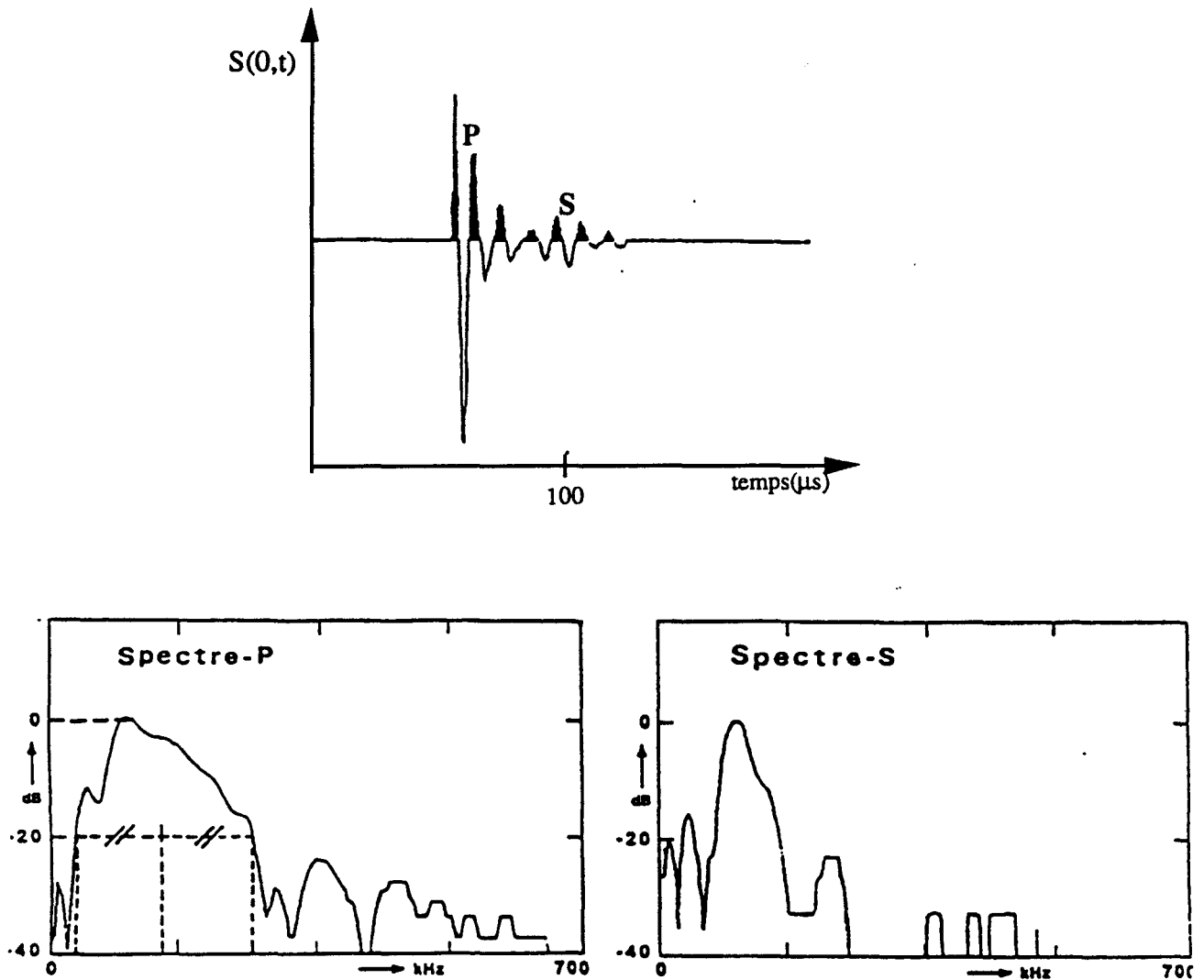


Figure II.3 : Résultats des essais réalisés pour l'étude de la source.
(Tirés de la thèse de Ph.Pernod, 1989)

Il faut noter que l'accès à l'amplitude du signal émis par cette source n'est pas envisageable pour les raisons suivantes :

- Nous ne connaissons pas l'énergie transmise au bloc de plexiglas sous forme d'ondes de volume, ni celle qui est dissipée au niveau des interfaces source/modèle physique et modèle physique/capteur.

- Nous ne prenons pas en compte une éventuelle viscosité du plexiglas au cours des simulations numériques .

II.2. Deuxième série de mesures : Source et capteurs situés sur la même face

Sur la Figure II.4, nous présentons la géométrie du bloc de plexiglas ainsi que la disposition de la source et des capteurs avec laquelle les mesures ont été réalisées .

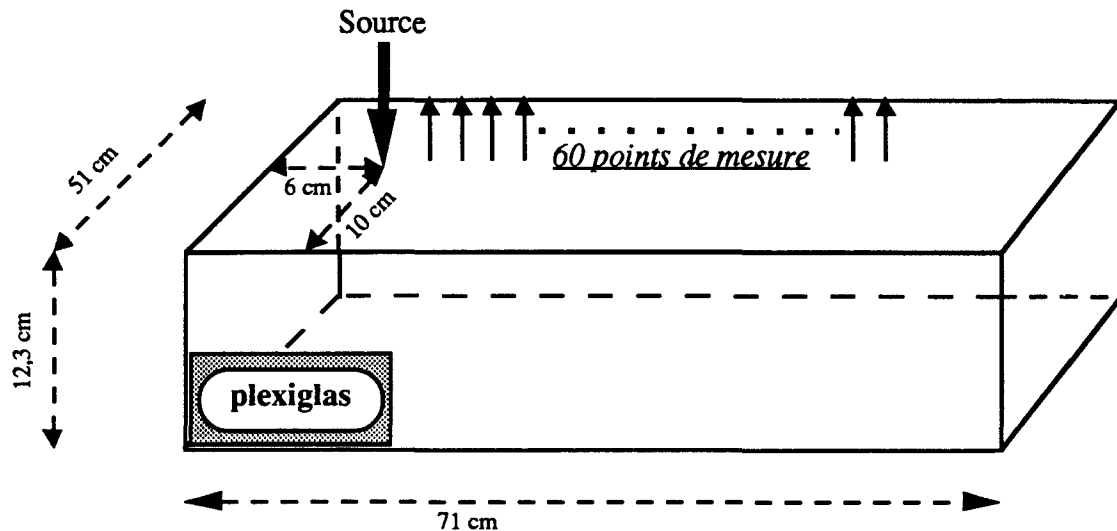


Figure II.4 : Illustration schématique du dispositif expérimental pour la réalisation de la deuxième série de mesures de type "source commune".

Le type de mesure employé ici, qui est courant en sismique réflexion, consiste en la détection multivoies avec une source commune (source gather). Le système d'acquisition ne comportant qu'une dizaine de capteurs, le sismogramme complet sera obtenu en réalisant six séries de mesures en maintenant la source fixe et en déplaçant l'ensemble des dix capteurs, tirant partie de la bonne répétitivité de la source.

L'échantillonnage des signaux sera réalisé comme suit :

- L'espacement entre les capteurs, fixé à 8 mm est suffisant pour enregistrer les ondes qui se propagent dans le Plexiglas et dont les longueurs d'ondes dominantes sont de l'ordre de 2 et 3 centimètres.

- la fréquence d'échantillonnage temporel qui est de l'ordre de 10^6 s^{-1} , permet de prendre en compte des fréquences allant jusqu'à 500 kHz (fréquence de Nyquist) sans perte d'information.

Le sismogramme obtenu à l'issue des essais sur le bloc de plexiglas sans cavité est présenté sur la Figure II.5. Cette figure montre clairement les principaux événements sismiques attendus : l'onde de compression directe (P_0) dont la vitesse de propagation est de 2760 m/s, l'onde de cisaillement directe (S) dont la vitesse de propagation est de 1500 m/s, l'onde de surface (Su) dont la vitesse de propagation est voisine de celle de l'onde (S), ne peut en être dissociée, la première réflexion de l'onde de compression sur le fond du modèle (r_1), la réflexion double de l'onde de compression sur le fond du modèle (r_2), et enfin, l'onde convertie (PS). La présence de ces quatre dernières indique que la source émet une quantité suffisante d'ondes de volume pénétrant le plexiglas en profondeur. Deux autres événements notés E_1 et E_2 sont observables, mais n'ont pas été interprétés. D'autre part, des bruits de mesures sont visibles dans le coin haut, à droite du sismogramme.

Notons que les résultats qui sont présentés sur ce sismogramme ont fait l'objet de plusieurs traitements. Dans un premier temps nous y avons appliqué un filtrage passe-haut dont la fréquence de coupure est de 200 kHz, ce qui a permis d'atténuer fortement les ondes de surface. Puis nous avons effectué un contrôle automatique de gain de manière à équilibrer les différents événements, enfin, nous avons supprimé les parties négatives des courbes pour éviter de surcharger inutilement le graphique.

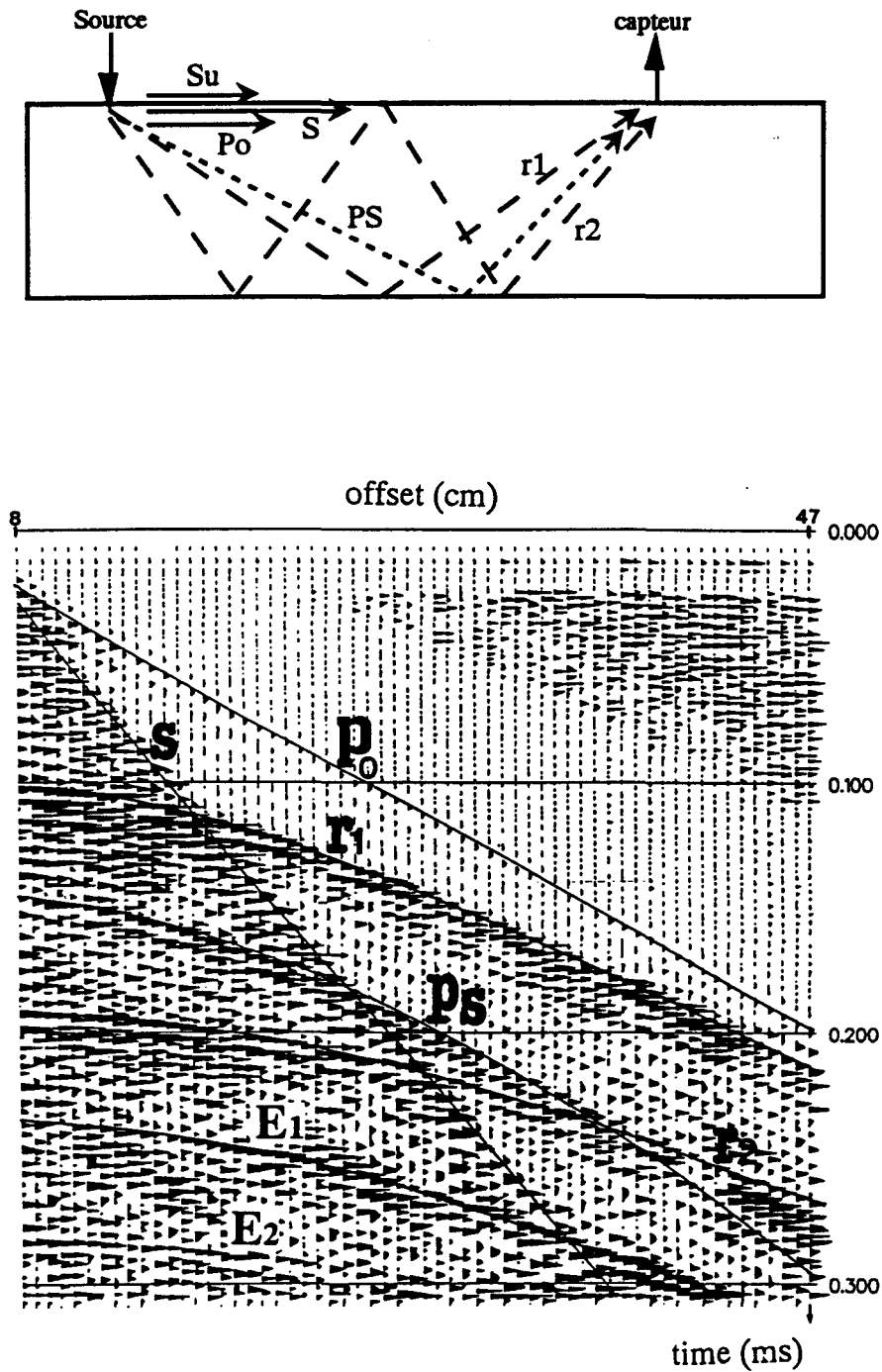


Figure II.5 : a) Diagramme explicatif des notations utilisées b) Sismogramme expérimental

III. SIMULATIONS NUMERIQUES ET ETUDES PARAMETRIQUES

III.1. Effet de la fonction source

La réponse à une excitation du système matériel est en partie conditionnée par les caractéristiques de la source d'excitation (signature, contenu spectral, durée de l'excitation et caractéristiques spatiales telle que directivité ou ponctualité). Il est donc nécessaire d'arrêter le choix d'une fonction qui reproduise de manière acceptable la signature de la source réelle quant à son contenu spectral et à la durée de l'impulsion. Pour cela, nous allons utiliser la première série de mesures qui a été réalisée, en nous limitant à l'onde de compression directe transmise au travers du bloc de plexiglas. Ce choix a été guidé par les considérations suivantes :

- Sur le plan expérimental, la mise en place du dispositif de mesures est relativement simple et surtout, l'absence des ondes de surface permet d'obtenir une réponse très nette avec une onde de compression bien distincte.

- Sur le plan numérique, la phase des signaux est respectée dès lors que ceux-ci se propagent parallèlement aux axes du maillage. Dans le cas de l'étude de la source, la propagation de l'onde P se faisant parallèlement à l'axe Oy, il n'y aura pas de déphasage numérique. D'autre part, les paramètres β et γ du schéma de Newmark seront fixés respectivement à 0.25 et 0.5, ce qui nous permettra de ne pas introduire d'atténuation numérique des ondes (Newmark, 1959).

Pour cette étude de la source, nous allons examiner l'influence du type de fonction utilisé pour modéliser la source. Pour cela, nous nous limiterons à trois fonctions qui présentent des spectres en fréquence relativement larges et qui sont couramment utilisées en sismiques.

Définition des fonctions sources

La première des trois fonctions sources étudiées (Figure. II.6), est du type impulsionnel. Elle est caractérisée par un spectre large bande où toutes les fréquences inférieures à 1 MHz transportent des énergies équivalentes. Les deux autres fonctions sources testées appartiennent à la famille des Rickers dont la principale caractéristique est d'avoir une bande de fréquences assez large mais bien délimitée et centrée sur une fréquence dominante parfaitement définie .

Ces trois fonctions sont définies dans le domaine temporel de la façon suivante :

$$f_1(t) = \delta(t - t_s)$$

avec :

$\delta(t)$: distribution de dirac

t_s : instant où se produit l'impulsion

$$f_2(t) = -2 \frac{(t - t_s)}{k^2} \exp\left(-\frac{(t - t_s)^2}{k^2}\right)$$

avec :

$$k = \frac{1}{\sqrt{2\pi\nu_f}}$$

t_s : temps du point d'inflexion

ν_f : fréquence dominante

$$f_3(t) = \left(2(t - t_s)^2 - 1\right) \exp\left(-\frac{(t - t_s)^2}{k^2}\right)$$

avec :

$$k = \frac{1}{\pi\nu_f}$$

t_s : temps de l'amplitude maximale

ν_f : fréquence dominante

Dans le domaine de Fourier , les signaux s'écrivent respectivement :

$$F1(\nu) = 1$$

$$F2(\nu) = (2\pi i \nu) k \sqrt{\pi} \exp(-(\pi k \nu)^2)$$

$$F3(\nu) = (2\pi \nu)^2 k \sqrt{\pi} \exp(-(\pi k \nu)^2)$$

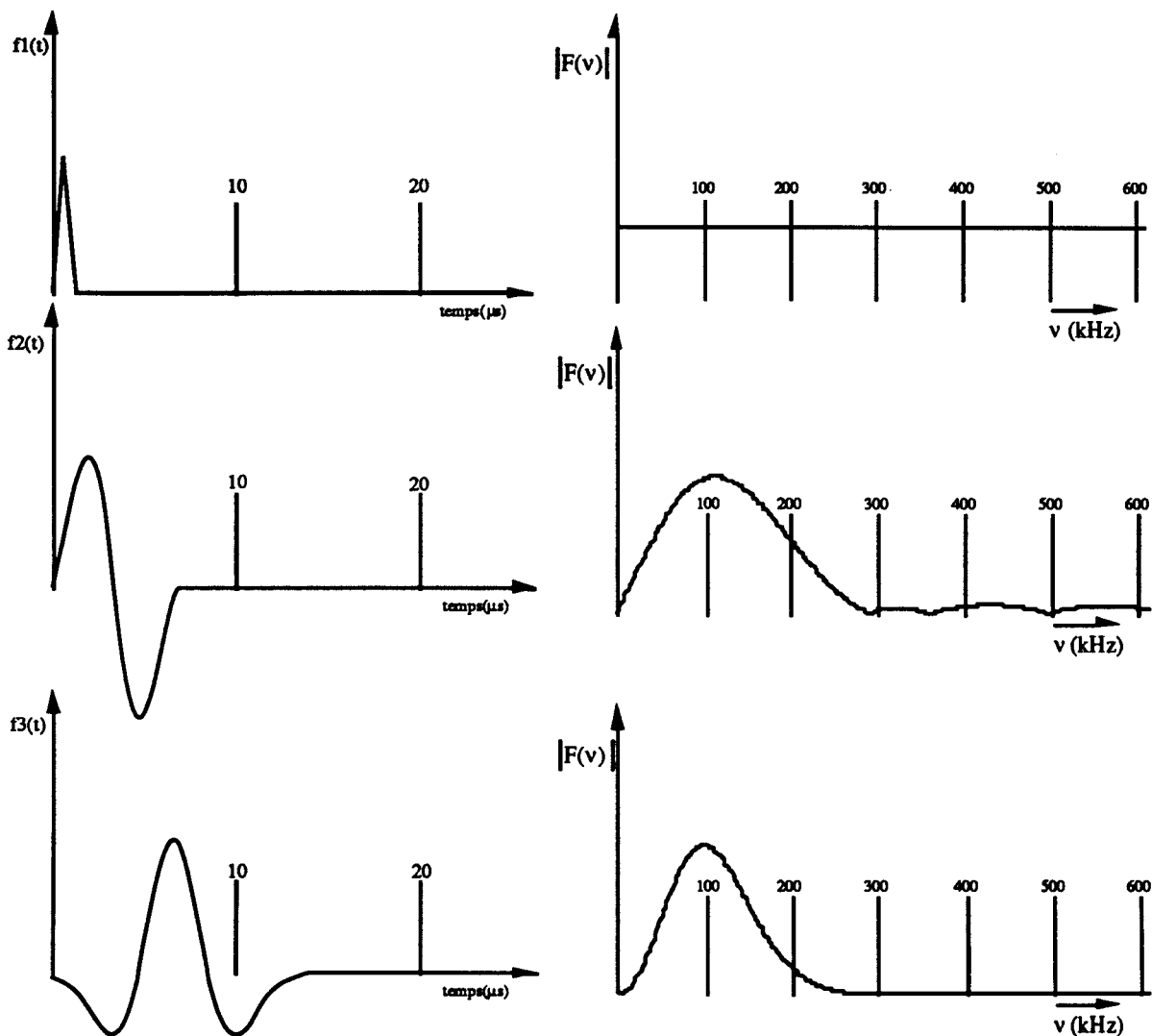


Figure II.6 : Allure temporelle et spectres d'amplitude des fonctions sources testées

Le calcul sera effectué en symétrie de révolution autour de l'axe passant par le point d'application de la charge et le point situé à l'aplomb du point source. Compte tenu des longueurs d'onde qui se propagent dans le milieu ($\lambda=2,7$ cm pour les ondes de compression de fréquences dominantes), nous avons fixé le pas de discrétisation spatiale à 3 mm. Ainsi, les ondes P dominantes seront décrites par 9 éléments par longueur d'onde.

Le choix du pas de temps est plus délicat étant donné que, d'une manière générale, ce dernier doit respecter plusieurs critères :

- assurer la stabilité du schéma numérique utilisé pour la discrétisation temporelle,
- permettre une description de la fonction source restituant de manière acceptable ses caractéristiques, plus précisément au niveau de son contenu fréquentiel,
- assurer une bonne prise en compte des fréquences élevées du fait qu'elles font partie de la solution et qu'il faut les conserver.

Le choix des paramètres γ et β tels que $\gamma \geq 2\beta \geq 1/2$, nous permettra de nous affranchir de la première contrainte, puisque dans ce cas, le schéma de Newmark est inconditionnellement stable.

Pour les fonctions $f_2(t)$ et $f_3(t)$, la fréquence centrale est fixée à 100 kHz. La fonction source $f_2(t)$ ayant une durée plus brève que celle de la fonction $f_3(t)$, c'est sa description qui conditionnera le choix du pas de temps. Un pas de temps $\Delta t = 0,8 \mu s$, permet de décrire la fonction $f_2(t)$ par 9 points et la fonction $f_3(t)$ par 21 points.

D'autre part, ce pas de temps permet de prendre en compte toutes les ondes de fréquence inférieure à 625 kHz qui est la fréquence de Nyquist associée à la discrétisation temporelle adoptée. Ceci nous évitera d'avoir des phénomènes de repliement (aliasing) lors du calcul du spectre d'amplitude de la réponse.

III.1.1 Analyse des résultats

Sur la Figure II.7, nous présentons les réponses en déplacement et les spectres d'amplitude calculés sous le bloc de plexiglas à l'aplomb du point source pour les trois fonctions présentées précédemment. Ces résultats sont comparables aux résultats expérimentaux de la première série de mesures présentés graphiquement sur la Figure II.3.

Etant donné que nous travaillons en domaine linéaire et sans absorption, nous devrions retrouver, pour la réponse du système, le même contenu spectral que celui de la source. Sur la figure II.7 nous avons superposé les spectres des sources utilisées à ceux des réponses enregistrées sous le bloc de plexiglas.

L'examen des résultats amène les remarques suivantes :

- Dans les trois cas, l'examen des contenus spectraux révèle deux pics en fréquence très nets, l'un à 260 kHz et l'autre à 380 kHz. Ces deux pics existent dans les trois cas mais avec une amplitude décroissante de la première à la troisième simulation, ce qui correspond à des fonctions sources de plus en plus lissées.

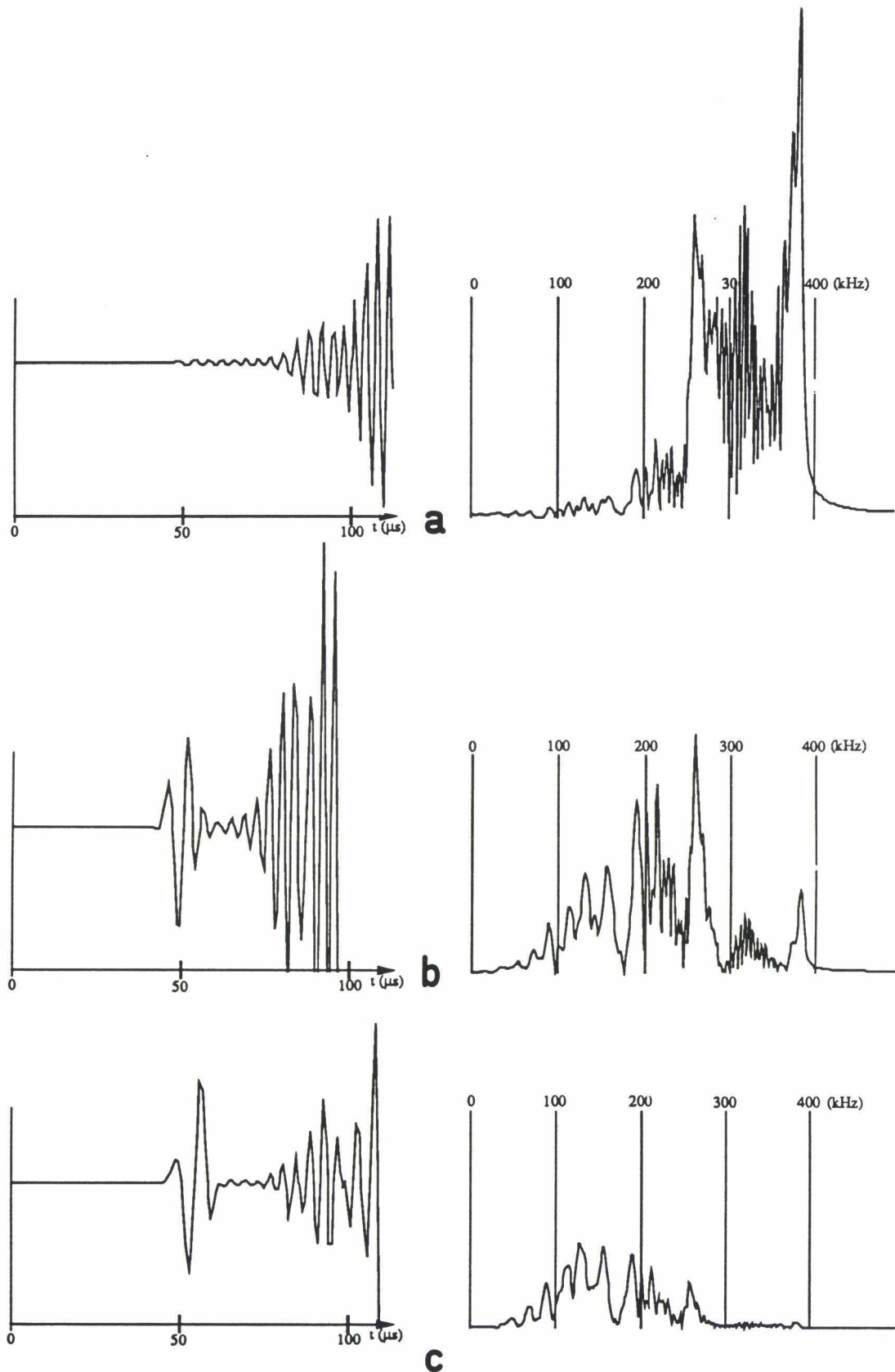


Figure II.7 : Résultats des simulations ; Allures temporelles et spectres des signaux enregistrés sous le bloc de plexiglas à l'aplomb de la source a) fonction f_1 , b) fonction f_2 , c) fonction f_3 . Ces résultats sont à comparer aux résultats expérimentaux présentés sur la figure II.3.

- Concernant les résultats de simulation avec la fonction f_1 (Figure II.7a), la plus grande partie de l'énergie est concentrée dans la bande de fréquence 260-380 kHz avec un pic à 380 kHz particulièrement important. Il en résulte que, dans le domaine temporel, ces vibrations rendent le sismogramme inexploitable. En effet, l'onde de compression qui devrait être nettement discernable ne l'est pas du tout et, presque toute l'énergie est répartie sur des vibrations de hautes fréquences qui ne sont pas liées à des événements corrélés. Ces oscillations sont des bruits numériques dont les fréquences sont en rapport avec les paramètres de la discrétisation Δx et Δt

- Les simulations avec des fonctions sources à bandes de fréquences délimitées (Figure II.7b,c) donnent des résultats plus probants. Nous retrouvons dans la réponse le contenu fréquentiel de la source et, l'arrivée de l'onde de compression est très nettement discernable dans les deux cas, la réponse obtenue avec la fonction f_2 étant tout de même plus bruitée que celle obtenue avec la fonction f_3 .

Les conclusions que nous pouvons tirer de cette analyse sont les suivantes :

- Il n'est pas envisageable d'utiliser une fonction du type f_1 comme modèle de source puisqu'elle génère des bruits numériques suffisamment énergétiques pour occulter complètement l'arrivée des différentes ondes sismiques.

- La deuxième fonction, malgré l'observation d'oscillations parasites non négligeables dans la réponse, est celle qui s'apparente le mieux aux essais réalisés. En effet, cette fonction présente une largeur de bande à -20 dB de 250 kHz (240 kHz pour l'onde de compression mesurée) ainsi qu'un pouvoir de résolution voisin de ceux du mini-étinceleur (la durée de l'impulsion est de l'ordre de 7 μs).

- La troisième fonction est celle qui fournit la réponse la plus nette dans le domaine temporel. Par contre, les caractéristiques de cette fonction s'éloignent sensiblement de celles la source réelle. Elle possède un pouvoir de résolution plus faible (la durée de l'impulsion est de l'ordre de 14 μs) et une largeur de bande à -20 dB nettement plus étroite (170 kHz).

Les résultats que nous venons de montrer sont loin d'être suffisants pour tirer de plus amples conclusions. En effet, nous nous sommes limités à trois modèles de source d'une part et, d'autre part, la source mérite une étude beaucoup plus approfondie. En fait, nous avons simplement voulu montrer ici l'importance que revêt la simulation de la source.

- Sur le plan physique, elle conditionne le pouvoir de résolution temporel du système de détection.

- Sur le plan numérique, elle joue un rôle essentiel au niveau du fait que les oscillations numériques indésirables sont plus ou moins marquées et, il est important de choisir un modèle qui favorise le moins possible les résonances numériques

Sachant que les impulsions brèves favorisent les oscillations numériques et que, des fonctions plus lisses telles que la fonction f_3 qui permettent d'obtenir des solutions faiblement bruitées, sont peu résolventes, nous avons opté pour un compromis entre les deux types de fonctions. En l'occurrence, nous avons été amenés au choix de la fonction f_2 . Cette dernière sera systématiquement utilisée pour toutes les simulations à venir.

III.2. Effet du pas de temps

Le pas de temps normalisé, relatif à une onde se propageant à la vitesse C_0 est défini comme suit :

$$p = C_0 \frac{\Delta t}{\Delta x}$$

avec,

- Δx et Δt : paramètres des discrétisations spatiale et temporelle.

Nous venons de montrer que pour les valeurs de Δx et Δt que nous avons choisi et, pour les fonctions sources $f_2(t)$ et $f_3(t)$, l'onde P se propageait au travers du bloc de plexiglas sans se disperser.

Or, Marfurt (1984) a montré que lors de la propagation d'une onde acoustique, le pas de temps normalisé, avait une influence sensible sur la dispersion des ondes. Ces résultats, valables pour le schéma de Newmark implicite, nous apparaissent intéressants bien qu'ils n'aient pas été obtenus en traitant le problème de la propagation des ondes P-Sv. Aussi, nous avons voulu tester l'influence du pas de temps normalisé sur la propagation de l'onde de compression.

Lors du calcul précédent, le pas de temps normalisé était de 0,74 ($C_0=2758$ m/s ; $\Delta x=3$ mm ; $\Delta t=0,8$ μ s). Un nouveau calcul a été réalisé en affinant la résolution temporelle mais en conservant la même résolution spatiale. Cette opération aura pour effet de diminuer la valeur du pas de temps normalisé. Le pas de temps Δt a ainsi été divisé par trois pour être fixé à 0,27 μ s, le pas de temps normalisé étant alors de 0,24.

Le résultat est présenté sur la Figure II.8. Bien que le nombre de points de grille par longueur d'onde dominante soit toujours égal à 9, nous ne retrouvons plus la signature de la première arrivée de l'onde de compression, alors qu'elle est très nette sur la Figure II.7b. Nous constatons la présence d'oscillations à partir de 32 ms (perte de causalité) et, de manière générale le signal est inexploitable en raison de bruits numériques importants et, d'une forte dispersion numérique qui affecte l'onde de compression.

Cette simulation montre que le nombre de points de grille minimum par longueur d'onde et la limite supérieure sur le pas de temps ne sont pas les seules contraintes à respecter pour assurer une bonne cohérence des résultats. En effet, un pas de temps normalisé trop petit entraîne aussi des perturbations importantes de la solution, plus précisément au niveau de la dispersion numérique. La taille du pas de temps doit tenir compte non seulement du contenu fréquentiel du mouvement mais aussi de la discrétisation spatiale du système car il doit être cohérent avec la vitesse de propagation des ondes dans le modèle.

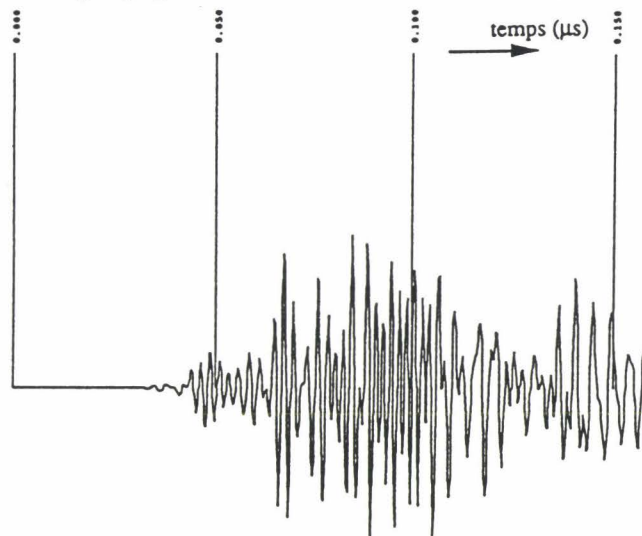


Figure II.8 : Simulation avec un pas de temps normalisé de 0,24 ; Allure temporelle du signal enregistré au même point que ceux présentés sur la Figure II.7.

III.3. Effet du maillage

A partir de cette étude, nous analyserons les événements d'une manière plus globale et pour cela, nous nous référerons au sismogramme expérimental élaboré à l'issue de la deuxième série de mesures.

Pour cette simulation nous avons utilisé comme fonction source la fonction $f_2(t)$ définie au paragraphe précédent. Nous avons effectué un premier calcul avec un maillage Q4 dont les dimensions sont 5 mm x 5 mm (inférieures à $\lambda/4$, λ étant la longueur d'onde de compression dominante). Les coefficients γ et β du schéma de Newmark ont été imposés à 0.5 et 0.25 respectivement.

Le sismogramme synthétique obtenu est montré sur la figure II.9. Il s'avère que la plupart des événements sismiques attendus et constatés sur les sismogrammes expérimentaux, sont indiscernables. Seule l'onde de compression directe (P_0) peut y être identifiée. On y devine toutefois deux événements corrélés ($E1$) et ($E2$), qui sont probablement, compte tenu de leurs temps d'arrivée, des réflexions d'ondes P sur le fond du modèle. Par contre le sismogramme est saturé par de nombreuses oscillations qui ne semblent avoir d'évolution ni avec l'offset, ni avec le temps.

Pour analyser ce phénomène, nous allons examiner le contenu spectral de la réponse mesurée à 2 cm du point source. Le spectre en fréquences est présenté sur la figure II.10a. Nous constatons que les effets parasites sont dus à la présence d'une bande de fréquence énergétique (120-160 kHz avec une pointe à 155 kHz) incompatible avec le signal imposé (contenu spectral) et la nature élastique et linéaire du matériau simulé. Afin de mettre en évidence la relation entre la discrétisation spatiale et les effets parasites observés, nous avons réalisé un deuxième calcul avec des éléments plus petits (4 mm x 4 mm). Le nouveau spectre (Figure II.10b) montre que la bande énergétique a été élargie et décalée vers les hautes fréquences (150-200 kHz). Ceci montre bien que les oscillations non corrélées sont influencées par la discrétisation spatiale du domaine étudié.

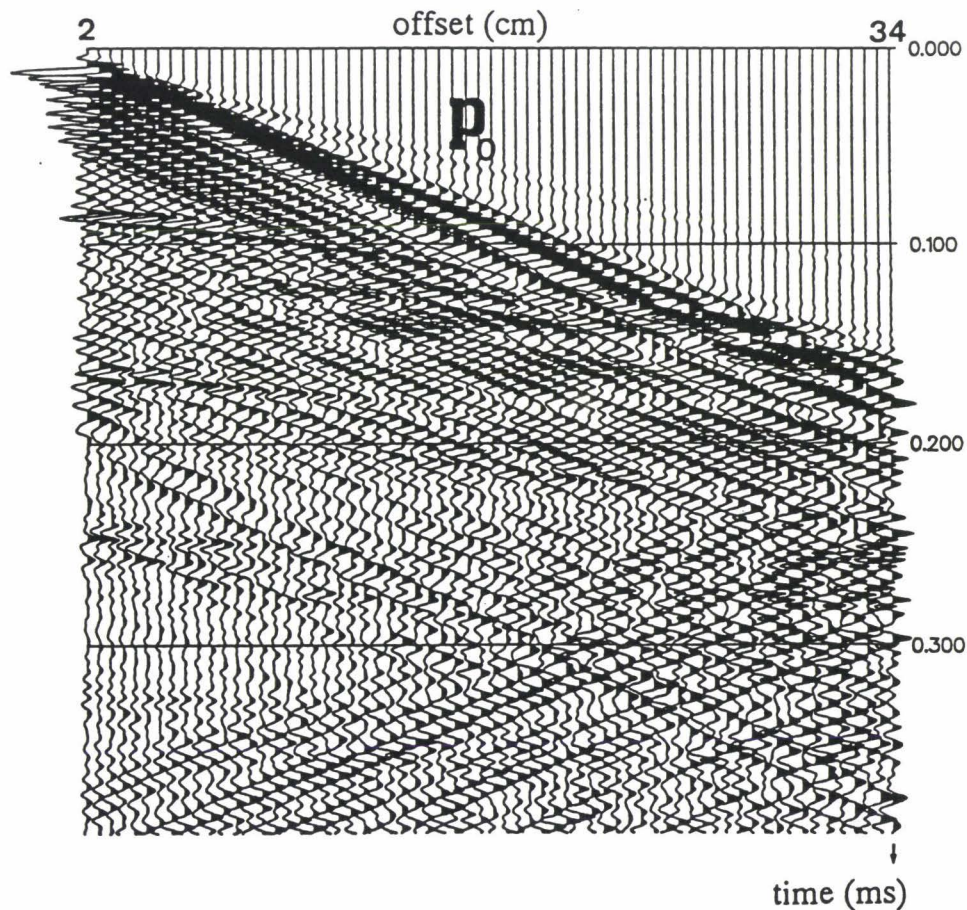


figure II.9 : Sismogramme synthétique obtenu avec les paramètres du schéma de Newmark $\gamma=2\beta=0,5$.

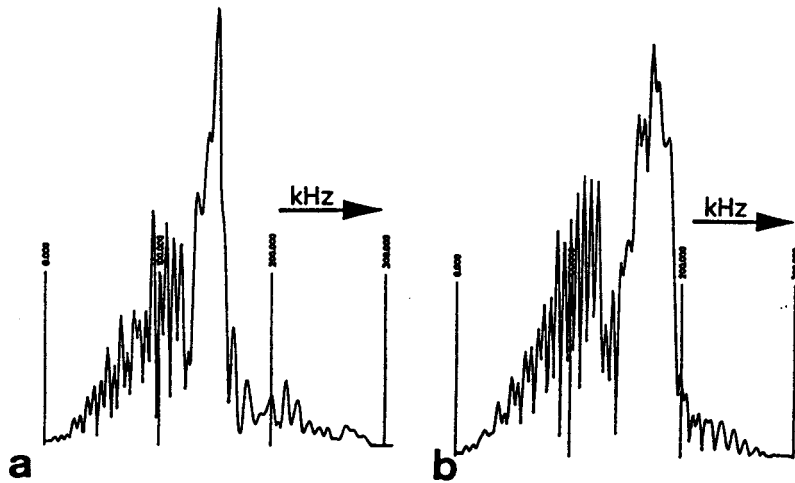


figure II.10 : Spectres des signaux obtenus avec $\gamma=2\beta=0,5$, à 2 cm du point source.
a) $\Delta x=5\text{mm}$, b) $\Delta x=4\text{ mm}$.

III.4. Influence des coefficients de Newmark γ et β

III.4.1 Influence sur l'amplitude des oscillations

Les paramètres γ et β ont une influence sensible sur l'atténuation de l'amplitude des oscillations. Pour illustrer cet effet numérique, nous allons considérer un système oscillant à un degré de liberté et non amorti mécaniquement. Si U_{n+1} et U_n sont les valeurs de l'amplitude maximale aux instants t_{n+1} et t_n , alors l'amortissement numérique ξ induit par le schéma de Newmark s'écrit :

$$\xi = \frac{|U_{n+1}|}{|U_n|} = \sqrt{1 - \left(\gamma - \frac{1}{2}\right)\chi^2}$$

avec,

$$\chi^2 = \frac{\omega^2 \Delta t^2}{1 + \beta \omega^2 \Delta t^2}$$

Il apparaît que pour $\gamma=1/2$, il n'y a pas d'amortissement numérique, par contre, pour $\gamma>1/2$, l'algorithme de Newmark donne lieu à une dissipation numérique importante dans le domaine des hautes fréquences. Afin d'atténuer les oscillations parasites, nous allons exploiter cette dissipation numérique. Pour cela, la valeur du paramètre γ du schéma de Newmark a été augmentée par essais successifs jusqu'à la valeur de 0,7 (La valeur de β a été déduite de la relation I.7 et ainsi fixée à 0,36). Le schéma de Newmark se comporte alors comme un filtre passe-bas dont la fonction de transfert est représentée sur la Figure II.11. Nous constatons que pour les fréquences dominantes (100 kHz) et pour un pas de temps Δt de 0,8 μs , nous

introduisons une atténuation numérique de l'ordre de 2,5% (l'atténuation est du même ordre pour des fréquences de 350 Hz et un pas de temps Δt de 2,3 ms).

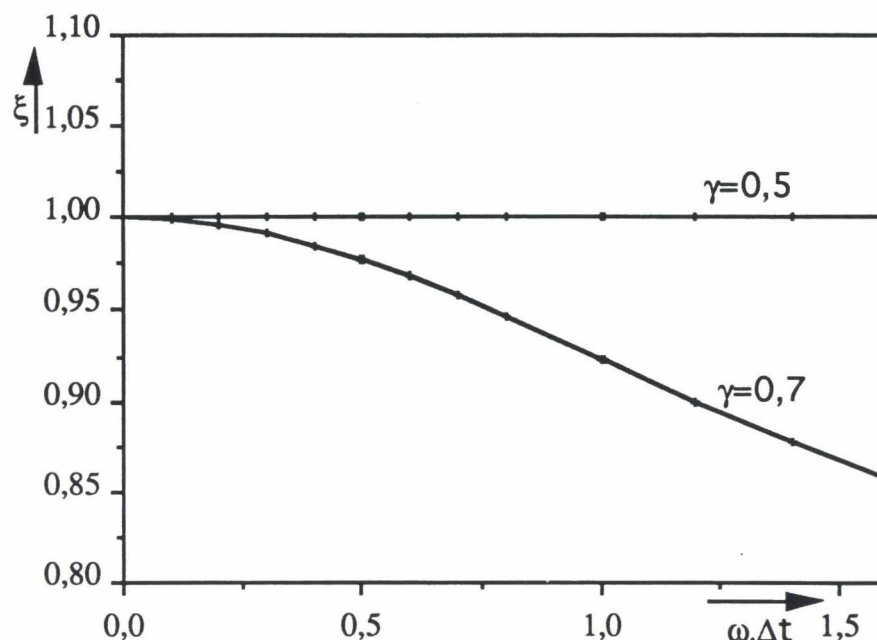


figure II.11 : Courbes d'amortissement numérique des amplitudes induit par le schéma de Newmark pour les paramètres $\gamma = 0,5$ et $\gamma = 0,7$.

Le sismogramme résultant de la simulation avec les paramètres ($\gamma=0,7$; $\beta=0,36$) est montré sur la figure II.12a. La comparaison de ce sismogramme avec les essais amène les remarques suivantes :

- La simulation numérique reproduit bien les principaux événements sismiques (onde de compression P_0 , ondes de cisaillement et de surface $S-Su$, les réflexions r_1 , r_2 , et l'onde convertie PS) avec un bon accord au niveau de la vitesse de propagation de l'onde P directe et des temps d'arrivée des réflexions de l'onde de compression sur le fond du modèle (r_1 et r_2).

- L'onde de surface présente une dispersion importante. Or cet effet n'est pas observé sur le sismogramme expérimental, l'onde convertie (PS) présente aussi de la dispersion.

- L'onde de compression directe est la seule qui soit visible avant l'arrivée de l'onde de surface et, plus particulièrement les réflexions des ondes P sur le fond du modèle ne sont discernables que si elles arrivent après les ondes ($S-Su$). Ceci a pour conséquence de masquer les parties des branches d'hyperboles des réflexions P qui se situent à droite de l'onde de surface, alors qu'elles sont visibles sur le sismogramme expérimental.

L'augmentation de la valeur des paramètres du schéma de Newmark a permis d'introduire une atténuation d'amplitude qui affecte tous les événements. Après avoir déterminé la vitesse de propagation des ondes de compression (à l'aide de la pente de l'onde P_0 et des temps d'arrivée des ondes r_1 et r_2), nous constatons que cette vitesse n'est pas affectée par la variation des coefficients γ et β .

Sur la figure II.12b, nous présentons le spectre obtenu comme précédemment à 2 cm du point source. La courbe est beaucoup plus "lissée" que dans le cas précédent, ce qui apparaît plus cohérent compte tenu du spectre de la fonction source. Par ailleurs, il s'avère que l'atténuation de l'amplitude des oscillations est plus marquée sur les fréquences élevées. On note particulièrement, une atténuation importante de la bande (120-160 kHz) qui voit son énergie fortement diminuée par rapport à la bande de fréquence utile (80-120 kHz). Sur le sismogramme synthétique, ceci se traduit par la présence d'événements sismiques qui sont bien discernables et identifiables.

III.4.2 Influence sur l'atténuation géométrique de l'onde directe P_0

Nous venons de constater que, pour un offset donné, le fait d'augmenter la valeur des coefficients γ et β provoquait une atténuation de l'amplitude des oscillations affectant tous les événements, qu'ils soient corrélés ou non. Cette atténuation qui est plus marquée sur les hautes fréquences, permet de réduire les bruits numériques liés au schéma de Newmark.

Nous allons maintenant regarder comment évolue l'atténuation géométrique avec les paramètres γ et β . Pour cela, nous choisirons comme indicateur, l'amplitude maximale de l'onde directe P_0 . Ce choix a été guidé par les considérations suivantes :

- L'onde P_0 est parfaitement identifiable sur les deux sismogrammes synthétiques, ce qui permet de nous assurer que l'amplitude maximale est toujours portée par cette même onde.

- l'examen des sismogrammes montre que la forme de cette onde ne varie pas et, étant donné qu'elle se propage parallèlement à un axe du maillage, il n'y a pas de déphasage numérique (Newmark, 1959).

Sur la figure II.13, nous présentons, sur un diagramme log/log, les courbes d'atténuation géométrique de l'onde de compression directe (P_0) obtenues pour les deux jeux de paramètres ($\gamma=2\beta=0,5$) et ($\gamma=0,7$; $\beta=0,36$), en fonction de $1/x_0$, x_0 étant la distance source/capteur (offset). Ces courbes sont présentées pour des valeurs de l'offset x_0 (distance source/capteurs) variant de 4 à 32 centimètres par pas de 1 cm (Figure II.13a). Nous constatons que, jusqu'à 9 cm, les points sont relativement dispersés, alors qu'ils ne le sont pratiquement plus au delà. Cet offset de 9 cm semble être la limite entre le champ proche et le champ lointain, aussi avons nous représenté de nouveau ces courbes pour x_0 variant de 9 à 32 centimètres (Figure II.13b). Les pentes des différentes courbes d'atténuation ont été calculées par régression. Les droites de régression ont été portées sur les deux Figures a et b.

Pour les coefficients $\gamma=2\beta=0.5$, la pente n'est pas constante, elle augmente sensiblement avec l'offset et, une pente voisine de -1 semble être un minimum.

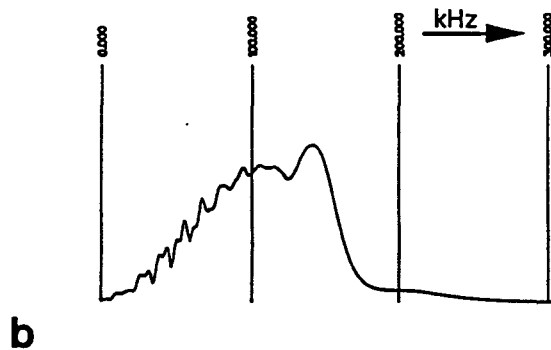
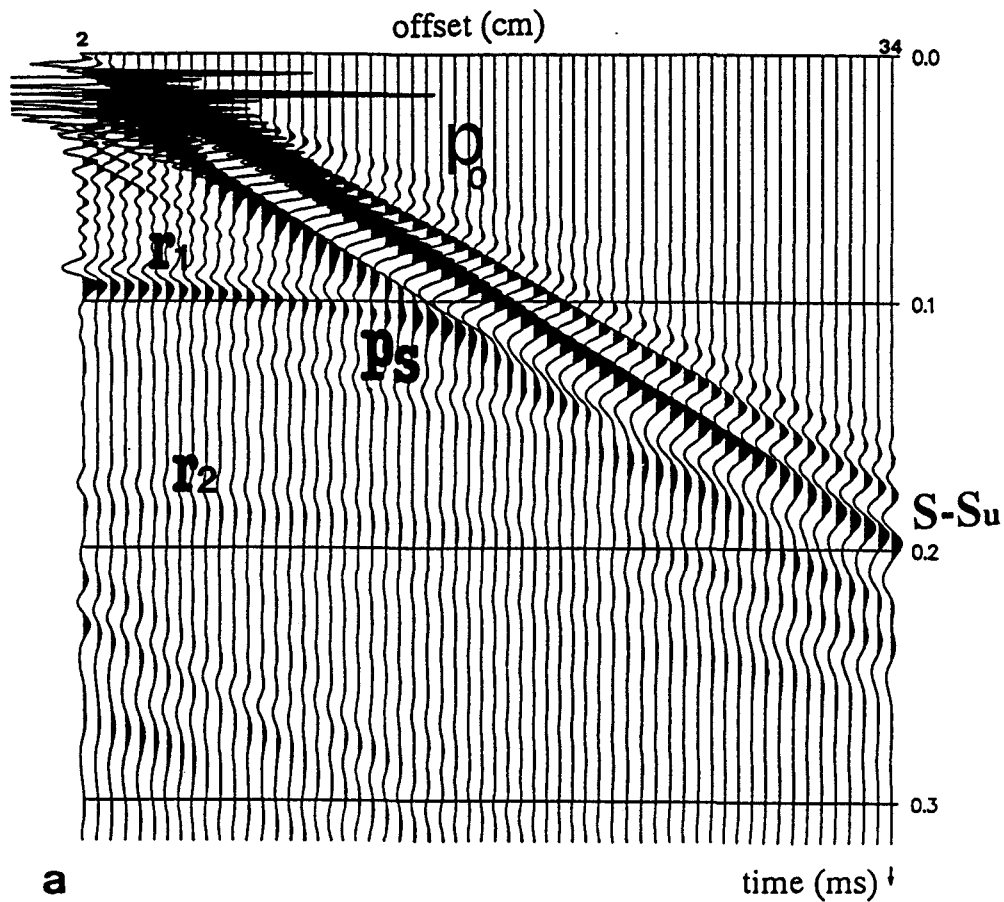


figure II.12 : Résultats de la simulation réalisée avec les coefficients de Newmark $\gamma=0,7$ et $\beta=0,36$. a) Sismogramme synthétique . b) Spectre du signal enregistré à 2 cm du point source.

Par contre, pour les coefficients $\gamma=0.7$ et $\beta=0.36$, la pente devient constante dès que l'on se situe en champ lointain. L'amplitude s'atténue alors suivant une loi en $r^{-1.9}$.

Dans une étude récente (Riepl et al., 1993) sur la validité de la méthode des fonctions de Green empiriques (celles-ci étant calculées par la méthode des nombres d'ondes discrets (Bouchon, 1981)), des simulations de propagation d'ondes ont été réalisées pour deux modèles de croûte terrestre stratifiée (un premier modèle à trois couches et un second à 8 couches), la source étant située en profondeur. Les résultats ont permis de constater que la variation de l'amplitude avec la distance hypocentrale (r), s'éloignait sensiblement d'une loi en r^{-1} , puisque pour le premier modèle la pente de la droite de régression variait de -1,5 à -1,9 et, pour le deuxième modèle, elle variait de -1,2 à -2,0.

Bien que ces résultats n'aient pas été obtenus dans les mêmes conditions que les nôtres (méthodes de calcul différentes et modèles géométriques différents), ils restent comparables sur le fait que, pour les cas étudiés, l'atténuation due à l'expansion du front d'onde, suit une loi en r^{-x} , x variant de 1 à 2.

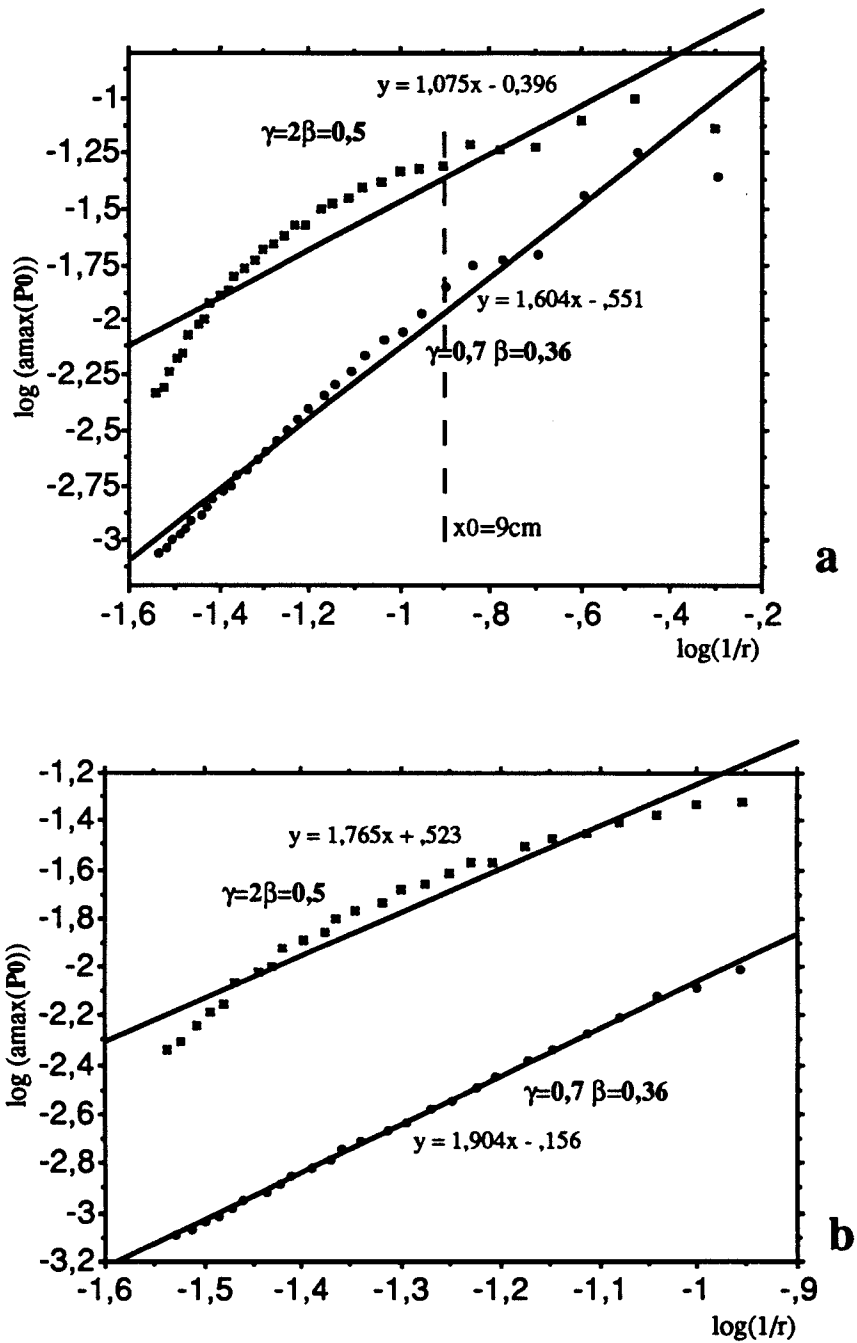


figure II.13 : Courbes d'atténuation d'amplitude de l'onde P_0
 a) x_0 variant de 4 à 32 cm. b) x_0 variant de 9 à 32 cm.

III.5. Influence de la morphologie de la matrice de masse

III.5.1 Essai avec $\gamma=0.7$ et $\beta=0.36$

Un nouveau calcul a été réalisé, en suivant l'idée de Marfurt (1984) qui a montré qu'une combinaison des matrices de masse avait pour effet de réduire la dispersion numérique qui existe dans les cas où la discrétisation spatiale est trop grossière par rapport aux longueurs d'onde utilisées. Compte tenu de la valeur du coefficient de poisson du plexiglas ($\nu=0.28$), nous avons testé une matrice de masse M telle que,

$$M = 0,55 M_C + 0,45 M_I$$

avec :

- M_C , matrice de masse concentrée,
- M_I , matrice de masse consistante.

Le sismogramme obtenu est présenté sur la figure II.14. On constate que l'onde de surface ne présente plus de dispersion. Les ondes $r1$ et Ps sont nettement visibles dans la zone qui se situe entre les ondes P_0 et Su , ce qui n'était pas le cas précédemment. L'onde S_1 , qui est une onde de volume transversale réfléchie sur le fond du modèle est, comme l'onde de surface, non dispersive. Elle est bien marquée dans la deuxième partie du sismogramme où elle vient tangenter l'onde de surface Su .

D'autre part, les vitesses de propagation des ondes de compression et de cisaillement sont tout à fait concordantes avec celles des ondes P et S qui se propagent dans le plexiglas. La paramétrisation qui a été adoptée pour cette simulation est celle qui apporte les meilleurs résultats.

III.5.2 Essai avec $\gamma=2\beta=0,5$

Afin de tester si l'élimination de la dispersion numérique permettrait d'améliorer le rapport signal/bruit numérique quelque soit la valeur des coefficient γ et β , nous avons réalisé une nouvelle simulation avec la combinaison des matrices de masse employée précédemment, en calant les paramètres du schéma de Newmark γ et β respectivement à 0,5 et 0,25.

Sur la figure II.15a, nous présentons le sismogramme synthétique ainsi que le spectre en fréquence obtenu dans les mêmes conditions que les précédents. Le sismogramme, comparable à celui de la figure II.9, montre que la solution s'est nettement dégradée. Il n'y a plus de trace d'événements corrélés et, même l'onde de compression directe P_0 n'est plus visible. Les seules oscillations visibles ne sont pas corrélées et, pour un offset donné leur apparition coïncide avec

celle de l'onde de surface bien que celle-ci ne soit pas marquée. Il est probable que ce soit cette dernière qui induise ces oscillations parasites suffisamment énergétiques pour masquer totalement les événements sismiques attendus.

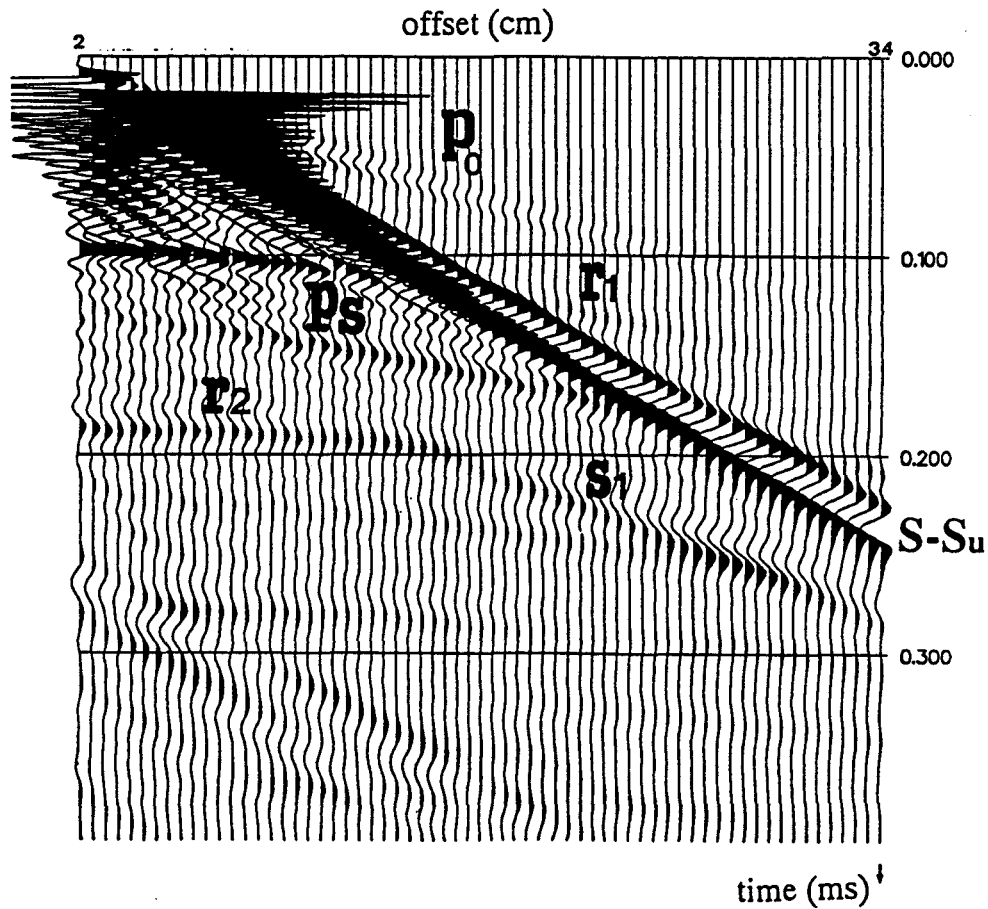


Figure II.14 : Sismogramme synthétique réalisé à partir des résultats de simulation avec les coefficients $\gamma=0.7$ et $\beta=0.36$ et une matrice de masse $M=0.55 M_c + 0.45 M_l$

L'examen du spectre (figure II.15b) révèle que l'énergie est répartie sur des fréquences allant jusqu'à 200 kHz avec trois pics privilégiés qui se situent à 115, 155 et 180 kHz. Le deuxième de ces pics, bien qu'il soit plus étroit, correspond à celui qui existe lorsque l'on utilise une matrice de masse consistante.

Nous constatons qu'une combinaison des matrices de masse a pour effet de multiplier les oscillations parasites qui constituent du bruit numérique sur une bande de fréquences nettement plus importante que dans le cas d'une matrice de masse consistante.

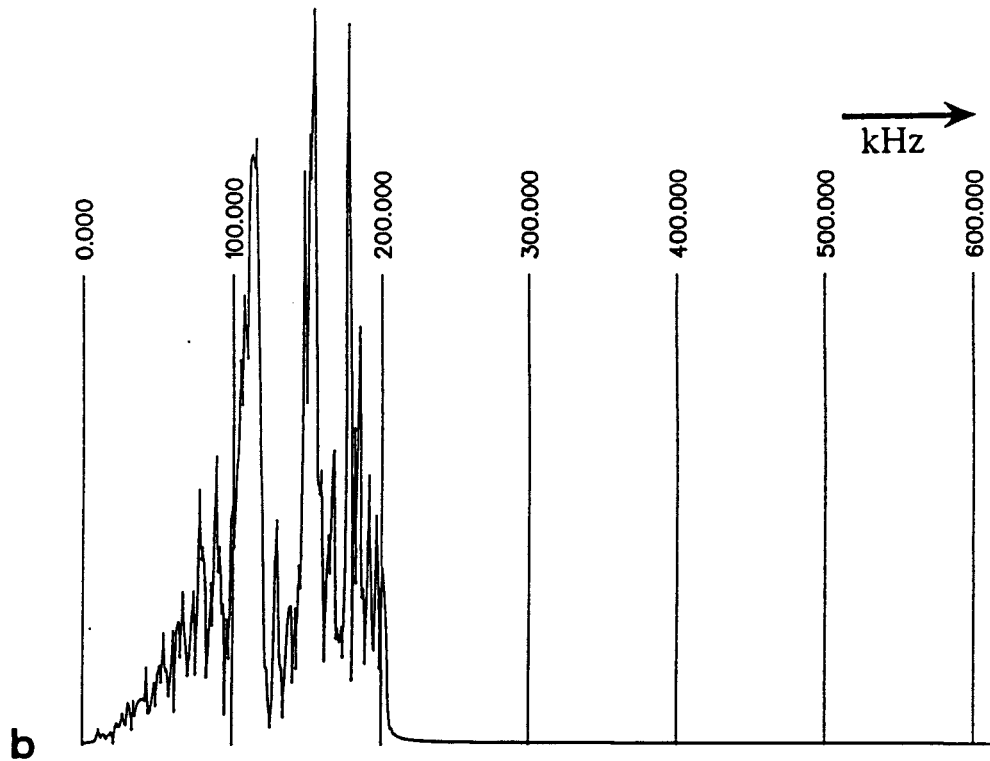
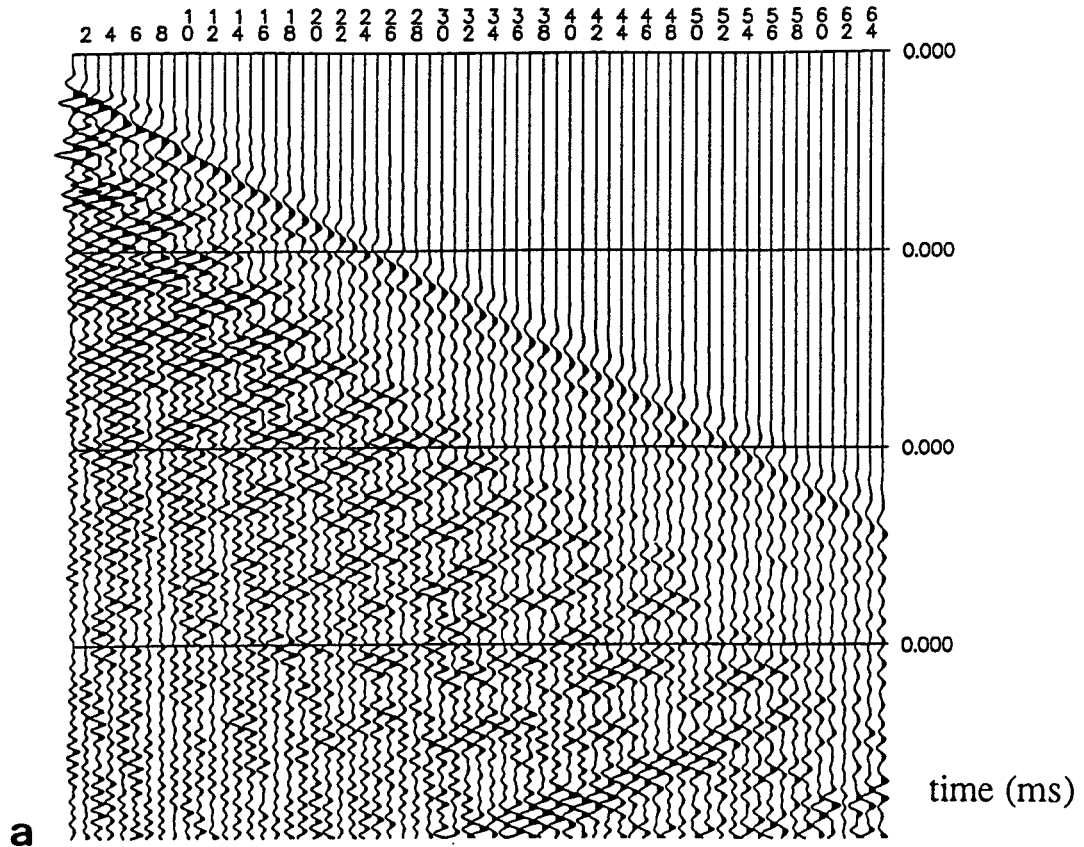


Figure II.15 : a) Sismogramme synthétique réalisé à partir des résultats de simulation avec les coefficients $\gamma=2\beta=0.5$ et une matrice de masse $M=0.55 M_c + 0.45 M_l$. b) Spectre d'amplitude du signal mesuré à 2 cm du point source.

IV. Analyse de l'effet d'une cavité

Nous allons maintenant étudier l'effet d'une cavité carrée de 2 cm de côté située à 5 cm de profondeur dans le bloc de plexiglas, la distance source/cavité étant de 18 cm. Compte tenu des analyses précédentes, nous utiliserons pour cette simulation, les valeurs des paramètres qui ont donnés les meilleurs résultats. Ces valeurs sont présentées dans le tableau 2.2.

Valeurs des coefficients du schéma de Newmark	$\gamma = 0.7 ; \beta = 0.36$
Morphologie de la matrice de masse M	$M = 0.55 M_c + 0.45 M_l$ - M_c : Matrice consistante ; - M_l : Matrice concentrée.
Pas de temps utilisé	$\Delta t = 0.8 \mu s$
Pas de la discrétisation spatiale	$\Delta x = 5 \text{ mm}$
Source sismique	Force concentrée en un point de la surface. Description temporelle : fonction Ricker1. Durée de l'excitation : $7 \mu s$. Fréquence dominante : 100 kHz.

Tableau 2.2 : Paramètres utilisés pour la simulation

Sur le sismogramme présenté sur la figure II.16, la première réflexion de l'onde de compression C_r sur le toit de la cavité peut être distinguée. On constate qu'à la verticale du trou, elle possède une énergie du même niveau que celle de l'onde directe P_0 . Ce dernier point a aussi été constaté lors des mesures physiques. Par ailleurs, en comparant ce sismogramme avec celui de la figure II.14, obtenu dans les mêmes conditions mais sans cavité, nous pouvons mettre en évidence quelques différences. En effet, les réflexions sur le fond du modèle sont sensiblement perturbées et, de nouveaux événements corrélés sont apparus.

Pour apprécier la contribution de la cavité à la réponse du système, nous avons effectué la différence algébrique des deux sismogrammes présentés sur les figures II.16 et II.14. Le sismogramme résultant, présenté sur la figure II.17, nous montre que la cavité induit une série de phénomènes relativement complexes.

Nous retrouvons la première réflexion C_r qui était déjà identifiable sur la figure II.16, le maximum d'énergie pour cette onde étant situé au dessus de la cavité. Puis, à l'onde C_r succède une série d'événements dont les temps d'arrivée sont relativement proches les uns des autres. Ces ondes dont l'énergie est parfois supérieure à celle de l'onde C_r , sont probablement des modes convertis PS ou SP au niveau de la cavité.

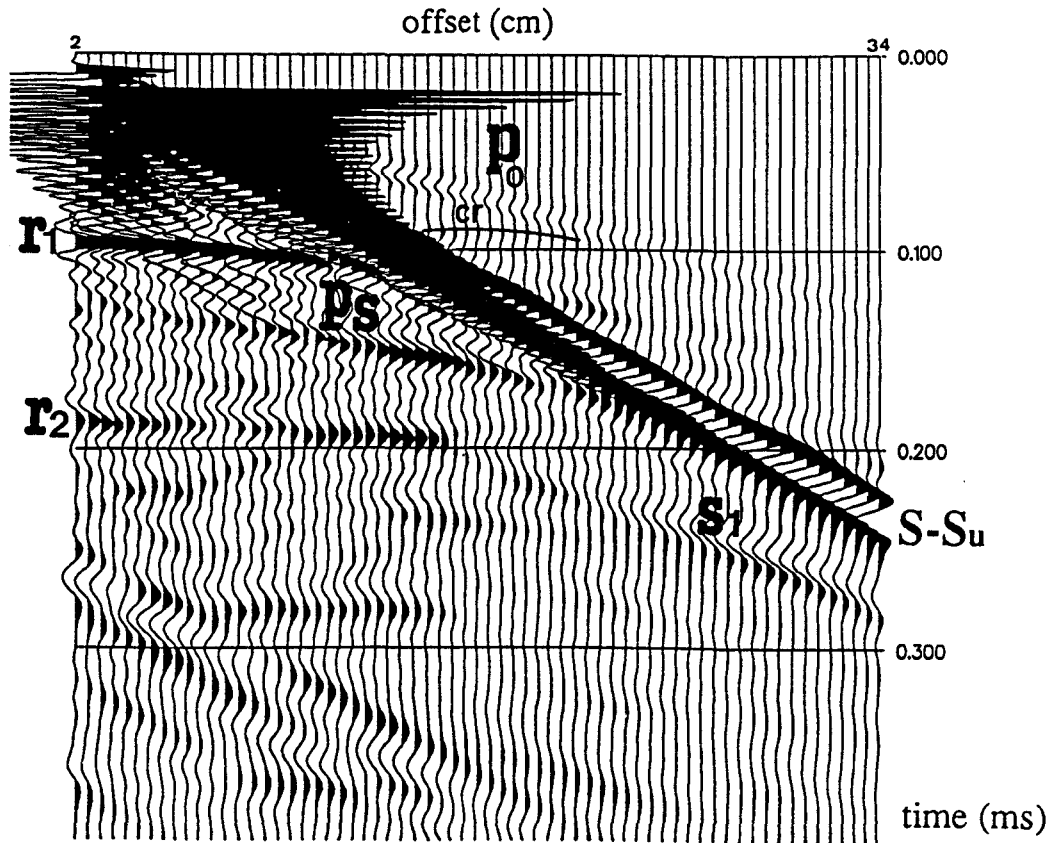


Figure II.16 : a) Sismogramme synthétique réalisé à partir des résultats de simulation sur un profil avec cavité . $\gamma=2\beta=0.5$ et une matrice de masse $M=0.55 M_c + 0.45 M_l$.

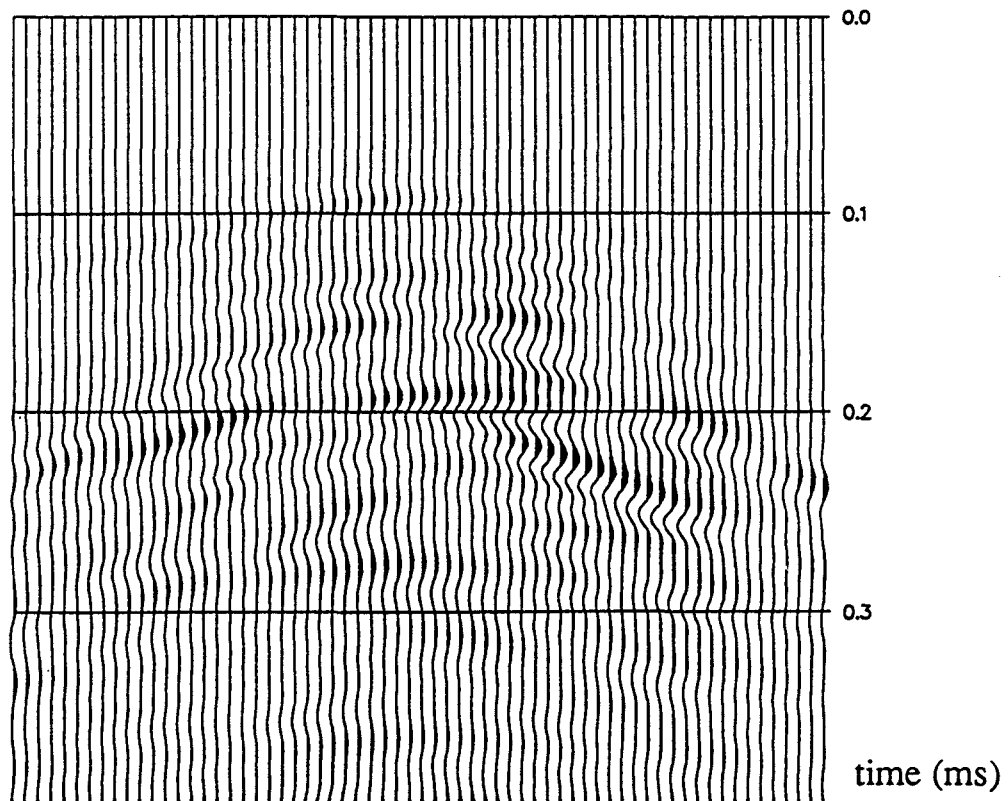


Figure II.17 : a) Sismogramme synthétique réalisé à partir de la différence des résultats de simulation obtenus avec et sans cavité.

V. CONCLUSION

Nous avons montré que, dans le contexte où nous allons l'utiliser, la méthode des éléments finis reste délicate à exploiter. elle permet néanmoins de faire de bonnes simulations de la propagation d'ondes du domaine des hautes fréquences à condition de prendre des précautions concernant la modélisation de la source, le choix des paramètres de la discrétisation (maillage, pas de temps et pas de temps normalisé) et enfin la morphologie de la matrice de masse (Eiselt et Shahrou, 1992a, 1993).

L'étude paramétrique de la phase des signaux n'a pas été abordée au cours de ce chapitre, pour les raisons suivantes :

- l'étude de l'atténuation géométrique de l'onde de compression directe a été menée en exploitant les ondes se propageant parallèlement aux axes de la discrétisation. Ceci nous a permis de nous affranchir des problèmes de déphasage numérique puisqu'il n'y en a pas le long des axes du maillage (Newmark, 1959).

- Les résultats des autres analyses, pour lesquelles les ondes ne se propagent pas parallèlement aux axes du maillage, seront discutés en terme d'énergie. Dans ce cas la phase des signaux n'a pas d'incidence sur les conclusions que nous pourrions tirer.

CHAPITRE III

VALIDATION SUR DES ESSAIS REALISES IN SITU

INTRODUCTION

La phase de validation sur des essais réalisés en laboratoire a été l'occasion d'analyser la sensibilité des simulations pour des configurations simples. Cette analyse nous a permis d'étudier les effets des différents paramètres ayant une influence sensible sur les calculs.

Dans ce chapitre, nous proposons, bien que les calculs restent du domaine linéaire, de nous rapprocher des conditions de terrain. Pour cela, nous allons, d'une part, introduire une interface en simulant un milieu bicouche dont les paramètres élastiques sont ceux des terrains du site expérimental et, d'autre part, comme au chapitre précédent, nous intégrerons la source utilisée lors des essais, dans la modélisation du problème.

Enfin, nous comparerons nos résultats avec ceux obtenus expérimentalement. Pour ce faire, nous avons sélectionné une série de mesures réalisée dans une zone dépourvue de cavités, de manière à disposer d'un sismogramme expérimental relativement clair et facilement interprétable.

I. Site d'essais et dispositif de mesures

La principale difficulté qui apparaît dans cette phase de validation, est de disposer de mesures dont on connaisse au mieux les caractéristiques, de manière à réaliser le plus fidèlement possible la simulation de ces essais. Ainsi, plusieurs campagnes de mesures ont été réalisées par l'équipe du Laboratoire de Physique des Vibrations et d'Acoustique, destinées essentiellement à l'étude des différentes sources sismiques (Piwakowski et al, 1989), à l'analyse des données et l'optimisation de leurs traitements (Piwakowski et al, 1987 ; Tricot et al, 1986) ainsi qu'à l'analyse du couplage capteurs/sol (Tricot et al, 1989). Dans ce premier paragraphe, nous allons présenter le matériel ainsi que les conditions dans lesquelles les mesures ont été réalisées (site d'essais, ensemble du dispositif de mesures et traitement des données).

I.1 Le site d'essais

Les essais ont été réalisés dans une zone où la géométrie est bien connue, c'est à dire dans la zone où les cavités sont localisées ou bien dans une zone qui en est dépourvue et, où l'épaisseur des couches a été déterminée. La Figure III.1, présente une cartographie de la région de Lezennes (sud de Lille) ainsi que deux coupes géologiques réalisées par le BRGM. Les vingt premiers mètres sont constitués de deux couches qui présentent de bonnes caractéristiques d'homogénéité :

- Une couche superficielle qui est essentiellement argileuse ($E_a = 1,7 \cdot 10^8 \text{ Pa}$; $\nu_a = 0,31$), de masse volumique moyenne $\rho_a = 1500 \text{ Kg/m}^3$ et dont l'épaisseur varie de 1 à 4 mètres.

- Une couche de craie sénonienne blanche ($E_c = 1,75 \cdot 10^9 \text{ Pa}$; $\nu_c = 0,22$), de masse volumique moyenne $\rho_c = 2000 \text{ Kg/m}^3$ et dont l'épaisseur varie de 16 à 19 mètres. Les cavités se situent dans cette dernière à une profondeur variant de 9 à 11 mètres.

Sous ces couches superficielles, nous trouvons une couche de marne dont l'épaisseur est d'une trentaine de mètres, surmontant une formation calcaire.

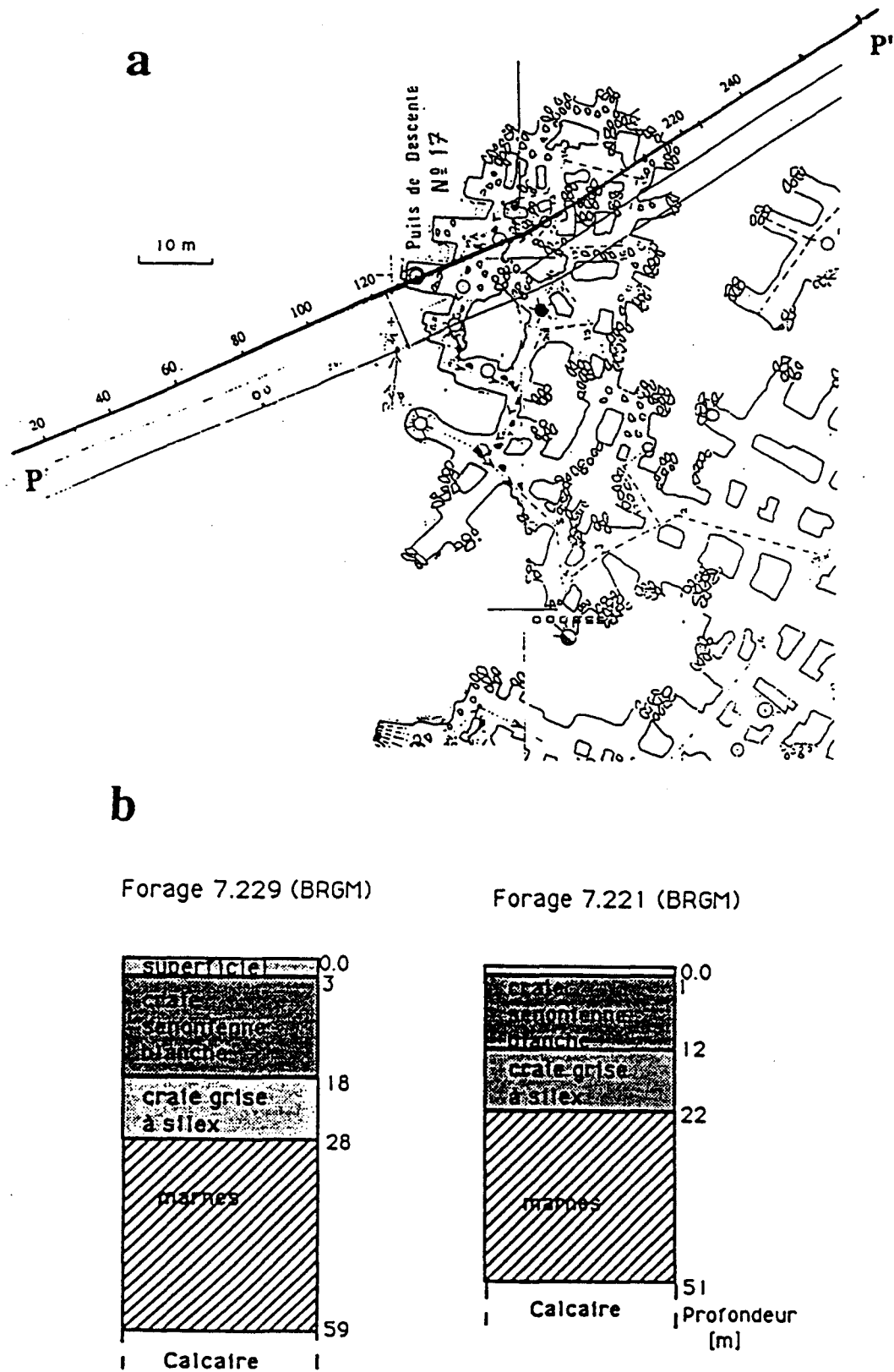


Figure III.1 : Zone d'investigations : a) Extrait d'une carte des carrières souterraines de Lille-Lezennes (due à l'obligeance du Centre d'Inspection des carrières souterraines de Douai). Une série de mesures (non présentée ici) a été réalisée suivant le profil P-P'. b) Coupes géologiques du terrain dans le voisinage du site d'expérience.

(tiré de l'article de B.Piwakowski et al, 1993)

I.2 Les capteurs et le système d'acquisition

Le dispositif est représenté schématiquement sur la figure III.2. Il est constitué d'une série de 12 géophones qui détectent simultanément les signaux sismiques. Ces signaux sont ensuite filtrés de manière analogique (filtrage d'acquisition) avant d'être digitalisés par un convertisseur A/D 15-bits (90 dB de dynamique) et enfin stockés sous forme numérique. Le filtrage d'acquisition est destiné à éviter la saturation du convertisseur A/D par les ondes de surface basses fréquences de type Rayleigh. Il intervient nécessairement avant la phase de numérisation des signaux pour augmenter la dynamique du système de mesures (Knapp et Steeples, 1986 a,b). La fréquence de coupure de ce filtre varie avec la profondeur à laquelle on désire sonder, plus celle-ci est faible et plus la fréquence de coupure doit être élevée. Cet aspect du traitement des signaux est d'autant plus important que dans l'argile, l'atténuation des ondes croît de manière remarquable avec la fréquence utilisée.

Sur la Figure III.3 nous présentons les courbes d'atténuation obtenues par Antes (1993) lors d'essais effectués sur un site argileux près de La Rochelle, pour des ondes de fréquences allant de 20 à 80 Hz. Ces courbes montrent que sur 15 mètres de distance les ondes de fréquence 20 Hz ont été atténuées d'environ 18 dB alors que pour les fréquences de 80 Hz, l'atténuation est de l'ordre de 47 dB. Nous comprenons l'importance du filtrage d'acquisition pour l'exploitation des fréquences supérieures à 100 Hz, compte tenu du fait que, bien qu'elle soit bonne, la dynamique du système d'acquisition reste limitée.

Les géophones sont des capteurs de vitesse. Ils sont couplés au sol par l'intermédiaire de longues tiges enfoncées dans l'argile. Le couplage géophones/sol, dont les effets peuvent perturber sensiblement les signaux sismiques, a fait l'objet d'une étude préalable aux campagnes de mesures (Tricot et al, 1989). Cette étude a permis de montrer que les capteurs utilisés restituaient assez fidèlement les mouvements du sol. Par ailleurs, ces géophones, destinés à la sismique haute résolution, présentent les caractéristiques d'un filtre passe-haut dont la fréquence de coupure est aux environs de 100 Hz.

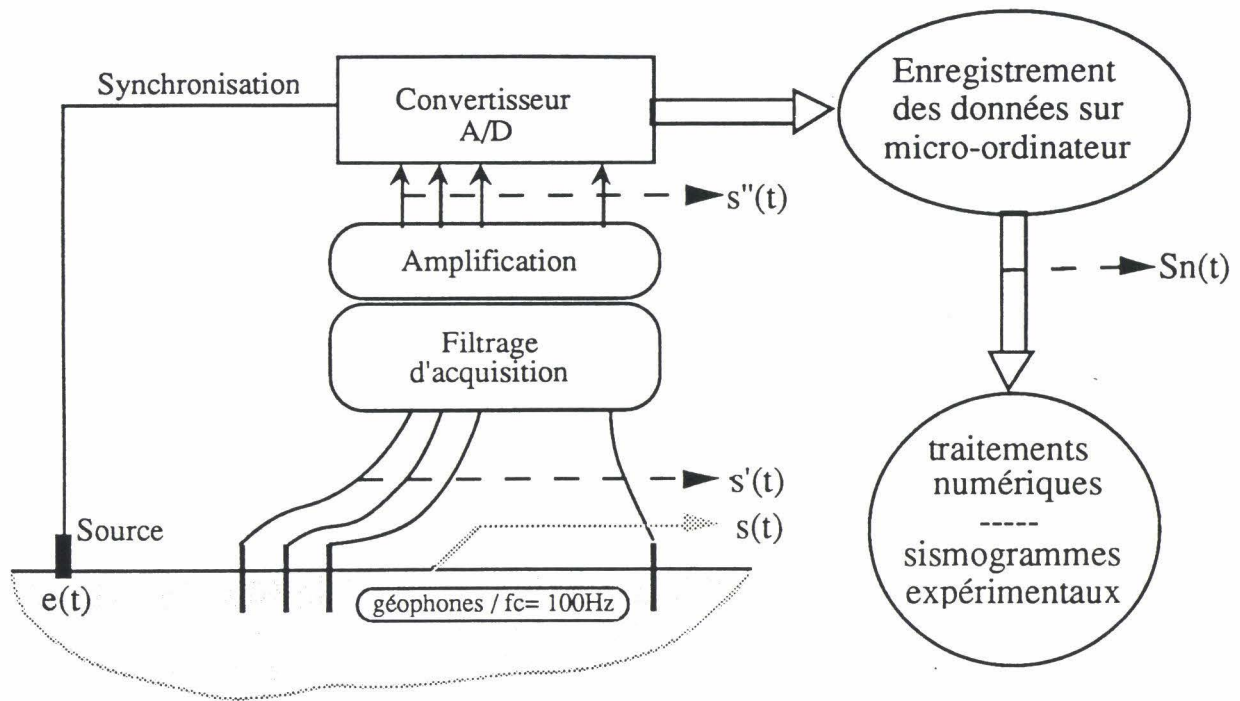


figure III.2 : Schéma bloc du système d'excitation, d'acquisition et de traitements des données sismiques : $e(t)$ est la signature de la source, $s(t)$ est la réponse à la surface du sol, $s'(t)$ représente le signal restitué par un géophone, $s''(t)$ est le signal après le filtrage d'acquisition et amplification, $S_n(t)$ est le signal digitalisé servant de base à toutes les analyses.

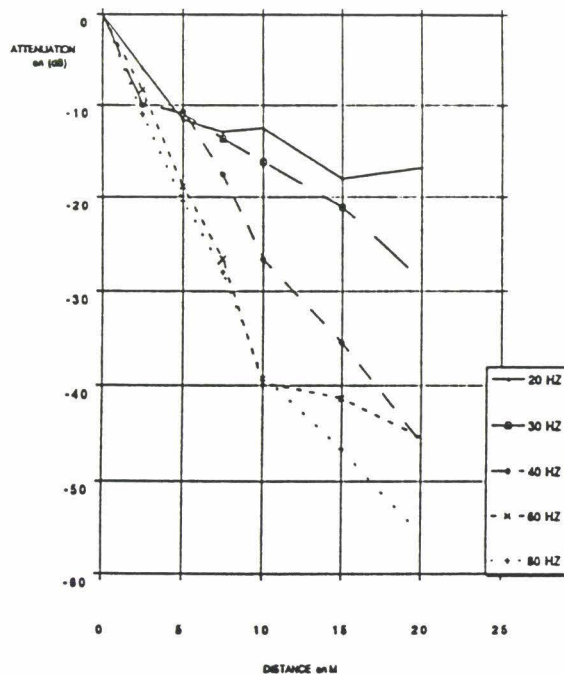


Figure III.3 : Courbes d'atténuation d'ondes sismiques se propageant en milieu argileux pour des fréquences allant de 20 à 80 Hz. (tiré de l'article de Antes et al, 1993)

I.3 La source sismique

Afin de choisir la source sismique, trois types de sources de faibles puissances utilisées en sismique haute résolution (Miller et al, 1986), ont été essayées et comparées : le marteau sismique classique (choc d'une masse de 5 Kg sur une plaque métallique) (P), le mini-canon (C) et le fusil (F). Ces trois sources ont été placées successivement à la surface, au milieu de la couche d'argile puis à l'interface argile/craie. Les signatures de ces sources, dont la procédure de restitution est illustrée sur la figure III.4a, ont été obtenues par la procédure de propagation inverse, c'est à dire par déconvolution des effets dus à l'absorption (correction spectrale) Piwakowski (1989).

Les signaux enregistrés au toit d'une cavité à l'aplomb de la source sont présentés sur la figure III.4b. Les premières parties des réponses, déterminées graphiquement et, considérées comme étant liées aux effets de la propagation directe des signaux émis par les différentes sources, sont présentées sur la figure III.4d, tandis que leurs contenus spectraux sont présentés sur la figure III.4e. Les différents signaux sources restitués par déconvolution sont présentés sur la figure III.4c. Après analyse de ces résultats, c'est le fusil placé en surface, qui sera adopté pour les essais présentés plus loin, pour les raisons suivantes :

- Ce type de source permet de générer des fréquences exploitables jusqu'à 600 Hz, les fréquences dominantes se situant vers 350-400 Hz.
- La durée de l'impulsion étant relativement brève, cette source permet de travailler avec une bonne résolution.

II. Présentation des mesures réalisées

Sur la figure III.4a, nous présentons un sismogramme expérimental élaboré à partir d'une série de mesures effectuées dans une zone dépourvue de cavités.

Faute de disposer d'un nombre suffisant de capteurs, les mesures ont été réalisées en deux fois. Les différentes parties ont été assemblées pour obtenir finalement un profil sismique de 23,5 mètres de longueur (48 traces sismiques).

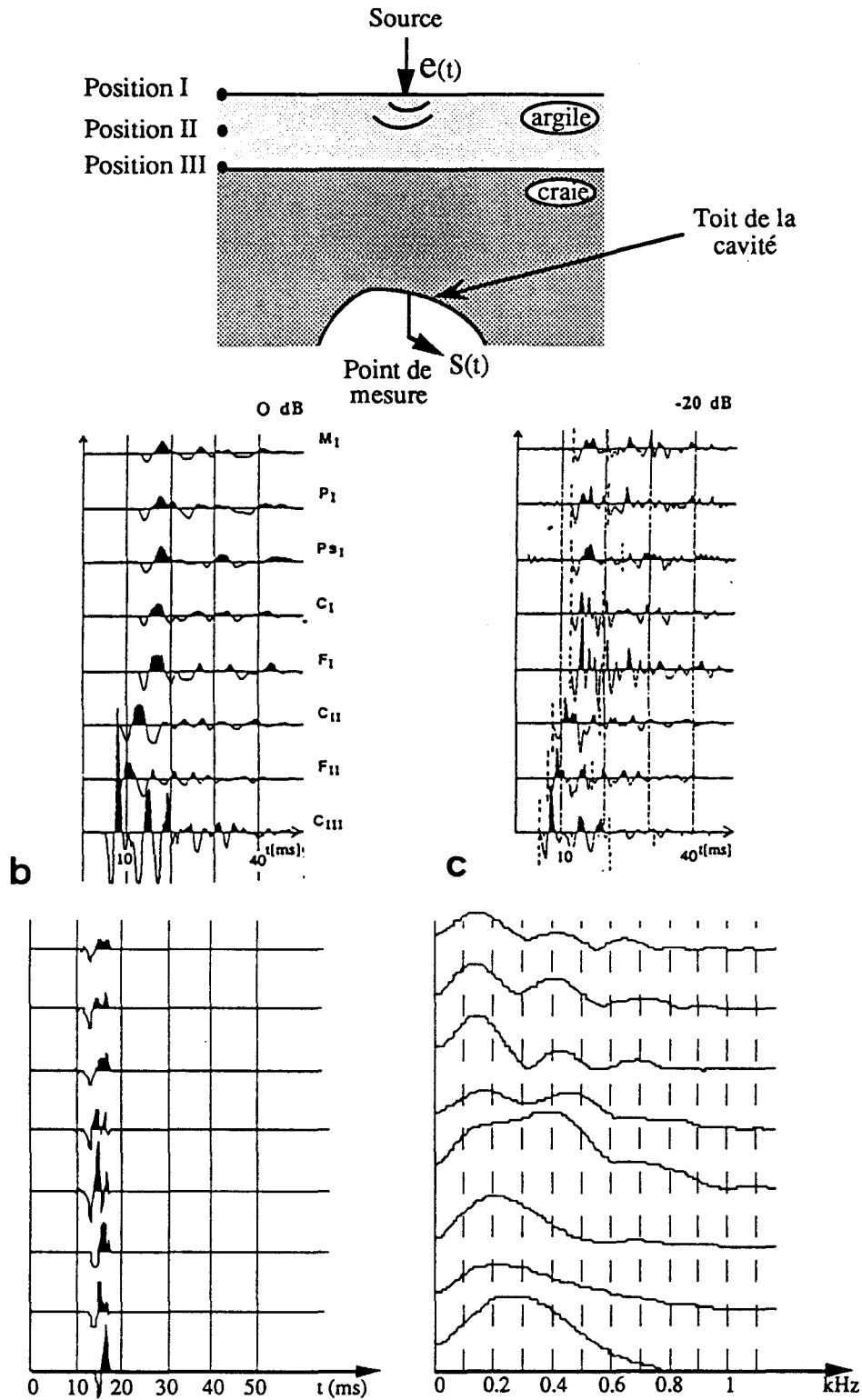


figure III.4 : Illustration de la procédure de restitution du signal source $e(t)$. a) Présentation de la géométrie du domaine. b) Signaux $s(t)$ enregistrés au toit de la cavité. c) Signaux $s'(t)$ obtenus après correction spectrale. d) Les premières parties des signaux $s'(t)$, notés $e'(t)$., sont considérées comme signature des sources $e(t)$. d) Contenus spectraux des signaux $e'(t)$. (Piwakowski, 1989)
 (Notations : suivant la position de la source, nous utiliserons un indice I, II ou III, ex F_I : fusil placé en surface).

Sur ce sismogramme, nous distinguons nettement plusieurs événements sismiques :

- l'onde de tête constituée dans sa première partie de l'onde P_0 puis de l'onde réfractée P_{r0} ,
- des ondes de plus basses fréquences (E_{bf}) se propageant à des vitesses voisines de 200 m/s, qui sont probablement des ondes de surface,
- des événements corrélés (E_c) qui sont probablement des réflexions d'ondes de compression.

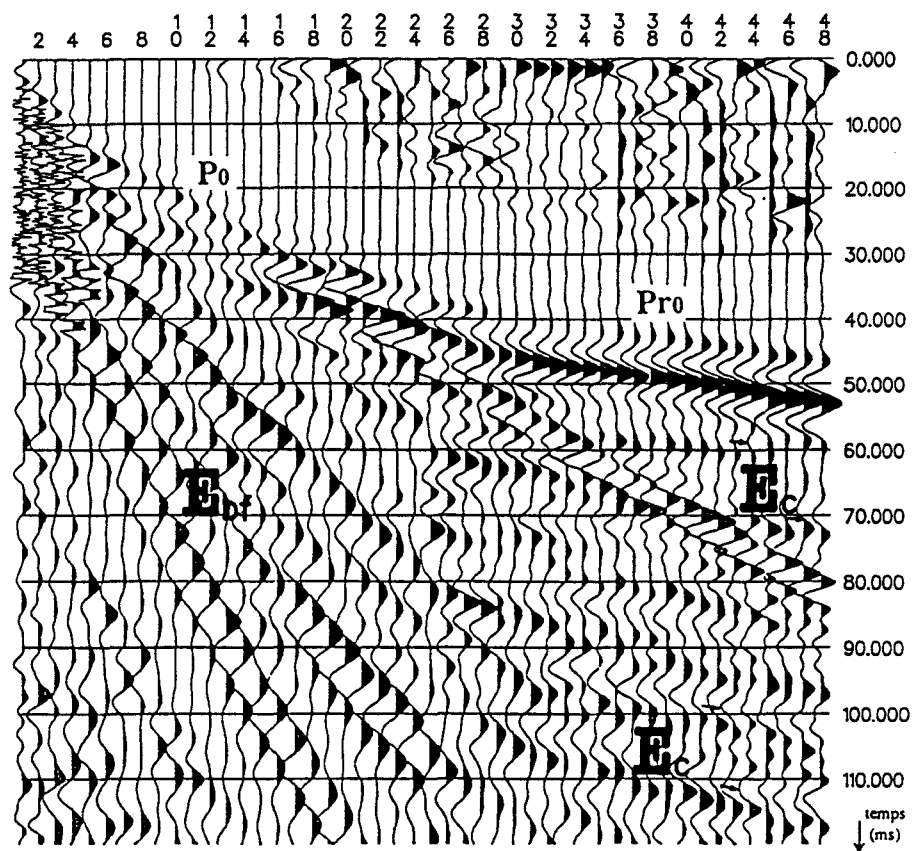


Figure III.5 : Sismogramme expérimental après filtrage passe-haut à 400 Hz avec une atténuation de -18 dB/octave et AGC (fenêtre temporelle de 20 ms). La distance intertrace est de 0,5 m.

Une analyse plus complète de ces mesures sera effectuée au paragraphe IV lors de la comparaison avec les résultats des simulations. Il faut noter que pour pouvoir exploiter ces sismogrammes, un filtrage d'acquisition a été réalisé. Ce filtrage passe-haut, dont la fréquence de coupure est de 400 Hz, atténue les basses fréquences avec une pente de -18 dB par octave permettant ainsi de faire ressortir les ondes de volume P. D'autre part, un contrôle de gain automatique équilibre les énergies des différents événements.

III. Simulations numériques

En tenant compte des résultats de l'analyse des fonctions sources f_1 , f_2 et f_3 réalisée au chapitre précédent (définies au chapitre II) et, en nous fondant sur ces résultats expérimentaux, nous avons choisi la fonction Ricker f_2 de fréquence dominante $f_d = 350$ Hz pour modéliser la source lors des prochaines simulations.

III.1 Présentation du maillage utilisé

Le maillage utilisé est présenté sur la figure III.6. Il est composé de trois zones et est constitué de 3700 éléments de type Q4 :

- La première notée Z1, destinée à décrire la couche d'argile, est constituée de mailles carrées dont la longueur d'un coté est de 25 cm, cette longueur étant inférieure à $\lambda_a/4$, λ_a étant la longueur de l'onde de compression dominante se propageant dans l'argile.

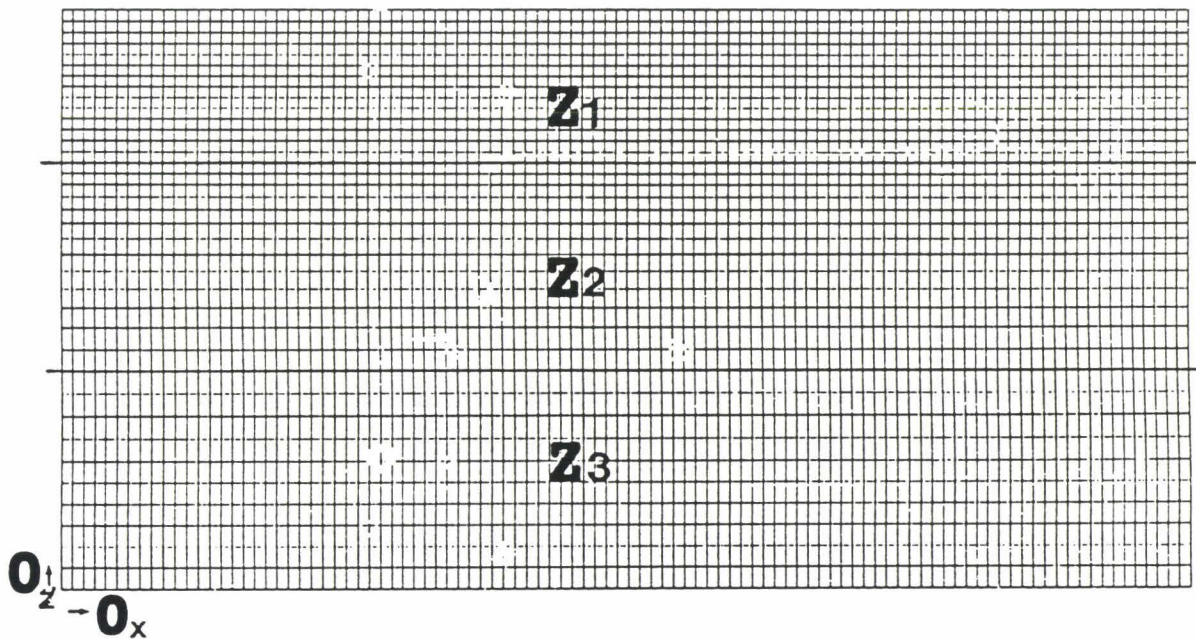


Figure III.6 : Présentation du maillage utilisé pour les simulations

- Les deux autres sont destinées à décrire la couche de craie. La couche inférieure notée Z3 est constituée de mailles rectangulaires de 50 cm de longueur et 25 cm de largeur, la longueur étant inférieure à $\lambda_c/4$, λ_c étant la longueur de l'onde de compression dominante se propageant dans la craie. La zone intermédiaire, notée Z2, permet de faire la transition entre les zones Z1 et Z3. Cette dernière présente une variation de la longueur des éléments suivant l'axe Oz, variation de raison géométrique $r=1,065$ de sorte que les règles établies par Celep (1983) pour éviter les réflexions numériques soient respectées.

III.2 Simulation de référence

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que le fait de caler les paramètres de Newmark β et γ respectivement à 0,5 et 0,25 induisait des oscillations numériques rendant inexploitable les sismogrammes synthétiques (Eiselt et al., 1991a,b ; Eiselt et Shahrour, 1992a).

Nous avons voulu vérifier s'il était possible de faire une simulation sans introduire d'atténuation artificielle et d'éliminer les oscillations parasites par un filtrage numérique. Le sismogramme calculé ainsi que le contenu spectral de la première trace sont présentés sur la figure III.7a et III.7b. Nous constatons que le résultat est inexploitable sous cette forme. Le contenu spectral révèle la présence de trois pics :

- Le premier, situé dans la bande 280-300 Hz est le moins énergétique mais correspond à la bande de fréquences utiles et, ne pourra donc pas être éliminé par filtrage numérique.

- Les deux autres pics qui sont très énergétiques, se situent environ à 420 Hz et 520 Hz. Ceux-ci vont être éliminés à l'aide d'un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est de 350 Hz.

Les résultats du filtrage (sismogramme après filtrage et contenu spectral de la première trace), sont présentés sur les figures III.8a et III.8b. Bien que les oscillations de fréquence supérieure à 400Hz aient été éliminées, les résultats n'en sont pas moins inexploitable du fait de la présence des oscillations de la bande 280-300 Hz nettement plus énergétiques que les vibrations mécaniques constituant la réponse du système. Nous constatons que nous ne pourrions pas conserver les valeurs des paramètres β et γ qui provoquent des oscillations numériques et cela, quel que soit le filtrage appliqué postérieurement.

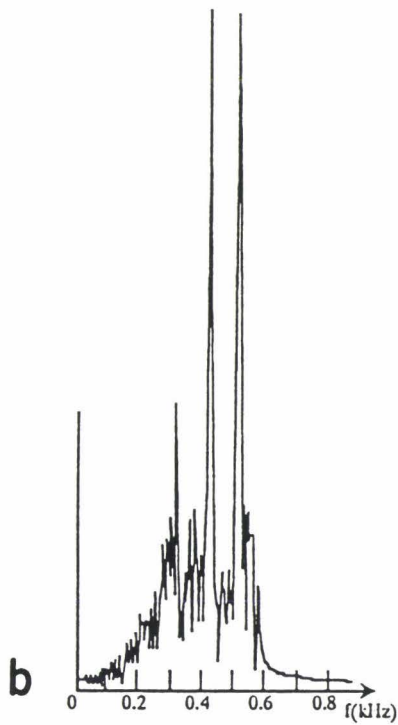
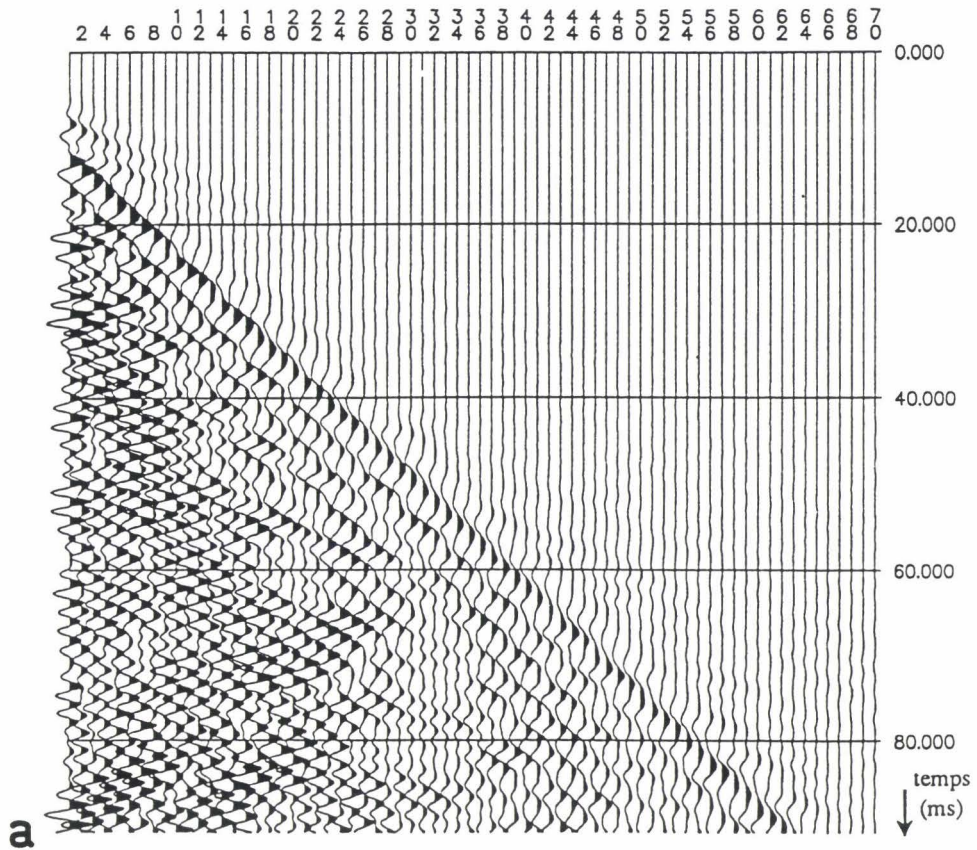


Figure III.7 : a) Sismogramme synthétique brut (matrice de masse constante; $\alpha=2\beta=0.5$) b) contenu spectral du signal enregistré à 2 mètres du point source.

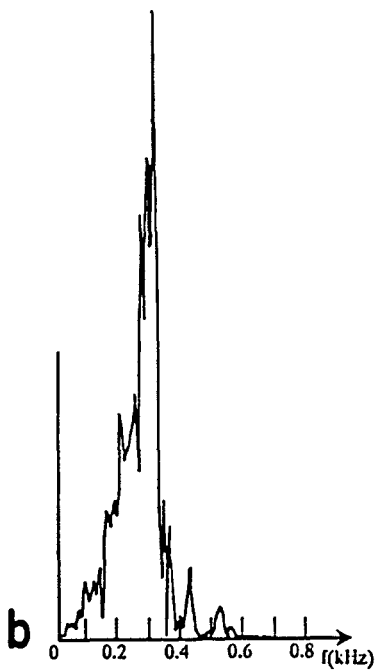
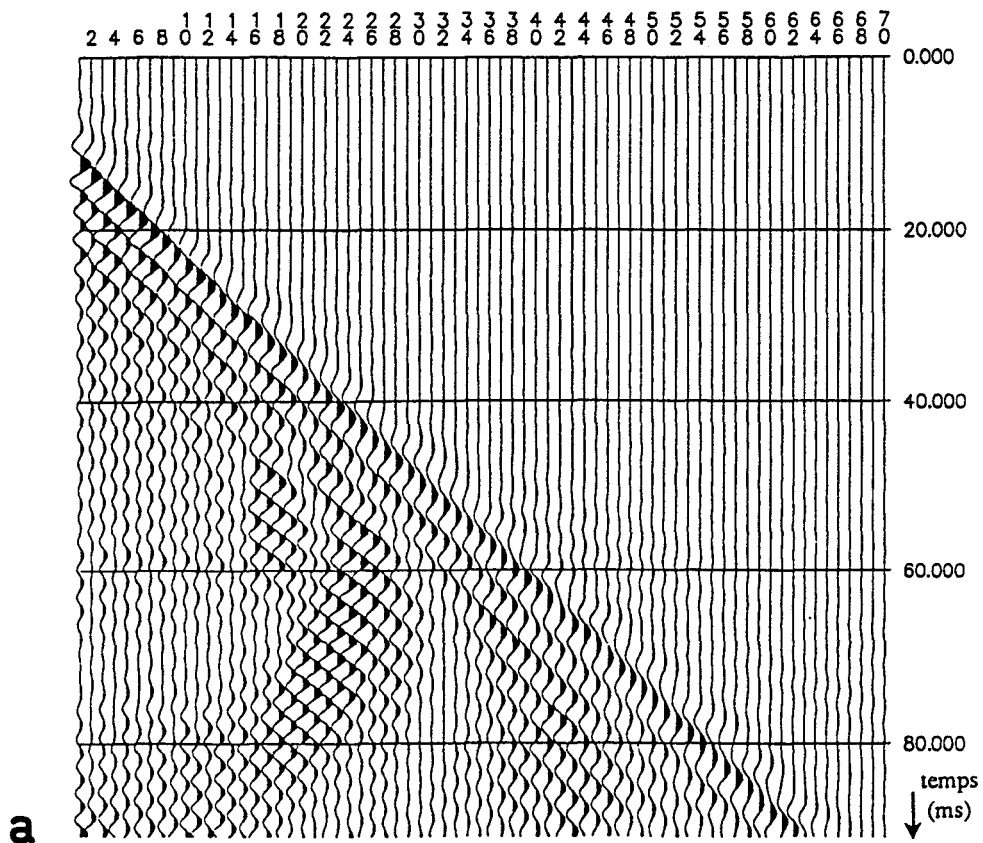


Figure III.8 : a) Sismogramme synthétique filtré passe-bas à 350 Hz avec une pente de 60 dB/octave (matrice de masse consistante; $\alpha=2\beta=0.5$) b) contenu spectral du signal enregistré à 2 mètres du point source

III.3 Simulation avec atténuation numérique

Trois simulations ont été réalisées avec γ et β respectivement calés à 0,7 et 0,36. Le premier de ces calculs a été effectué en utilisant une matrice de masse consistante, le deuxième en utilisant une matrice de masse concentrée et le troisième en utilisant une combinaison des deux matrices de masse précédentes et, compte tenu du coefficient de Poisson de l'argile superficielle, la matrice aura la forme suivante :

$$M = 0,48 M_C + 0,52 M_I ;$$

(M_C : matrice de masse consistante ; M_I : matrice de masse concentrée).

Les résultats sont présentés sur la figure III.9. Sur les trois sismogrammes synthétiques, nous pouvons identifier les principaux événements attendus, ces derniers étant plus ou moins discernables selon la matrice de masse utilisée. En effet, la morphologie de cette matrice a une influence sur la dispersion numérique qui affecte essentiellement les ondes de surface et les ondes de cisaillement, alors que les ondes de compression ne semble pas être affectées par ce phénomène.

- Sur la figure III.9a, les calculs ont été réalisés en employant une matrice de masse consistante. L'onde de surface se disperse rapidement, les ondes de fréquence plus élevées étant plus rapides que celles de fréquences plus basses. La principale conséquence de ceci est une perturbation des événements dont le temps d'arrivée est antérieur à celui de l'onde de surface (effet de masquage des réflexions de l'onde de compression, ces réflexions représentant les signaux "utiles" dans le cas de notre étude).

- Sur la figure III.9b, les calculs ont été réalisés en employant une matrice de masse concentrée. Le caractère dispersif de l'onde de surface est toujours nettement marqué mais cette fois ci, ce sont les ondes dont la fréquence est plus basse qui sont relativement plus rapides et, de manière générale, les différents événements sismiques sont moins marqués que dans le cas précédent. Du reste, ceci est en bon accord avec les études de schémas numériques réalisées par Marfurt (1984) et Bamberger (1980).

- Les résultats du troisième calcul (Figure III.9c) fondé sur une combinaison des matrices de masse, sont nettement plus cohérents. Les ondes de surface et de cisaillement ne présentent plus de dispersion et leurs vitesses de propagation sont correctes. Nous pouvons identifier les événements suivants : l'onde de compression directe P_0 , l'onde de surface S_u , les premières réflexions sur l'interface Argile/Craie (PP qui est la réflexion de l'onde de compression et SS qui est la réflexion de l'onde de cisaillement). Nous distinguons également quelques réflexions multiples de l'onde de compression sur la même interface ainsi que les réflexions plus profondes de type cisaillement ou compression sur le fond du modèle.

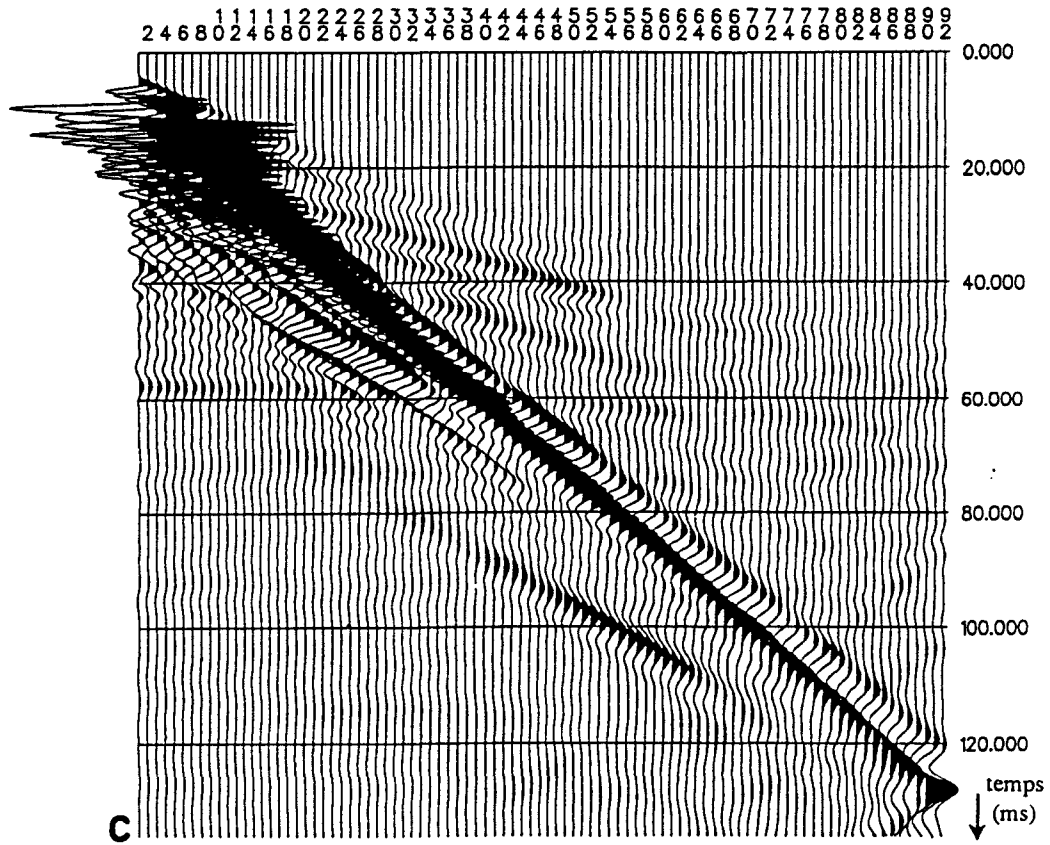


Figure III.9 : Illustration des effets de la matrice de masse ($\alpha=0.7$; $\beta=0.36$). a) Matrice de masse consistante M_c . b) Matrice de masse concentrée M_l . c) Combinaison des matrices de masse consistante et concentrée, $M=0,48 M_c+0,52 M_l$.

IV. Comparaison sismogramme synthétique / sismogramme expérimental

IV.1 Les points de comparaison simulations / mesures

Les comparaisons ne pourront pas se faire de manière absolue sur les amplitudes de la réponse du sol, puisque, d'une part, nous ne pouvons pas avoir accès de manière précise à l'énergie émise par la source et, d'autre part, le schéma numérique utilisé introduit une atténuation numérique non quantifiable. De plus, nous savons que les données expérimentales $S_n(t)$ (voir Figure III.2) dont nous disposons ne correspondent pas exactement à la réponse de la surface du sol. En effet, la réponse des géophones ainsi que les filtres analogiques modifient sensiblement les données.

L'emploi d'un modèle élastique linéaire se justifie du fait que nous travaillons sous faible niveau de sollicitation et à faible profondeur. Les comparaisons seront faites de la manière suivante :

- Dans le domaine temporel par identification des différents événements sismiques (présence ou non, vitesses de propagation, temps d'arrivée) et par comparaison de rapports d'amplitudes, ceci, à l'aide de sismogrammes synthétiques et expérimentaux,
- Dans le domaine fréquentiel à l'aide des contenus spectraux.

IV.2 Analyse des résultats dans le domaine temporel

Analyse de la signature des signaux

Nous constatons que les signaux qui se propagent ont des signatures comparables notamment en ce qui concerne les ondes de compression réfractées P_{r0} expérimentale et synthétique présentées respectivement sur les sismogrammes des Figures III.5 et III.10. De même, les signatures de ces deux ondes (expérimentale et calculée), s'inscrivent dans une fenêtre temporelle de l'ordre de 10 ms. Cette constatation, nous permet de dire, a posteriori, que le modèle de source, (fonction Ricker décrite précédemment) que nous avons utilisé pour reproduire le signal émis par le fusil, est satisfaisant (signature et durée du signal).

Etude des différents événements

La comparaison des deux sismogrammes expérimental et synthétique n'est pas évidente puisque les caractéristiques des mesures de terrain sont relativement mal connues. Le modèle de source est idéalisé et, la géométrie sur laquelle nous nous sommes basés pour les simulations est une approximation de la géométrie réelle du site. De plus les données de terrain ont fait l'objet

de traitements et de perturbations que nous ne pouvons pas forcément reproduire sur les données simulées. En conséquence, nous nous baserons principalement sur des éléments de comparaison qui seront la présence ou non des différents événements et leurs temps d'arrivée.

Pour faire apparaître l'onde de compression réfractée au niveau de l'interface argile/craie, de niveau énergétique relativement faible, nous avons effectué, comme sur le sismogramme expérimental, un contrôle automatique de gain (CAG). Le sismogramme obtenu est présenté sur la figure III.10. Bien que cette opération modifie l'énergie relative des différents événements, elle permet de faire apparaître la réfraction de l'onde de compression au niveau de l'interface argile/craie qui est difficilement discernable sur le sismogramme non traité (on rencontre la même difficulté avec les mesures de terrain). Nous constatons que les points R et A qui sont respectivement le point de réfraction et le point d'apparition de l'onde réfractée, sont correctement positionnés. D'autre part, la partie ReRa, qui se distingue par un niveau d'énergie relativement plus élevé que les événements voisins et, qui est présente sur les mesures de terrain, est bien restituée par le modèle. Par ailleurs, si nous constatons une petite différence quant à la morphologie de l'onde de tête, celle-ci est due au fait que nous avons simulé une interface argile /craie parfaitement nette alors qu'en réalité, il existe une petite couche intermédiaire entre l'argile et la craie.

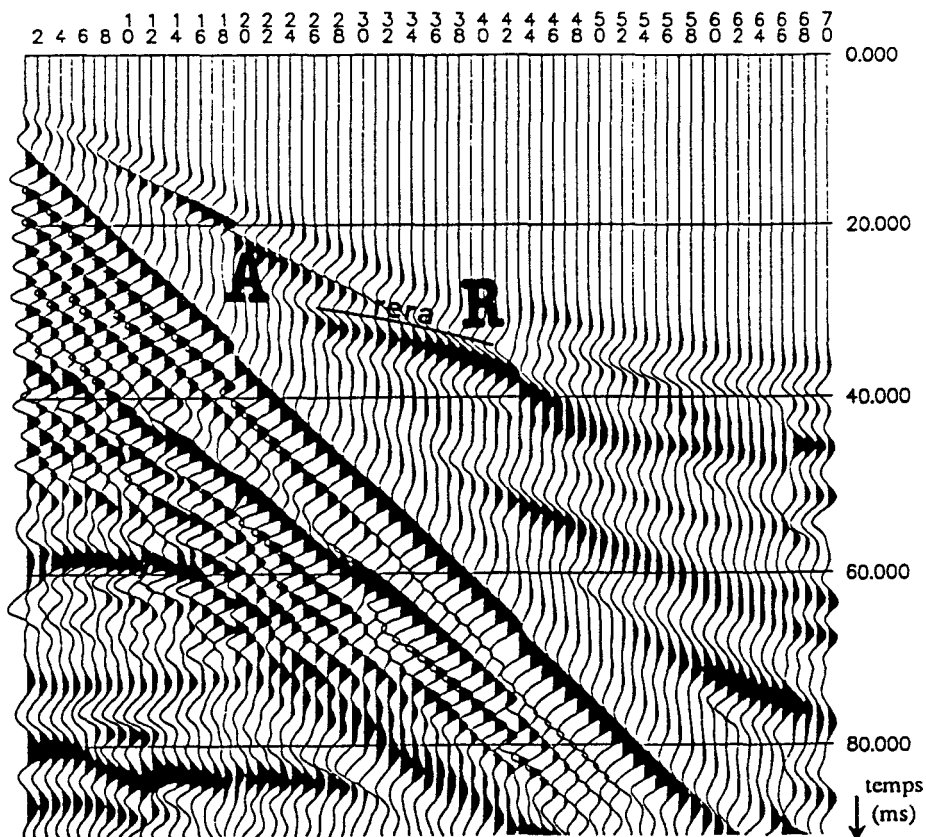


Figure III.10 : Sismogramme synthétique après un contrôle automatique de gain (fenêtre temporelle de 20 ms) (matrice de masse $M=0,48 M_c+0,52 M_l$; $\alpha=0,7$ et $\beta=0,36$).

IV.3 Analyse des résultats dans le domaine fréquentiel

Nous allons nous intéresser au contenu spectral des réponses mesurées et simulées, en un point situé à 7 m du point source. Cette distance a été choisie pour les raisons suivantes :

- on se situe dans le champ lointain, mais suffisamment près de la source pour qu'il y ait dans la réponse à la fois des ondes de volume et des ondes de surface,

- la trace sismique expérimentale n'est pratiquement pas bruitée.

Les spectres calculés sont présentés sur la figure III.11 (a et b). On remarque que , mis à part un pic d'amplitude relativement faible à 300 Hz, toute l'énergie est transportée par des ondes dont les fréquences sont inférieures à 300 Hz. Plus précisément, nous constatons qu'il existe essentiellement 2 bandes de fréquences, l'une de 100 à 130 Hz et l'autre de 190 à 210 Hz, qu'il s'agisse des résultats de mesures ou des simulations. Toutefois, la répartition de l'énergie entre ces deux bandes est sensiblement différente. En effet, pour les mesures in situ, la bande 100-130 Hz transporte plus d'énergie que la bande 190-210 Hz et cela, malgré le filtrage d'acquisition dont l'effet est d'atténuer la première bande au profit de la seconde. Ce phénomène n'est pas observable sur les résultats des simulations où les deux bandes sont énergétiquement équivalentes.

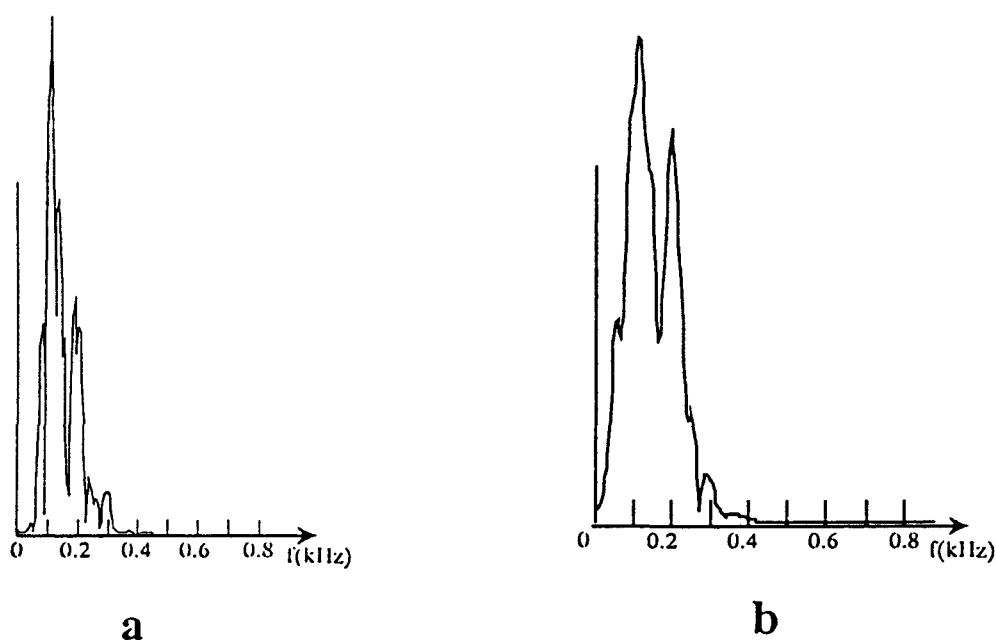


Figure III.11 : *Contenus spectraux des signaux enregistrés à 7 mètres du point source*
a) *résultats expérimentaux* b) *résultats de simulation.*

Nous avons poussé plus loin cette analyse en réalisant un filtre passe-haut dont la fréquence de coupure est de 150 Hz (filtre de type Tchébichev avec une atténuation de -60 dB/octave), de manière à éliminer de la réponse la contribution de la bande 100-130 Hz. Les deux sismogrammes filtrés sont présentés sur la figure III.12.

Sur le sismogramme expérimental, on constate que les ondes de surface ont quasiment été éliminées, alors que les ondes de volume P (onde directe et réflexion) n'ont pas été affectées. Cette dissociation des contenus fréquentiels des ondes de surface et des ondes de volume P a été constaté au cours d'autres campagnes de mesures. En fait, l'argile dont le facteur de qualité est faible, atténue très rapidement les hautes fréquences.

Par contre, sur le sismogramme synthétique, le même filtrage n'a pour effet qu'une légère atténuation des ondes de surface relativement aux ondes de volume P. Le modèle élastique linéaire utilisé pour la simulation ne permet pas de restituer le phénomène d'atténuation des hautes fréquences. En effet, l'onde de surface est toujours présente, ce qui prouve que son contenu spectral s'étend au delà de 150 Hz.

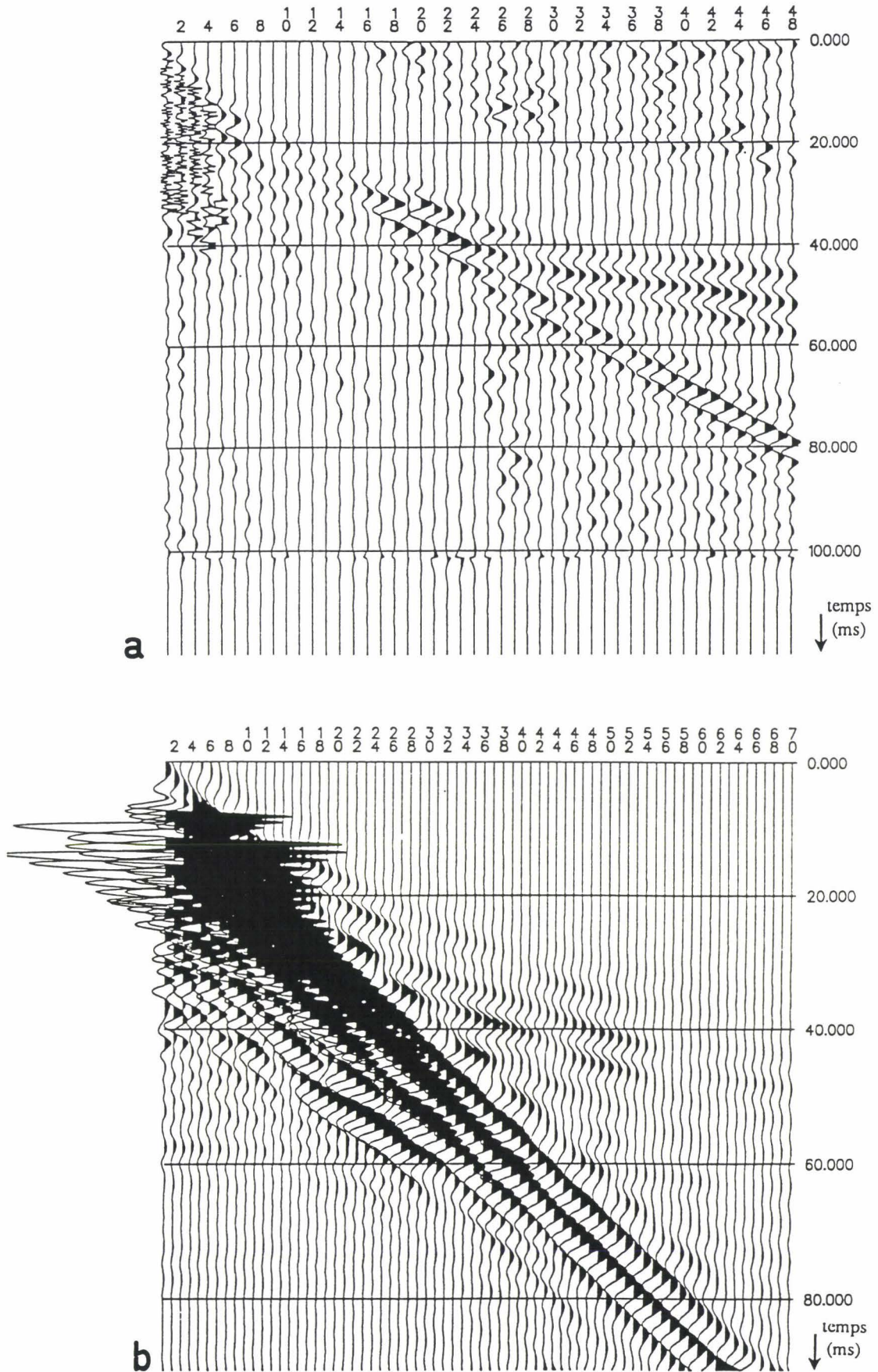


Figure III.12 : Sismogrammes filtrés passe-haut à 150 Hz avec une pente de -60 dB/octave. a) Sismogramme expérimental. b) Sismogramme synthétique.

V. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons montré que le modèle numérique que nous proposons restitue bien les effets dus à la présence de l'interface argile/craie et, que la fonction que nous avons choisi pour modéliser la source donne des résultats satisfaisants (Eiselt et al, 1992b). Par ailleurs les résultats obtenus par éléments finis sont tout à fait concordants avec ceux obtenus par la méthode des rayons (calcul des temps d'arrivée des principaux événements).

Par contre, la modélisation du comportement du sol par l'élasticité, induit des différences notables concernant d'une part, l'atténuation rapide des ondes hautes fréquences dans la couche argileuse et d'autre part, la dispersion des ondes de surface. Néanmoins, ce modèle reste exploitable pour l'étude des effets liés à la géométrie du site et, nous allons maintenant nous intéresser à la possibilité d'utilisation de cette méthode pour l'étude de la détection des cavités.

CHAPITRE IV

APPLICATION DE LA METHODE DES ELEMENTS FINIS A L'ETUDE DE LA DETECTION DES CAVITES SOUTERRAINES

INTRODUCTION

Dans la méthodologie de la recherche sismique, la procédure qui mène à l'identification de la cible par obtention d'une image sismique de la subsurface comprend généralement deux étapes :

- l'enregistrement sur le site,
- le traitement des signaux et leur interprétation.

Lorsque la cible recherchée est identifiable lors de la première étape, l'optimisation des traitements et du dispositif de mesures peut être réalisée en se basant sur les sismogrammes expérimentaux. Dans le cas particulier du site de Lezennes, les effets d'une cavité ne sont pas discernables sur les enregistrements et, par conséquent, l'identification d'une cible ne sera possible qu'au cours de la deuxième étape, l'optimisation du système de détection nécessitant le développement de moyens supplémentaires.

Une méthode analytique-expérimentale où les réflexions sur une cavité sont calculées analytiquement tandis que le bruit cohérent est représenté par le signal réel, a été développée par B. Piwakowski (1989). Nous proposons dans ce chapitre, de contribuer à cette étude, en traitant le problème de manière globale, par la méthode des éléments finis. Nous étudierons ainsi les possibilités d'utilisation de ce type d'approche pour l'étude du problème de la détection des cavités de subsurface et nous comparerons nos résultats avec ceux obtenus par Piwakowski.

Pour cela, nous analyserons les effets de la distance source/cavité et de l'épaisseur de la couche d'argile sur les signaux émanant d'une cavité.

I. Simulation de référence

L'analyse de l'influence des paramètres géométriques tels que la distance source/cavité ou l'épaisseur de la couche d'argile sur les signaux induits par la cavité, nécessite de disposer d'une simulation de référence. Celles-ci seront réalisées d'une part sur un profil bicouche sans cavité et d'autre part, sur le même profil mais incluant une cavité. Cette dernière sera située à 12 mètres de l'axe vertical passant par le point source et à 9 mètres sous la surface. Nous pourrons ainsi étudier les effets relatifs de la cavité par rapport à ceux du milieu environnant. Nous définirons aussi ce que nous appellerons le "bruit de profil" et qui sera constitué de l'ensemble des événements sismiques autres que ceux induits par la cavité.

Pour permettre une identification plus aisée des différents événements, nous présenterons pour chacune des structures étudiées, un tracé des principaux événements obtenu par la méthode des rayons. La figure IV.1b représente celui relatif à la simulation de référence dont la configuration géométrique est présentée sur la figure IV.1a. Nous y avons fait figurer les principaux événements qui constituent l'essentiel du bruit de profil, ainsi que les premières réflexions des ondes de compression et de cisaillement sur le toit de la cavité, c'est à dire :

- l'onde de compression directe P_0 ,
- l'onde de surface S_u ,
- l'onde de compression réfractée à l'interface argile/craie Pr_0 ,
- les premières réflexions à l'interface argile/craie notées respectivement PP_a et SS_a ,
- les premières réflexions P et S à la base de la couche de craie notées respectivement PP_c et SS_c ,
- l'onde convertie après réflexion sur l'interface argile/craie notée PS_a ,
- les réflexions multiples sur la même interface notées $2PP_a$ et $2SS_a$
- et enfin, les réflexions P et S sur le toit de la cavité notées R_{pp} et R_{ss} .

Cette opération, outre le fait de faciliter l'interprétation des sismogrammes permettra de comparer les événements obtenus par les deux méthodes (méthode des éléments finis et méthode des rayons). Ce tracé montre que pour une telle structure les principaux événements sont très rapprochés avec de multiples interférences, ce qui laisse présager d'une part, une interprétation des sismogrammes assez difficile et d'autre part, un bruit de profil très important.

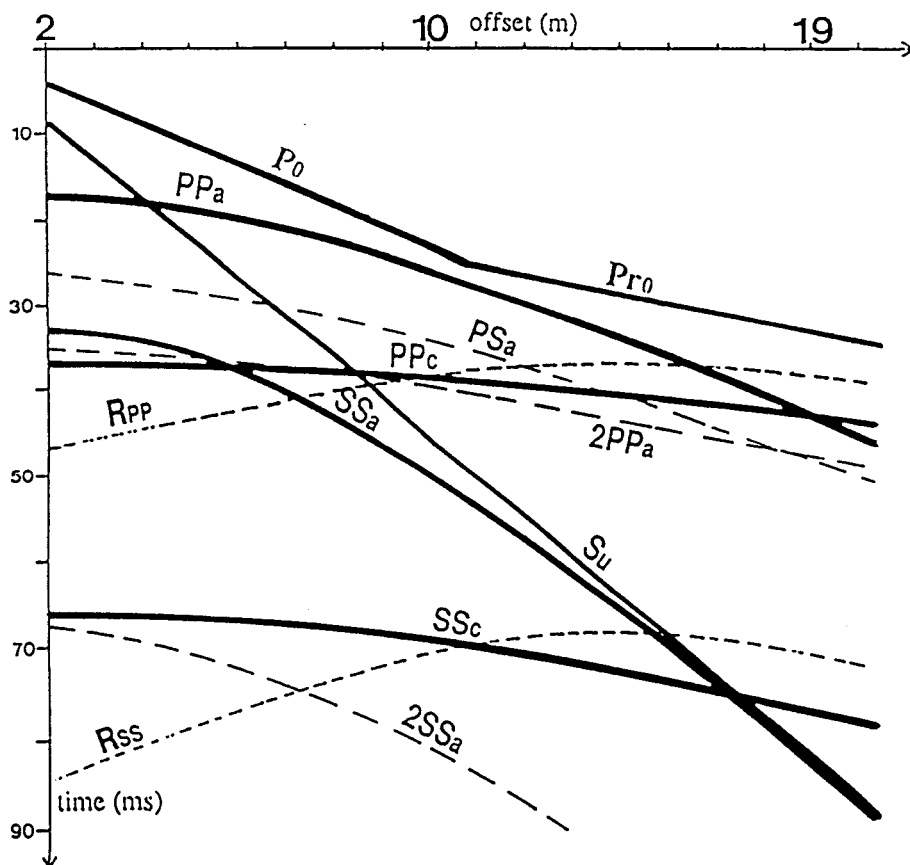
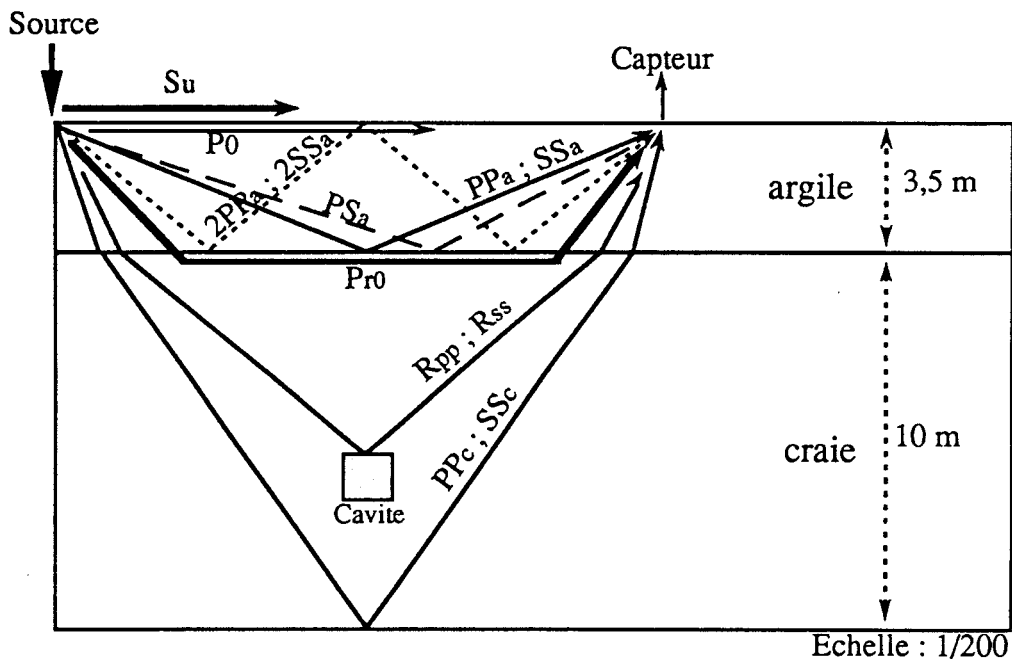


Figure IV.1 : a) Diagramme explicatif des notations utilisées. b) Tracés des temps d'arrivée des principaux événements, la cavité étant située à 12 mètres du point source.

Les paramètres utilisés pour le calcul sont donnés dans le tableau 4.1. Ces paramètres seront utilisés pour toutes les simulations qui seront présentées dans ce chapitre.

Valeurs des coefficients du schéma de Newmark	$\gamma = 0.7 ; \beta = 0.36$
Morphologie de la matrice de masse M	$M=0.48 M_c + 0.52 M_l$ - M_c : Matrice consistante ; - M_l : Matrice concentrée.
Pas de temps utilisé	$\Delta t=0.23$ ms
Pas de la discrétisation spatiale en surface	$\Delta x=0.25$ m
Source sismique	Force concentrée en un point de la surface. Description temporelle : fonction Ricker1. Durée de l'excitation : 1.8 ms. Fréquence dominante : 350 Hz.

Tableau 4.1 : Valeurs des paramètres de calcul

I.1 Présentation des résultats bruts

Sur la figure IV.2, nous présentons les résultats des simulations de référence obtenues sur un profil pour lequel la couche d'argile a une épaisseur de 3,5 mètres. Les fonds de couleur représentent les niveaux d'énergie exprimés en dB relatif à 1 m/s après avoir appliqué un gain de $3 \cdot 10^5$. Les traces sismiques représentent les vitesses de déplacement aux 70 points d'observations. Ce type de représentation nous permet de disposer d'une dynamique graphique de 90 dB.

L'examen des deux sismogrammes nous permet de faire plusieurs remarques :

- Sur la plage temporelle étudiée, l'onde de surface reste la plus énergétique. Son énergie relative est de 78 à 90 dB à proximité de la source et de 60 à 78 dB pour les points plus éloignés. Par contre, les principales réflexions possèdent une énergie relative de l'ordre de 48 à 60 dB, ce qui fait qu'elles ont un niveau d'énergie moyen de l'ordre de -12 à -30 dB par rapport à celui de l'onde de surface.

- L'énergie réfractée au niveau de l'interface apparaît de manière très nette avec ce type de représentation

- Bien que nous disposions d'une très bonne dynamique graphique, l'effet du trou n'est pas discernable, un examen attentif des deux sismogrammes nous permet simplement de

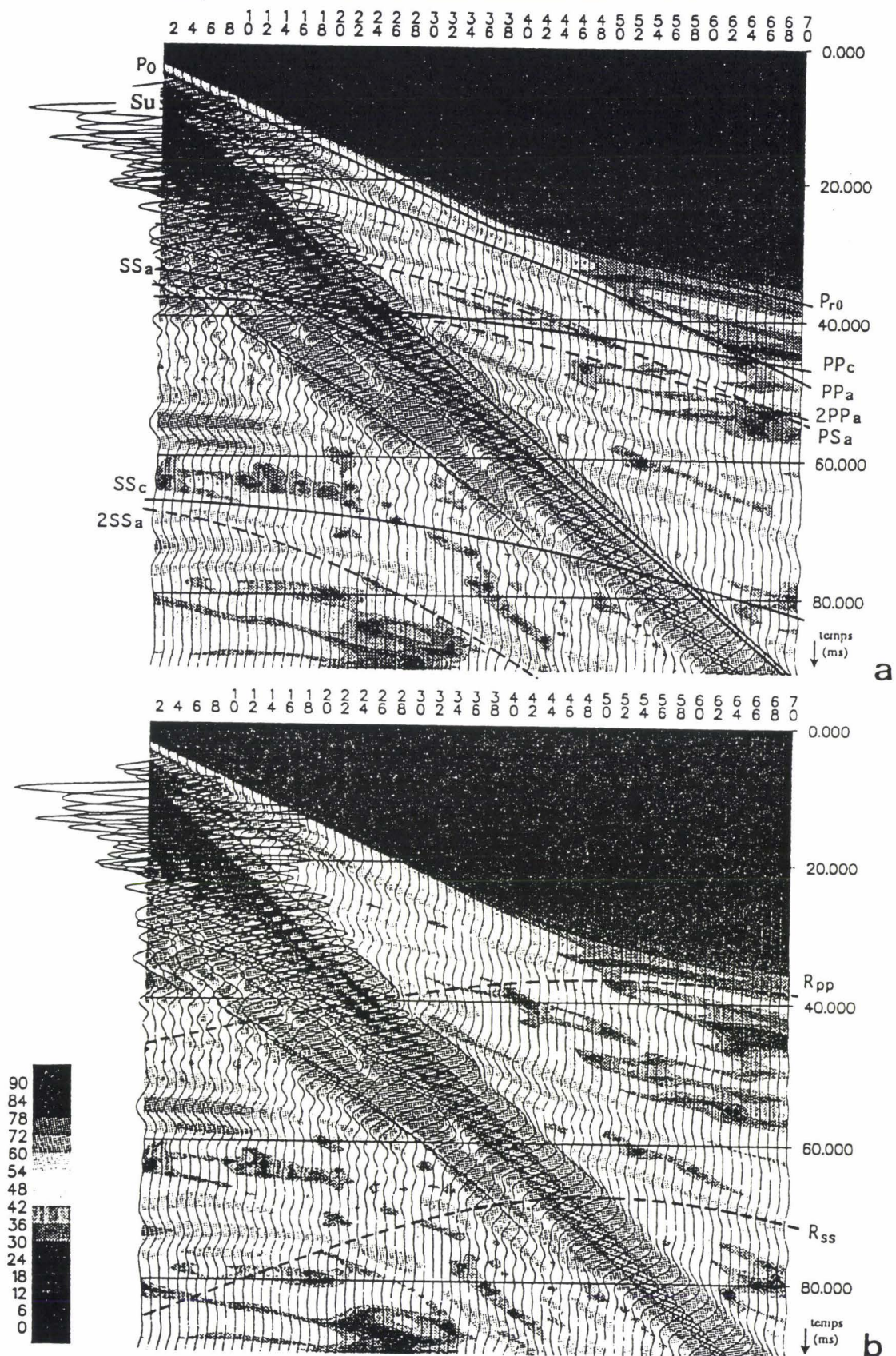


Figure IV.2 : Sismogrammes synthétiques de référence. a) profil sans cavité b) profil avec cavité. Le fond de couleur représente les énergies exprimées en dB relativement à 1m/s, après application d'un gain de 10^5 , et moyennées sur une fenêtre temporelle de 1 ms. Les courbes représentent les vitesses de déplacement, l'espacement entre les traces sismiques est de 25 cm, la première étant située à 2 mètres du point source.

constater une perturbation de faible amplitude relative et imputable à la présence de la cavité. Celle-ci se situe au niveau des traces 38 à 46 pour un temps d'arrivée de 40 ms. Alors que dans cette zone, le bruit de profil est de l'ordre de 36 à 48 dB, nous pouvons y constater l'apparition d'une plage 24/30 dB sur le sismogramme IV.2b. En se référant aux tracés de la Figure IV.1b, nous pouvons interpréter cette perturbation comme étant due à la première réflexion de l'onde de compression sur la cavité. Bien évidemment, cette observation est insuffisante pour tirer des conclusions quant aux effets de la cavité sur les résultats du calcul et il s'avère nécessaire de recourir à un artifice pour mettre en évidence ces effets.

Cet aspect des résultats de la simulation, est en bon accord avec ce qui a été constaté lors des campagnes de mesures in situ où les cavités n'ont pas été détectées lors de l'enregistrement des données. Ce phénomène a été étudié de manière précise par B. Piwakowski (1989) qui a montré que, dans un tel cas de figure, l'énergie transportée par les réflexions sur la cavité était toujours inférieure au niveau du bruit cohérent, indépendamment de sa position par rapport au système d'acquisition. Ceci se traduit par une valeur négative du rapport réflexion/bruit cohérent qui atteint dans le meilleur des cas la valeur de -10 dB.

- Les plages faiblement énergétiques (18 à 30 dB) situées au niveau des traces 62 à 66 pour des temps d'arrivée de 45 et 55 ms coïncident avec les interférences (probablement destructives) entre les ondes **PPa** et **PPc** d'une part et entre les ondes **PSa** et **2PPa** d'autre part.

I.2 Mise en évidence des effets de la cavité

Pour visualiser la contribution de la cavité à la réponse de l'ensemble du système, nous avons effectué la différence algébrique des résultats de simulation obtenus d'une part sur un profil incluant une cavité et d'autre part, sur un profil dépourvu de cavité. Les résultats sont présentés sur la figure IV.3

Nous constatons que cet artifice permet de faire ressortir toute une série d'événements corrélés qui ne peuvent être attribués qu'à la présence de la cavité du fait de l'observation de pentes inverses. Les événements multiples et postérieurs à la première réflexion de l'onde de compression sur le toit de la cavité (notée **R_{pp}**) apparaissent très nettement sur ce sismogramme. Ce phénomène, a été observé lors des campagnes de mesures réalisées sur des sites incluant des cavités. Sur la figure IV.3 (b) et (c), nous présentons respectivement les sismogrammes élaborés par B. Piwakowski (1989) lors des mesures sur le site de Lezennes et par Steeples et Miller (1988) lors de mesures de type CDP enregistrées sur un massif granitique à 19 mètres au dessus d'un tunnel routier. Les événements décrits ci-dessus y apparaissent

clairement. Ces phénomènes, parallèles à la première réflexion avaient été interprétés comme des réflexions multiples.

En ce qui nous concerne, le fait de superposer les tracés des ondes R_{pp} et R_{ss} obtenus par la méthode des rayons au sismogramme synthétique nous laisse penser que ces événements doivent être attribués à des modes convertis.

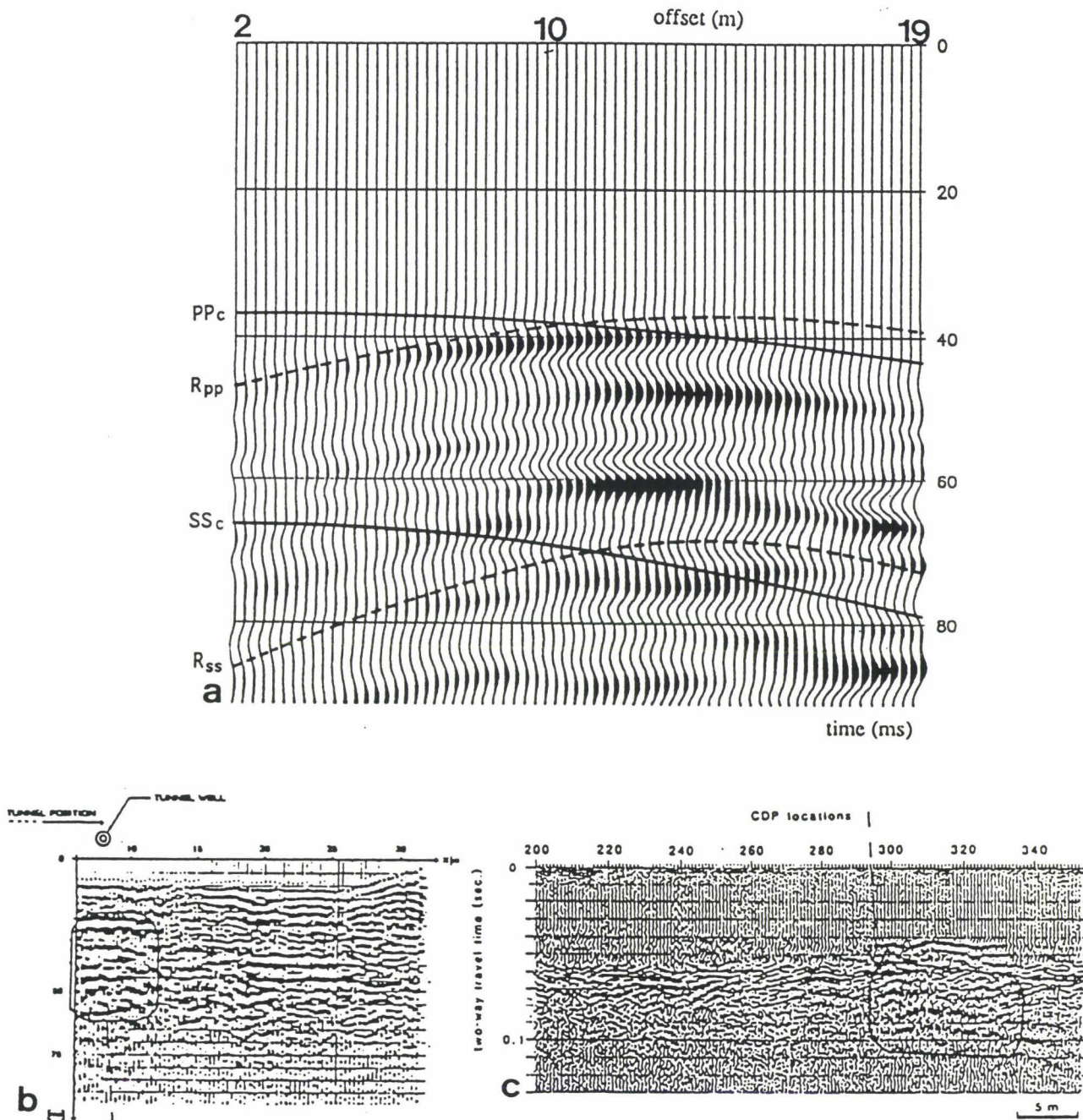


figure IV.3 : Illustration de la présence d'événements multiples postérieurs à la première réflexion P sur la cavité. a) Sismogramme synthétique élaboré à partir de la différence des résultats de simulation obtenus avec et sans cavité. b) et c) Sismogrammes expérimentaux obtenus respectivement par Piwakowski (1989) et Steeples et Miller (1988).

II. Etude paramétrique

Avant de passer à l'interprétation des sismogrammes et, pour faciliter les descriptions à venir, nous allons définir deux zones que nous appellerons les fenêtres Z1 et Z2. Celles-ci sont représentées schématiquement sur la figure IV.4 :

- la fenêtre Z1 est celle dont les événements ont des temps d'arrivée compris entre ceux de l'onde de tête (constituée des ondes de volume P directe et P réfractée) et de l'onde de surface.
- la fenêtre Z2 est celle dont les événements ont des temps d'arrivée supérieurs à ceux de l'onde de surface.

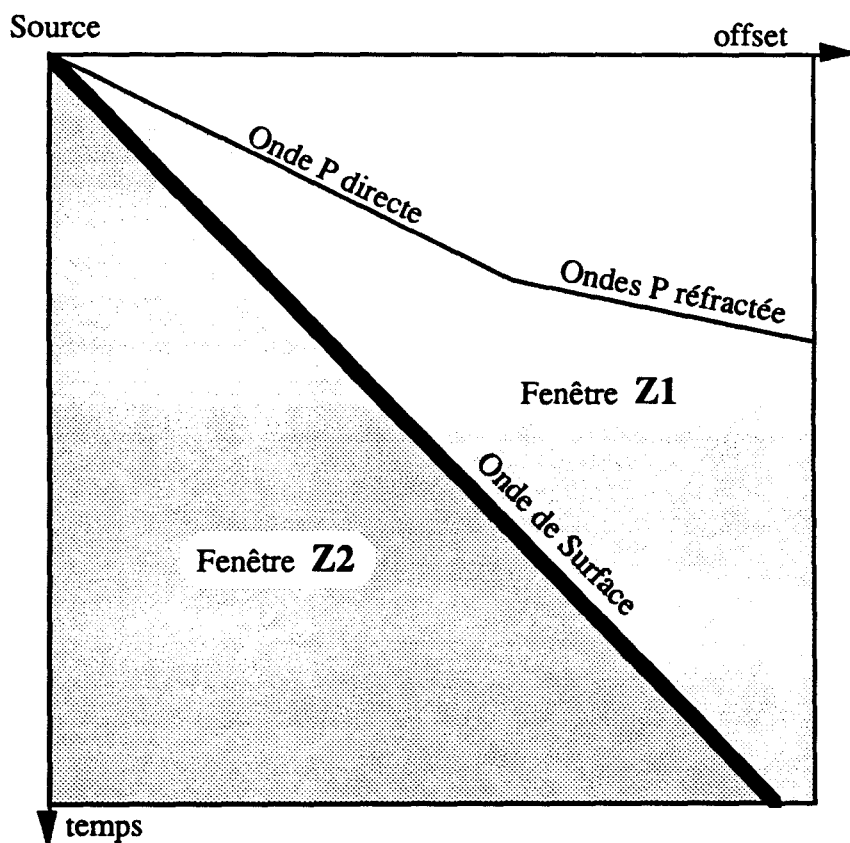


Figure IV.4 : Illustration de la définition des fenêtres Z1 et Z2 dans le diagramme offset/temps.

II.1 Influence de la distance source-cavité

Sur la figure IV.5, nous présentons schématiquement les quatre calculs que nous avons effectué. La cavité se situe successivement à une distance de 2, 7, 12 puis 17 mètres de l'axe vertical passant par le point source, pour une profondeur de 9 mètres sous la surface.

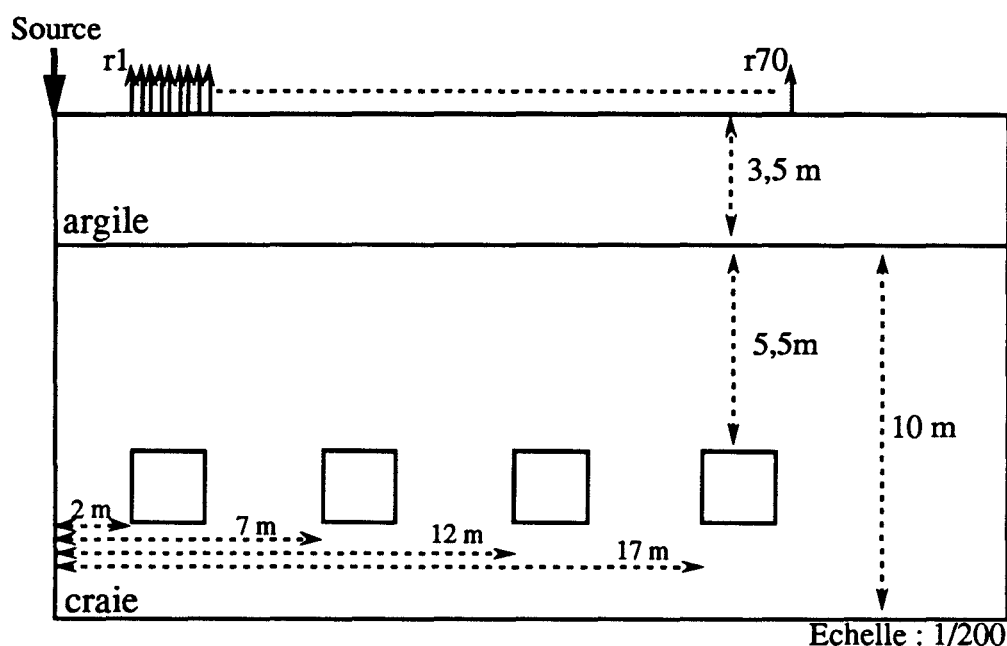
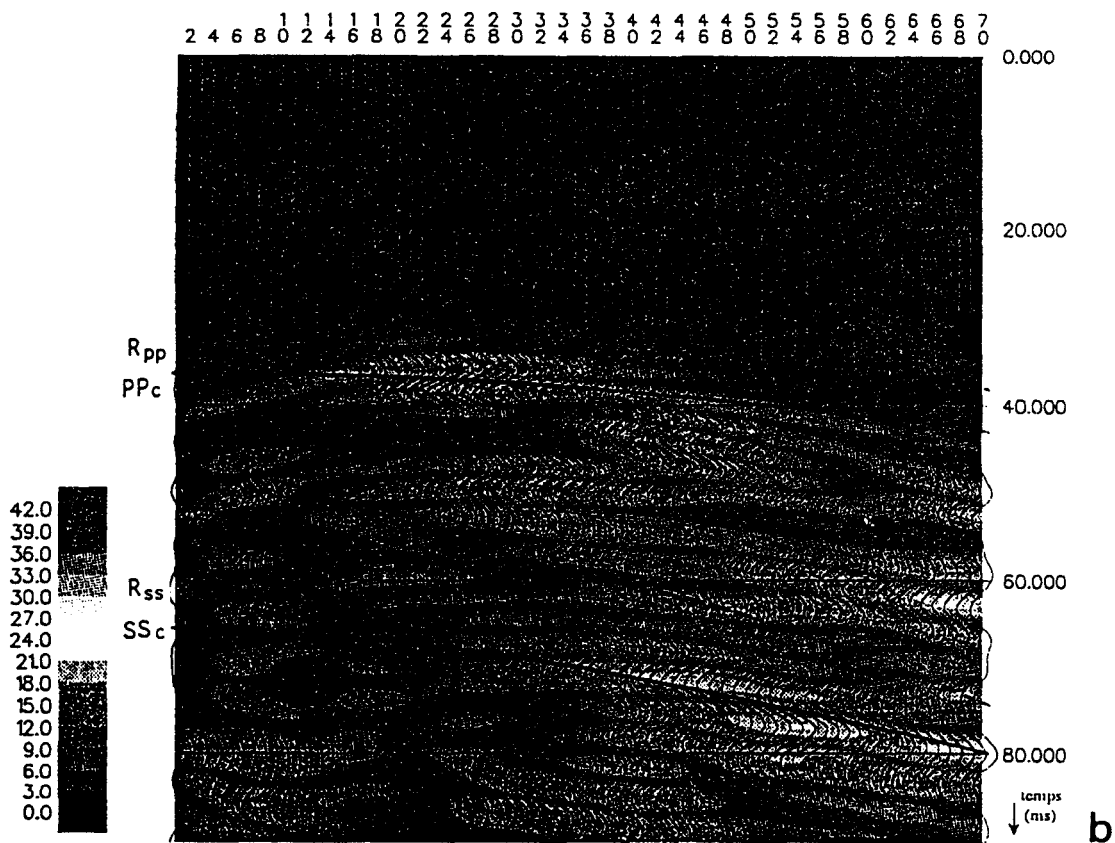
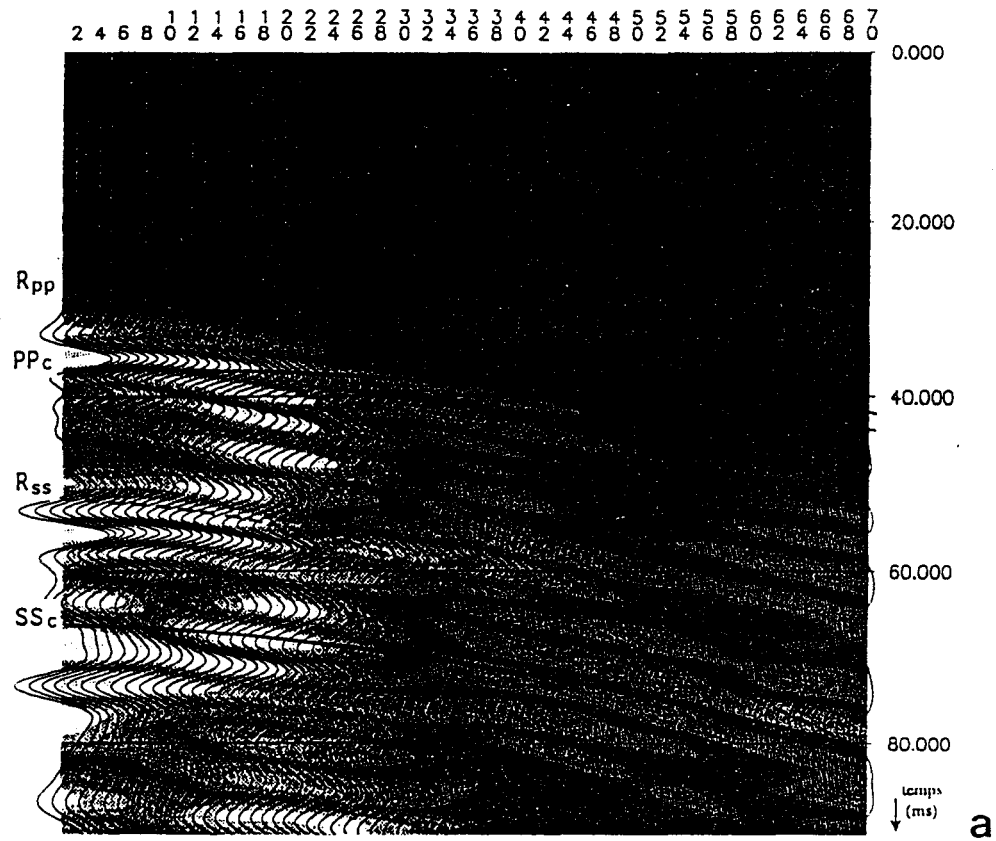


figure IV.5 : Présentation schématique de la géométrie utilisée pour les simulations destinées à l'étude de la distance source/cavité.

Analyse des effets de la cavité

Sur la figure IV.6, nous présentons pour les quatre cas de figure, les différences des sismogrammes avec et sans cavité. Sur les graphiques (b), (c) et (d) nous observons deux points caractéristiques :

- L'énergie maximale de la réflexion R_{pp} est enregistrée au niveau des points d'observations situés au dessus de la cavité.
- L'hyperbole de la réflexion R_{pp} présente une dissymétrie nettement marquée. En effet l'énergie rayonnée par la cavité est plus importante du côté source que du côté qui y est opposé. Des conclusions analogues ont été présentées par B. Piwakowski (1989) à l'issue de l'analyse des calculs réalisés sur une même structure par la méthode de la réponse impulsionnelle de diffraction.



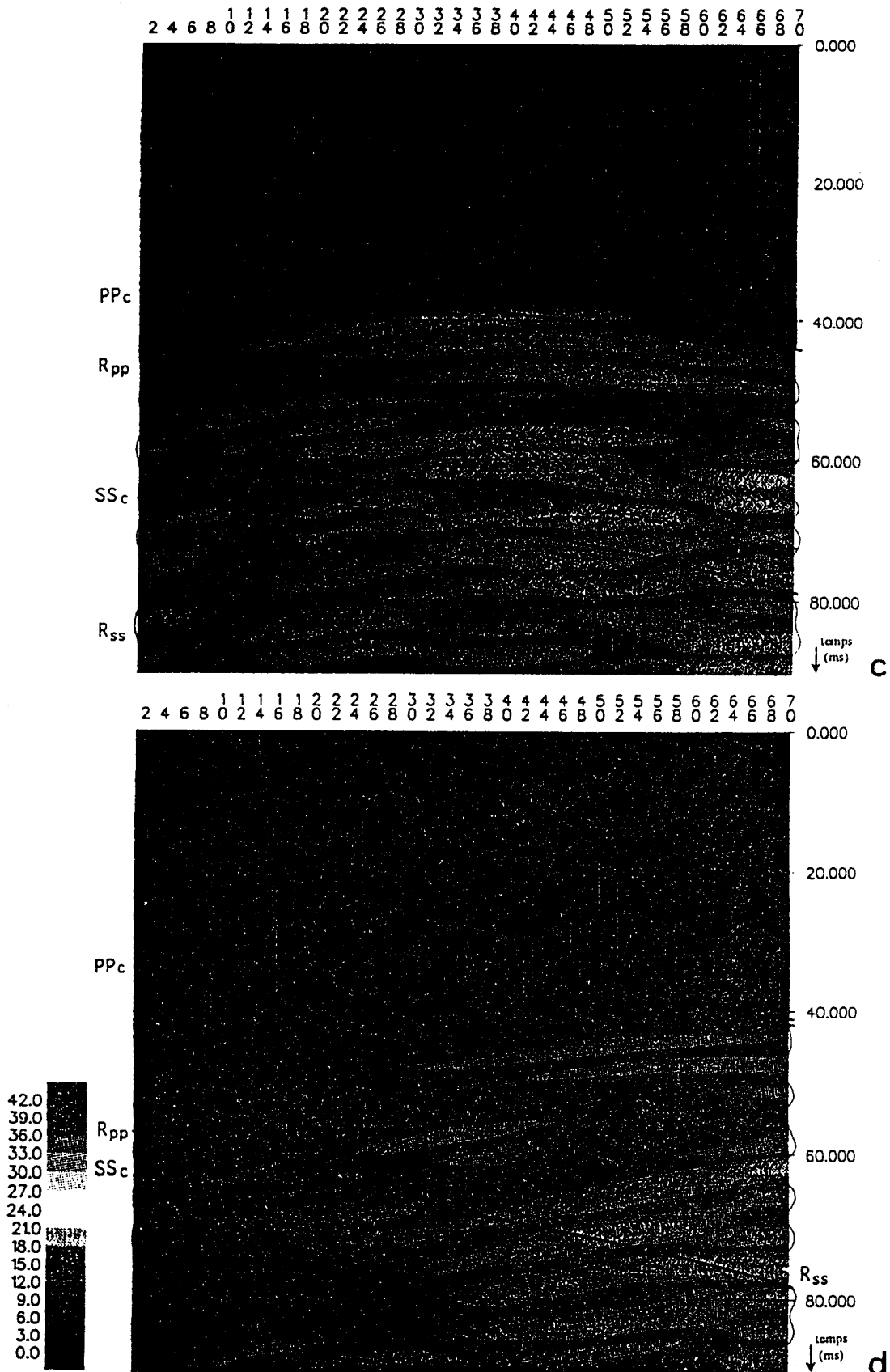


Figure IV.6 : Etude de l'effet de la distance source/cavité. Les Sismogrammes synthétiques sont élaborés à partir des différences des résultats de simulation avec et sans cavité. Pour les figures a) b) c) et d) la distance source/cavité est respectivement de 2 m, 7m, 12m et 17 m. Les niveaux d'énergie sont exprimés en dB relativement à 1mls après application d'un gain de 10^6 .

A l'examen des quatre sismogrammes, nous constatons que, la répartition de l'énergie entre les différents événements varie sensiblement d'un sismogramme à l'autre. En effet :

- sur la figure IV.6a (distance source/cavité 2m), les modes convertis sont pratiquement inexistant du fait d'un angle d'incidence à l'interface argile/craie, voisin de zéro. Par contre les effets de masquage des réflexions plus profondes sont très marqués. Ces différents événements dont les énergies sont sensiblement du même ordre (24 à 30 dB au dessus de la cavité), présentent une chute brutale dès que l'offset devient supérieur à 8 mètres.

- sur la figure IV.6b (distance source/cavité 7m), la première réflexion P est très nettement discernable avec une énergie située entre 18 et 21 dB tandis que la première réflexion S n'est discernable qu'au dessus de la cavité avec une énergie relative de 12 à 15 dB. Entre ces deux ondes nous constatons la présence de modes convertis (PS ou SP) d'énergie se situant entre 15 et 18 dB.

- sur la figure IV.6c (distance source/cavité 12m), la première réflexion P (R_{pp}) et les modes convertis transportent des énergies sensiblement du même ordre (de 15 à 18 dB). Par contre, la réflexion S est moins bien marquée. Celle-ci est perturbée par un effet de masquage de l'onde SS_c .

- sur la figure IV.6d (distance source/cavité 17m), on s'aperçoit que cette fois-ci, les modes convertis véhiculent plus d'énergie que la première réflexion P, l'énergie relative des premières se situant entre 15 et 21 dB alors que pour la seconde elle est de l'ordre de 9 à 12 dB.

L'énergie rayonnée par la cavité, bien qu'elle soit répartie différemment suivant les modes, reste à peu près du même niveau lorsque l'offset croît (15 à 20 dB pour les distances de 7, 12 et 17 m et 15 à 30 dB pour une distance de 2 mètres) alors que parallèlement, le bruit de profil voit son énergie diminuer sensiblement, surtout dès que l'on se situe dans la fenêtre Z1. D'après ces calculs, il est donc plus facile de détecter une cavité lorsque les signaux induits par celle-ci se situent dans la fenêtre Z1, c'est à dire à une distance relativement éloignée de la source. B.Piwakowski a obtenu des résultats similaires par la méthode de la réponse impulsionnelle de diffraction. Notons que nous retrouvons la notion de fenêtre optimale définie par Hunter (1984).

II.2 Etude de l'influence de l'épaisseur de la couche d'argile

En pratique, la fenêtre Z2 est souvent saturée par les ondes de surface et donc inexploitable pour la détection des cavités. C'est donc dans la zone Z1 que l'on peut espérer identifier des anomalies liées à la présence d'une cavité. Aussi pour étudier l'effet de l'épaisseur

de la couche d'argile, nous nous sommes arrangés de manière à ce que le sommet de l'hyperbole de l'onde P diffractée au niveau de la cavité se situe dans la zone Z1. Aussi, avons nous fixé la distance source/cavité à 12 m et, comme pour l'étude précédente, le toit de la cavité sera situé à 5.5m sous l'interface argile/craie. L'épaisseur de la couche d'argile sera successivement de 3.5, 2.5 puis 1.5 mètre.

Les six sismogrammes élaborés à partir des résultats des simulations définies ci-dessus sont présentés sur la figure IV.7.

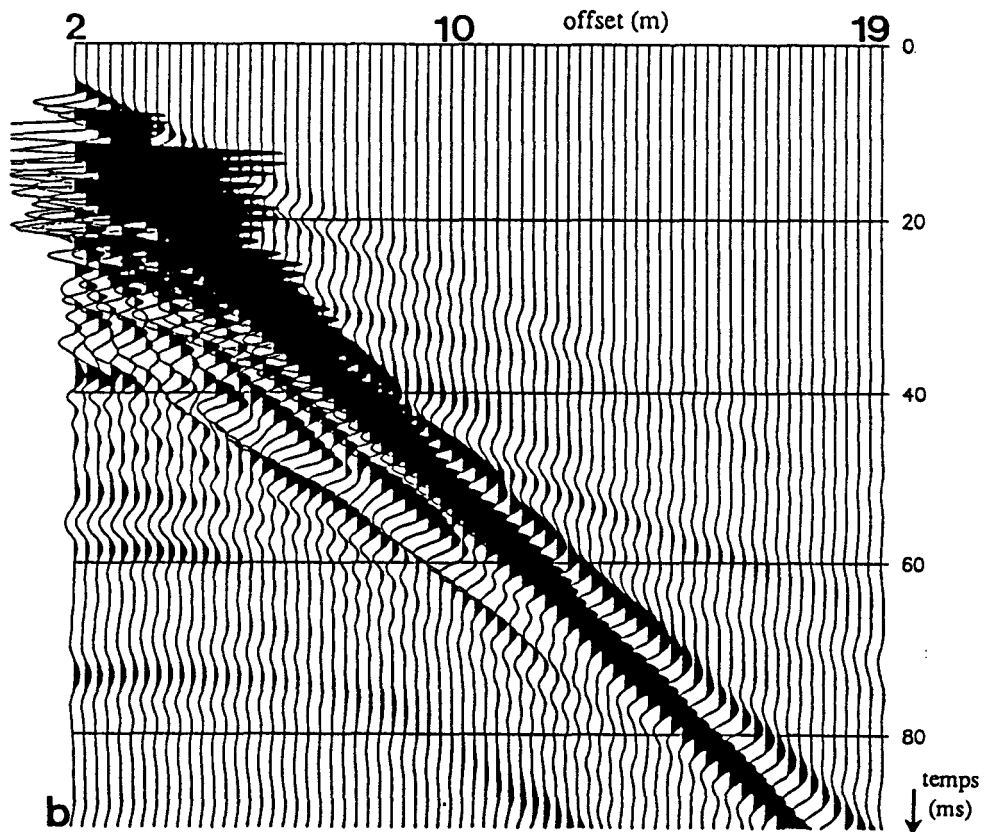
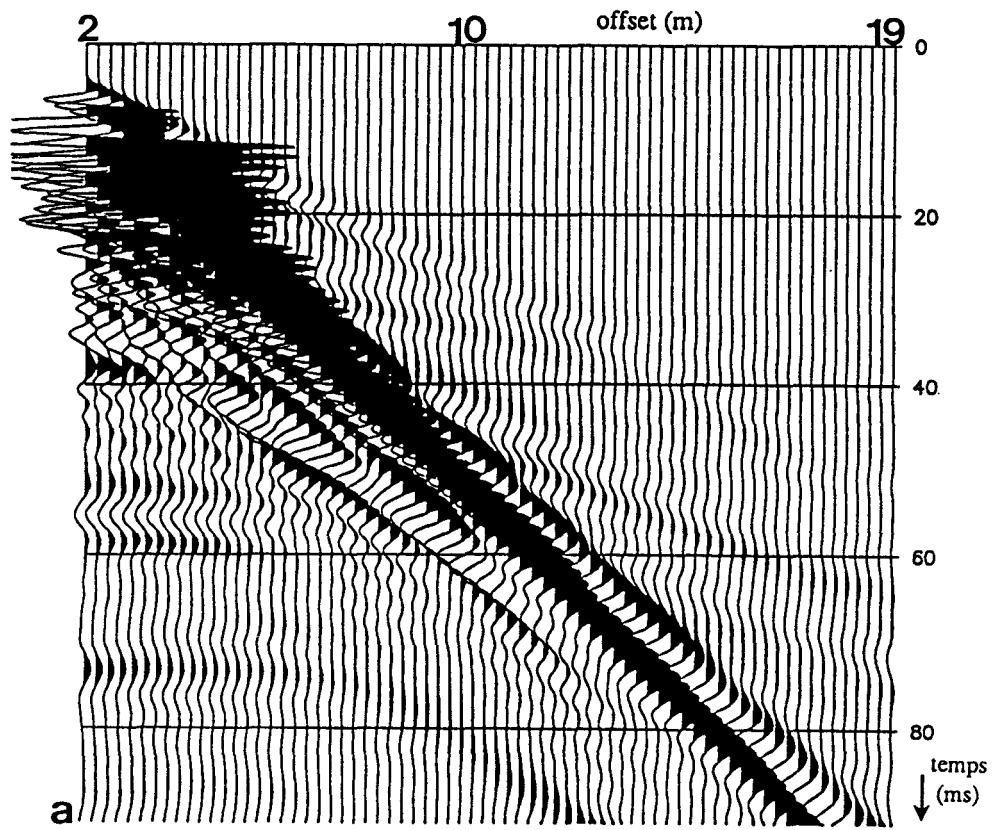
Nous constatons qu'une nouvelle fois, nous ne pouvons pas mettre en évidence la présence de la cavité, même avec une couche d'argile moins épaisse. En effet, les signaux utiles (ceux induits par la cavité), ne provoquent pas de perturbation sensible du bruit de profil et, ne permettent donc pas d'observer de différences entre les sismogrammes élaborés à partir des résultats de simulation avec et sans cavité.

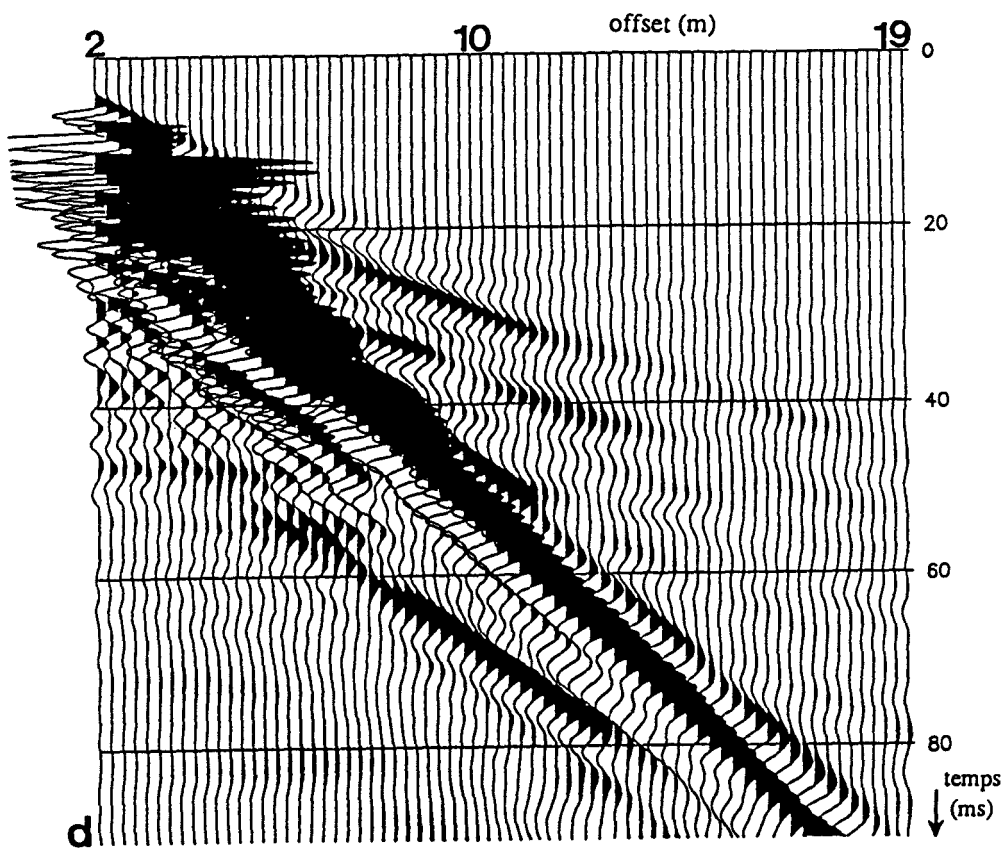
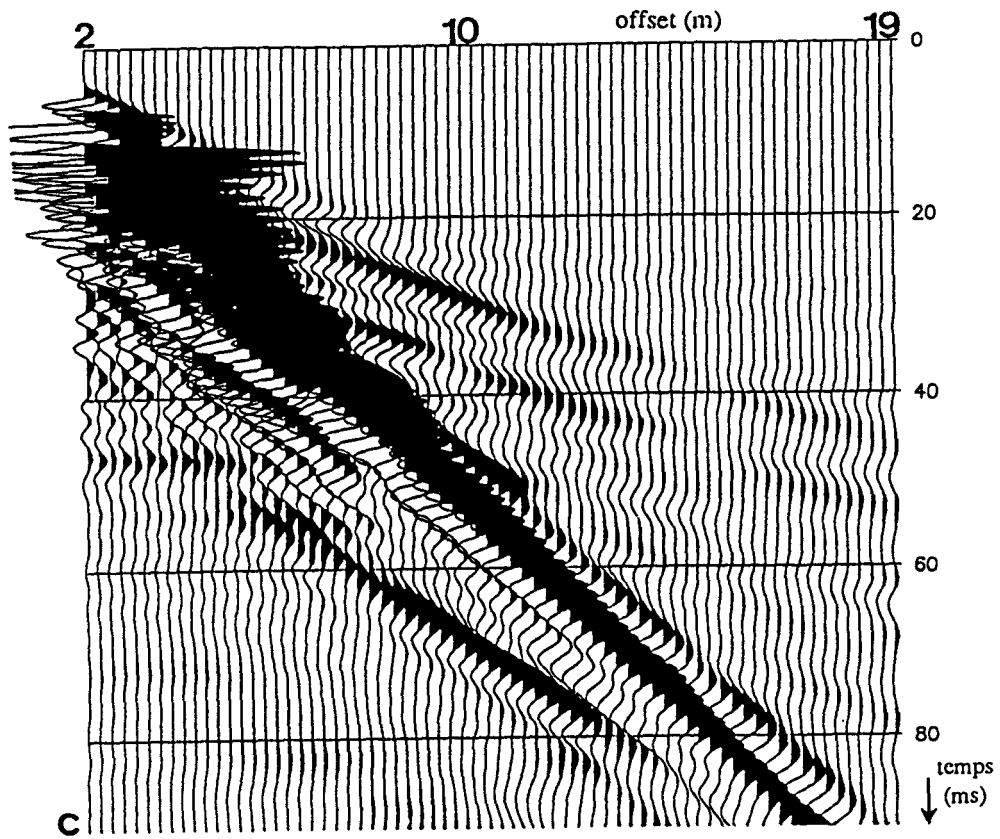
Par contre, nous pouvons observer une évolution très nette du bruit de profil avec la variation de l'épaisseur de la couche d'argile :

- L'énergie de l'onde réfractée augmente avec la diminution de l'épaisseur de la couche d'argile. Elle est nettement discernable pour une épaisseur de 1,5 mètre alors qu'il faut avoir recours au contrôle automatique de gain pour la mettre en évidence pour une épaisseur d'argile de 3,5 mètres.

- Dans la fenêtre Z1, nous constatons d'une part, une augmentation du nombre d'événements corrélés et d'autre part une élévation de leurs niveaux d'énergie. D'une manière générale, le bruit de profil s'y trouve nettement amplifié avec la diminution de la couche d'argile. A priori cet aspect n'est pas favorable à la mise en évidence des effets d'une cavité puisque l'augmentation du bruit de profil est en partie liée à l'apparition de nouveaux événements dans cette fenêtre, probablement de réflexions multiples.

- Dans la fenêtre Z2, l'effet de la diminution de l'épaisseur de la couche superficielle est très important. En effet avec une épaisseur de 3,5 mètres, les réflexions sur l'interface et sur le fond du modèle sont bien marquées et, l'onde de surface n'est pas dispersée. Avec une épaisseur de 2,5 mètres, les réflexions s'estompent et, l'onde de surface présente de la dispersion. Avec une épaisseur de 1,5 mètre, les réflexions ne sont pratiquement plus discernables et, l'onde de surface est dispersée au point d'occulter tous les événements autres, qui devraient apparaître dans cette fenêtre. Ces ondes dispersives sont probablement des ondes de 'Pseudo-Rayleigh' qui apparaissent lorsqu'il existe une couche superficielle dont l'épaisseur est sensiblement du même ordre que leurs longueurs d'onde. Toutefois, ce phénomène mériterait une analyse plus détaillée de manière à pouvoir tirer des conclusions plus précises.





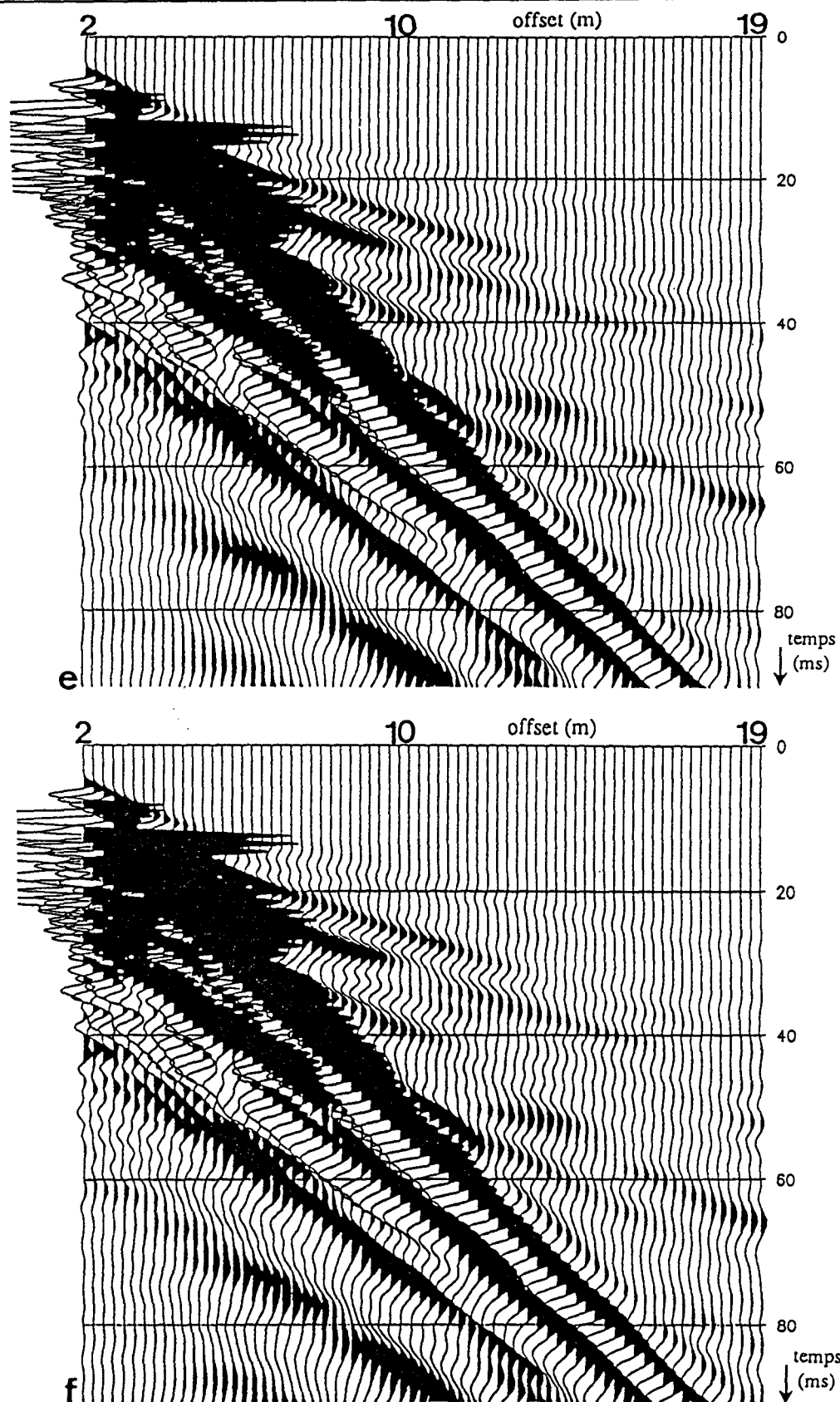
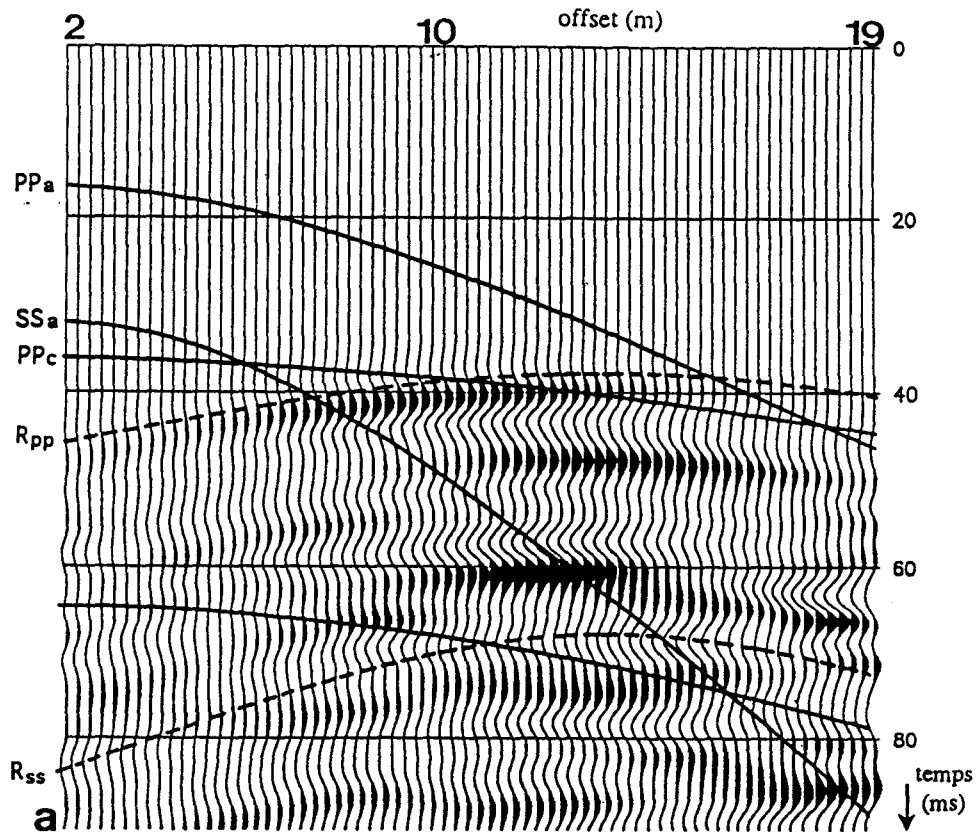


Figure IV.7 : Etude de l'effet de l'épaisseur de la couche d'argile. Les Sismogrammes synthétiques sont élaborés à partir des résultats de simulation obtenus avec et sans cavité. Les épaisseurs de la couche d'argile sont les suivantes : a) et b) 3,5 mètres ; c) et d) 2,5 mètres ; e) et f) 1,5 mètres.

Les sismogrammes représentant les différences des sismogrammes obtenus par simulation avec et sans trou, sont présentés sur la figure IV.8. La principale remarque que nous pouvons faire, concerne l'apparition d'une discontinuité. Celle-ci s'observe au niveau des capteurs situés au dessus du bord de la cavité non éclairé par la source. Cette discontinuité, qui n'est pas évidente dans le cas d'une épaisseur d'argile de 3,5 mètres, est nettement marquée dans les deux autres cas. Elle est remarquable dans la fenêtre temporelle 60-90 ms dans le cas d'une couche superficielle de 2,5 mètres alors qu'elle apparaît dans la fenêtre 30-55 ms pour une couche d'argile de 1,5 mètre. Ce phénomène, observable sur les sismogrammes synthétiques, n'a pas été mis en évidence sur les sismogrammes expérimentaux.

A ce stade, nous pouvons dire que l'épaisseur de la couche d'argile influe essentiellement au niveau du bruit de profil et plus particulièrement sur les ondes de surface. Nous allons étudier au paragraphe suivant les possibilités de détection des cavités pour ces trois cas.



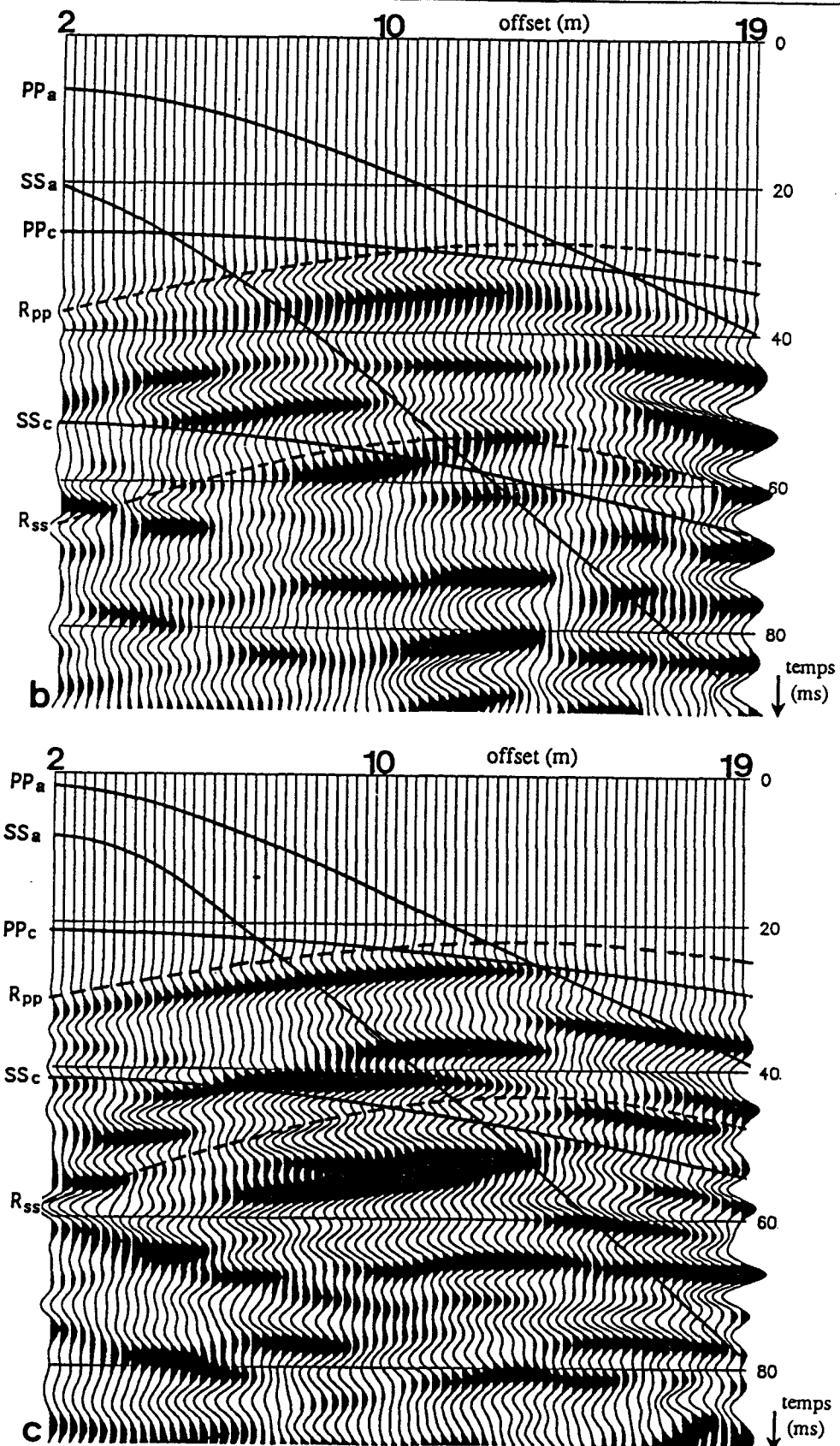


Figure IV.8 : Etude de l'effet de l'épaisseur de la couche d'argile. Les Sismogrammes synthétiques sont élaborés à partir des différences des résultats de simulation obtenus avec et sans cavité. Les épaisseurs de la couche d'argile sont les suivantes : a) 3,5 mètres ; b) 2,5 mètres ; c) 1,5 mètres.

III. Evaluation des conditions de détection pour le site étudié

Sur les sismogrammes expérimentaux et synthétiques, les signaux induits par une cavité, ne sont pas discernables directement du fait d'un bruit de profil (bruit cohérent) possédant un niveau d'énergie nettement plus élevé que ces derniers. Or, nous venons de montrer, par l'artifice de la différence des sismogrammes, que ces signaux existent bien et, nous avons pu faire ressortir certaines de leurs caractéristiques liées à la configuration géométrique étudiée.

La détection d'une cavité peut se faire de deux manières :

- soit en parvenant à distinguer les signaux réfléchis ou diffractés au niveau de celle-ci, c'est le cas de la détection directe.
- soit en mettant en évidence un défaut d'énergie au niveau des réflexions plus profondes, c'est le cas de la détection indirecte.

Dans les deux cas la détection ne sera possible que si le rapport signal utile/bruit cohérent est d'un niveau suffisamment élevé pour pouvoir être décelé. Nous allons donc évaluer l'énergie des signaux utiles par rapport au niveau de bruit cohérent (par signal utile, nous désignerons indifféremment les signaux induits par la cavité ou les perturbations enregistrées sur les réflexions plus profondes) Pour cela, nous allons représenter les sismogrammes synthétiques élaborés à partir des vitesses de déplacement sur un fond de couleurs gradué en décibels et représentant les rapports signal utile/bruit cohérent.

Notons $S_{ac}(X, t)$ et $S_{sc}(X, t)$ (X : offset ; t : temps) les amplitudes des signaux calculées (vitesses de déplacements) respectivement pour des profils avec cavité et sans cavité. Le rapport signal utile/bruit cohérent $R(X_0, t_0)$ pour un offset donné X_0 et un instant donné t_0 sera calculé de la façon suivante :

$$R(X_0, t_0) = 20 \log \left(\frac{|S_{ac}(X_0, t_0)|}{|S_{sc}(X_0, t_0)|} \right)$$

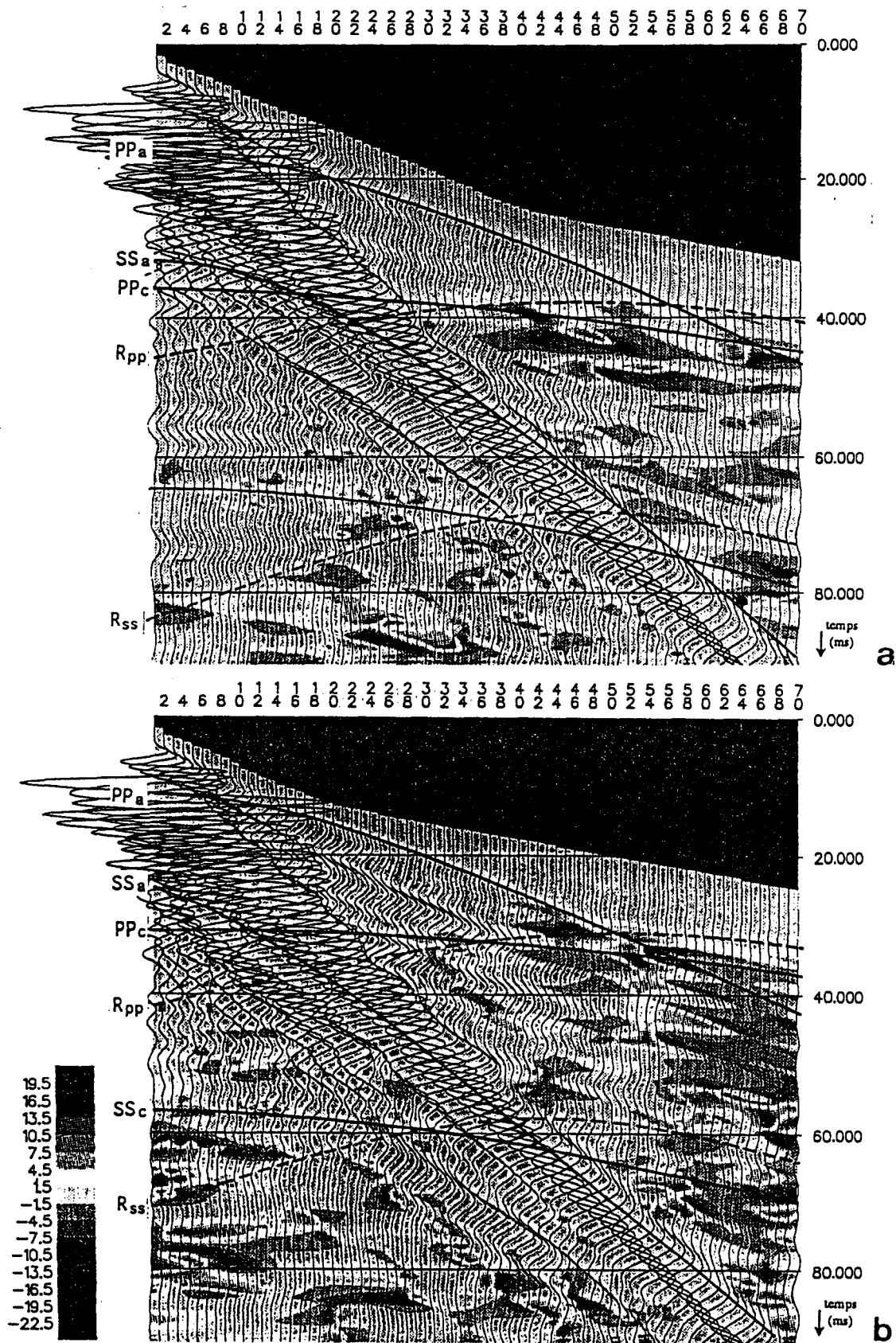
Sur la figure IV.9, nous présentons les trois sismogrammes élaborés avec les résultats des simulations réalisées à l'étude précédente. Nous y avons adjoint un fond de couleur représentant le rapport d'énergie $R(X, t)$. Cette représentation du rapport des niveaux d'énergie (avec une dynamique graphique supérieure à 40 dB) fait apparaître que, sous l'hypothèse du comportement élastique et linéaire des matériaux, la détection de la cavité est possible pour une



telle configuration géométrique; En effet, nous constatons que le rapport d'énergie (signal/bruit) peut atteindre des valeurs de +13 à +16 dB (effets directs de la cavité).

Toutefois, il faut noter que, si ces graphiques étaient le résultat d'une campagne de mesures in situ, leur examen ne nous permettrait pas de pronostiquer la présence d'une cavité. Pernod (1989) et Piwakowski (1989) ont montré que seuls les événements caractéristiques d'un objet diffractant (pentes inverses) permettent de détecter une cavité avec certitude. Les branches d'hyperboles liée aux réflexions sur le toit de cette dernière et, dont les pentes sont normales ne se distinguent pas de celles induites par les réflecteurs plans et continus. Il est donc nécessaire, d'effectuer divers traitements pour faire ressortir l'information utile des sismogrammes.

Par ailleurs, nous constatons un effet de masquage de l'onde **PPc** qui apparaît très distinctement avec un défaut d'énergie pouvant atteindre ponctuellement des niveaux de -10 à -13 dB. A l'issue de travaux récents, B. Piwakowski (Piwakowski et al, 1993) a réussi à détecter des cavités sur le site de Lezennes de manière indirecte. Pour cela, il a exploité les effets de masquage au niveau des réflexions des ondes de compression sur les réflecteurs situés en dessous des cavités. Au cours de ces mesures il a montré que les effets de masquage sont souvent plus faciles à déceler que les effets directs. Ceci est d'autant plus vrai que la dimension des cavités est importante. Dans le cas que nous avons simulé, la cavité est de dimension relativement petite (2 mètres), pourtant les effets de masquage sont nettement marqués et apparaissent un peu décalés par rapport à la cavité, du côté opposé à la source. Ce décalage devra être pris en compte pour localiser les cavités par cette méthode.



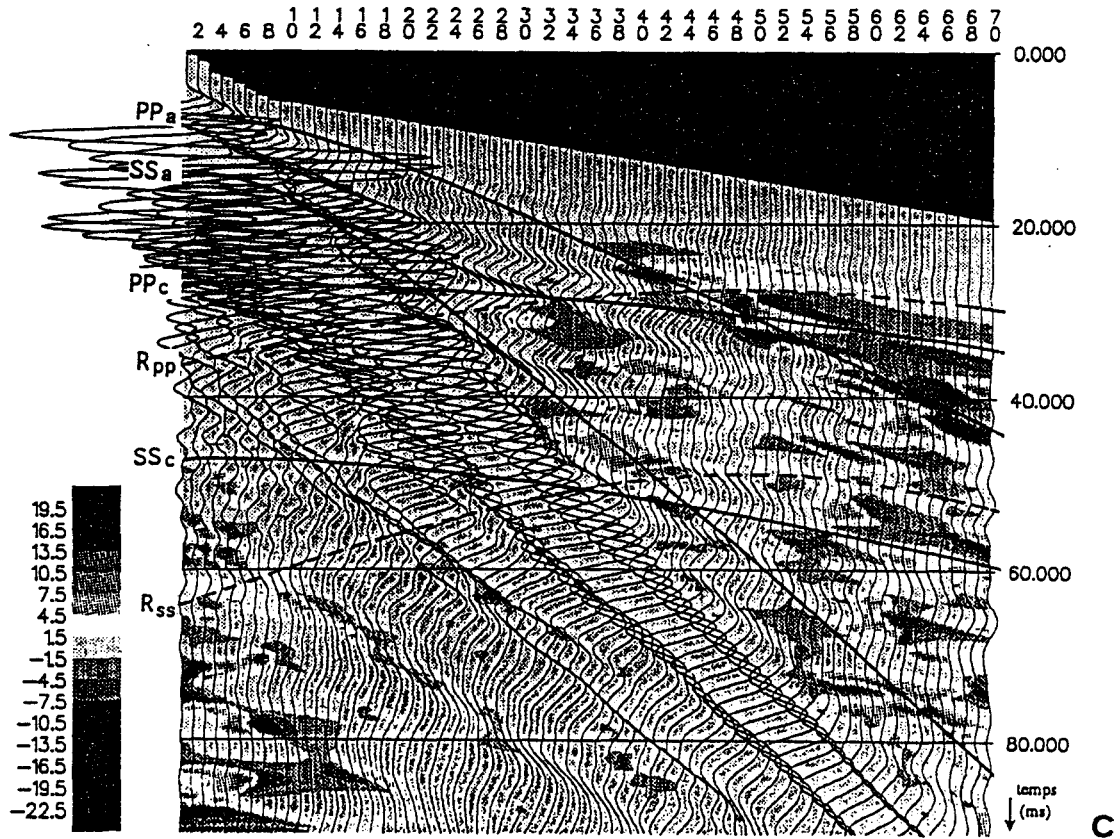


Figure IV.9 : Evaluation des conditions de détection des cavités pour trois épaisseurs de la couche d'argile. a) 3,5 mètres b) 2,5 mètres c) 1,5 mètres . Le fond de couleur représente les rapports d'énergie exprimées en dB (profil avec cavité/profil sans cavité). Les courbes représentent les vitesses de déplacement. L'espacement entre les traces sismiques est de 25 cm, la première étant située à 2 mètres du point source.

CONCLUSION GENERALE

Rappel de l'objectif du travail

Le présent travail a été réalisé dans le but de mettre au point un outil numérique fiable destiné à la résolution des problèmes de détection d'objets du proche sous-sol (profondeur de l'ordre d'une dizaine de mètres).

Le fait de travailler dans le domaine des hautes fréquences entraîne des difficultés importantes au niveau des simulations (maillage fin, dispersion numérique, anisotropie numérique, ...).

Par ailleurs, pour mener la validation des outils numériques, il est nécessaire de disposer de mesures fiables qui, à l'heure actuelle, sont difficiles à réaliser et de plus, l'opération de validation sur ces mesures doit être faite avec beaucoup de prudence, en évitant de tirer des conclusions trop hâtives.

Validation du code

Le programme d'éléments finis a été testé sur des résultats d'essais de propagation d'ondes réalisés, d'une part, en laboratoire sur un modèle physique dont les paramètres géométriques et mécaniques sont bien connus, et d'autre part, in situ où ces mêmes paramètres sont souvent difficiles à évaluer.

Les tests de validation ont montré que la méthode des éléments finis était bien adaptée pour étudier les problèmes de détection par la méthode sismique haute-résolution et, permet d'obtenir des résultats tout à fait satisfaisants, sous réserve de prendre des précautions concernant les paramètres de la discrétisation (maillage, pas de temps et morphologie de la matrice de masse). En effet, si la méthode offre la possibilité d'étudier des cas relativement variés quant à la géométrie et à la nature des matériaux, il ne faut pas perdre de vue que chaque cas présente des particularités (géométrie, nature des matériaux, contenu spectral de la source d'excitation) dont il faut tenir compte, notamment pour la construction du maillage, de la matrice de masse et la détermination du pas de temps.

Ainsi au cours de cette phase de validation nous avons pu vérifier les points essentiels suivants :

- Les ondes directes (onde de compression et onde de surface), se propagent aux vitesses théoriques escomptées,

- les ondes réfléchies au niveau des réflecteurs plans "infinis" sont cohérentes, avec une bonne restitution des phénomènes de conversion compression/cisaillement ainsi que des réflexions multiples qui sont nettement marquées, notamment pour les simulations sur le bloc de plexiglas,

- les ondes réfractées au niveau de l'interface argile/craie sont en accord avec la théorie et présentent une excellente concordance avec les mesures réalisées in situ,

- enfin, les ondes diffractées au niveau d'un objet de dimensions finies (en l'occurrence une cavité) présentent des caractéristiques qui sont en bon accord avec les résultats obtenus par la méthode des rayons (forme de l'onde de compression diffractée) et par la méthode de calcul numérique de la réponse impulsionnelle de diffraction (dissymétrie quant à la répartition d'énergie de part et d'autre de la cavité pour une onde diffractée).

Application à la l'étude de la détection des cavités

L'étude qui a été réalisée avec l'aide de la méthode des éléments finis et qui est présentée au dernier chapitre, porte sur la possibilité de détection des cavités. Nous avons obtenu des résultats en bon accord avec les résultats expérimentaux, notamment en ce qui concerne les points suivants :

- Les effets directs de la cavité restent en général faibles par rapport au bruit de profil et, ne permettent pas de détecter cette dernière directement. Il faut alors disposer, en plus d'un système d'acquisition possédant une dynamique importante, de moyens de traitement adaptés à la recherche d'objets diffractants.

- Nous avons constaté que les effets de masquage des réflexions profondes, provoqués par la cavité, sont bien marquées, malgré le fait que la cavité que nous avons introduite dans nos simulations ait des dimensions relativement petites. Ces phénomènes ont été constatés lors de campagnes de mesures récentes et ont permis de localiser des cavités.

- Nous avons pu constater la présence de phénomènes importants comme l'existence d'événements parallèles et postérieurs à la première onde induite par la cavité et surtout, le fait qu'un mode converti au niveau de la cavité puisse être plus énergétique qu'une réflexion P au même niveau. Ceci pourrait expliquer le fait que l'on puisse localiser un objet à une profondeur trop importante par rapport à la réalité, en détectant un signal et en l'interprétant comme une réflexion P alors qu'il s'agirait d'un mode converti.

- Par ailleurs, les résultats de nos simulations montrent qu'il est possible de détecter des cavités dont les dimensions sont inférieures aux longueurs d'ondes utilisées. En effet, dans le

cas que nous avons simulé (les ondes de compression qui se propagent ont des longueurs d'onde de l'ordre de 4 mètres dans l'argile et de 10 mètres dans la craie, pour une cavité de 2 mètres de côté), les effets liés à la cavité, bien qu'ils transportent une énergie faible, sont parfaitement marqués et donc identifiables.

Perspectives

Les résultats précédents, qui sont en bon accord avec les résultats des campagnes de mesures montrent que la modélisation par éléments finis permet de faire des simulations suffisamment réalistes pour être utilisée dans un cadre opérationnel.

Nous pourrions ainsi, étudier sur des cas précis l'adéquation du système de mesures et des méthodes de traitement des signaux utilisées, étudier les problèmes de couplage des géophones avec le sol et, utiliser les sismogrammes synthétiques comme outil d'aide à l'interprétation des sismogrammes expérimentaux.

Pour la suite, nous envisageons de continuer la validation en mettant l'accent sur les problèmes d'atténuation des ondes.

Annexe 1

Présentation des principaux types de sismogrammes

Il existe plusieurs types de sismogrammes : suivant la géométrie du dispositif "Point source/Point d'observation" utilisé, l'excitation étant appliquée au point source et, les points d'observations étant les points régulièrement espacés où la réponse du système (en déplacement ou en vitesse, calculée ou mesurée) est enregistrée en fonction du temps.

- Le plus simple, et qui ne nécessite qu'un seul calcul est le type "source commune" (source gather). Dans ce cas, la source est maintenue à un point fixe et les points d'observations sont alignés avec la source mais distants de celle-ci d'un offset (distance source/point d'observation) croissant. Sur ce type de sismogramme, les ondes directes apparaissent sous forme de droites inclinées dont les pentes représentent leurs vitesses de propagation . Toutes les ondes réfléchies se présentent sous forme d'arcs d'hyperboles. Nous présentons un exemple sur la figure A1a.

- Le "type offset constant" (common offset) qui nécessite autant de calculs que de points d'observation désirés. Dans ce cas, l'offset est maintenu constant et, c'est l'ensemble source/point d'observation qui est déplacé de l'incrément désiré . Sur ce type de sismogramme, les ondes directes ainsi que les ondes réfléchies sur des surfaces planes horizontales apparaissent comme des droites horizontales. Les ondes réfléchies sur une cavité circulaire apparaissent sous forme d'hyperboles (figure A1b).

- Le type "Common Depth Point", est couramment utilisé en sismique pour la détection des interfaces planes. Dans ce cas le sismogramme est élaboré à partir d'une série de mesures ponctuelles pour lesquelles la source et le capteur sont situés de manière symétrique par rapport à un point miroir. Un exemple de ce type de sismogramme est présenté sur la Figure A1c.

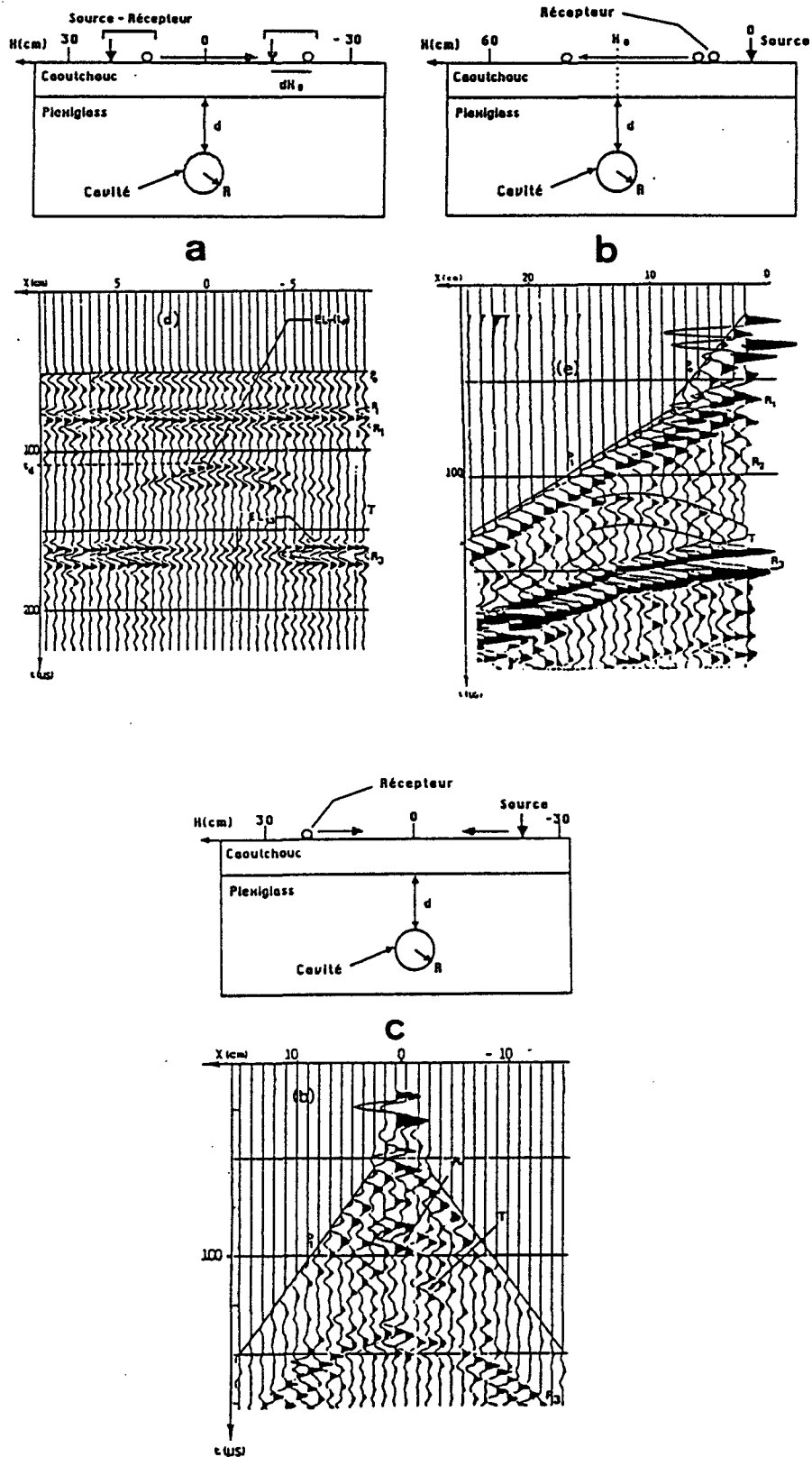


Figure A1 : Présentation de trois types de sismogrammes. a) "Source commune" ; b) "common offset" et c) "common depth point".

(Tirés de la thèse de Ph.Pernod, 1989)

Annexe 2

Description de la source utilisée pour les essais de laboratoire

La source utilisée et présentée sur la figure A.2, constitue une miniature des sources à étincelles très utilisées en sismique marine et qui ont récemment fait leur apparition dans le domaine des mesures sismiques de terrain (Pernod et al., 1987). La qualité de la source dépend à la fois de la technique d'émission d'ondes acoustiques et du couplage source/modèle qui assure la pénétration des ondes émises dans le bloc de Plexiglas. Ce mini-étinceleur est constitué de deux électrodes de deux millimètres de diamètre plongées dans un gobelet en plastique rempli d'eau. Ce gobelet est de forme cylindrique, le diamètre de l'embase étant de 1.5 cm .

Principe de fonctionnement

Le principe de l'émission d'ondes acoustiques est le suivant :

La décharge de l'énergie électrique entre les électrodes, provoque localement un échauffement intense qui entraîne la formation d'une bulle gazeuse. L'implosion de cette bulle génère une onde de choc qui se propage dans l'eau. L'énergie est transmise au Plexiglas sous forme d'ondes acoustiques par l'intermédiaire du couplage source/modèle physique décrit précédemment.

Différentes méthodes de couplage de la source avec le bloc de Plexiglas ont été testées. Celles-ci ont révélé des différences appréciables quant à la répartition de l'énergie entre les différents types d'ondes, suivant la méthode utilisée. Les meilleurs résultats ayant été obtenus avec l'utilisation d'une paroi mince de caoutchouc naturel appliquée fermement sur le modèle et couplée avec de l'eau, c'est cette technique qui sera utilisée pour les mesures présentées par la suite .

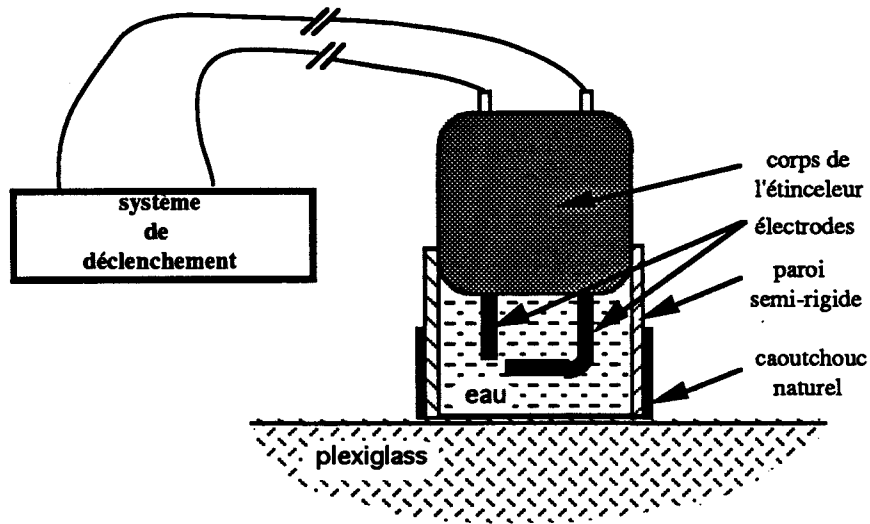


Figure A.2 : Schéma descriptif de la source

Caractéristiques

Ce type de source a été préféré aux sources d'ondes impulsionnelles classiques (coup de marteau, transducteurs piézo-électriques traditionnels, sources impulsionnelles laser,...) parce qu'elle réunit toutes les caractéristiques nécessaires à la simulation physique des phénomènes sismiques, c'est à dire :

- la durée de l'impulsion est très brève, ce qui a pour conséquence d'avoir un spectre fréquentiel relativement large,
- ses dimensions réduites permettent d'appliquer une sollicitation ponctuelle dans l'espace,
 - elle est omnidirectionnelle,
 - elle bénéficie d'une puissance d'émission suffisante,
 - elle présente une excellente répétitivité,
- et enfin, elle génère suffisamment d'ondes de volume par rapport aux ondes de surface.

BIBLIOGRAPHIE

- ABRAMOVICI, F., 1970, "Numerical seismograms for a layered elastic solid", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 60, pp. 1861-1876.
- ABRAMOVICI, F., GAL-EZER, J., 1978, "Numerical seismograms for a vertical point-force in a layered elastic solid", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 68, N°1, pp. 81-101.
- ALTERMAN, Z. and KORNFELD, P., 1968, "Finite difference solution for pulse propagation in a sphere", *Israel J. of Technology*, 6., pp. 138-149.
- ALTERMAN, Z. and ROTENBERG, A., 1969, "Seismic waves in a quarter plane", *Bull. Seism. Soc. Am.*, 59, pp. 347-368.
- ANTES H., KLEIN R., LE HOUEDDEC D., PICARD J., REGOIN J.P., 1993, "Validation in situ des barrières de discontinuité dans le sol" *3ème Colloque National AFPS, Saint-Rémy-lès-Chevreuse*, (France).
- BAMBERGER A., CHAVENT G., LAILLY P., 1980, "Etude de schémas numériques pour les équations de l'élastodynamique linéaire", *Rapport de Recherche*, 41, INRIA, B.P. 105, 78150 Le Chesnay, France.
- BATHE K.J., WILSON E.L., 1973, "Stability and accuracy analysis of direct integration methods", *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, vol. 1, pp. 283-291
- BAZANT Z.P., 1978, "Spurious reflection of elastic waves in nonuniform finite element grids", *Computer methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 16, pp. 91-100.
- BOUCHON M., 1980, "Calculation of complete seismograms for an explosive source in a layered medium", *Geophysics*, vol. 45, no 2, pp. 197-203.
- BOUCHON M., 1981, "A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media", *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 71, no 4, pp. 959-971.
- BOUCHON M., 1987, "Diffraction of elastic waves by cracks or cavities using the discrete wavenumber method", *J. Acoustic Soc. Am.*, vol. 81, no 6, pp. 1671-1676.
- CELEP Z. and BAZANT Z.P., 1983, "Spurious reflection of elastic waves due to gradually changing finite element size", *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 19, pp. 631-646.
- CERVENY V. and PSENCIK I., 1983, "Gaussian Beams in Two-Dimensional Elastic Inhomogeneous Media", *Geophys. J.Astr. Soc.*, 72, pp. 417-433.
- DABLAIN M.A., 1986, "The application of high-order differencing to the scalar wave equation", *Geophysics*, vol. 51, pp. 54-66.
- DOBECKI T.L. and ROMIG P.R., 1985, "Geotechnical and groundwater geophysics", *Geophysics*, vol. 50, n° 12 (decembre 1985), pp. 2621-2636.

- EISELT F., SHAHROUR I. TRICOT J.C., PERNOD PH. and DELANNOY B., 1991a, "Validation of a finite element modelization of shallow waves propagation", Proceedings of 19th Int. Symp. on Acoust. Imaging, Bochum (Germany). Edited by Helmut Ermert and Hans-Peter Harjes, Plenum Press, pp.847-852.
- EISELT F., SHAHROUR I. TRICOT J.C. 1991b, "Simulation des essais de propagation dans un modèle en plexiglas". *Rapport scientifique du Gréco-Géomatériaux*, Aussois (France), édité par J.M. REYNOUARD, pp.69-73.
- EISELT F., SHAHROUR I., 1992a, "Application of the finite element method to seismic detection of near underground cavities", Proceedings of 1st European conference on Numerical Method in Engineering, Bruxelles (Septembre 1992), edited by Ch. HIRSCH, O.C. ZIENKIEWICZ and E. ONATE, Elsevier, pp.351-358.
- EISELT F., SHAHROUR I. TRICOT J.C. et PIWAKOWSKI B., 1992b, "Etude de la propagation des ondes sismiques dans un sol bicouche". *Rapport scientifique du Gréco-Géomatériaux*, Aussois (France), édité par J.M. REYNOUARD, à paraître (Novembre 1992).
- EISELT F. et SHAHROUR I., 1993, "Etude numérique de la propagation d'ondes dans le domaine des hautes fréquences". Actes du 11^{ème} Congrès Français de Mécanique, Villeneuve d'Ascq (France), Septembre 1993, pp. 509-512.
- GEORGE TH., VIRIEUX J. and MADARIAGA R., 1987, "Seismic wave synthesis by gaussian beam summation : a comparison with finite differences", *Geophysics*, vol. 52, no 8, pp. 1065-1073.
- HUGHES T.J.R. and LIU W.K., 1978, "Implicit-explicit finite elements in transient analysis : stability theory", *Journal of Applied Mechanics*, vol. 45, pp. 371-378.
- HUNTER J.A., PULLAN S.E., BURNS R.A., GAGNE R.M. and GOOD R.L., 1984, "Shallow seismic reflection mapping of the overburden-bedrock interface with the engineering seismograph ; some simple techniques", *Géophysics*, vol. 49, pp. 1381-1385.
- KELLY K.R., WARD R.W., TREITEL S. and ALFORD R.M., 1976, "Synthetic seismograms : A finite difference approach", *geophysics*, Vol 41, pp. 2-27.
- KNAPP R.W., STEEPLES D.W., 1986a, "High resolution common-depth-point seismic reflection profiling : field acquisition parameter design", *Geophysics*, vol. 51, pp. 283-294.
- KNAPP R.W., STEEPLES D.W., 1986b, "High resolution common-depth-point seismic reflection profiling : instrumentation", *Geophysics*, vol. 51, pp. 276-282.
- LAVERGNE M., 1986, "Méthodes sismiques", *Publications de l'institut Français du pétrole*, Editions Technip, Paris.
- MADARIAGA R. et GEORGE T., 1985, "Synthèse d'ondes élastiques par sommation des faisceaux gaussiens", *Trait. Signal*, vol. 2, N°1 sp.
- MADARIAGA R., 1976, "Dynamics of an expanding circular fault", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 67, pp. 163-182.
- MARFURT K.J., 1984, "Accuracy of finite-difference and finite element modeling of the scalar and elastic wave equations", *Geophysics*, vol. 49, no 5, pp. 533-549.

- MARFURT K.J., 1990, "Analysis of higher order finite-element methods", *Geophysics reprint series N°13, Numerical Modeling of Seismic Wave Propagation*, Edited by K.R. Kelly and K.J. Marfurt, pp. 516-520.
- MILLER R.D., PULLAN S.E, WALDNER J.S. and HAENI F.P., 1986, "Field comparison of seismic sources", *geophysics*, Vol 51, pp. 2067-2092.
- MODARESSI H., 1987, "Modélisation numérique de la propagation des ondes dans les milieux poreux anélastiques", *Thèse de doctorat*, Ecole Centrale de Paris.
- MULLEN R. and BELYTCHKO T., 1982, "Dispersion analysis of finite element semidiscretizations of the two-dimensional wave equation", *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 18, pp. 11-29.
- NEWMARK N.m. and ASCE f., 1959, "A method of computation for structural dynamics", *Journal of the Engineering Mechanics Division - Proceedings of the American Society of Civil Engineers*, July 1959, pp. 67-94.
- PERNOD P., 1989, "Modélisation physique des profils sismiques de subsurface : application à la détection de cavités", *Thèse de Doctorat*, Université de Valenciennes .
- PERNOD P., PIWAKOWSKI B., DELANNOY B. and TRICOT J.C., 1988, "Detection of shallow underground cavities by seismic methods : *Physical modelling approach*", *17th Int. Symp. on Acoust. Imaging*, Sandai (Japan).
- PERNOD P., PIWAKOWSKI B., TRICOT J.C., and DELANNOY B., 1987, "Mini sparker as a source in seismic models ", *Proceedings of 16th Int. Symp. on Acoust. Imaging*, Chicago, June 10-12, 1987.
- PIWAKOWSKI B., 1989, "Contribution à la théorie de la réponse impulsionnelle de diffraction. Exemple d'application : détection sismique de cavités souterraines", *Projet de thèse en vue d'obtenir l'habilitation à diriger des recherches*, Université de Valenciennes.
- PIWAKOWSKI B., TRICOT J.C. et DELANNOY B., 1993, "Détection des carrières de craie du Nord par sismique haute résolution", *Rapport interne au Laboratoire de Physique des Vibrations et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lille*. non publié.
- PIWAKOWSKI B., TRICOT J.C., PERNOD PH. and DELANNOY B., 1987, "Détection sismique des cavités dans le proche sous-sol", *Journées d'Acoustique Franco-Polonaise*.
- PROGRAMS FOR DIGITAL SIGNAL PROCESSING, 1979, *Digital Signal Processing Committee, IEEE Acoustics, Speech and Signal Processing Society, IEEE Press*.
- RIEPL J., BARD P.Y., WAJEMAN N., HAMMOUTENE M., 1993 "Etudes sur la validité de la méthode des fonctions de Green empiriques. 1. Aspects théoriques." *3ème Colloque National AFPS, Saint-Rémy-lès-Chevreuse*, (France).
- SHAHROUR I., 1988, "Validation et modélisation en génie civil". *Habilitation à diriger des recherches*, Université des sciences et techniques de Lille.
- SHAHROUR I., 1992, "PECPLAS : A finite element program for the resolution of geotechnical problems", *Colloque International Géotechnique/Informatique*, Edition Presse ENPC, Paris, pp. 327-334, Sept 1992.
- SMITH W.D., 1975, "The application of finite element analysis to body wave propagation problems", *Geophysics J.R. Astr. Soc.*, vol. 42, pp. 747-768.
- STEEPLES D.W., 1984, "High resolution seismic reflections at 200 Hz", *Oil and Gas Journal*, December 3, 86-92.

- STEEPLES D.W., MILLER R.D., 1987, "Direct detection of shallow subsurface voids using high resolution seismic-reflection techniques", *Proceedings of the second multidisciplinary conference on sinkholes and the environmental impacts of karst*, edited by BECK B.F., WILSON W.L., dans *Karst Hydrogeology : Engineering and environmental applications*, A.A. BALKEMA, Rotterdam, Boston, 1987.
- STEEPLES D.W., MILLER R.D., 1988, "Tunnel detection by high-resolution seismic methods", *Proceedings of the Third Technical Symposium on Tunnel Detection.*, Colorado school of mines.
- TRICOT J.C., DELANNOY B., PIWAKOWSKI B. and PERNOD P., 1986, "Some problems and experimental results of seismic shallow prospecting ", *15th Int. Symp. on Acoust. Imaging*, Halifax (Canada).
- TRICOT J.C., PIWAKOWSKI B., PERNOD PH. and DELANNOY B., 1989, "Geophone ground coupling effects in high resolution seismic survey", presented at the *6th Symp. on Hydroacoustics*, Gdansk -Stawiska (Poland).
- VIRIEUX J., 1986, "P-SV wave propagation in heterogeneous media : Velocity-stress finite-difference method", *Geophysics*, vol. 51, pp. 889-901.
- WHITE W., VALLIAPAN S. and LEE I.K., 1979, "Finite element mesh constraints for wave propagation problems", *Proceedings of the 3rd Int. Conf. on Finite Element Methods*, University of New South Wales (Australia).
- ZIENKIEWICZ, O.C., 1977, "The finite element method", *3 rd edition*, McGraw-Hill (UK).

Bibliographie non citée

- BAYLISS A., JORDAN K.E., LE MESURIER B.J., TURKEL E., 1986, "A fourth-order accurate finite-difference scheme for the computation of elastic waves", *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 76:4, pp. 1115-1132.
- BOLT B.A. and SMITH W.D., 1976, " Finite-element computation of seismic anomalies for bodies of arbitrary shape", *Geophysics*, vol. 41, n° 1 (february 1976), pp. 145-150.
- CARCIONE J.M, KOSLOFF D. and KOSLOFF R., 1988, "Wave propagation simulation in a linear viscoelastic medium", *Geophysical Journal*, vol. 95, pp. 597-611.
- EMERMAN S.H., SCHMIDT W. and STEPHEN R.A., 1982, " An implicit finite-difference formulation of the elastic wave equation", *Geophysics*, vol. 47, n° 11 (november 1982), pp. 1521-1526.
- EMMERICH H., KORN M., 1987, "Incorporation of attenuation into time-domain computations of seismic wave fields", *geophysics*, vol 52, pp. 1252-1264.
- GOLLA D.F. and HUGHES P.C., 1985, "Dynamics of viscoelastic structures - a time-domain, finite element formulation", *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 52, pp. 897-906.

- HINTON E., ROCK T. and ZIENKIEWICZ O.C., 1976, "A note on mass lumping and related processes in the finite element method", *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, Vol. 4, pp. 245-249.
- HINZEN K.G., 1988, "Modelling of blast vibrations", *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, vol. 25, no 6, pp. 439-445.
- HOLMES and BELYTSKO, 1976, "Postprocessing of finite element transient response calculations by digital filters", *Computers Struct.* no 6, pp. 211-216.
- INTERNATIONAL SOCIETY FOR ROCK MECHANICS-COMMISSION ON TESTING METHODS, 1988, "Suggested methods for seismic testing within and between boreholes", *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, vol. 25, no 6, pp. 447-472.
- LO K.W., 1979, "Sensitivity studies on finite element models of geotechnical problems", *Proceedings of the 3rd Int. Conf. on Finite Element Methods*, University of New South Wales (Australia).
- MAHRER K.D., 1990, "Numerical time step instability and Stacey's and Clayton-Engquist's absorbing boundary conditions",
- PAUL A. and CAMPILLO M., 1988, "Diffraction and conversion of elastic waves at a corrugated interface", *Geophysics*, vol. 53, no 11, pp. 1415-1424.
- SCHMIDT H., GLATTETRE J., 1985, "A fast field model for three-dimensional wave propagation in stratified environments based on the global matrix method", *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 78, no 6, pp. 2105-2114.
- SEGALMAN D.J., 1987, "Calculation of damping matrices for linearly viscoelastic structures", *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 54, pp. 585-588.
- SEGOL G., ABEL J.F and LEE P.C.Y., 1975, "Finite element mesh gradation for surface waves," *Journal of the Geotechnical Engineering Division ASCE*, vol. 101, no GT 11, Nov. , pp. 1177-1181.
- SMITH W.D. , 1975 , "The application of finite element analysis to body wave propagation problems", *Geophysics J.R. Astr. Soc.*, vol. 42, pp. 747-768.
- SOCHACKI J.S., GEORGE J.H., EWING R.E. and SMITHSON S.B., 1991, "Interface conditions for acoustic and elastic wave propagation", *Geophysics*, vol. 56, no 2, pp. 168-181.
- STAM H.J., 1990, "The two-dimensional elastodynamic distributed surface load problem", *Geophysics*, vol. 55, no 8.
- TAL-EZER H., CARCIONE J.M. and KOSLOFF D., 1990, "An accurate and efficient scheme for wave propagation in linear viscoelastic media ", *Geophysics*, vol. 55, no 10, pp. 1366-1379 .
- YU-CHIUNG TENG and TING-FANG DAI, 1989, "Finite-element prestack reverse-time migration for elastic waves", *Geophysics*, vol. 54, no 9, pp. 1204-1208.
- YUE-CONG WANG, VIRIYAWAN MURTI and SOMASUNDARAM VALLIAPPAN, 1992, "A transient finite element analysis of linear viscoelastic material model", *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, vol. 16, pp. 265-294.

