



HAL
open science

Simulation numérique de profils sismiques verticaux : application aux mesures d'atténuation

Michel Dietrich

► **To cite this version:**

Michel Dietrich. Simulation numérique de profils sismiques verticaux : application aux mesures d'atténuation. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1983. Français. NNT: . tel-00718856

HAL Id: tel-00718856

<https://theses.hal.science/tel-00718856>

Submitted on 18 Jul 2012

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

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



THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR - INGÉNIEUR

par

Michel DIETRICH

Ingénieur Géophysicien



S U J E T

**Simulation numérique
de profils sismiques verticaux.
Application aux mesures d'atténuation.**

Soutenue le 13 Juin 1983 devant la Commission d'Examen

M. G. PERRIER	Président
M. M. BOUCHON	Rapporteur
M. G. ARENS	
M. J.-L. LACOUME	Examineurs
M. G. WITTLINGER	

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR - INGÉNIEUR

par

Michel DIETRICH

Ingénieur Géophysicien



S U J E T

**Simulation numérique
de profils sismiques verticaux.
Application aux mesures d'atténuation.**

Soutenue le 13 Juin 1983 devant la Commission d'Examen

M. G. PERRIER	Président
M. M. BOUCHON	Rapporteur
M. G. ARENS	
M. J.-L. LACOUME	Examineurs
M. G. WITTLINGER	

GRENOBLE

10071051

Je remercie tous ceux, chercheurs, étudiants, informaticiens
ou secrétaires, qui ont contribué à la réalisation de ce travail, par
leurs conseils, leur disponibilité ou leur amitié.

Mes remerciements s'adressent tout particulièrement à
Michel BOUCHON pour l'aide efficace qu'il m'a apportée.

TABLE DES MATIERES

Avant-propos	3
CHAPITRE I : LES PROFILS SISMIQUES VERTICAUX ET LEURS AVANTAGES	5
I.1 - Principe et caractéristiques des PSV	8
I.2 - Identification des réflexions primaires et multiples	10
I.3 - Séparation des arrivées ascendantes et descendantes	13
I.4 - Amélioration du rapport S/B et de la résolution en profondeur	17
I.5 - Déconvolution et inversion des sismogrammes	18
I.6 - Interprétation et modélisation	19
CHAPITRE II : CALCUL DES SISMOGRAMMES SYNTHETIQUES - METHODOLOGIE ET FORMULATION	21
II.1 - Représentation discrète du rayonnement de la source	24
II.1.1 - Principe de la méthode	24
II.1.2 - Utilisation de fréquences complexes	27
II.1.3 - Cas des sources ponctuelles	29
II.2 - Propagation d'ondes dans un milieu stratifié acoustique	32
II.2.1 - Matrice de transfert	32
II.2.2 - Discontinuité introduite par la source	35
II.3 - Propagation d'ondes dans un milieu stratifié élastique	37
II.3.1 - Expressions des déplacements en surface	37
II.3.2 - Modifications de Dunkin	39
CHAPITRE III : EXEMPLES DE SIMULATIONS NUMERIQUES DE PROFILS SISMIQUES VERTICAUX DANS LES CAS ACOUSTIQUE ET ELASTIQUE	41
III.1 - Précisions sur le calcul des sismogrammes synthétiques	44
III.2 - Simulations dans le cas acoustique avec offset nul	48
III.2.1 - Premier exemple	48
III.2.1 - Deuxième exemple	50

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

AVANT-PROPOS

III.3 - Simulations dans le cas élastique	52
III.3.1 - Les PSV avec offset	52
III.3.2 - Modèle à 4 couches	53
III.3.3 - Modèle à 47 couches	70
 CHAPITRE IV : APPLICATION DES PROFILS SISMIQUES VERTICAUX AUX MESURES D'ATTENUATION DES ONDES SISMIQUES	 89
IV.1 - Atténuation des ondes sismiques	93
IV.1.1 - Modèle d'absorption	93
IV.1.2 - Méthode des rapports spectraux	96
IV.2 - Effets de la stratigraphie	102
IV.2.1 - Atténuation apparente liée à la stratigraphie	102
IV.2.2 - Interférences au voisinage des récepteurs	108
IV.3 - Déconvolution de la structure	110
IV.3.1 - Première approche	110
IV.3.2 - Méthode itérative d'inversion	130
 CONCLUSION	 149
Annexe A : Expressions de certaines matrices et sous-déterminants intervenant dans la méthode de Thomson-Haskell	153
Annexe B : Modèles de vitesse, de densité et d'atténuation utilisés dans les calculs	157
Références	163

Au fur et à mesure que s'améliore notre connaissance du sous-sol, celui-ci apparaît de plus en plus complexe, hétérogène et finement stratifié. Les principales difficultés liées à l'interprétation des sections de sismique-réflexion proviennent précisément de la complexité des champs d'ondes enregistrés, et de l'absence de techniques suffisamment efficaces pour démêler cette complexité.

L'intérêt majeur que présentent les profils sismiques verticaux est de pouvoir étudier en détail, en profondeur et dans le temps, la formation et la propagation des différentes ondes qui constituent l'information enregistrée en surface. De plus, la résolution en profondeur obtenue avec cette technique est excellente, et facilite l'interprétation des profils conventionnels. Ces aspects sont développés dans le chapitre I.

Une simulation numérique de profils sismiques verticaux est présentée dans le chapitre II. Les sismogrammes synthétiques sont calculés avec la méthode des nombres d'ondes discrets, une méthode à la fois relativement simple et extrêmement précise. Les exemples de profils synthétiques obtenus dans le chapitre III, pour des milieux acoustique et élastique, mettent en évidence l'importance des ondes transversales et des ondes converties dans ces profils.

A côté de toutes les investigations théoriques que permettent les modèles élaborés, les techniques de sismogrammes synthétiques -qui correspondent à la résolution d'un problème direct- forment également de puissants moyens d'inversion de données. On présente, dans le chapitre IV, une nouvelle méthode itérative d'inversion des facteurs de qualité dans des milieux finement stratifiés à une dimension.

CHAPITRE I

LES PROFILS SISMIQUES VERTICAUX ET LEURS AVANTAGES

- I.1 - PRINCIPE ET CARACTERISTIQUES DES PSV
- I.2 - IDENTIFICATION DES REFLEXIONS PRIMAIRES ET MULTIPLES
- I.3 - SEPARATION DES ARRIVEES ASCENDANTES ET DESCENDANTES
- I.4 - AMELIORATION DU RAPPORT S/B ET DE LA RESOLUTION EN PROFONDEUR
- I.5 - DECONVOLUTION ET INVERSION DES SISMOGRAMMES
- I.6 - INTERPRETATION ET MODELISATION

La méthode de sismique-réflexion ne conduit pas en général à mettre en évidence un gisement particulier. Elle en effectue une recherche indirecte en permettant de suivre, par l'intermédiaire des ondes réfléchies, les horizons stratigraphiques dont certaines formes sont favorables à l'existence du gisement cherché. C'est pourquoi, les sections sismiques obtenues en surface sont le plus souvent confrontées aux résultats d'une exploration verticale réalisée à l'aide d'un ou de plusieurs forages mécaniques implantés à proximité immédiate des profils de surface.

Les informations que l'on peut tirer de cette exploration verticale -c'est là tout le domaine des diagraphies- restent bien sûr limitées au voisinage immédiat de l'axe du puits, mais un choix judicieux de l'implantation des forages permet d'éclairer l'interprétation géologique des sections sismiques d'une zone particulièrement complexé.

Si l'on s'en tient aux opérations purement sismiques, on a pu distinguer jusqu'ici deux types de diagraphies de vitesse : le carottage continu de vitesse (ou log sonic) et le carottage sismique. Les profils sismiques verticaux (PSV) représentent actuellement un nouveau type de diagraphie sismique particulièrement prometteur. Longtemps utilisés de façon expérimentale sous forme de "tests", les PSV sont aujourd'hui passés dans la pratique industrielle, tant la quantité et la qualité des informations contenues dans ces profils sont grandes.

On présente dans ce chapitre d'introduction le principe et les propriétés particulières des PSV.

1.1 PRINCIPE ET CARACTERISTIQUES DES PSV

Les profils sismiques verticaux sont obtenus en descendant dans un puits un dispositif sismographique spécial que l'on immobilise à une certaine profondeur. On effectue alors un premier enregistrement à partir d'un point d'émission situé à proximité de la surface et de la tête du puits. On déplace ensuite le dispositif autant de fois qu'il est nécessaire pour "couvrir" tout ou partie de la hauteur du puits (Chapel, 1980).

Cette technique est très voisine de celle du carottage sismique mentionné plus haut, à la différence essentielle que l'enregistrement du signal aux différentes profondeurs ne se limite plus à la première arrivée (d'où l'on ne peut déduire que la vitesse moyenne entre la profondeur considérée et le point d'émission), mais s'étend sur plusieurs secondes, permettant ainsi d'étudier dans le détail, suivant la profondeur et suivant le temps, la réponse du sous-sol au champ d'ondes sismiques émis par la source. En particulier, les réflexions primaires et les systèmes de réflexions multiples peuvent être observés d'une manière beaucoup plus précise que ne le permettent les données sismiques conventionnelles.

Lorsqu'un sismographe est placé à l'intérieur d'un puits, les événements qu'il enregistre sont constitués à la fois d'arrivées descendantes, qui atteignent le géophone par le haut, et d'arrivées ascendantes qui atteignent le géophone par le bas. C'est là une particularité des PSV et un autre avantage sur les profils classiques de sismique-réflexion pour lesquels l'information est uniquement constituée d'ondes ascendantes réfléchies par les différentes discontinuités du sous-sol. Les PSV présentent en effet l'intérêt de pouvoir suivre l'évolution de la forme du signal au cours de sa propagation soit vers le haut, soit vers le bas.

La technique des PSV telle qu'elle a été décrite n'est pas nouvelle. Des méthodes s'appuyant sur l'enregistrement, à l'intérieur d'un puits de forage, de vibrations émises en surface ont été employées dès le début des années 1930 pour la détection de dômes de sel (Mc Collum et La Rue, 1931).

Jolly (1953), Levin et Lynn (1958), ont exploité les propriétés des PSV pour étudier l'atténuation des ondes sismiques au cours de leur propagation. Le volumineux ouvrage de Gal'Perin (1974) rassemble un grand nombre de résultats expérimentaux.

Plus récemment, de nombreux auteurs, par exemple Wuenschel (1976), Kennett et al (1980), Hauge (1981), Hardage (1981), Wyatt (1981), Balch et al (1982) ont mis l'accent sur les possibilités nouvelles et potentielles des PSV. La plupart de ces travaux font appel à des traitements numériques élaborés ainsi qu'aux techniques de sismogrammes synthétiques.

I.2 IDENTIFICATION DES REFLEXIONS PRIMAIRES ET MULTIPLES

Les coupes sismiques provenant d'un PSV fournissent par leur principe même une image dans le temps des phénomènes de réflexion, de réfraction et de conversion d'ondes aux différentes interfaces du sous-sol. Elles permettent par conséquent d'identifier un grand nombre d'événements sismiques et d'en définir l'origine avec précision.

La figure I.1 présente de façon schématique le cas très simple de deux réflecteurs en profondeur et les événements correspondants qui seraient recueillis sur un PSV. Deux positions du sismographe ont été considérées, ainsi qu'un certain nombre de rais sismiques arrivant aux deux capteurs. Sur le modèle situé à gauche, on a représenté, par simple commodité, les ondes ascendantes à gauche et les ondes descendantes à droite, bien que les deux types d'ondes soient générés par une même source située à proximité de la tête du puits. Pour ne pas surcharger la figure, ni les ondes descendantes enregistrées par le géophone supérieur, ni les multiples internes ou de surface d'ordre élevé n'ont été dessinés.

L'allure de la coupe sismique obtenue est représentée à droite de la figure. La coordonnée horizontale est le temps, et la coordonnée verticale est la profondeur suivant l'axe du puits.

La première arrivée, figurée en trait plein, est une ligne brisée représentative des variations de vitesse à l'intérieur du milieu. Outre l'arrivée directe, les événements enregistrés sont de deux types :

- les arrivées descendantes, qui sont parallèles à l'arrivée directe,
- les arrivées ascendantes, qui présentent sur la coupe sismique une pente opposée à celle des arrivées ascendantes.

Si l'on excepte l'arrivée directe, tous les événements descendants sont des multiples de la première arrivée. Il en va différemment pour les arrivées ascendantes qui comprennent à la fois les réflexions primaires et les réflexions multiples. Comme on peut le voir sur le schéma de droite, un événement ascendant cesse d'être enregistré lorsque le géophone se trouve en-dessous du réflecteur

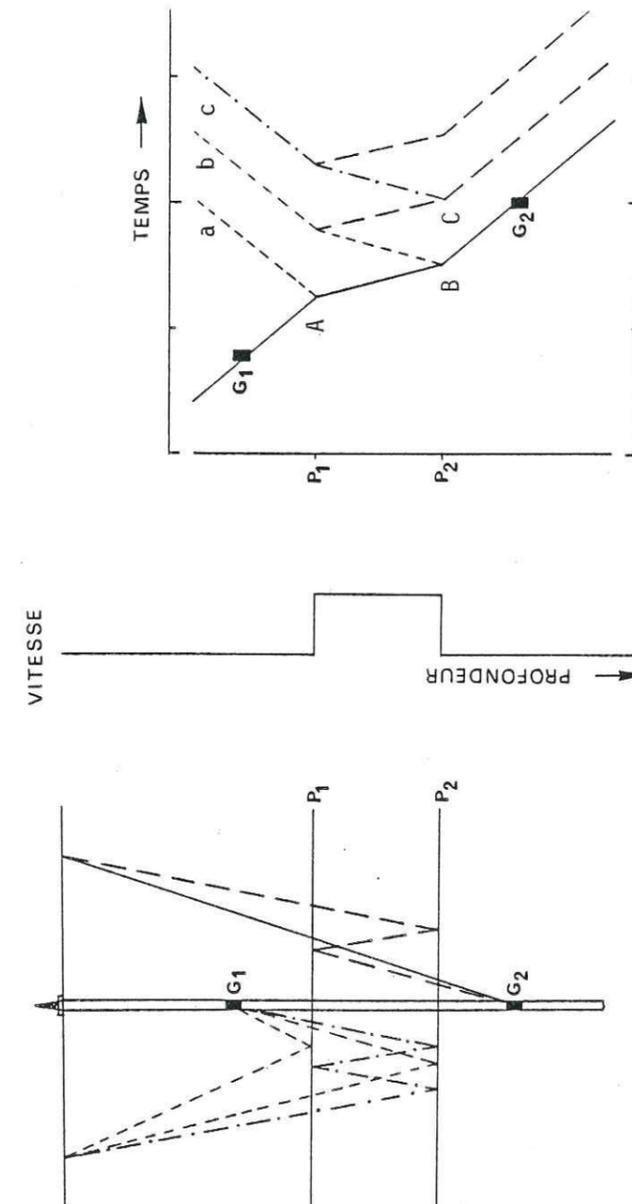


Fig. I.1
PSV pour un modèle à 3 couches
(d'après Kennett et al, 1980)

qui lui a donné naissance. Il est donc possible pour chacun de ces événements d'en préciser l'origine, c'est-à-dire d'identifier l'interface (ou le groupe d'interfaces) de la série connue correspondant à la réflexion observée.

Il est possible par ailleurs de caractériser les réflexions primaires : ce sont les seules arrivées ascendantes qui prennent leur origine sur l'hodochrone de la première arrivée. C'est le cas des événements notés Aa et Bb qui sont respectivement associés aux réflexions primaires sur les interfaces P_1 et P_2 . La troisième arrivée ascendante Cc issue du point C sur un multiple de l'arrivée directe, correspond à un multiple interne entre les interfaces P_1 et P_2 . On dispose là d'un moyen commode pour distinguer, parmi les événements ascendants, les réflexions primaires des réflexions multiples.

I.3 SEPARATION DES ARRIVEES ASCENDANTES ET DESCENDANTES

La séparation des arrivées ascendantes et descendantes facilite l'interprétation des coupes PSV, et en constitue le traitement essentiel.

La figure I.2 présente les résultats d'un PSV enregistré entre 600 m et 3400 m de profondeur, à l'intérieur d'un puits situé en Mer du Nord. On constate que les amplitudes des ondes descendantes sont nettement supérieures à celles des ondes montantes, et en apparence, seuls les réflecteurs les plus énergiques donnent naissance à des événements ascendants. Le filtrage des ondes descendantes (qui nécessite l'utilisation de filtres à grand pouvoir de réjection pour une bande étroite de vitesses) permet de mettre en évidence un plus grand nombre d'événements ascendants.

Le filtrage des données précédentes est présenté sur la figure I.3. A gauche, les différentes traces du PSV de la figure I.2 ont été décalées dans le temps de manière à aligner les événements montants suivant leur temps double de réflexion. Après un filtrage en vitesse apparente des ondes descendantes, les données ne contiennent plus que les réflexions primaires et les multiples ascendants qui leur sont associés. On obtient ainsi le document de base qui servira à comparer les sections sismiques de surface avec les données acquises à l'intérieur du puits.

Des traitements identiques ont été appliqués pour obtenir la section de droite. Les sismogrammes ont cette fois été décalés de façon à aligner les événements descendants, en diminuant les temps d'une quantité égale au temps de propagation entre la source et le récepteur. La section obtenue après filtrage des ondes montantes fait apparaître clairement le système de réflexions multiples générées à l'intérieur du milieu. En particulier, les événements de forte amplitude à 1 s et à 3 s indiquent la présence de multiples à longue période associés à des réflecteurs situés à proximité de la surface. L'opérateur de démultiplication que l'on peut construire à partir de la section PSV à arrivées descendantes permet en pratique d'éliminer d'une manière satisfaisante les réflexions multiples présentes sur les données sismiques enregistrées

d'après P. KENNETT ET AL. (1980)

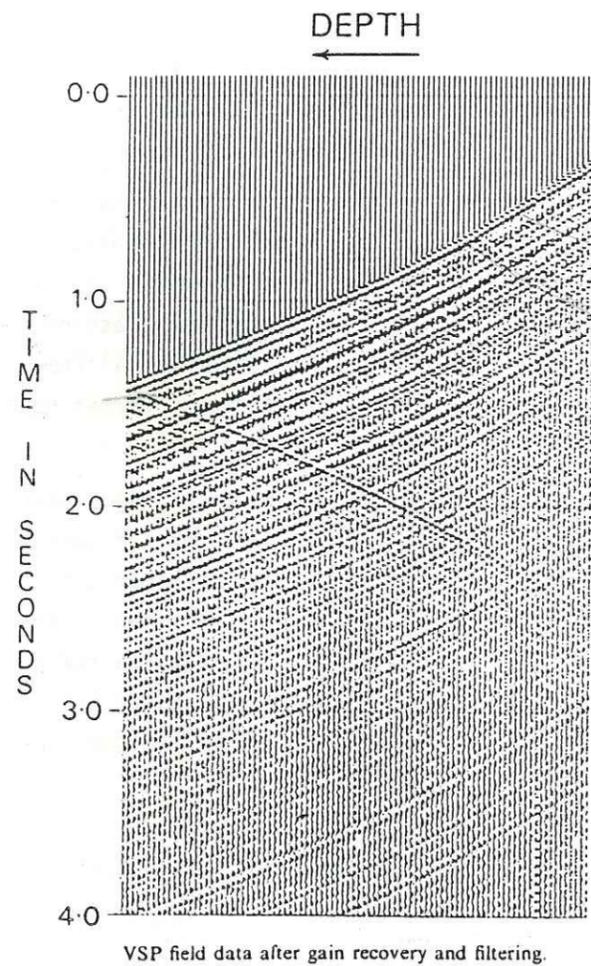
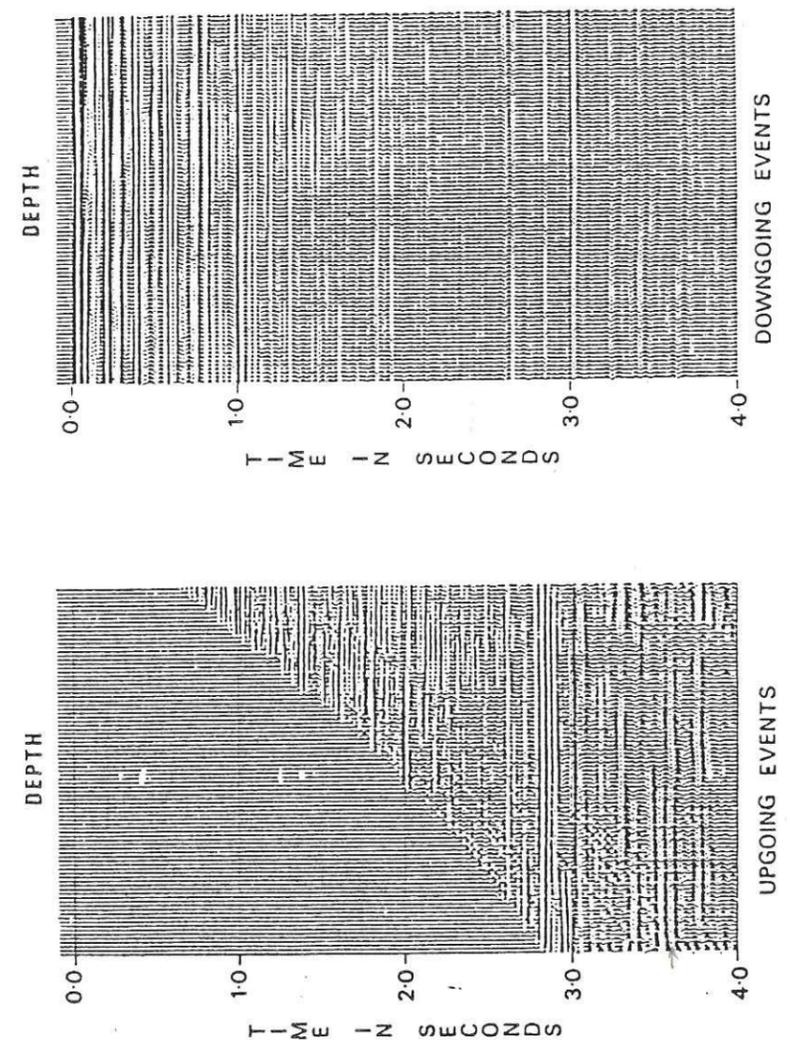


Fig. I.2

PSV réel enregistré entre 600 et 3400 m de profondeur en Mer du Nord.

d'après P. KENNETT ET AL. (1980)



VSP data after separation of upgoing and downgoing events.

Fig. I.3

Séparation des ondes montantes et descendantes.

en surface. Cet opérateur s'applique également, et avec le plus grand profit, aux sections PSV à ondes montantes pour mettre en évidence, de façon très détaillée, le système de réflexions primaires.

I.4 AMELIORATION DU RAPPORT S/B ET DE LA RESOLUTION EN PROFONDEUR

On sait que les enregistrements réalisés en surface sont affectés par la présence d'une zone de terrains altérés superficiels fortement hétérogène (Weathered Zone, WZ).

Les ondes de surface générées par la source sismique (Ground Roll) et les nombreux phénomènes de diffraction se produisant à l'intérieur de ces couches superficielles accroissent le niveau du bruit de façon sensible, distordent les signaux et masquent les réflexions profondes.

Dès lors que le dispositif vertical se trouve en-dessous de la zone altérée, la plupart de ces inconvénients disparaissent : les géophones étant situés à une distance relativement grande de la WZ, ils se trouvent dans un environnement plus "calme". Si la source elle-même est placée en-dessous de la WZ, l'amélioration est encore plus nette : les couches superficielles sont alors beaucoup moins excitées par la source, et les trajets entre la source et les différents capteurs ne passent plus par la WZ.

Une telle mise en oeuvre permet également de s'affranchir de l'effet de filtrage passe-bas de la zone altérée. Le couplage entre le sismographe et la formation rocheuse -bien meilleur en profondeur qu'à la surface du sol- permettra lui aussi l'utilisation de bandes de fréquence larges. De ce point de vue, la géométrie utilisée pour les PSV optimise les techniques de sismique à haute résolution.

On peut inclure dans ce paragraphe un autre avantage des PSV. L'enregistrement à grande profondeur du champ d'ondes permet d'accroître la profondeur d'investigation de la méthode sismique. Les structures situées en-dessous de la profondeur maximale du puits seront alors perçues avec d'autant plus de précision que les récepteurs se trouvent proches de ces structures.

I.5 DECONVOLUTION ET INVERSION DES SISMOGRAMMES

L'évolution de la forme du signal avec la profondeur, visible sur les coupes PSV, met en évidence certaines anomalies qu'on pourra attribuer soit à des phénomènes d'absorption, soit à la stratification du milieu. Ces questions seront examinées avec plus de détail dans le chapitre IV de ce travail.

La connaissance de la forme du signal aux différentes profondeurs apporte en outre une réelle amélioration au problème de la déconvolution des signaux sismiques, en éliminant la délicate question de la stationnarité des signaux dans le temps.

La déconvolution efficace des données PSV facilite également l'application des techniques d'inversion de sismogrammes pour construire un log d'impédance acoustique à l'emplacement du puits. On aboutit ainsi à une meilleure connaissance des séries sédimentaires sur toute la hauteur du puits, mais également en-dessous de la profondeur maximale du forage.

I.6 INTERPRETATION ET MODELISATION

Les propriétés particulières des PSV présentées dans les paragraphes précédents font apparaître l'immense potentiel de cette technique pour l'étude de la propagation d'ondes à l'intérieur du sous-sol, et l'interprétation des données sismiques obtenues en surface. Cependant, en dépit de tous les avantages théoriques qui semblent acquis à ce procédé, les coupes PSV réelles restent relativement difficiles à interpréter, en raison notamment d'hétérogénéités latérales dans le milieu et d'interférences complexes entre différents types d'ondes. La présence du puits à l'intérieur du milieu introduit elle-même certains phénomènes parasites. Les propagations d'ondes complexes qui ont lieu le long de l'axe du puits (ondes de Stoneley et pseudo-Rayleigh), regroupées sous le nom d'"ondes de tube", restent difficiles à éliminer par filtrage à cause de leur faible vitesse apparente, et masquent en partie l'information utile contenue dans les PSV.

L'accroissement rapide des moyens de calcul durant les deux dernières décennies a permis le développement des simulations numériques. Dans le domaine de la sismique-réflexion, les techniques de calcul de sismogrammes synthétiques ont répondu en partie à l'attente des interpréteurs. Les mêmes besoins se font sentir actuellement pour les PSV, de façon plus pressante sans doute, en raison du développement rapide de cette technique.

Les simulations numériques de PSV qui ont été réalisées dans ce travail pour des milieux nécessairement idéalisés (interfaces planes) mais suffisamment réalistes (source ponctuelle dans un milieu élastique) devraient contribuer à faciliter l'interprétation des sections PSV réelles.

CHAPITRE II

CALCUL DES SISMOGRAMMES SYNTHETIQUES

METHODOLOGIE ET FORMULATION

II.1 - REPRESENTATION DISCRETE DU RAYONNEMENT DE LA SOURCE

II.1.1 Principe de la méthode

II.1.2 Utilisation de fréquences complexes

II.1.3 Cas des sources ponctuelles

II.2 - PROPAGATION D'ONDES DANS UN MILIEU STRATIFIE ACOUSTIQUE

II.2.1 Matrice de transfert

II.2.2 Discontinuité introduite par la source

II.3 - PROPAGATION D'ONDES DANS UN MILIEU STRATIFIE ELASTIQUE

II.3.1 Expressions des déplacements en surface

II.3.2 Modifications de Dunkin

Les premières techniques de calcul de sismogrammes synthétiques qui ont été développées en sismologie appliquée ont permis de simuler la propagation d'ondes planes dans un milieu acoustique stratifié, à couches planes et parallèles au plan de propagation des ondes (Baranov et Kunetz, 1960). Les techniques de calcul en différences finies (par exemple Kelly et al, 1976) et en éléments finis devaient permettre un peu plus tard d'étudier la propagation des ondes dans des milieux plus réalistes à deux et trois dimensions d'espace. Les méthodes d'intégration exclusivement numériques des équations de propagation d'ondes qui sont à la base de ces techniques, introduisent malheureusement certains artéfacts (la dispersion de grille notamment) qui affectent la qualité des sismogrammes synthétiques obtenus, ou conduisent rapidement à des temps de calcul élevés.

La méthode de calcul de sismogrammes synthétiques qui est utilisée ici s'appuie sur la représentation en nombres discrets des champs d'ondes élastiques, introduite par Bouchon et Aki (1977) et développée par Bouchon (1979, 1981). L'angle très original sous lequel se place cette méthode permet de développer la résolution analytique du problème, et amène par là-même une très grande précision dans le calcul des solutions. La discrétisation est exacte, et résulte d'une hypothèse de périodicité dans la description de la source sismique. On dispose avec cette méthode d'une technique relativement simple et rapide pour calculer des sismogrammes complets.

II.1 REPRESENTATION DISCRETE DU RAYONNEMENT DE LA SOURCE

II.1.1 Principe de la méthode

Dans la méthode des nombres d'ondes discrets, les sismogrammes sont d'abord calculés dans le domaine des fréquences. On définit pour cela un intervalle de temps de base (la durée T du sismogramme), et on détermine à l'intérieur de cet intervalle, l'amplitude et la phase des composantes harmoniques qui sont multiples entiers de la fréquence fondamentale $\frac{1}{T}$. Les solutions temporelles sont ensuite obtenues par transformation de Fourier inverse des solutions en fréquence.

Le principe de la méthode repose sur le fait qu'un arrangement périodique de sources, identiques les unes aux autres, ne rayonne de l'énergie que suivant certaines directions discrètes. On peut alors représenter le champ d'ondes produit par cet ensemble de sources par une superposition discrète d'ondes planes homogènes et inhomogènes, étudier la propagation de chaque onde plane, puis synthétiser le résultat final, fréquence par fréquence, en additionnant les contributions de toutes les ondes planes considérées. On montre alors que la solution obtenue de cette manière correspond à la résolution du problème avec une seule source si l'on satisfait à deux conditions simples.

Pour présenter cette méthode dans un cas simple, considérons le problème à deux dimensions d'une ligne de sources située dans un milieu infini, homogène et isotrope. Si x et z désignent respectivement les coordonnées horizontale et verticale du plan perpendiculaire à l'axe de la source, les déplacements ou les contraintes dans un tel milieu peuvent être représentés par une onde cylindrique, ou de façon équivalente, par une superposition continue d'ondes planes homogènes et inhomogènes de la forme :

$$F(x, z ; \omega) = e^{i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} f(k, z) e^{-ikx} dk \quad (2.1)$$

pour une dépendance temporelle harmonique $e^{i\omega t}$.

Dans cette expression, ω représente la fréquence, t le temps et k la composante horizontale du nombre d'onde.

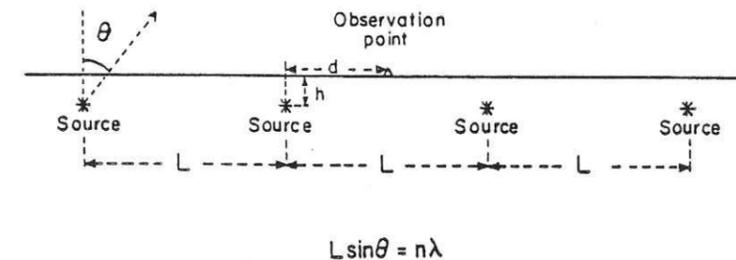


Fig. II.1 Arrangement périodique de sources dans un milieu à deux dimensions (d'après Bouchon, 1980)

Introduire une infinité de sources identiques le long de l'axe horizontal à intervalles égaux L (figure II.1), revient à convoluer la source initiale par un peigne de Dirac de pas L . La réponse $G(x, z ; \omega)$ du système de sources considérées peut donc se mettre sous la forme :

$$G(x, z ; \omega) = F(x, z ; \omega) * \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(x - mL) \quad (2.2)$$

où $\delta(x)$ est la distribution de Dirac.

Cette relation s'écrit encore :

$$G(x, z ; \omega) = e^{i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} f(k, z) e^{-ikx} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{ikmL} dk \quad (2.3)$$

$$\text{or } \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{ikmL} = \frac{2\pi}{L} [\delta(kL)]_{\text{modulo } 2\pi} = \frac{2\pi}{L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(k - \frac{2\pi n}{L})$$

On en déduit :

$$G(x, z ; \omega) = e^{i\omega t} \frac{2\pi}{L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(k_n, z) e^{-ik_n x} \quad (2.4)$$

$$\text{avec } k_n = \frac{2\pi n}{L}$$

Si la série infinie figurant dans la relation (2.4) converge lorsque $n > N$, on peut la tronquer et la remplacer par une somme finie (Bouchon et Aki, 1977) :

$$G(x, z ; \omega) = e^{i\omega t} \frac{2\pi}{L} \sum_{n=-N}^N f(k_n, z) e^{-ik_n x} \quad (2.5)$$

On constate que du fait des phénomènes d'interférences existant entre les différentes sources, le champ d'ondes élastiques rayonné par l'arrangement périodique de sources se réduit à une superposition d'ondes planes se propageant suivant des directions discrètes. De cette manière, la discrétisation est exacte. On montre facilement que si λ est la longueur d'onde du signal sinusoïdal, et si θ est l'angle au départ de la source, mesuré à partir de la verticale (figure II.1), les directions de radiation de l'énergie sont données par la relation

$$L \sin \theta = n \lambda$$

On retrouve ici une relation analogue à la loi de Bragg de la diffraction des rayons X par un cristal.

La valeur de L conditionne en particulier la durée maximale T des solutions temporelles calculées. En effet, la transformée de Fourier inverse de l'équation (2.1) sera identique à celle de l'équation (2.3) jusqu'à l'instant d'arrivée de la première perturbation provenant des sources adjacentes. La réponse impulsionnelle de la source unique initiale pourra donc être calculée à partir de celle du système de sources périodiques si les deux conditions suivantes portant sur la durée T du calcul et la position du point d'observation sont satisfaites :

$$d < \frac{L}{2} \quad \text{et} \quad \sqrt{(L-d)^2 + h^2} > \alpha T \quad (2.6)$$

où α représente la vitesse des ondes P dans le milieu.

Dans ces conditions, la réponse impulsionnelle peut se mettre sous la forme :

$$g(x, z ; t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x, z ; \omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.7)$$

II.1.2 Utilisation de fréquences complexes

L'introduction de fréquences complexes est une autre caractéristique de la méthode. Dans la pratique, l'utilisation d'une transformée de Fourier discrète pour le calcul de la solution (2.7) se traduit par des phénomènes de repliement dans le domaine temporel, car la réponse en temps du système de sources considérées est infiniment longue. Les perturbations éventuelles ne concernent que les sources les plus proches, les arrivées provenant des sources lointaines étant atténuées par l'expansion géométrique des fronts d'ondes. S'il est toujours possible d'accroître l'intervalle L pour éliminer de façon visible tous les repliements dans la fenêtre temporelle choisie, on peut aussi donner à la fréquence une faible partie imaginaire. Ce procédé a pour effet de privilégier les premiers mouvements par rapport aux arrivées ultérieures, et permet également de réduire le coût du calcul.

Considérons par exemple, la transformée de Fourier $H(\omega)$ d'un signal temporel $h(t)$:

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) e^{-i\omega t} dt$$

Si la pulsation ω est complexe et possède une partie imaginaire constante, on écrit :

$$\omega = \omega_R - i\omega_I \quad \text{avec} \quad \omega_I > 0$$

$$\text{et} \quad H(\omega) = H_{\omega_I}(\omega_R) = \int_{-\infty}^{\infty} [h(t) e^{-\omega_I t}] e^{-i\omega_R t} dt$$

$H(\omega_I, \omega_R)$

La transformée de Fourier en fréquence complexe ω du signal $h(t)$ est donc égale à la transformée de Fourier en fréquence réelle d'un signal $h(t)e^{-\omega_I t}$ dont l'amplitude décroît exponentiellement avec le temps.

L'effet de la partie imaginaire de la fréquence est entièrement compensé dans la solution temporelle finale par une amplification exponentielle dans le temps. La réponse impulsionnelle s'écrit alors :

$$g(x,z ; t) = e^{\omega_I t} \int_{-\infty}^{\infty} G(x,z ; \omega) e^{i\omega_R t} d\omega_R \quad (2.8)$$

$$\text{et } 0 \leq t \leq T$$

La relation ci-dessus indique que l'amplification subie par les événements repliés à l'intérieur de la fenêtre temporelle $[0, T]$ est inférieure à l'atténuation qui leur a été appliquée dans le domaine des fréquences. L'effet résultant est une atténuation en amplitude des événements repliés.

L'utilisation de fréquences complexes présente un autre avantage, et s'impose en pratique pour le calcul des solutions dans le domaine fréquence-nombre d'onde.

Dans l'expression (2.1), le calcul de l'intégrale pourra poser des problèmes si la fonction $f(k,z) = f(\omega,k,z)$ est singulière sur l'axe des k réels. En donnant à la pulsation une faible partie imaginaire, les singularités (qui sont associées à des modes de propagation d'ondes de surface ou d'interface) seront décalées dans le plan complexe $[Re(k), Im(k)]$. On gagne ainsi en stabilité dans le calcul des solutions.

La partie imaginaire de la fréquence permet théoriquement de minimiser la période L (et par conséquent la longueur du temps de calcul), mais elle amplifie également le bruit numérique en fin de signal. Dans les programmes, la partie imaginaire de la fréquence est choisie de manière à réaliser un compromis entre une bonne stabilité des solutions et un bruit numérique faible.

II.1.3 Cas des sources ponctuelles

Dans les applications qui seront présentées dans la suite, les sources utilisées sont des sources ponctuelles. La méthode de discrétisation des champs d'ondes exposée précédemment peut être étendue à trois dimensions.

Pour une source ponctuelle placée à l'origine d'un repère cartésien, le potentiel $\phi = \phi(R,t)$ des ondes longitudinales de vitesse α est solution de l'équation d'onde avec second membre (pour une dépendance temporelle en $e^{i\omega t}$) :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \alpha^2 \nabla^2 \phi = 4\pi^2 \alpha^2 \delta(R) e^{i\omega t} \quad (2.9)$$

$$\text{avec } R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$

On montre (cf Aki et Richards, 1980, p. 195) que la solution de cette équation avec des conditions initiales nulles est :

$$\phi(R,t) = \frac{1}{R} e^{i\omega(t - \frac{R}{\alpha})} \quad (2.10)$$

Le front d'onde sphérique issu de la source ponctuelle et décrit par le potentiel $\phi(R,t)$ peut être représenté soit par une superposition d'ondes planes, soit par une superposition d'ondes cylindriques.

La solution de l'équation (2.9) obtenue dans le domaine des nombres d'ondes permet d'écrire le potentiel (2.10) sous la forme :

$$\frac{1}{R} e^{i\omega(t - \frac{R}{\alpha})} = \frac{e^{i\omega t}}{2\pi^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i(k_x x + k_y y + k_z z)}}{k^2 - \frac{\omega^2}{\alpha^2}} dk_x dk_y dk_z$$

$$\text{avec } k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$

Une intégration suivant k_z du membre de droite conduit à une intégrale double (intégrale de Weyl) portant sur les nombres d'ondes horizontaux k_x et k_y , qui représente l'onde sphérique par une superposition d'ondes planes :

$$\frac{1}{R} e^{i\omega(t - \frac{R}{\alpha})} = \frac{-ie^{i\omega t}}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i(k_x x + k_y y + v|z|)}}{v} dk_x dk_y \quad (2.11)$$

$$\text{avec } v = \sqrt{\frac{\omega^2}{\alpha^2} - k_x^2 - k_y^2}, \quad \text{Im}(v) < 0$$

La discrétisation de cette intégrale a été présentée par Bouchon (1979) et appliquée au calcul de la radiation en champ proche d'une dislocation se propageant suivant une faille rectangulaire.

Dans les problèmes à symétrie cylindrique, il est cependant plus avantageux de passer à un système de coordonnées cylindriques, et dans ce cas, le potentiel (2.10) peut s'écrire sous la forme d'une intégrale simple (intégrale de Sommerfeld) portant sur le seul nombre d'onde horizontal

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

et représentant cette fois une superposition continue d'ondes cylindriques :

$$\phi(r, z; \omega) = -ie^{i\omega t} \int_0^{\infty} \frac{k}{v} J_0(kr) e^{-iv|z|} dk \quad (2.12)$$

où J_0 représente la fonction de Bessel d'ordre 0

$$\text{et } v = \sqrt{\frac{\omega^2}{\alpha^2} - k^2}, \quad \text{Im}(v) < 0$$

BOUCHON (1981) a montré que si l'on ajoute à la source ponctuelle un ensemble infini de sources circulaires concentriques régulièrement espacées dans le plan horizontal contenant la source ponctuelle (figure II.2), l'intégrale (2.12) peut être représentée par une somme discrète.

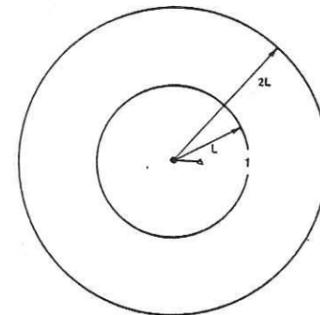


Fig. II.2 Source ponctuelle et arrangement périodique de sources concentriques

Si L représente l'intervalle radial entre deux sources circulaires, la fonction de Green de l'équation d'onde (2.9) peut se mettre sous la forme exacte

$$\frac{\delta(\frac{R}{\alpha} - t)}{R} = -\frac{2\pi i}{L} \int_0^{\infty} e^{i\omega t} d\omega \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n}{v_n} J_0(k_n r) e^{-iv_n |z|} \quad (2.13)$$

$$\text{avec } k_n = \frac{2\pi n}{L} ; \quad v_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{\alpha^2} - k_n^2}, \quad \text{Im}(v_n) < 0$$

pour r et t tels que $r < L/2$ et $\sqrt{(L-r)^2 + z^2} > \alpha t$

Cette formule est à la base du calcul des sismogrammes synthétiques qui seront présentés dans les chapitres suivants.

II.2 PROPAGATION D'ONDES DANS UN MILIEU STRATIFIE ACOUSTIQUE

II.2.1 Matrice de transfert

Dans la méthode matricielle de Thomson-Haskell (Thomson, 1950 ; Haskell, 1953), le milieu verticalement hétérogène est représenté par un empilement de couches planes, homogènes et isotropes. La base de cet ensemble stratifié est un demi-espace homogène et isotrope.

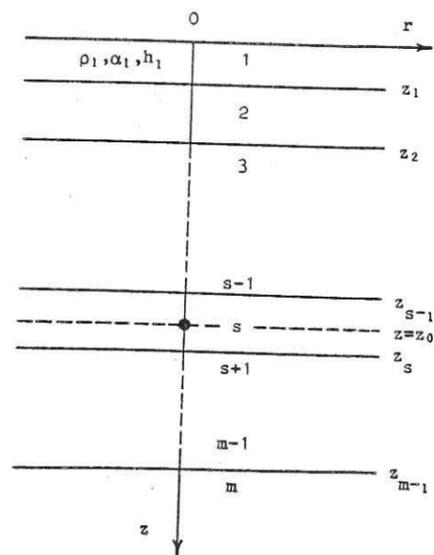


Fig. II.3 Géométrie et paramètres du milieu stratifié

Sur la figure II.3, le milieu stratifié comprend m couches parallèles numérotées de 1 (surface libre) à m (demi-espace). Les déplacements et les contraintes sont repérés par rapport à un système de coordonnées cylindriques dont l'origine se trouve en surface. L'axe vertical z de ce repère est orienté

positivement vers le bas. ρ_1 , α_1 , et h_1 désignent respectivement la densité, la vitesse des ondes longitudinales et l'épaisseur de la couche 1, comprise entre les profondeurs z_{1-1} et z_1 .

La propagation des champs d'ondes s'effectue dans le domaine fréquence-nombre d'onde. Les propriétés de symétrie du problème (sources à symétrie cylindrique, pas de discontinuités dans le milieu à r et θ constant) permettent d'adopter, pour le potentiel des ondes longitudinales dans la couche 1, la décomposition suivante :

$$\tilde{\phi}_1(r, z; k) = \phi_1(z) J_0(kr)$$

où $\phi_1(z)$ est la somme d'une onde montante et d'une onde descendante :

$$\begin{aligned} \phi_1(z) &= A_1 e^{i\nu_1(z-z_{1-1})} + B_1 e^{-i\nu_1(z-z_{1-1})} \\ &= \phi_1^\uparrow(z) + \phi_1^\downarrow(z) \end{aligned}$$

Dans ces expressions, la composante horizontale k du nombre d'onde ne prend que les valeurs discrètes :

$$k = \frac{2\pi n}{L}, \quad \text{et} \quad \nu_1 = \sqrt{\frac{\omega^2}{\alpha_1^2} - k^2}, \quad \text{Im}(\nu_1) < 0$$

Si $w_1(z)$ et $\sigma_1(z)$ représentent le déplacement vertical et la contrainte normale dans la couche 1, à la profondeur z ,

$$w_1(z) = i\nu_1(\phi_1^\uparrow(z) - \phi_1^\downarrow(z))$$

$$\sigma_1(z) = -\rho_1\omega^2(\phi_1^\uparrow(z) + \phi_1^\downarrow(z))$$

Les deux vecteurs $\phi_1(z)$ et $\underline{S}_1(z)$ définis par

$$\begin{aligned} \phi_1(z) &= [\phi_1^\uparrow(z), \phi_1^\downarrow(z)] \\ \underline{S}_1(z) &= [w_1(z), \sigma_1(z)] \end{aligned} \quad \text{pour } z_{1-1} \leq z \leq z_1$$

sont reliés, en tout point de la couche 1, par une matrice \underline{I}_1 :

$$\underline{S}_1(z) = \underline{I}_1 \underline{\Phi}_1(z) \quad \text{et} \quad \underline{\Phi}_1(z) = \underline{I}_1^{-1} \underline{S}_1(z) \quad (2.14)$$

$$\text{avec } \underline{I}_1 = \begin{bmatrix} i\nu_1 & -i\nu_1 \\ -\rho_1\omega^2 & -\rho_1\omega^2 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \underline{I}_1^{-1} = \frac{-1}{2i\nu_1\rho_1\omega^2} \begin{bmatrix} -\rho_1\omega^2 & i\nu_1 \\ \rho_1\omega^2 & i\nu_1 \end{bmatrix}$$

Par ailleurs, on peut écrire

$$\underline{\Phi}_1(z_1) = \underline{E}_1 \underline{\Phi}_1(z_{1-1}) \quad (2.15)$$

$$\text{où } \underline{E}_1 = \begin{bmatrix} e^{i\nu_1 h_1} & 0 \\ 0 & e^{-i\nu_1 h_1} \end{bmatrix}$$

Les conditions aux limites à satisfaire sont les suivantes :

- a) $\underline{S}_1(0) = \underline{S}_0 = [w_0, 0]$ - annulation des contraintes à la surface libre
- b) $\underline{S}_l(z_l) = \underline{S}_{l+1}(z_l)$ pour $l = 1, \dots, m-1$ - continuité de la composante verticale et de la contrainte normale aux différentes interfaces
- c) $\phi_m^\uparrow(z) = 0$ - pas d'ondes montantes dans le demi-espace

Dans la formulation de Thomson-Haskell,

$$\underline{S}_{l+1}(z_l) = \underline{G}_l \underline{S}_l(z_{l+1})$$

L'application de la condition aux limites b) et des relations (2.14) et (2.15) permet d'écrire

$$\underline{G}_1 = \underline{I}_1 \underline{E}_1 \underline{I}_1^{-1}$$

$$\text{soit } \underline{G}_1 = \begin{bmatrix} c_{\alpha_1} & \frac{-i\nu_1}{\rho_1\omega^2} S_{\alpha_1} \\ \frac{i\rho_1^2\omega^2}{\nu_1} S_{\alpha_1} & c_{\alpha_1} \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} c_{\alpha_1} &= (e^{i\nu_1 h_1} + e^{-i\nu_1 h_1}) / 2 \\ S_{\alpha_1} &= (e^{i\nu_1 h_1} - e^{-i\nu_1 h_1}) / 2 \end{aligned}$$

La matrice \underline{G}_1 représente la fonction de transfert de la couche 1. Elle propage les déplacements et les contraintes à travers la couche 1, puis à travers l'interface $z = z_1$ en satisfaisant les conditions aux limites à l'interface.

II.2.2 Discontinuité introduite par la source

La présence d'une source sismique à l'intérieur du milieu stratifié modifie les conditions aux limites du problème, et se traduit par une discontinuité dans les déplacements ou les contraintes. On considère ici une source située à la profondeur z_0 à l'intérieur de la couche s (figure II.3), en excluant la cas où la source se trouve dans le demi-espace.

$$\text{Soit } \underline{\Delta}_s = \underline{S}_s(z_0^+) - \underline{S}_s(z_0^-)$$

le vecteur de composantes $[\delta w_s, \delta \sigma_s]$ représentant la discontinuité du vecteur \underline{S} introduite par la source. La condition de radiation de l'infini et l'annulation des contraintes à la surface libre permettent de déterminer le déplacement vertical en surface :

$$\begin{aligned} \phi_m(z_{m-1}) &= \underline{I}_m^{-1} \underline{S}_m(z_{m-1}) \\ &= \underline{I}_m^{-1} \underline{G}_{m-1} \underline{G}_{m-2} \dots \underline{G}_s(z_s - z_0) [\underline{\Delta}_s + \underline{G}_s(z_0 - z_{s-1}) \underline{G}_{s-1} \dots \underline{G}_1 \underline{S}_0] \\ &= \underline{R} \underline{S}_0 + \underline{P} \underline{\Delta}_s \end{aligned}$$

$$\text{avec } \underline{R} = \underline{I}_m^{-1} \underline{G}_{m-1} \dots \underline{G}_1$$

$$\underline{P} = \underline{I}_m^{-1} \underline{G}_{m-1} \dots \underline{G}_s(z_s - z_0)$$

$$\text{On en déduit : } w_0 = - \frac{p_{11} \delta w_s + p_{12} \delta \sigma_s}{r_{11}}$$

Les expressions des discontinuités $[\delta w_s, \delta \sigma_s]$ sont données par Harkrider (1964) pour plusieurs types de sources. En prenant comme exemple la fonction de Green (2.13) pour une source explosive, on a :

$$\delta w_s = - \frac{4\pi}{L} k$$

$$\delta \sigma_s = 0$$

et la solution pour le nombre d'onde k peut alors se mettre sous la forme

$$\tilde{w}_0(r, z_0; k) = \frac{p_{11}}{r_{11}} \frac{4\pi}{L} k J_0(kr)$$

La connaissance du déplacement vertical en surface permet ensuite de déterminer les champs de déplacements et de contraintes à l'intérieur du milieu stratifié, en propageant la solution obtenue en surface jusqu'à la profondeur considérée. Considérons par exemple le cas de l'enregistrement du champ de pression (dilatation cubique) à la profondeur z_p à l'intérieur de la couche r . Si l'on suppose que le récepteur se trouve à une profondeur inférieure à celle de la source, c'est-à-dire $z_p < z_0$, on peut écrire :

$$\phi_r(z_p) = \mathbb{I}_r^{-1} \underline{G}_r(z_p - z_{r-1}) \underline{G}_{r-1} \dots \underline{G}_1 \underline{S}_0$$

En posant $\underline{Q}(z_p) = \mathbb{I}_r^{-1} \underline{G}_r(z_p - z_{r-1}) \underline{G}_{r-1} \dots \underline{G}_1$

la dilatation cubique à la profondeur z_p aura pour expression

$$\begin{aligned} \theta_r(z_p) &= - \frac{\omega^2}{\alpha_r^2} \phi_r(z_p) \\ &= - \frac{\omega^2}{\alpha_r^2} \left[Q_{11}(z_p) + Q_{21}(z_p) \right] w_0 \end{aligned}$$

II.3 PROPAGATION D'ONDES DANS UN MILIEU STRATIFIÉ ELASTIQUE

II.3.1 Expressions des déplacements en surface

Dans le cas élastique, la démarche à suivre est la même que précédemment. Le couplage entre les ondes P et SV impose cette fois de considérer les composantes horizontale et verticale du déplacement, et les contraintes normale et tangentielle qui s'exercent sur les interfaces. On reprend ici les notations utilisées par Harkrider (1964) pour la propagation matricielle dans un système de coordonnées cylindriques, en ne considérant que les ondes P et SV. On introduit la vitesse β_1 des ondes transversales dans la couche 1.

Les potentiels scalaires ϕ_1 des ondes P et ψ_1 des ondes SV sont de la forme

$$\tilde{\phi}_1(r, z; k) = \phi_1(z) J_0(kr)$$

$$\tilde{\psi}_1(r, z; k) = \psi_1(z) J_0(kr)$$

avec $\phi_1(z) = \phi_1^\uparrow(z) + \phi_1^\downarrow(z)$

$$\psi_1(z) = \psi_1^\uparrow(z) + \psi_1^\downarrow(z)$$

Les déplacements radial q_1 et vertical w_1 , et les contraintes normales P_{zz_1} et tangentielle P_{rz_1} s'écrivent

$$q_1(r, z; k) = \frac{1}{k} \frac{\dot{u}_1(z)}{c} J_1(kr)$$

$$w_1(r, z; k) = -\frac{i}{k} \frac{\dot{w}_1(z)}{c} J_0(kr)$$

$$c = \frac{\omega}{k}$$

$$P_{zz_1}(r, z; k) = \sigma_1(z) J_0(kr)$$

$$P_{rz_1}(r, z; k) = i\tau_1(z) J_1(kr)$$

Les expressions de $\frac{\dot{u}_1(z)}{c}$, $\frac{\dot{w}_1(z)}{c}$, $\sigma_1(z)$, $\tau_1(z)$ sont données par Harkrider.

On définit à nouveau les vecteurs

$$\begin{aligned} \Phi_1(z) &= \left[\phi_1^\uparrow(z), \psi_1^\uparrow(z), \phi_1^\downarrow(z), \psi_1^\downarrow(z) \right] \\ \text{et } \underline{S}_1(z) &= \left[\frac{\dot{u}_1(z)}{c}, \frac{\dot{w}_1(z)}{c}, \sigma_1(z), \tau_1(z) \right] \end{aligned} \quad z_{1-1} \leq z \leq z_1$$

pour obtenir la relation matricielle

$$\underline{S}_{1+1}(z_1) = \underline{G}_1 \underline{S}_1(z_{1-1})$$

avec $\underline{G}_1 = \underline{I}_1 \underline{E}_1 \underline{I}_1^{-1}$

Dans la suite des calculs, seules les deux premières lignes de la matrice \underline{I}^{-1} , notées $\underline{\tilde{I}}$, sont nécessaires. Les éléments de la matrice \underline{G} et ceux de la matrice $\underline{\tilde{I}}$ sont données dans l'annexe A.

En notant \underline{R} et \underline{P} les produits de matrices

$$\begin{aligned} \underline{R} &= \prod_{m=1}^s \underline{G}_{m-1} \dots \underline{G}_1 \quad \leftarrow \text{toutes les couches} \\ \underline{P} &= \prod_{m=1}^s \underline{G}_{m-1} \dots \underline{G}_s(z_s - z_0) \quad \leftarrow \text{couches sous la source} \end{aligned}$$

les déplacements en surface sont solution de l'équation matricielle

$$\underline{R} \underline{S}_0 + \underline{P} \underline{\Delta}_s = 0 \quad \leftarrow \text{pas de potentiels menant dans le 1/2 espace}$$

c'est-à-dire
$$\begin{bmatrix} \frac{\dot{u}_0}{c} \\ \frac{\dot{w}_0}{c} \end{bmatrix} = - \underline{R}_{11}^{-1} \underline{P} \underline{\Delta}_s = - \frac{{}^t \text{Com } \underline{R}_{11}}{\det \underline{R}_{11}} \underline{P} \underline{\Delta}_s \quad (2.16)$$

où \underline{R}_{11} est la matrice formée par les deux lignes et les deux premières colonnes de la matrice \underline{R} , et ${}^t \text{Com } \underline{R}_{11}$ est la transposée de la comatrice de \underline{R}_{11} .

II.3.2 Modifications de Dunkin

Dans l'expression (2.16), $\det \underline{R}_{11}$ est indépendant de la source et ne dépend que des paramètres du milieu considéré. Les racines de $\det \underline{R}_{11}$ correspondent aux modes de propagation normaux et aux modes à perte. En pratique, les calculs de $\det \underline{R}_{11}$ et du produit ${}^t \text{Com } \underline{R}_{11} \cdot \underline{P}$ présentent certaines difficultés d'ordre numérique pour les hautes fréquences, si l'on cherche à déterminer dans un premier temps tous les éléments de la matrice \underline{R}_{11} , puis à effectuer les opérations telles qu'elles apparaissent dans la relation (2.16). On constate en effet, qu'au cours des calculs interviennent des produits de termes exponentiels identiques qui pourront donner lieu à des dépassements de capacité des ordinateurs. Par ailleurs, la précision obtenue sur les exponentielles les plus grandes pourra être insuffisante pour que la soustraction de deux termes algébriquement identiques soit nulle. Les modifications apportées par Dunkin (1965) permettent d'éviter ces difficultés, et réduisent le nombre d'opérations à effectuer.

Dunkin a montré que les sous-déterminants d'un produit de matrices peuvent s'exprimer au moyen d'un produit de sous-déterminants des matrices élémentaires. Ainsi, si

$$r \begin{vmatrix} & ij \\ & k1 \end{vmatrix} = r_{ik} r_{jl} - r_{il} r_{jk}$$

est le sous-déterminant de la matrice \underline{R} où l'on n'a conservé que les lignes i et j et les colonnes k et l , les mineurs $r \begin{vmatrix} ij \\ k1 \end{vmatrix}$ peuvent être développés en fonction des mineurs des matrices \underline{I} et \underline{G} de la manière suivante :

$$r \begin{vmatrix} ij \\ k1 \end{vmatrix} = t_m \begin{vmatrix} ij \\ op \end{vmatrix} g_{m-1} \begin{vmatrix} \\ qr \end{vmatrix} \dots \dots \dots g_2 \begin{vmatrix} uv \\ wx \end{vmatrix} g_1 \begin{vmatrix} wx \\ k1 \end{vmatrix}$$

où toutes les paires d'indices op, qr, \dots, wx doivent être sommées de telle façon que $0 < p, q < r, \dots, r < v, w < x$

De plus, ces mineurs ne contiennent pas de produits d'exponentielles identiques.

Si on définit $\underline{Q} = \underline{G}_s(z_0 - z_{s-1}) \dots \underline{G}_1$ *couches au-dessus de la source*

alors $\underline{R} = \underline{P} \underline{Q}$ *les couches au-dessus* *couches au-dessous*

et l'équation (2.16) peut s'écrire

$$\begin{bmatrix} \frac{\dot{u}_0}{c} \\ \frac{\dot{w}_0}{c} \end{bmatrix} = \frac{1}{r|_{12}} \underline{A} \underline{\Delta}_s = \frac{1}{r|_{12}} \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \Delta_s \end{bmatrix}$$

avec $a_{1j} = -q_{k2} p|_{jk}^{12}$ $j = 1, \dots, 4$ *couches au-dessus* *couches au-dessous*

$a_{2j} = q_{k1} p|_{jk}^{12}$ $j = 1, \dots, 4$

$p|_{jk}^{12} = t_m|_{op}^{12} g_{m-1}|_{qr} \dots g_{s+1}|_{wx} g_s|_{jk}^{wx} (z_s - z_0)$ *les couches au-dessus de la source*

Les expressions des mineurs g_{kl}^{ij} utilisés dans les calculs sont donnés en annexe A.

CHAPITRE III

EXEMPLES DE SIMULATIONS NUMERIQUES DE PROFILS SISMIQUES VERTICAUX

DANS LES CAS ACOUSTIQUE ET ELASTIQUE

III.1 - PRECISIONS SUR LE CALCUL DES SISMOGRAMMES SYNTHETIQUES

III.2 - SIMULATIONS DANS LE CAS ACOUSTIQUE AVEC OFFSET NUL

III.2.1 Premier exemple

III.2.2 Deuxième exemple

III.3 - SIMULATIONS DANS LE CAS ELASTIQUE

III.3.1 Les PSV avec offset

III.3.2 Modèle à 4 couches

III.3.3 Modèle à 47 couches

Les exemples de simulation numérique de PSV sont peu nombreux dans la littérature spécialisée. Hémon (1978) a obtenu, avec la méthode des différences finies, des profils verticaux synthétiques dans le cas élastique. Les simulations réalisées par Wyatt (1981), et par Ganley (1981), représentent une simple extension de la méthode de Baranov et Kunetz (1960) du calcul des sismogrammes synthétiques à une dimension. Temme et Müller (1982) ont utilisé la méthode de la réflectivité pour calculer, dans le cas acoustique, la réponse du milieu stratifié à des ondes planes ou sphériques.

On montre dans ce chapitre, après avoir présenté deux exemples simples dans le cas acoustique, les sismogrammes calculés pour deux modèles de milieux élastiques excités par des sources ponctuelles. On étudie en particulier l'influence, sur le champ d'ondes enregistré en profondeur, de la position de la source le long de la surface. On ne cherchera pas, dans les paragraphes qui suivent, à interpréter de façon détaillée les sismogrammes obtenus. On se bornera à en décrire les traits essentiels de manière qualitative. Il s'agit bien plus de montrer, pour les modèles simples qui ont été considérés, toute la complexité de la propagation d'ondes dans de tels milieux.

III.1 PRECISIONS SUR LE CALCUL DES SISMOGRAMMES SYNTHETIQUES

Deux sources sismiques sont considérées dans les calculs : une source ponctuelle explosive et une force ponctuelle verticale. On s'intéresse aux composantes verticale et horizontale du déplacement (composante verticale seulement dans le cas acoustique) et à la dilatation cubique (champ d'ondes enregistré par un hydrophone).

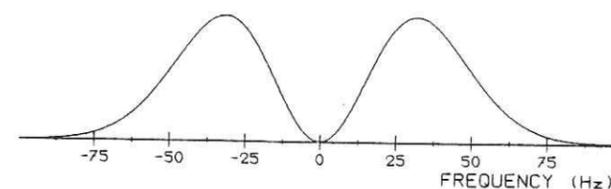
L'application du théorème de réciprocité de Betti permet de simuler la technique des PSV en plaçant la source à l'intérieur du puits et en enregistrant à la surface, ou à proximité de celle-ci, le champ d'ondes émis par cette source. Ainsi, l'enregistrement en profondeur du champ de pression produit par une force verticale en surface est identique à l'enregistrement en surface de la composante verticale du déplacement généré par une source explosive en profondeur. On utilise en pratique les formules établies dans les paragraphes II.2 et II.3 du chapitre précédent.

La propagation matricielle s'effectue du bas vers le haut en multipliant entre elles les matrices de transfert \underline{G} . On introduit, à chaque profondeur d'enregistrement, la discontinuité de la source à cette profondeur. Les contributions correspondant aux différents nombres d'ondes considérés sont sommées, et les sismogrammes sont multipliés par le spectre de la source avant l'inversion de Fourier.

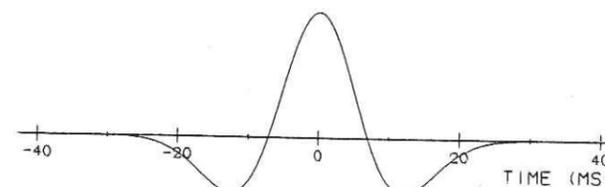
Dans les exemples suivants, la fonction source est définie dans le domaine des fréquences par

$$S(f) = f^2 e^{-f^2 t_0^2} \quad \text{où } f \text{ désigne la fréquence.}$$

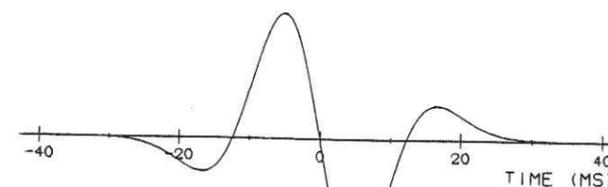
Cette fonction, qui correspond à une fréquence dominante du signal $f_0 = \frac{1}{t_0}$ est représentée sur la figure III.1a pour $t_0 = 0,0315$ s. Suivant la nature de la composante calculée, le signal observé sur les sismogrammes est un signal de Ricker (figure III.1b) ou la dérivée de ce signal (figure III.1c).



(a)



(b)



(c)

Fig. III.1 Fonction source utilisée dans les calculs
(a) spectre d'amplitude, (b) signal de Ricker,
(c) dérivée du signal de Ricker.

Dans les programmes, la propagation verticale (matrice \underline{R}) représente l'essentiel du temps de calcul. Celui-ci dépendra du nombre de couches considérées dans le modèle, mais plus encore de la valeur de la fréquence maximale, pour une durée fixée des sismogrammes. Le nombre de sismogrammes calculés en profondeur pour un profil donné intervient assez faiblement dans la longueur des calculs. Le déport ou l'offset de la source, défini comme étant la distance horizontale entre la source et l'axe du puits, s'introduit facilement dans les calculs, et se limite à une multiplication par une fonction de Bessel pour chaque nombre d'onde horizontal. On peut donc calculer en une seule fois plusieurs profils verticaux parallèles, ce qui n'entraîne qu'un faible surcroît de temps de calcul par rapport au temps nécessaire au calcul d'un seul profil.

Les calculs numériques ont été réalisés en partie sur l'IBM 3033 du CNUSC de Montpellier, et en partie sur le CRAY 1 du GETIA à Clamart.

III.2 SIMULATIONS DANS LE CAS ACOUSTIQUE AVEC OFFSET NUL

III.2.1 Premier exemple

La figure III.2 représente un PSV obtenu dans le cas acoustique, comprenant 100 sismogrammes régulièrement espacés entre 200 et 2700 m de profondeur. Les vitesses et les densités du modèle à 4 couches utilisées dans le calcul sont reproduites dans l'annexe B (modèle 4). Les forts contrastes d'impédance acoustique et les couches très épaisses de ce modèle ont été choisis intentionnellement pour mettre en évidence les phénomènes de réflexion et de réfraction aux interfaces.

La loi de vitesse des ondes P suivant la profondeur est portée à gauche sur la figure. Les sismogrammes sont représentés à leur profondeur réelle sur l'échelle verticale, et simulent l'application d'une force ponctuelle verticale en surface, avec déport nul. Le signal est calculé pendant 2 s avec 256 points, et représente la dilatation. La fréquence maximale est 63,5 Hz. Le seul traitement appliqué aux sismogrammes est une normalisation trace par trace : la même amplitude a été affectée à la valeur maximale de chaque trace.

L'onde P directe issue de la source possède la plus forte amplitude. Les événements descendants et ascendants apparaissent tout à fait symétriques, et la vitesse apparente de ces événements suivant la verticale est égale à la vitesse des ondes P dans les différentes couches. Les variations de la vitesse avec la profondeur sont d'ailleurs bien visibles, à 700 m de profondeur en particulier. Les réflexions les plus fortes sont associées à la surface libre et à l'interface située à 2800 m de profondeur. On observe également quelques réflexions multiples qui s'atténuent rapidement dans le temps, du fait de l'expansion géométrique des fronts d'ondes et des pertes par transmission.

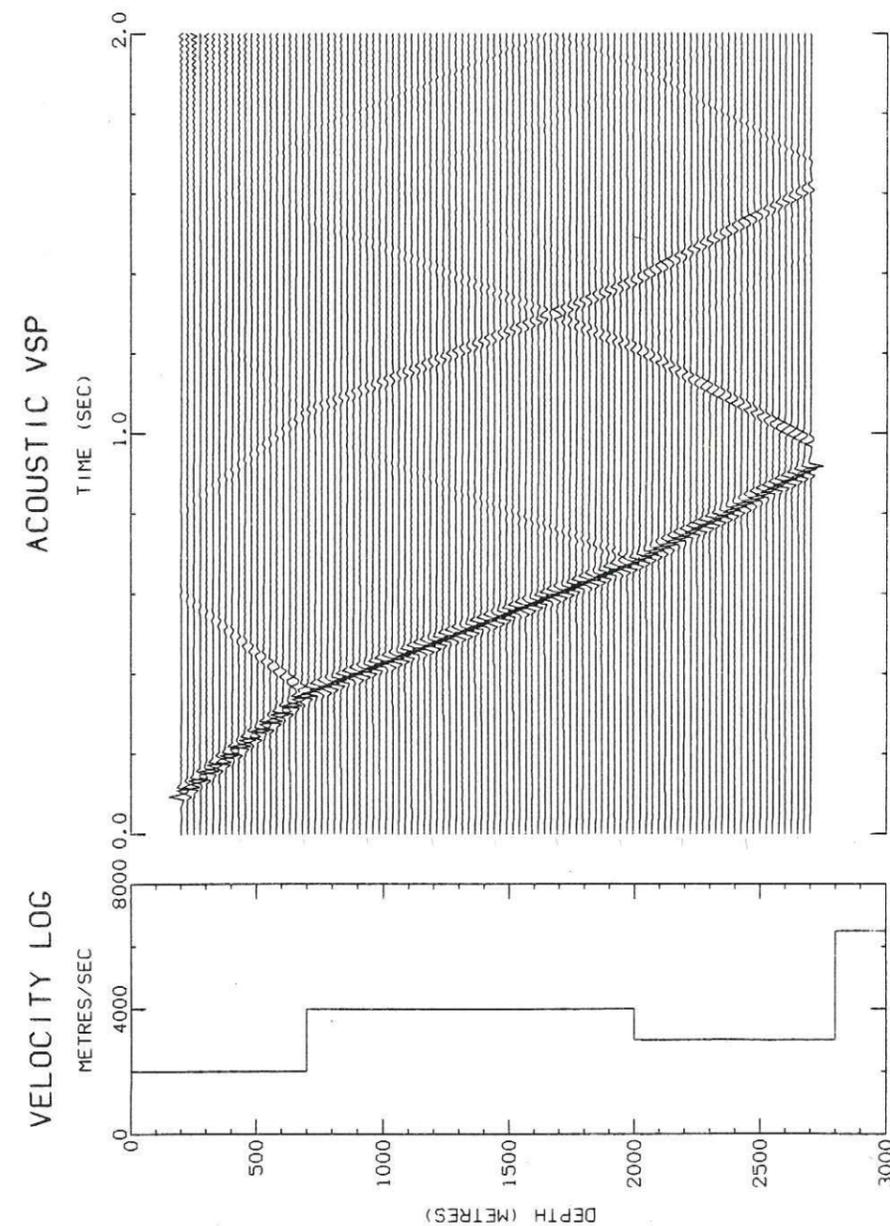


Fig. III.2

III.2.2 Deuxième exemple

La plupart des remarques faites pour la figure III.2 s'appliquent également à la section représentée sur la figure III.3. Le modèle de vitesse et de densité, et les paramètres de calcul sont les mêmes que précédemment. Les sismogrammes représentent encore la dilatation, mais la source est une explosion à 50 m de profondeur.

Le signal qui se propage en profondeur se double d'un "fantôme" qui correspond à une réflexion sous la surface libre. Cette réflexion "fantôme" allonge le signal et introduit quelques distorsions.

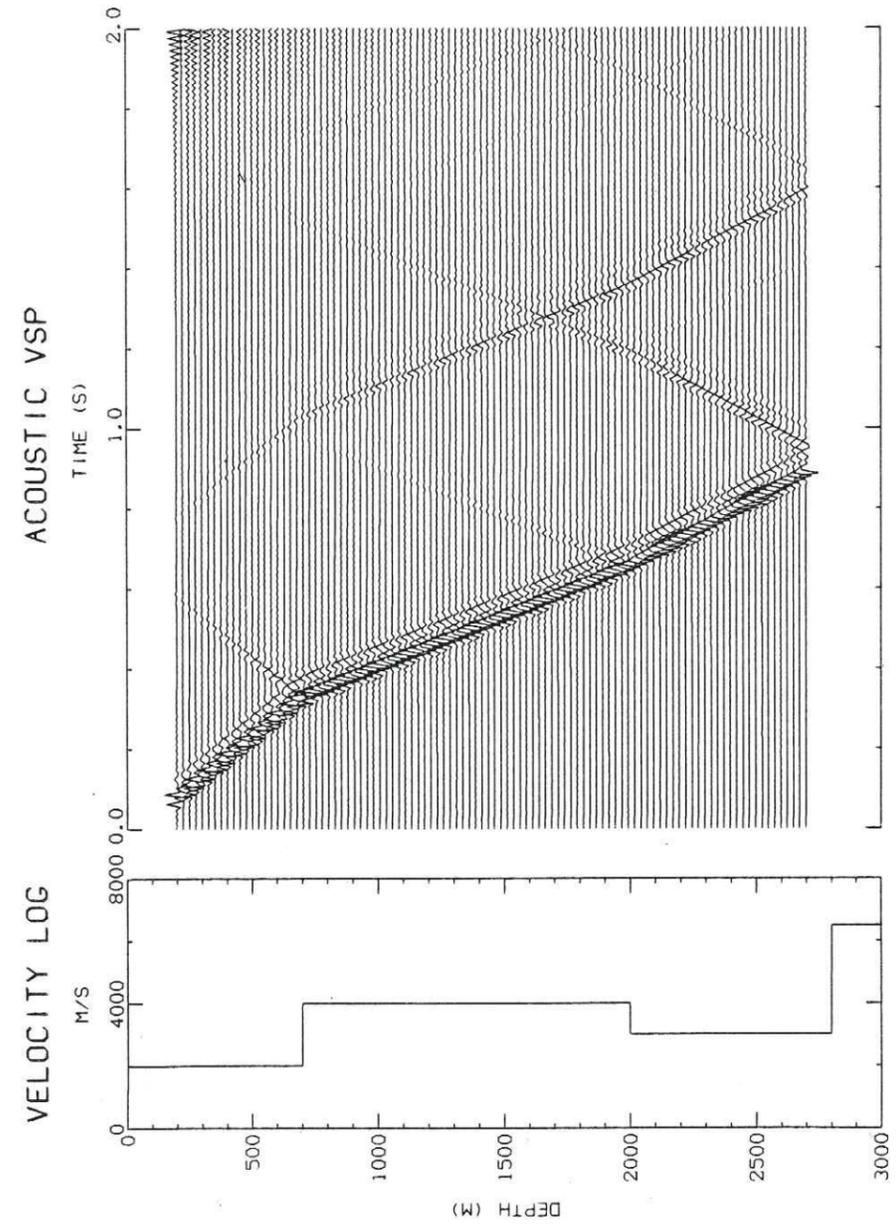


Fig. III.3

III.3 SIMULATIONS DANS LE CAS ELASTIQUE

III.3.1 Les PSV avec offset

L'approximation du milieu acoustique qui a été utilisée dans les deux exemples précédents, est à la base de l'interprétation des profils sismiques conventionnels utilisant des sources d'ondes longitudinales. Elle se justifie par les faibles déports latéraux existant entre la source sismique et les récepteurs, en regard de la profondeur d'investigation recherchée.

Dans le cas des PSV cependant, l'éloignement de la source par rapport à la tête du puits reste encore le moyen le plus efficace d'atténuer l'effet des ondes de tube (Hardage, 1981). Les déports importants qui sont alors nécessaires présentent malheureusement l'inconvénient d'accentuer la conversion des ondes P en ondes S à l'intérieur du milieu, et remettent en cause l'approximation du milieu acoustique. Une partie des ondes S ainsi obtenues pourra être ultérieurement reconvertie en ondes P par le processus inverse. Il reste que ces phénomènes de conversion créent des anomalies de propagation (Lash, 1980, 1981) qui, lorsqu'elles sont uniquement interprétées en termes d'ondes de compression, faussent l'interprétation des sections sismiques.

Parallèlement, les PSV avec offset amènent, par rapport aux PSV à offset nul, une information latérale sur les réflecteurs. Les signaux que l'on peut suivre sur un même événement, lorsque l'offset est non nul, se sont propagés suivant des trajets légèrement différents. Dans l'hypothèse d'un milieu à couches planes, il est possible, pour les récepteurs les moins profonds, d'"explorer" les réflecteurs sur une distance approximativement égale à la moitié de la distance séparant la source du puits (les points miroirs s'écartent de l'axe du puits lorsque le géophone remonte dans le puits). Cette propriété permet d'étudier la continuité des réflecteurs, et de mettre en évidence des hétérogénéités latérales telles que failles ou pendages.

Cependant, le fait d'accroître l'offset de la source s'accompagne d'une modification du champ d'ondes enregistré. Des phénomènes complexes de propagation d'ondes apparaissent lorsque l'offset devient très grand (disons supérieur à la moitié de la profondeur totale du puits). Il importe donc d'étudier dans un premier temps, avant d'être en mesure d'interpréter des variations latérales dans le milieu, les modifications du champ d'ondes introduites par des offsets croissants de la source.

La prise en compte des ondes transversales dans nos calculs permet une simulation complète de la propagation d'ondes dans un milieu stratifié plan. Un examen détaillé des sismogrammes obtenus dans les cas acoustique et élastique permet par ailleurs de distinguer, parmi tous les événements, ceux qui correspondent à des ondes longitudinales pures de ceux qui, au cours de leur trajet entre source et récepteur, se sont propagés -en partie au moins- sous forme d'ondes transversales.

Dans les deux exemples présentés, les sismogrammes ont été calculés pour 4 offsets différents : 0, 500, 1000 et 2000 m. On montre pour chaque offset, la dilatation et la composante verticale du déplacement dans les cas acoustique et élastique, ainsi que la composante horizontale du déplacement dans le cas élastique.

III.3.2 Modèle à 4 couches

On reprend le modèle à 4 couches du paragraphe III.2 dans le cas élastique. Les vitesses des ondes S (figurées en pointillés sur la loi de vitesse) sont données dans le modèle 4 de l'annexe B. La source est une force ponctuelle verticale en surface, et les sismogrammes sont calculés entre 0 et 63,5 Hz.

Pour décrire les différentes phases réfléchies et réfractées, on introduit des notations de la forme

P_1S^T pour l'onde P transmise en onde S à l'interface 1 (à la base de la 1ère couche),
 S_1S^R pour l'onde S réfléchi en onde S à l'interface 1,
 P_0S pour l'onde P se propageant le long de la surface libre et réfractée en onde S,
 $(P_1P^R)_0P^R$ pour la réflexion multiple entre l'interface 1 et la surface libre.

Offset nul

La figure III.4 présente la dilatation pour un offset nul. Sur ce type d'enregistrement, où n'apparaissent que les ondes longitudinales, les sismogrammes obtenus dans les cas acoustique et élastique sont pratiquement identiques. On aperçoit toutefois sur la section inférieure, avec quelques difficultés, les ondes S_1P^T et S_1P^R vers 0,6s à 700 m de profondeur. Il s'agit de l'onde S directe issue de la source, jusqu'ici invisible, qui est réfléchiée et transmise sous forme d'onde P. Ces événements apparaissent beaucoup plus clairement sur la composante verticale du déplacement (figure III.5), où l'onde S directe est bien observée. On aperçoit également l'onde P_1S^T qui se sépare de l'onde P directe à partir de 700 m de profondeur.

Offset 500 m

La figure III.6 montre la dilatation pour un offset de 500 m. On remarque tout d'abord que la symétrie qui était observée entre les ondes montantes et les ondes descendantes pour les PSV à offset nul n'existe plus, du moins pour les premières arrivées. Ces événements se répartissent sur des branches d'hyperboles dont la courbure est plus accentuée à proximité de la surface qu'en profondeur. Les vitesses apparentes des fronts d'ondes suivant la verticale sont dans ce cas supérieures à la vitesse des ondes dans le milieu. On note également la forte amplitude qui est associée à l'onde S_1P^R : au niveau de l'interface à 700 m de profondeur, son amplitude est égale à celle de l'onde P directe. Par contre, l'amplitude de l'onde S_1P^R décroît plus rapidement que celle de l'onde P_1P^R au cours de sa propagation vers le haut. Ce fait s'explique par la plus grande courbure du front d'onde de l'onde S_1P^R par rapport à celle du front d'onde de l'onde P_1P^R (pour S_1P^R , la conversion s'accompagne d'une augmentation de vitesse). L'onde S_1P^R conserve néanmoins une énergie suffisante au voisinage de la surface libre pour donner lieu à quelques réflexions multiples bien visibles à l'intérieur de la première couche.

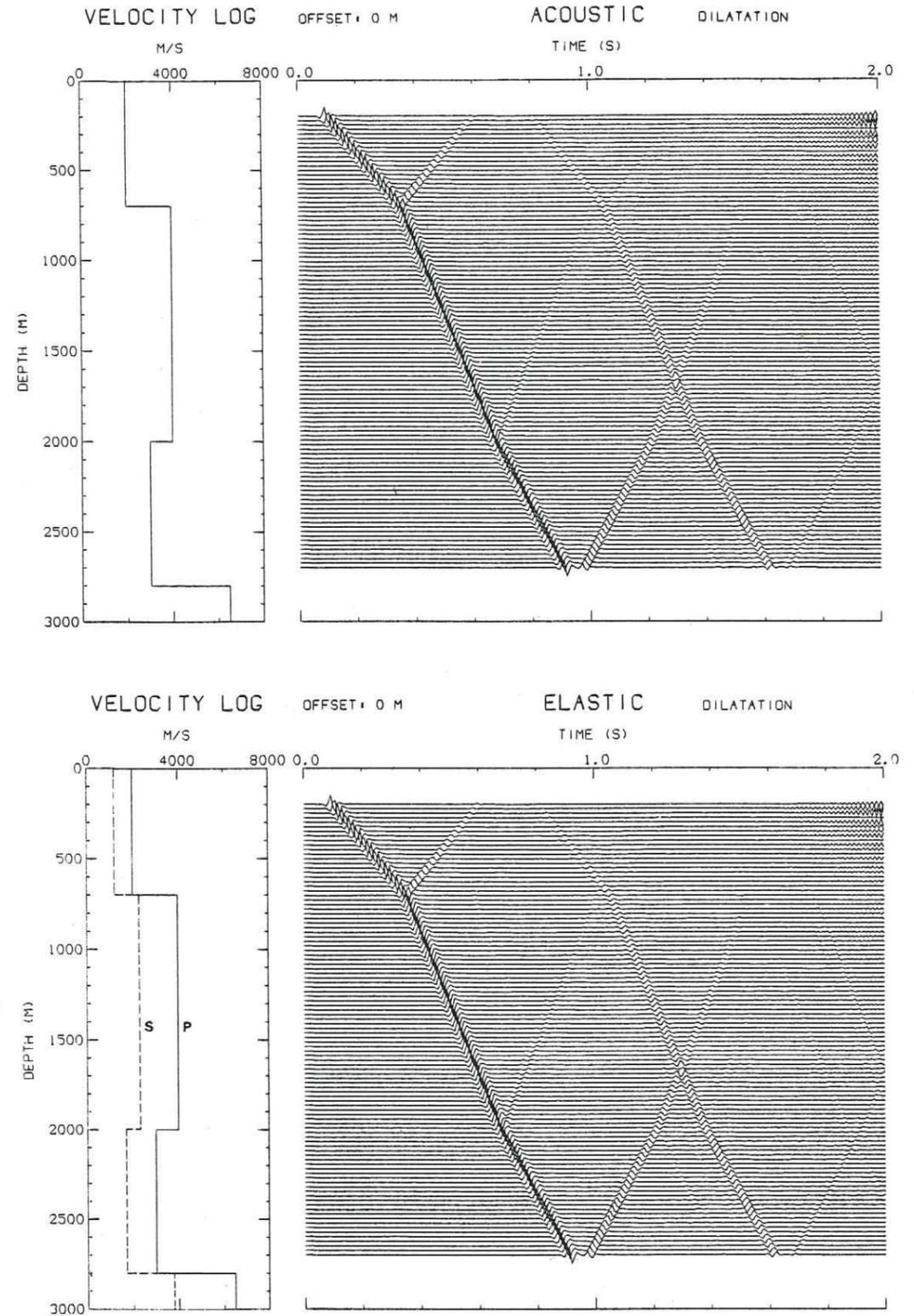


Fig. III.4

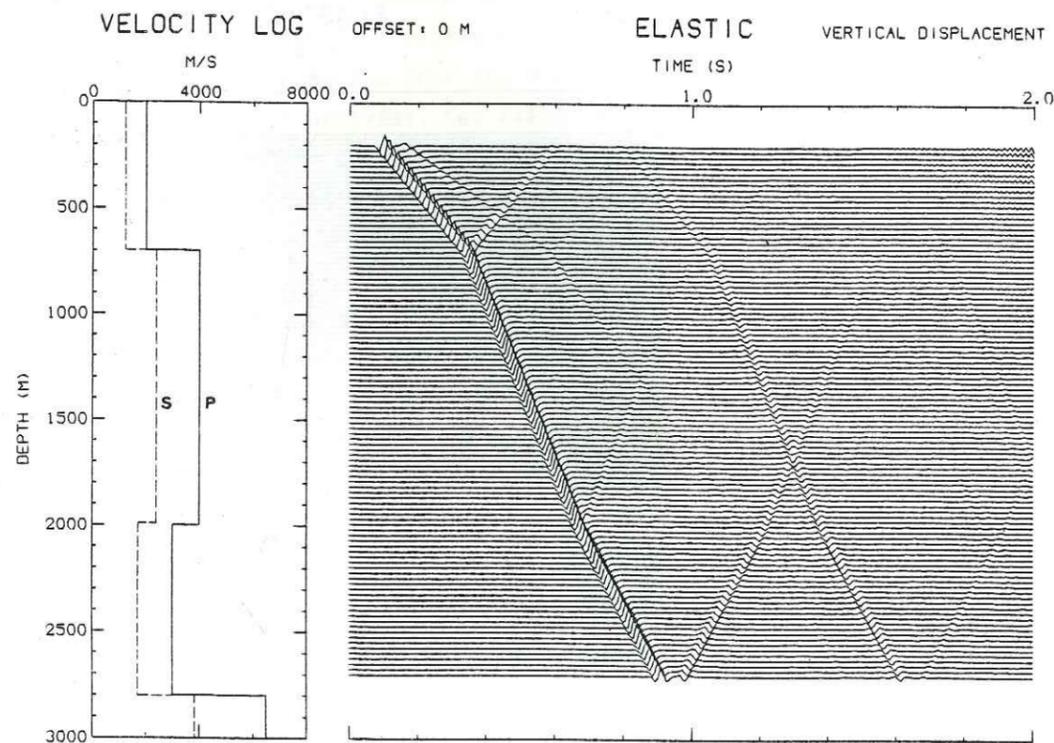
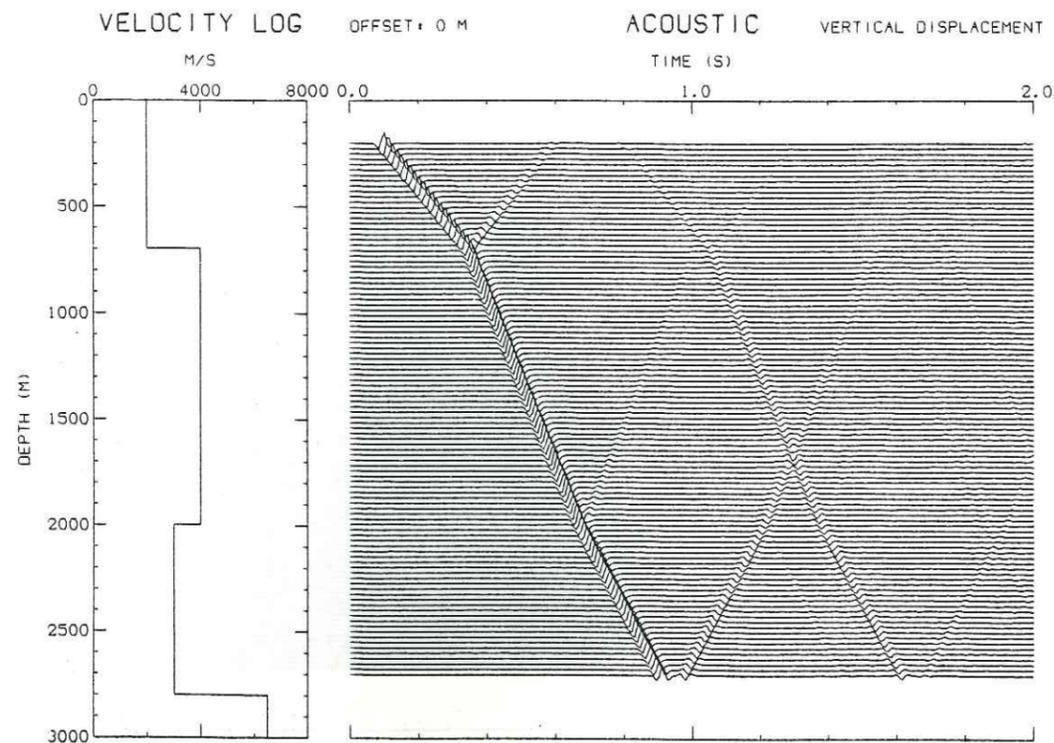


Fig. III.5

L'onde S_1P^T , contrairement à ce qui avait été observé pour l'offset nul, possède une amplitude plus faible que l'onde S_1P^R , et présente une discontinuité par rapport à cette dernière onde. Juste en-dessous de l'interface 1, l'onde S_1P^T correspond à l'onde S directe, réfractée en onde P le long de l'interface 1. Dans la couche 2, la vitesse des ondes P est nettement supérieure à celle des ondes S dans la couche 1, et explique l'avance de l'onde S_1P^T par rapport à l'onde S_1P^R , bien que le trajet suivi soit plus long. Les temps d'arrivées de ces deux ondes mesurés sur les sismogrammes correspondent exactement aux temps d'arrivées théoriques (respectivement 682 ms et 717 ms). Pour des raisons similaires à celles évoquées plus haut, l'onde S_1P^T s'atténue plus rapidement en profondeur que l'onde P_1P^T .

Si jusqu'à présent les sismogrammes obtenus dans les cas acoustique et élastique étaient relativement semblables (bien que certaines phases n'apparaissent pas dans le cas acoustique), la figure III.7 montre pour le déplacement vertical, deux profils assez différents. Dans la première couche, les événements, dans le cas élastique, sont dominés par l'onde S directe, et la forte amplitude de l'onde S_1P^R observée sur la figure III.6 paraît maintenant toute relative. Les conversions d'ondes sont nettement visibles au voisinage de l'interface 1 pour les ondes P et S directes. Ces deux ondes donnent naissance chacune à deux ondes réfléchies et deux ondes transmises : P_1P^R , P_1S^R , P_1P^T , P_1S^T pour l'onde P ; S_1P^R , S_1S^R , S_1P^T , S_1S^T pour l'onde S.

L'amortissement de l'onde S_1S^T avec la profondeur n'est qu'un phénomène apparent. En profondeur, l'incidence (suivant la théorie des rais) de l'onde S transmise se rapproche de la normale, et les mouvements transversaux sont alors mieux perçus sur la composante horizontale du déplacement, comme on peut le voir sur la figure III.8. Sur cette composante, la plupart des événements correspondent à des mouvements transversaux et sont parallèles, ou symétriques par rapport à l'onde S directe, mais les mouvements longitudinaux apparaissent assez bien aux profondeurs supérieures à 700 m. Il est intéressant de noter que des conversions d'ondes P en ondes S ont lieu même pour les réflecteurs

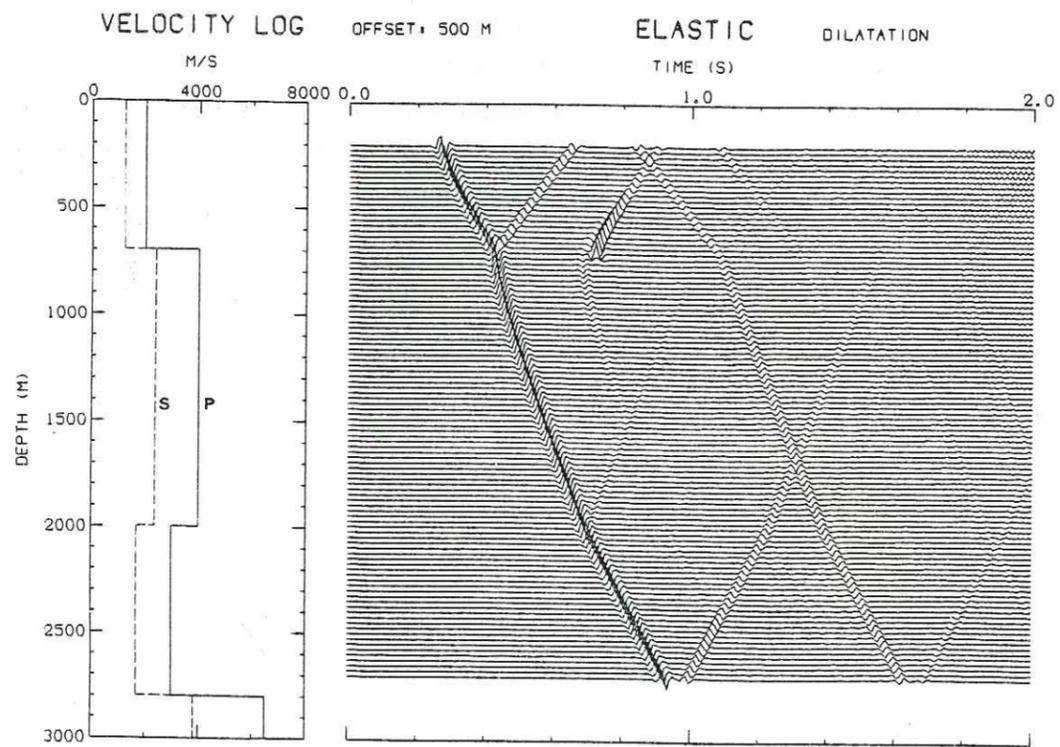
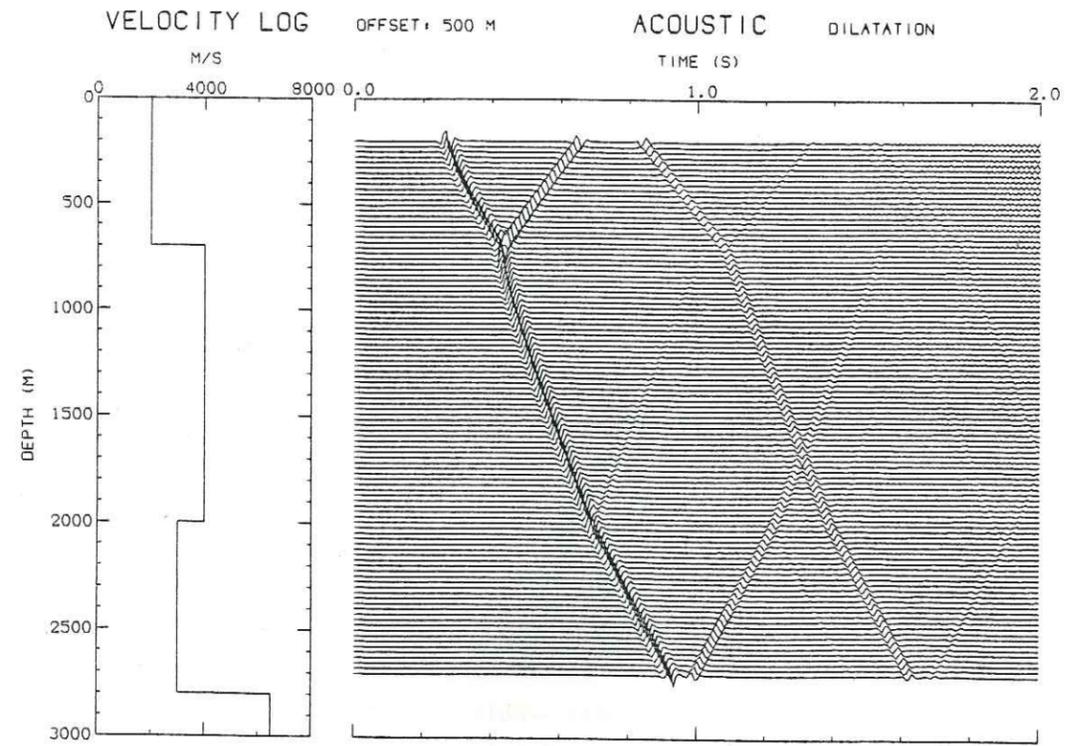


Fig. 111.6

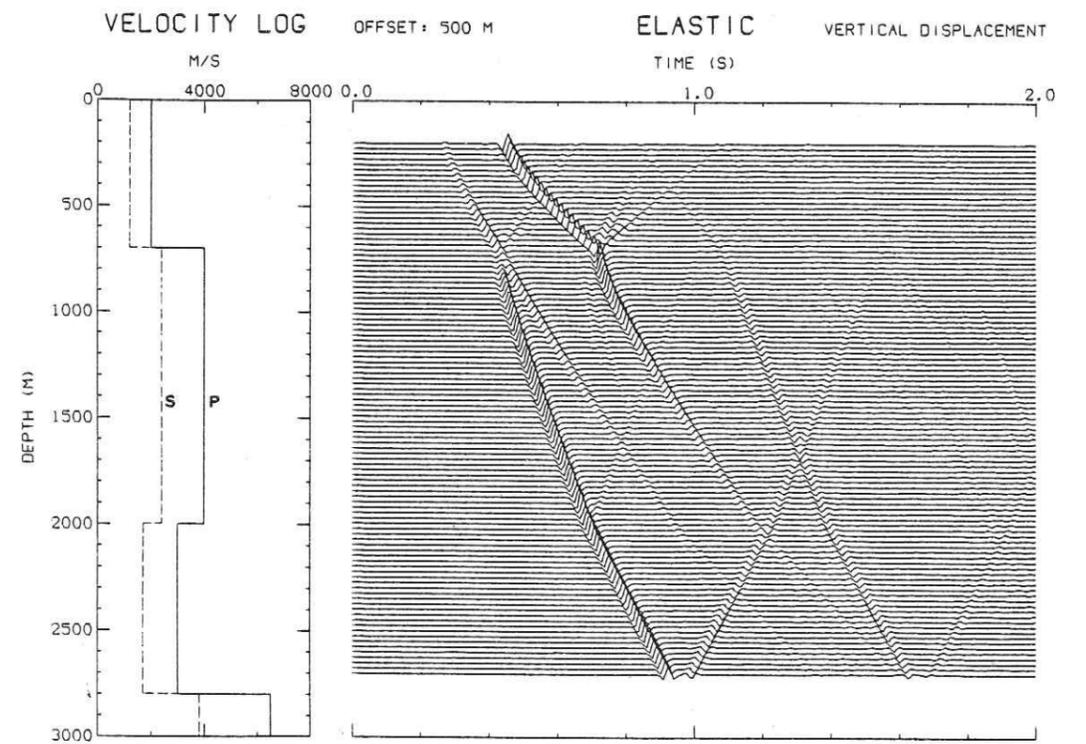
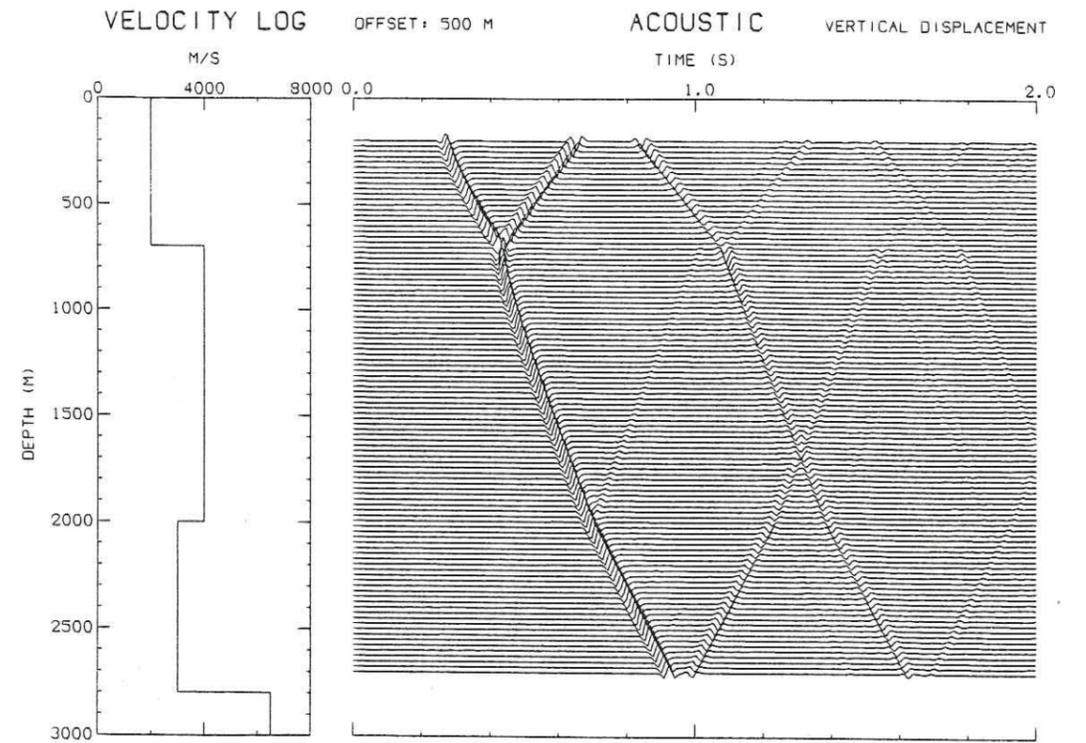


Fig. 111.7

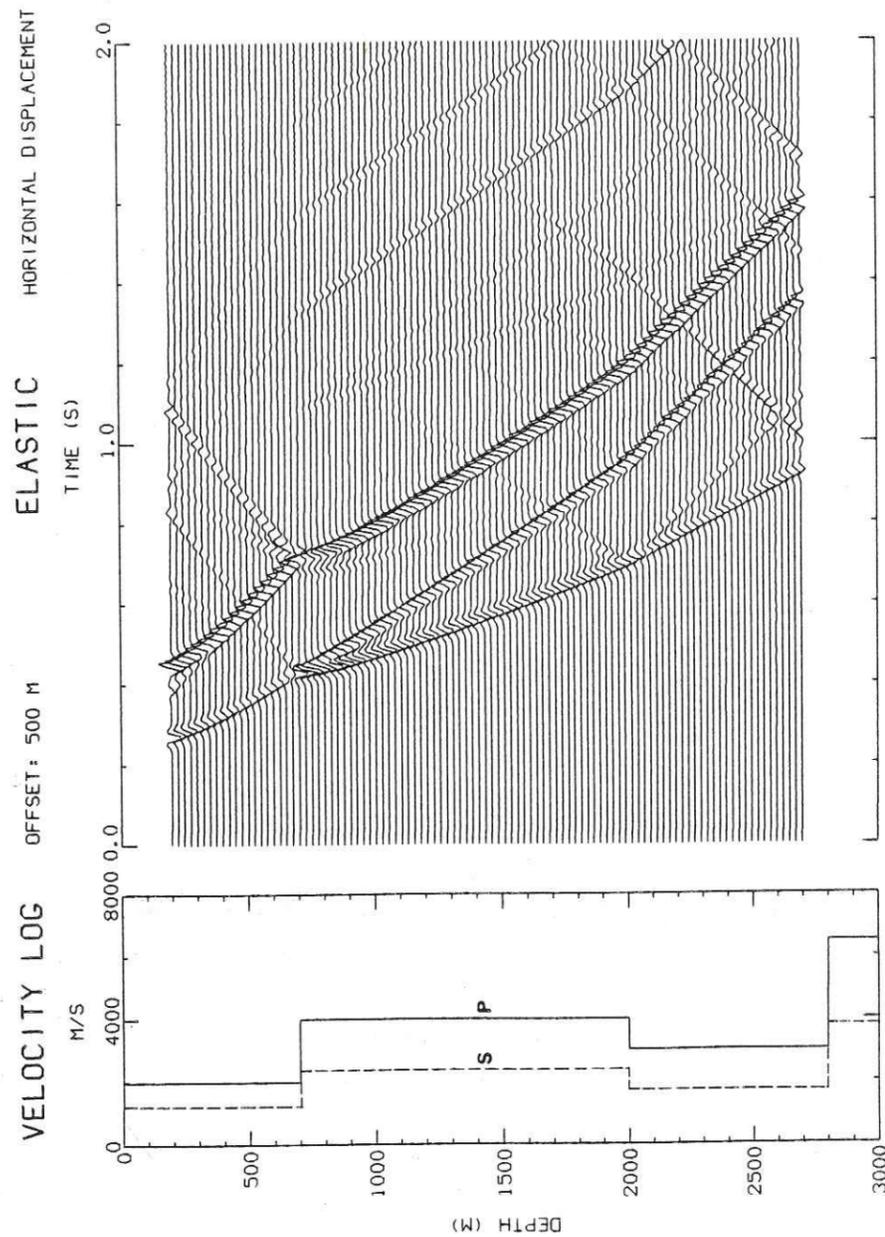


Fig. III.8

les plus profonds (P_2S^R , P_2S^T , P_3S^R par exemple). On remarque enfin dans la première couche, en plus des réflexions multiples d'ondes S, une troisième arrivée "directe" qui se situe entre l'onde P et l'onde S directes issues de la source. Il s'agit de l'onde P directe se propageant le long de la surface libre, qui est réfractée sous forme d'onde S dans le milieu inférieur. A faible profondeur, l'onde P_0S arrive juste après l'onde P directe. A plus grande profondeur, l'onde P_0S se confond avec l'onde S directe.

Offset 1000 m

Avec un offset de 1000 m, les sismogrammes montrent une certaine complexité, comme en témoignent les figures III.9, III.10 et III.11. La figure III.9 représente la dilatation. On remarque en premier lieu la discontinuité de l'onde P directe au niveau de l'interface 1, qui s'explique par la vitesse de propagation élevée des ondes P dans la seconde couche. L'interférence de l'onde P_1P^R avec l'onde conique se propageant le long de l'interface 1 conduit, dans le cas acoustique, à une amplification de l'onde P_1P^R par rapport à l'onde P directe. L'amplitude de l'onde P_1P^R est maximale au voisinage de la surface libre, et on peut montrer qu'à cet endroit, l'angle de réflexion est voisin de l'angle critique (pour une description plus complète de ce phénomène, cf Červený, Molotkov, Pšenčík, 1977, p. 190-193). Dans le cas élastique, cet effet est moins sensible en raison de la conversion d'une partie de l'énergie des ondes P en ondes S à la base de la première couche.

L'interprétation des interférences se produisant à 1 s vers 500 m et 700 m de profondeur est plus délicate, et un examen des composantes verticale (figure III.10) et horizontale (figure III.11) s'avère nécessaire. Intéressons-nous d'abord à l'onde descendante que l'on aperçoit sur les figures III.9 et III.11 vers 0,8 s à 700 m de profondeur. Elle apparaît sur la dilatation -c'est une onde longitudinale-, mais n'apparaît pratiquement pas sur la composante verticale du déplacement. Sur la composante horizontale, elle s'atténue avec la profondeur, et sa vitesse apparente est égale à celle de l'onde P directe. On peut donc penser qu'il s'agit de l'onde S directe qui est réfractée sous forme d'onde P à la base de la première couche.

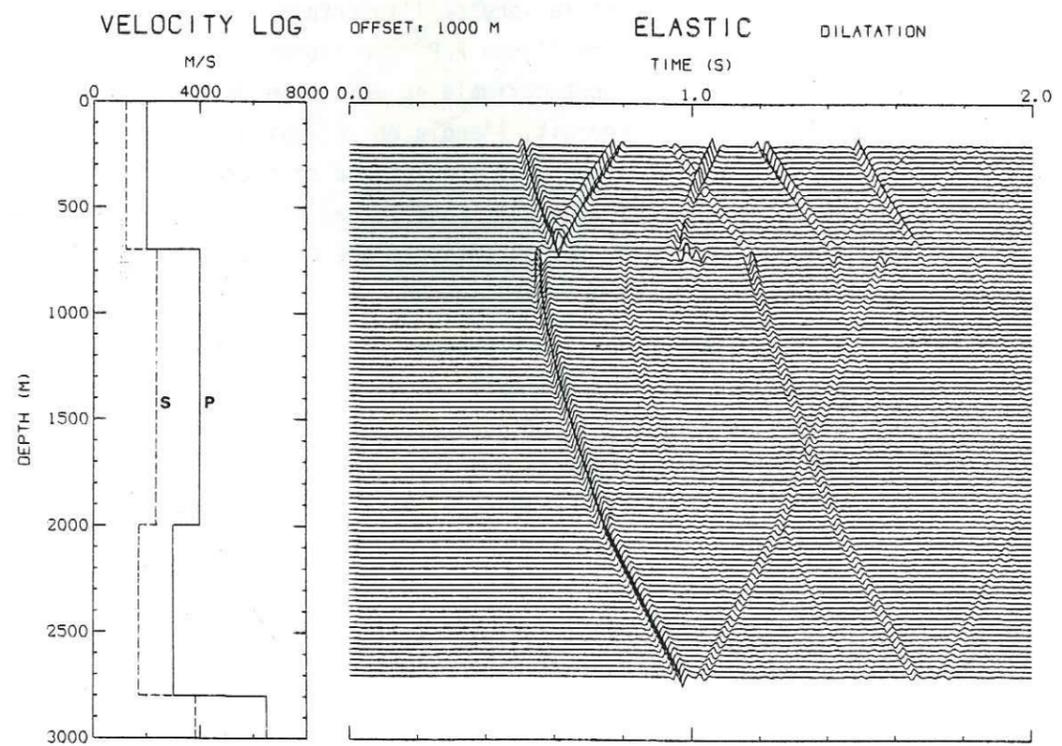
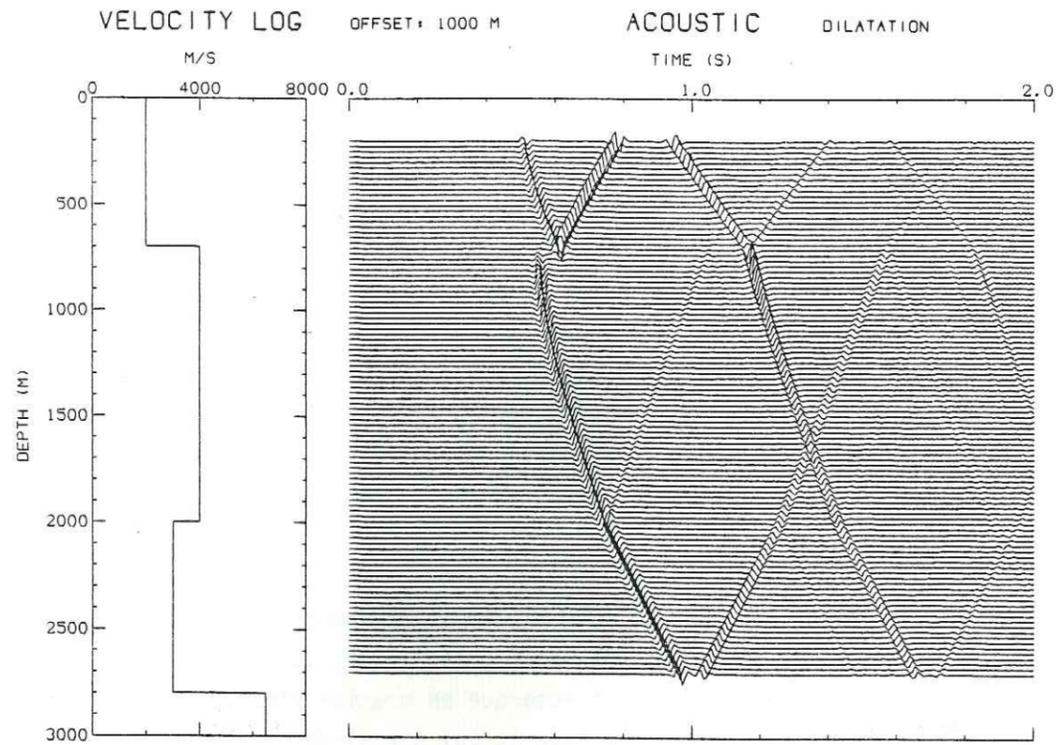


Fig. III.9

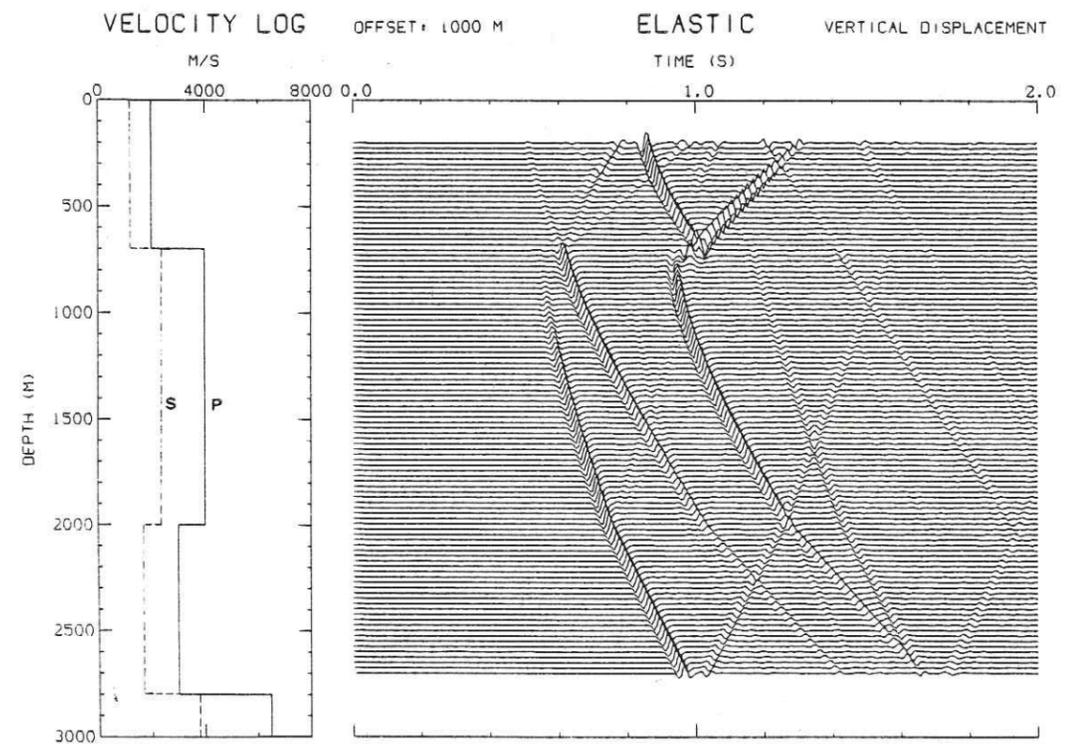
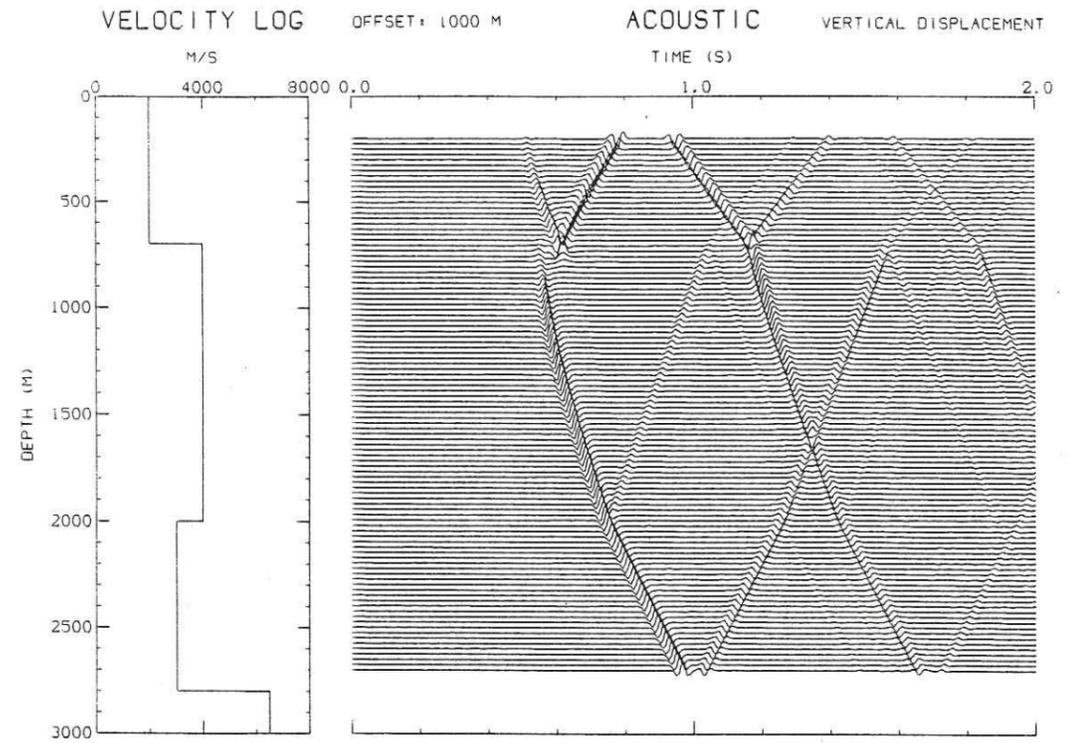


Fig. III.10

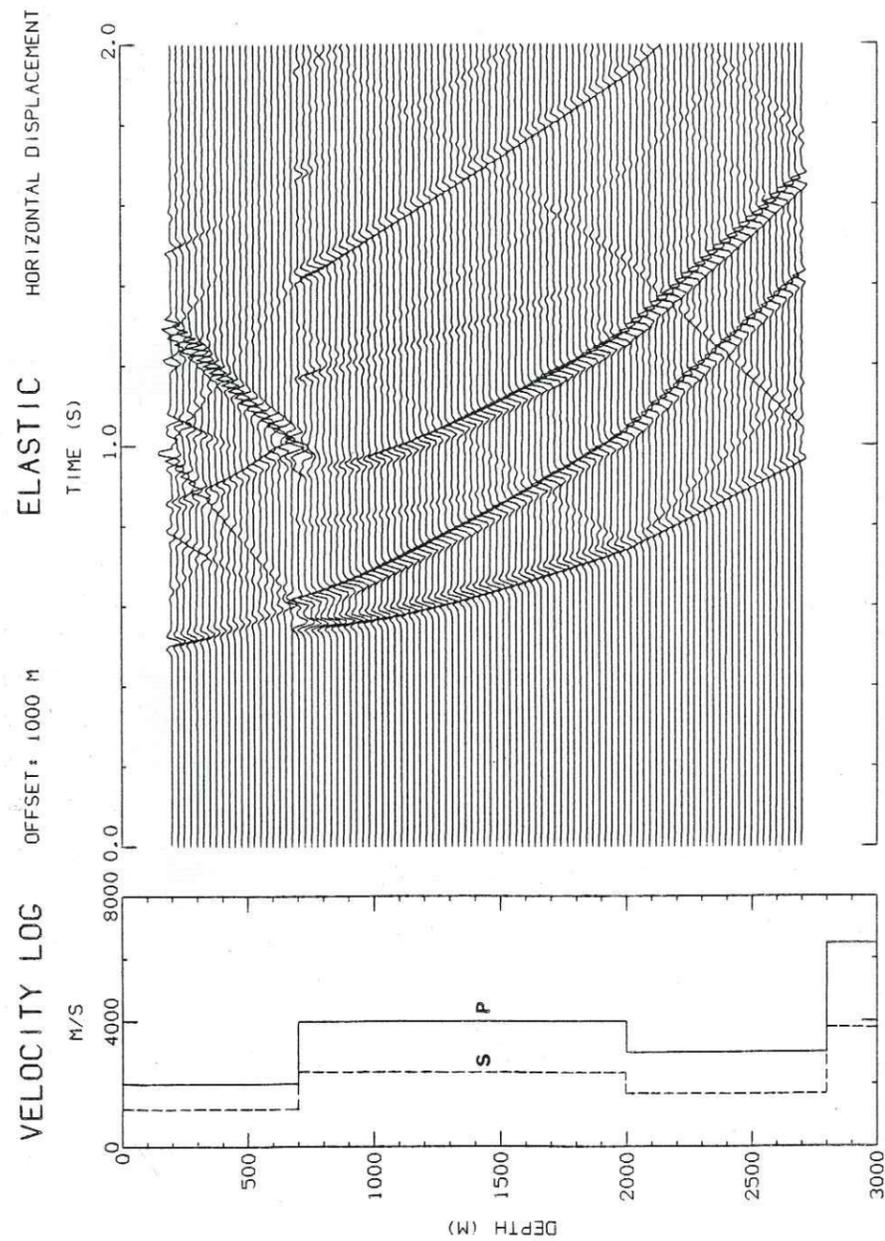


Fig. III.11

Un calcul simple de temps d'arrivée confirme ce jugement.

A 700 m de profondeur, plusieurs phases se composent vers 1 s. L'onde conique S_1S^T arrive à 932 ms. L'onde P_0S arrive à 967 ms, et l'onde S directe est bien visible sur la composante verticale à 1017 ms. Entre ces deux arrivées, on observe un signal de grande amplitude s'atténuant rapidement en profondeur (figures III.9 et III.10). On peut s'interroger également sur la nature de l'onde montante de forte amplitude que l'on voit se propager dans la première couche (figure III.9) entre 0,98 s et 1,03 s environ. Il s'agit d'une onde P dont le mouvement apparaît principalement sur la dilatation et la composante horizontale. Entre 450 et 550 m de profondeur, l'amplitude de cet événement diminue très rapidement et devient pratiquement nulle. L'hypothèse d'un phénomène d'interférences entre plusieurs types d'ondes semble devoir être écartée, bien qu'il y ait à cet endroit une superposition de plusieurs ondes montantes de faible énergie. L'explication réside davantage dans les variations d'amplitude des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de l'angle d'incidence. On observe en réalité deux ondes : l'onde S_1P^R que l'on voit sur la dilatation dans la partie supérieure de la première couche correspond à des angles d'incidence de l'onde S directe compris entre 28° (à 200 m de profondeur) et 37° environ (à 700 m de profondeur). Les courbes de variations des coefficients de réflexion et de transmission avec l'angle d'incidence (par exemple Pilant, 1979, p. 131-134) font apparaître qu'entre 28° et 37° d'incidence, l'amplitude de l'onde convertie réfléchie S-P chute très rapidement.

On commence à entrevoir à partir de cet exemple, les difficultés d'interprétation qui pourront surgir pour des situations plus complexes. Entre les phénomènes d'interférences constructives et destructives, l'expansion géométrique des fronts d'ondes, et les variations d'amplitude liées aux coefficients de réflexion et de transmission, il sera bien difficile, lorsque l'offset de la source devient important, d'identifier certains événements de grande amplitude.

Offset 2000 m

Les figures III.12, III.13 et III.14 présentent respectivement la dilatation, la composante verticale et la composante horizontale du déplacement pour un offset de 2000 m. Sur la figure III.12, on aperçoit dans le cas acoustique, une série de réflexions multiples à l'intérieur de la première couche. On observe pour ces réflexions multiples, que la vitesse apparente de l'onde P suivant la verticale diminue avec le temps, et se rapproche de la vitesse des ondes P dans la première couche. Toutes les réflexions se produisent pour des angles d'incidence supérieurs à l'angle critique (30°), et l'amplitude est maximale pour des angles d'incidence compris entre 35° et 43° environ.

On peut s'étonner de l'absence, dans le cas élastique, de l'onde P réfléchié sous la surface libre vers 1,2 s. On montre là encore, à partir des diagrammes des coefficients de réflexion des ondes P et SV pour la surface libre (cf Aki et Richards, 1980, p.142), que l'angle d'incidence de l'onde P sous la surface libre est très proche de l'angle qui correspond à une conversion totale d'onde P en onde S.

Comme on a pu le constater jusqu'ici, la dilatation et la composante verticale du déplacement ne diffèrent que très peu dans le cas acoustique, mis à part quelques différences dans les amplitudes qui sont dues à l'obliquité des rais. Dans le cas élastique, les différences sont nettement plus importantes, lorsque l'offset de la source est grand. La figure III.13 montre que le déplacement vertical est dominé, pour les profondeurs les plus faibles, par les ondes transversales. L'onde S directe est bien visible dans la première couche.

La figure III.14 (déplacement horizontal) est la plus complexe, car tous les événements sont bien représentés. Les phénomènes de conversion apparaissent à toutes les interfaces, et l'on note dans la partie supérieure de la deuxième couche, des renforcements d'énergie qui correspondent à la superposition de plusieurs événements. On aperçoit en particulier vers 1,4 s dans la seconde couche, une interférence entre l'onde S transmise et une réflexion multiple d'onde P dans la première couche.

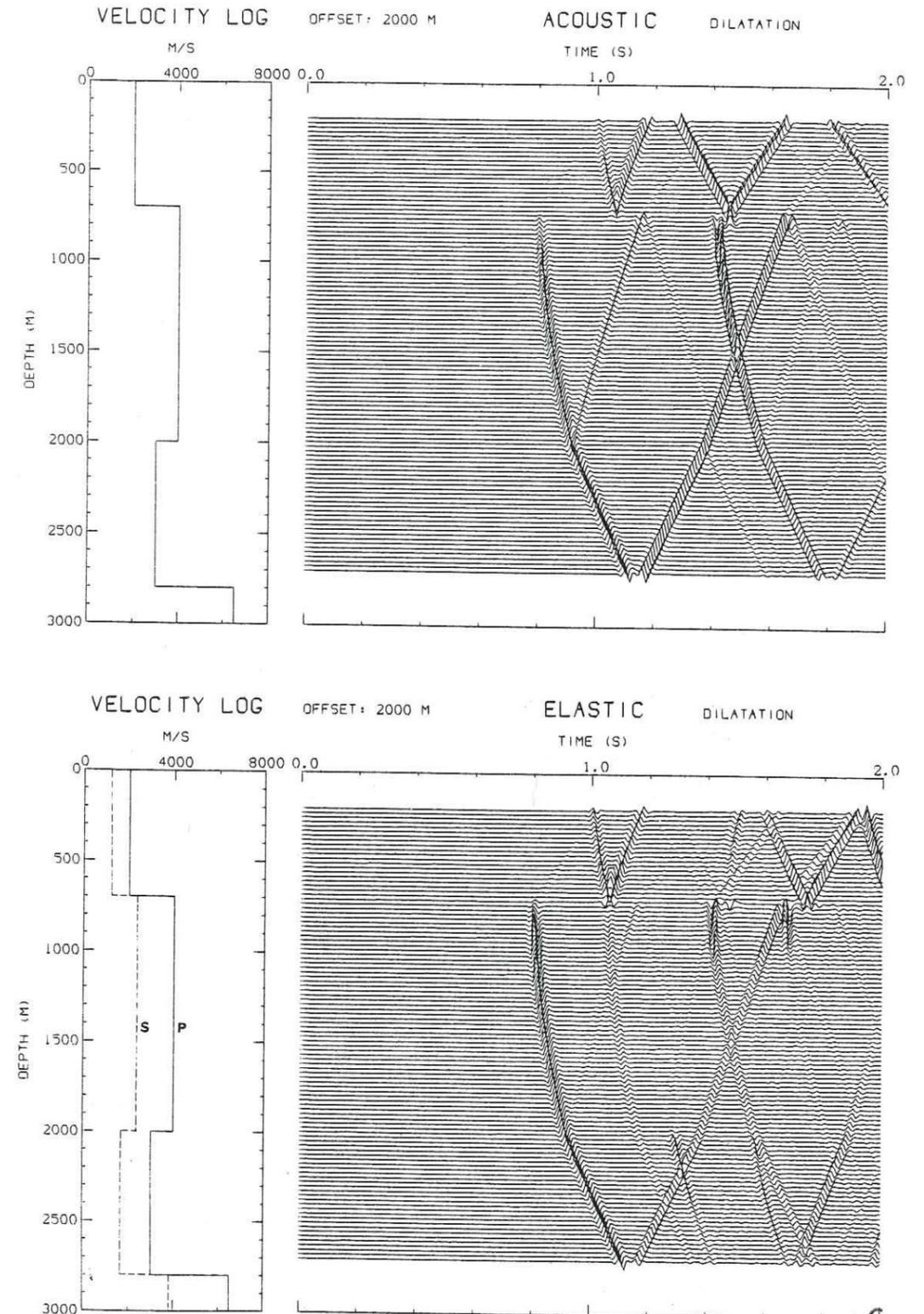


Fig. III.12

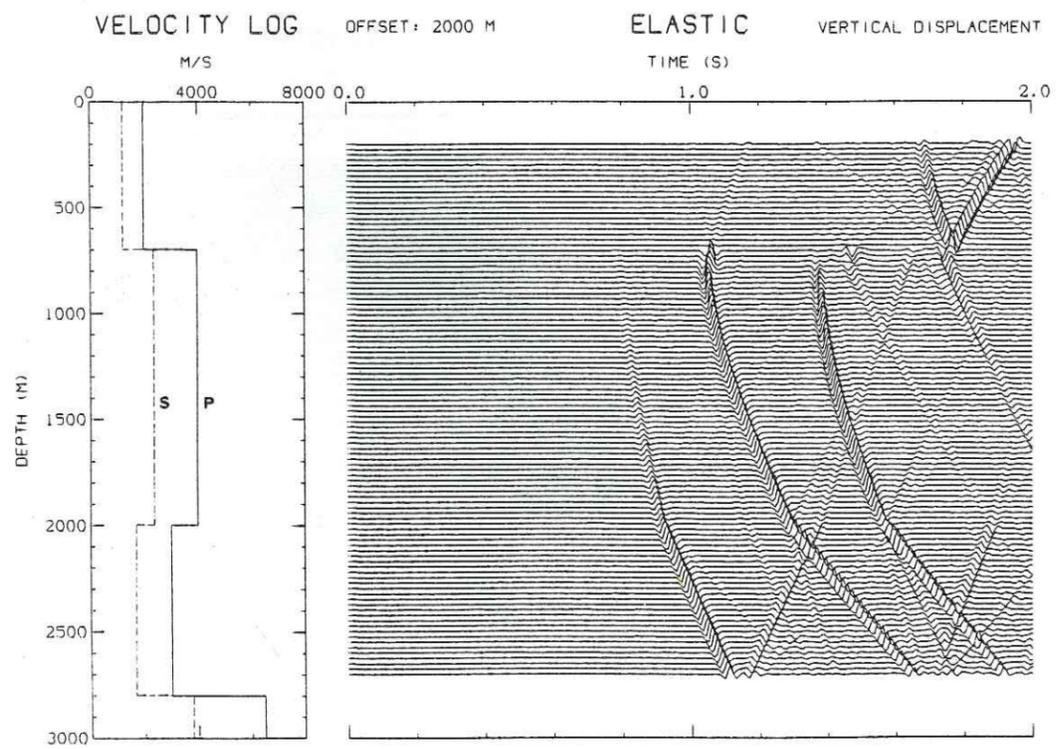
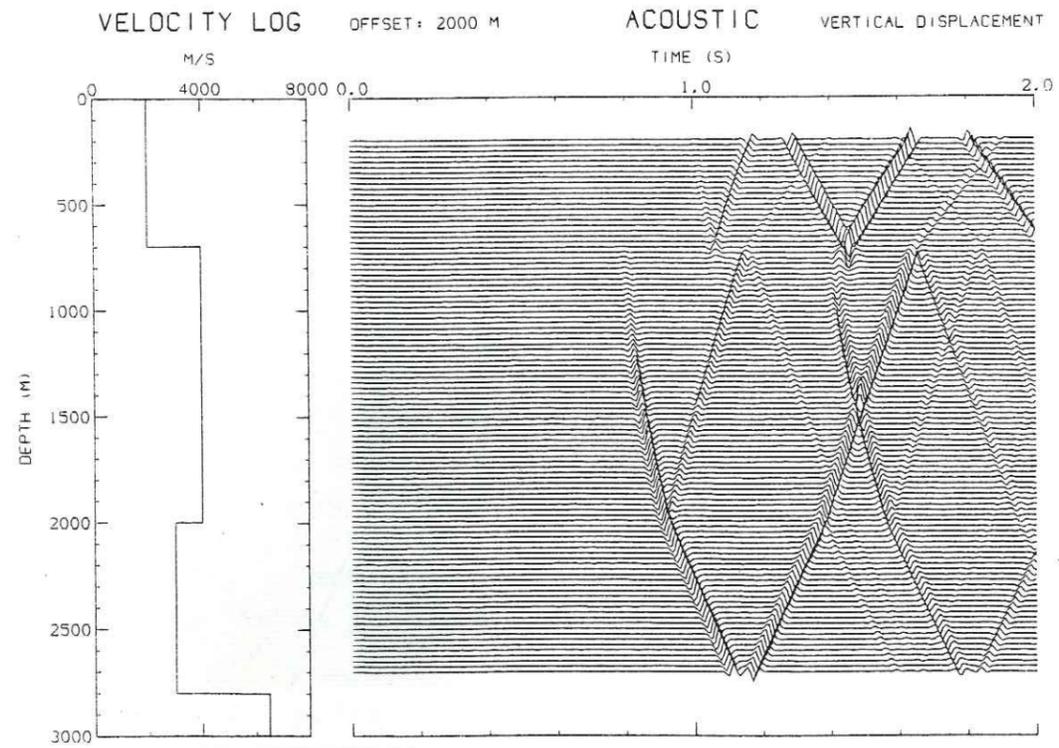


Fig. 111.13

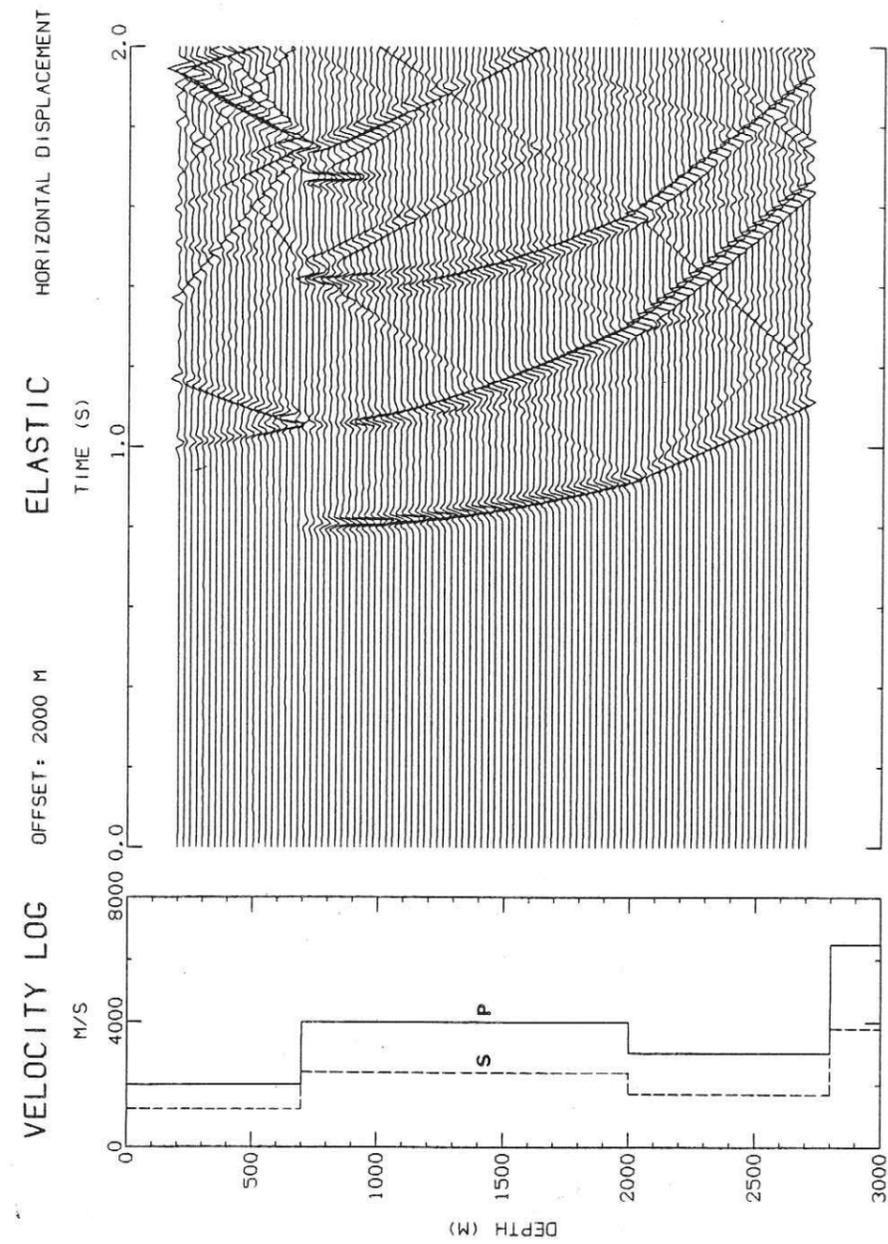


Fig. 111.14

III.3.3 Modèle à 47 couches

Un modèle à 47 couches a été construit à partir du log de vitesse de la figure III.15. La densité ρ est déduite de la vitesse α des ondes P par la relation (Gardner et al, 1974) :

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{\alpha}{\alpha_0} \right)^{0,25} \quad \text{avec} \quad \rho_0 = 2,60 \text{ g/cm}^3, \\ \alpha_0 = 4000 \text{ m/s}$$

La vitesse β des ondes S correspond à un coefficient de Poisson de 0,25 (modèle 47, annexe B). 69 sismogrammes ont été calculés entre 0 et 100 Hz pour des profondeurs comprises entre 900 et 2600 m. La source sismique est une force ponctuelle verticale en surface.

Offset nul

La figure III.16 montre le champ de pression pour un offset nul. Les sismogrammes ont été normalisés trace par trace, et amplifiés proportionnellement au temps (multiplication par une rampe).

Bien que le modèle de vitesse utilisé soit encore assez simple, la complexité des sismogrammes synthétiques obtenus est à rapprocher de l'exemple réel de la figure I.2. Le signal de première arrivée qui se propage en profondeur est rallongé par des réflexions multiples à courtes périodes, générées à proximité de la surface libre. Les ondes descendantes prédominent nettement, mais le groupe d'interfaces situées entre 1250 m et 1400 m de profondeur environ, génère toute une série de réflexions primaires de fortes amplitudes. Ces événements subissent une réflexion sous la surface libre et réapparaissent sous la forme d'un groupe d'ondes descendantes que l'on discerne bien à la fin des sismogrammes (vers 1,5 s à 900 m ; vers 2 s à 2600m). Entre ce dernier et l'arrivée directe, on aperçoit encore un événement descendant de grande amplitude (vers 1,4 s à 2600 m) probablement associé à une réflexion multiple entre la surface et l'interface située vers 550 m de profondeur. Des réflexions primaires apparaissent également vers 1800 m et vers 2500 m de profondeur, où les contrastes

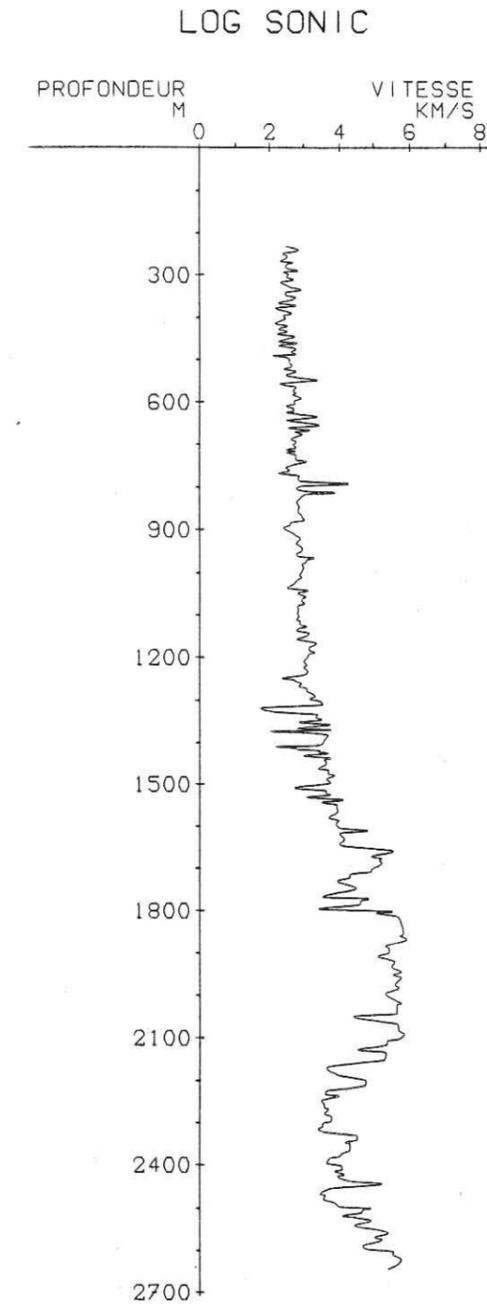


Fig. III.15
(d'après Lindseth, 1979)

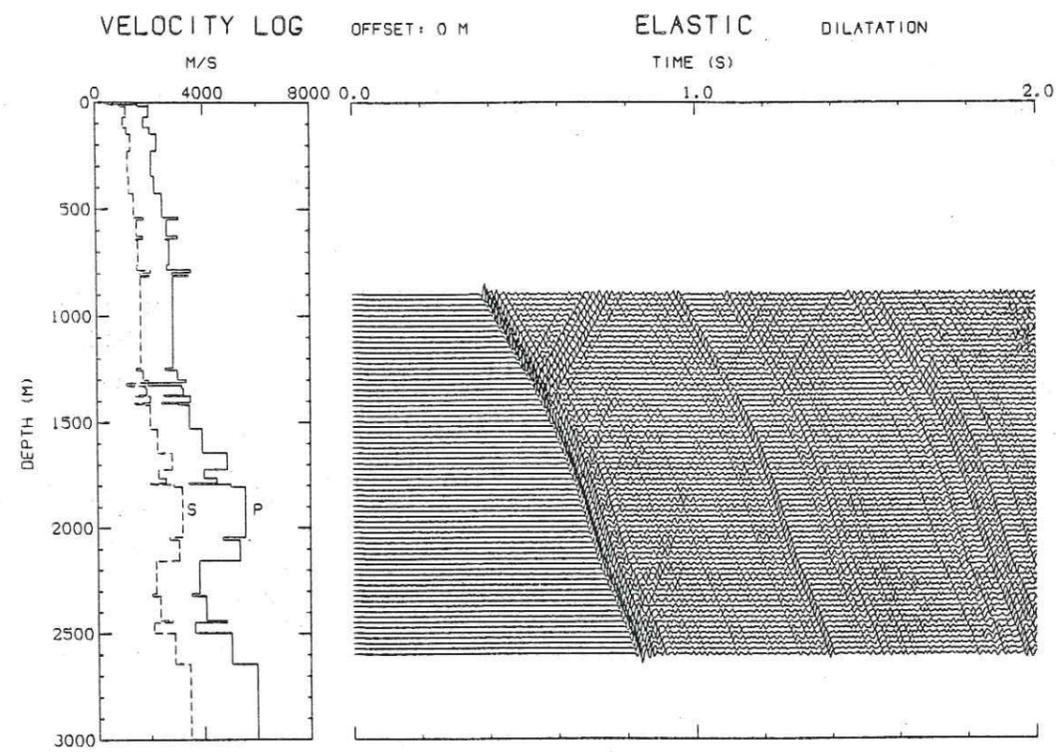
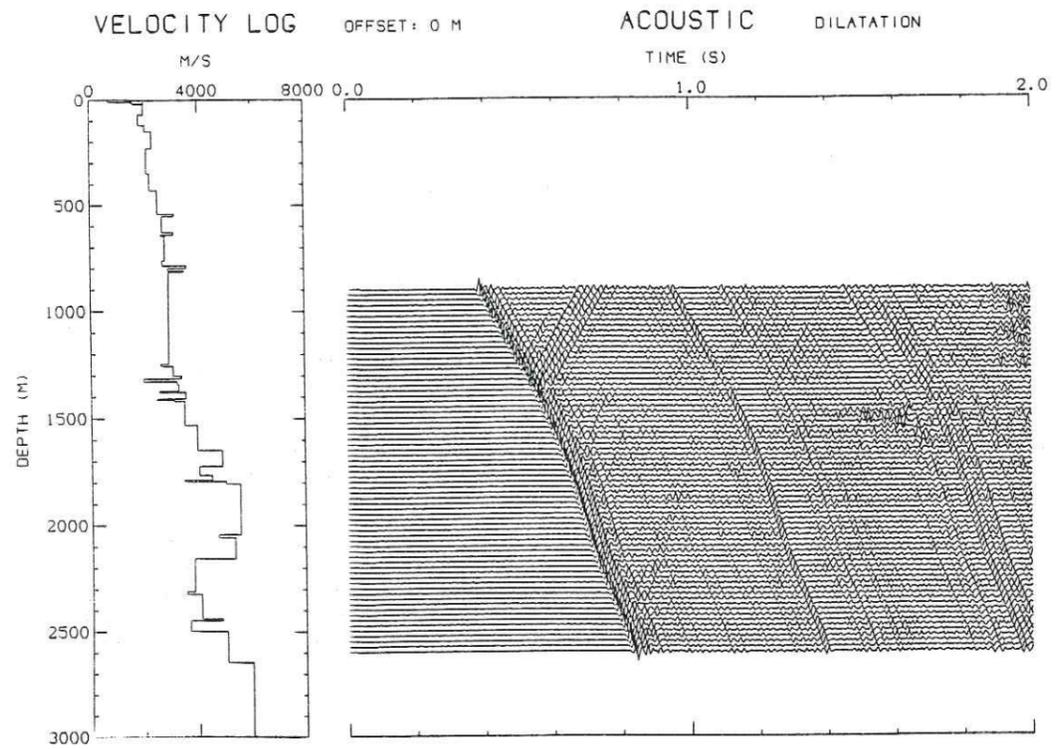


Fig. III.16

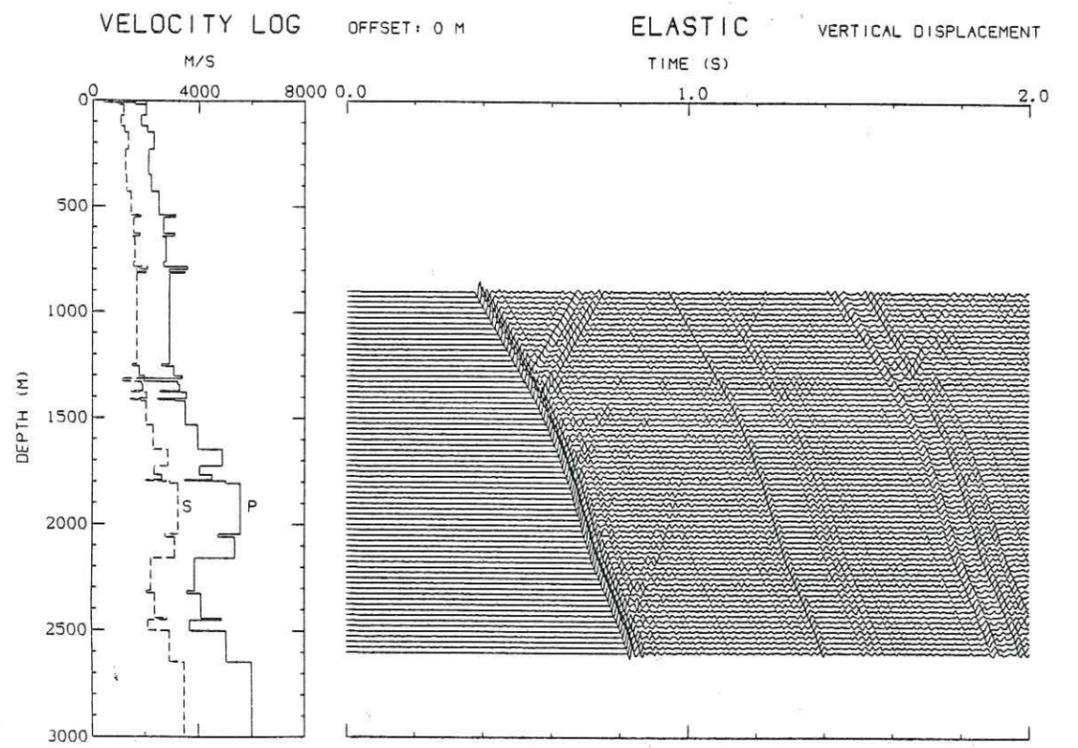
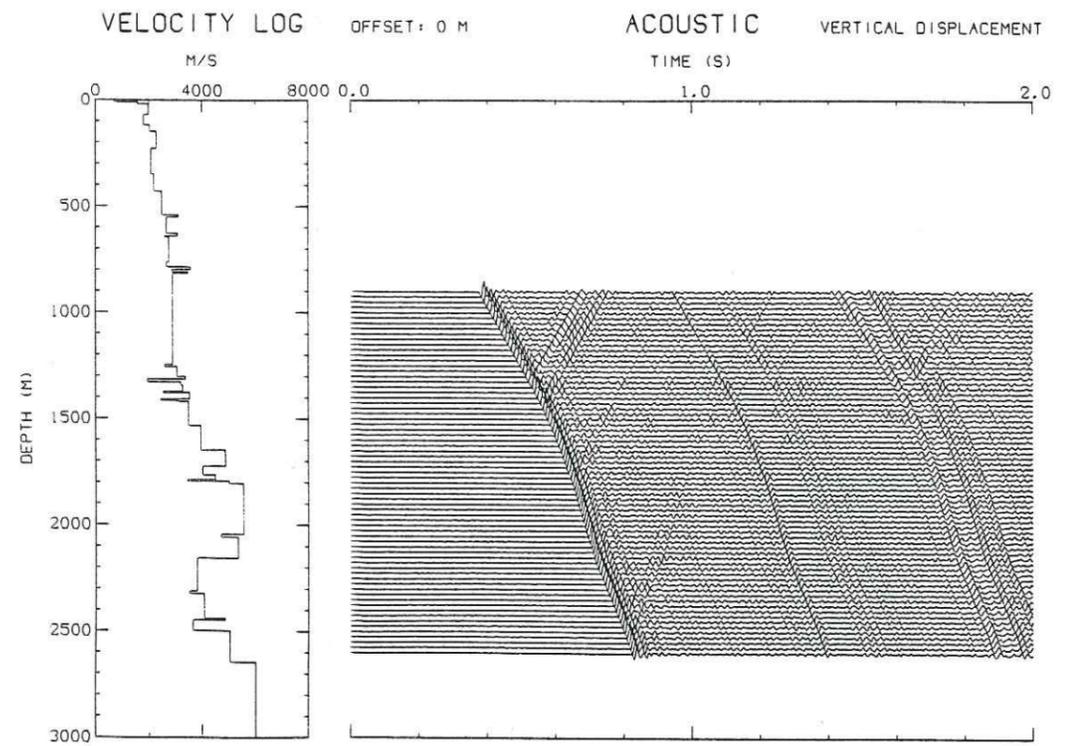


Fig. III.17

d'impédance acoustique sont particulièrement élevés. Enfin, quelques réflexions multiples sont visibles dans l'épaisse couche homogène qui s'étend entre 800 et 1250 m de profondeur environ.

Les sismogrammes synthétiques obtenus dans les cas acoustique et élastique sont pratiquement superposables, pour la dilatation et la composante verticale du déplacement (figure III.17).

Offset 500 m

La même remarque est encore valable pour la figure III.18, qui présente la dilatation pour un offset de 500 m. On note cependant sur la section inférieure, entre 1300 et 1500 m de profondeur, la présence d'ondes converties S-P entre 1 s et 1,1 s. Le train d'ondes S qui est à l'origine de ces ondes apparaît sur la composante verticale du déplacement (figure III.19), et mieux encore sur la composante horizontale (figure III.20) qui révèle clairement la propagation des ondes transversales dans le milieu. Le train d'ondes transversales que l'on aperçoit sur la figure III.19 est formé par l'onde S directe émise à la source, par des réflexions multiples d'ondes transversales, et d'importantes conversions d'ondes P en ondes S au voisinage immédiat de la surface libre. En réalité, toutes les interfaces à fort contraste situées à proximité de la surface exercent une influence décisive sur le champ d'ondes.

La figure III.20 montre encore que les ondes converties sont très largement présentes sur les profils verticaux, même pour des offsets relativement faibles. Elles apparaissent à grande profondeur, et à presque toutes les interfaces où se forment des ondes longitudinales réfléchies et transmises. On remarque, entre autres, des conversions de la première arrivée P en ondes S transmises vers le bas, à 800 et 1300 m de profondeur. La conversion à 1300 m est particulièrement importante et semble provenir de la couche mince située à cette profondeur. On rejoint en cela les observations de Gal'Perin (1974), qui montre que les couches fines donnent naissance aux ondes converties les plus fortes.

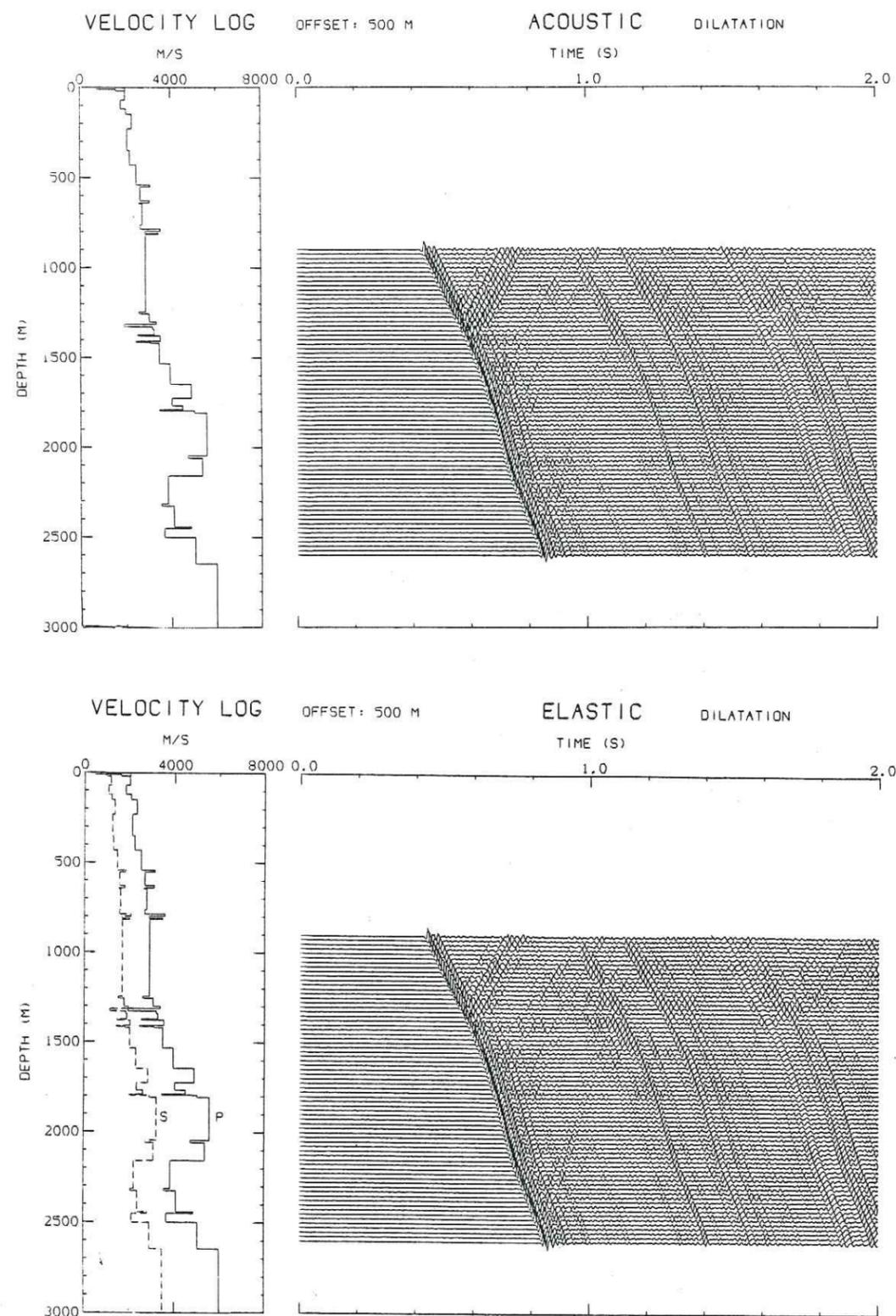


Fig. III.18

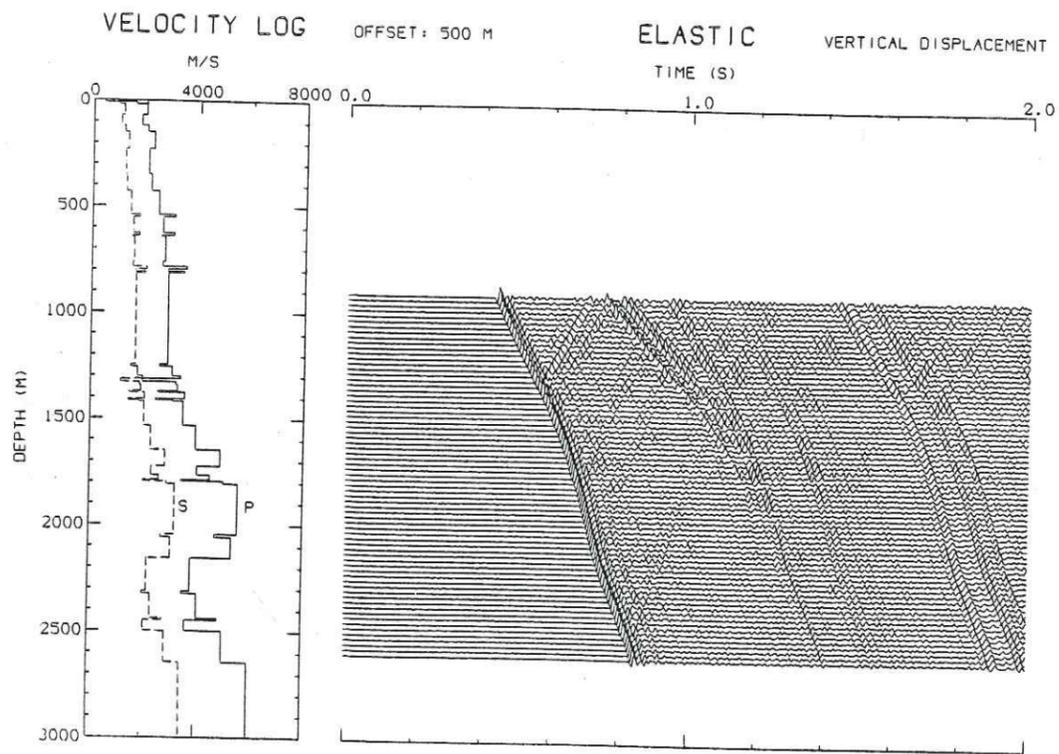
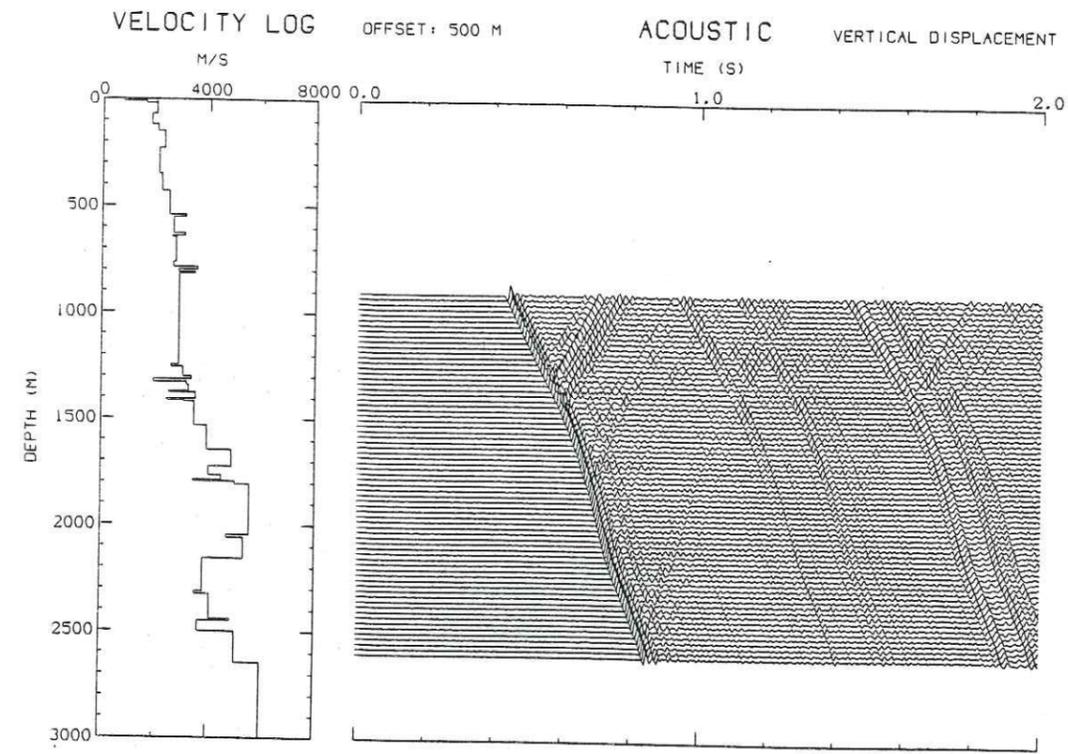


Fig. III.19

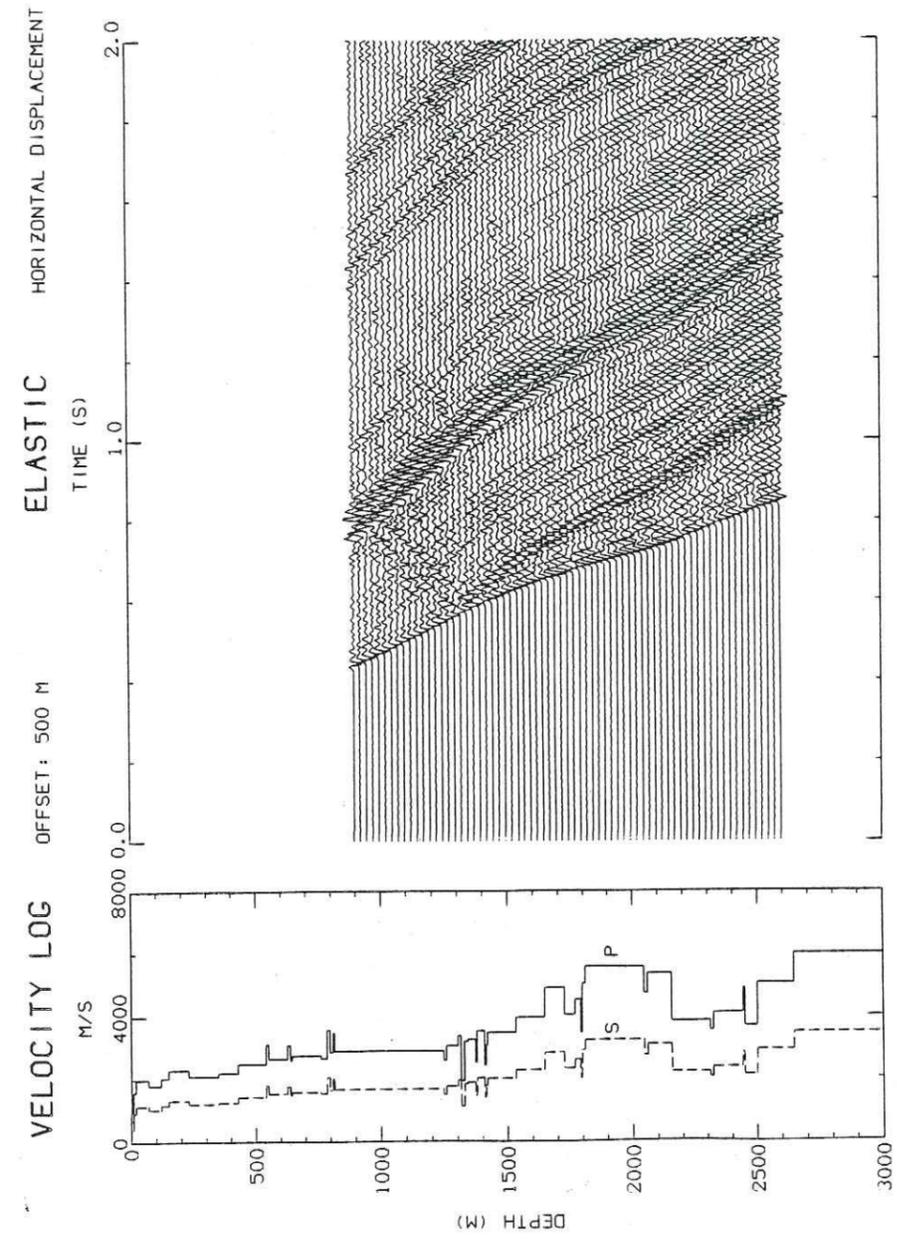


Fig. III.20

Offset_1000_m

La figure III.21 présente la dilatation pour un offset de 1000 m. Dans le cas acoustique, le renforcement des ondes montantes est lié à la valeur des coefficients de réflexion. Des interférences entre les événements ascendants et descendants sont visibles dans la partie supérieure de la section.

Les interférences que l'on devine dans le cas élastique s'expliquent plus aisément sur les composantes verticale (figure III.22) et horizontale (figure III.23). La composante verticale du déplacement est dominée par les ondes transversales, et on remarque un grand nombre d'ondes converties, transmises vers le bas ou réfléchies vers le haut. Sur la composante horizontale, l'onde convertie transmise à 1300 m de profondeur se distingue encore par sa grande amplitude et sa stabilité.

Offset_2000_m

Les figures III.24, III.25 et III.26 montrent respectivement la dilatation, la composante verticale et la composante horizontale du déplacement.

Entre 1450 et 1800 m de profondeur environ, la première arrivée est constituée d'un ensemble d'ondes ascendantes réfractées sous les différentes interfaces qui se trouvent dans cet intervalle. Sur les trois figures, l'énergie se répartit de façon très inégale en profondeur et en temps. On observe sur la dilatation, comme on avait pu le faire avec le modèle à 4 couches, de fortes concentrations d'énergie en-dessous des réflecteurs majeurs correspondant à une augmentation de la vitesse avec la profondeur. Ces amplifications ne sont qu'apparentes, et sont liées à la normalisation qui a été adoptée. Elles correspondent à un affaiblissement important de la première arrivée, au passage des différentes discontinuités de vitesse et de densité.

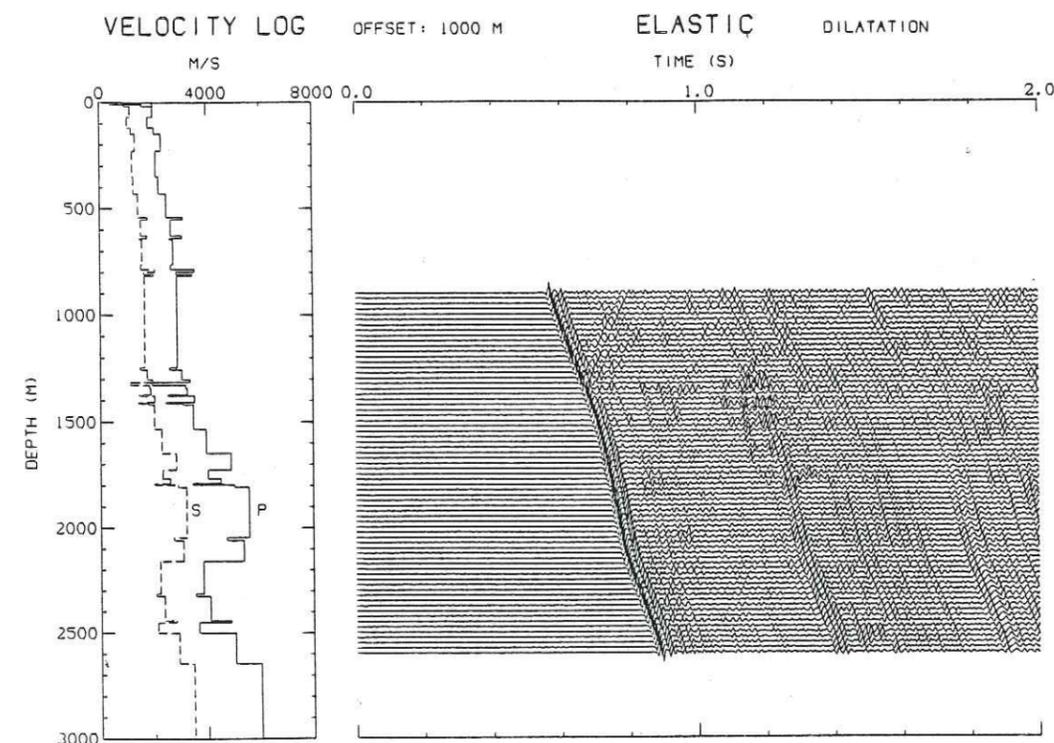
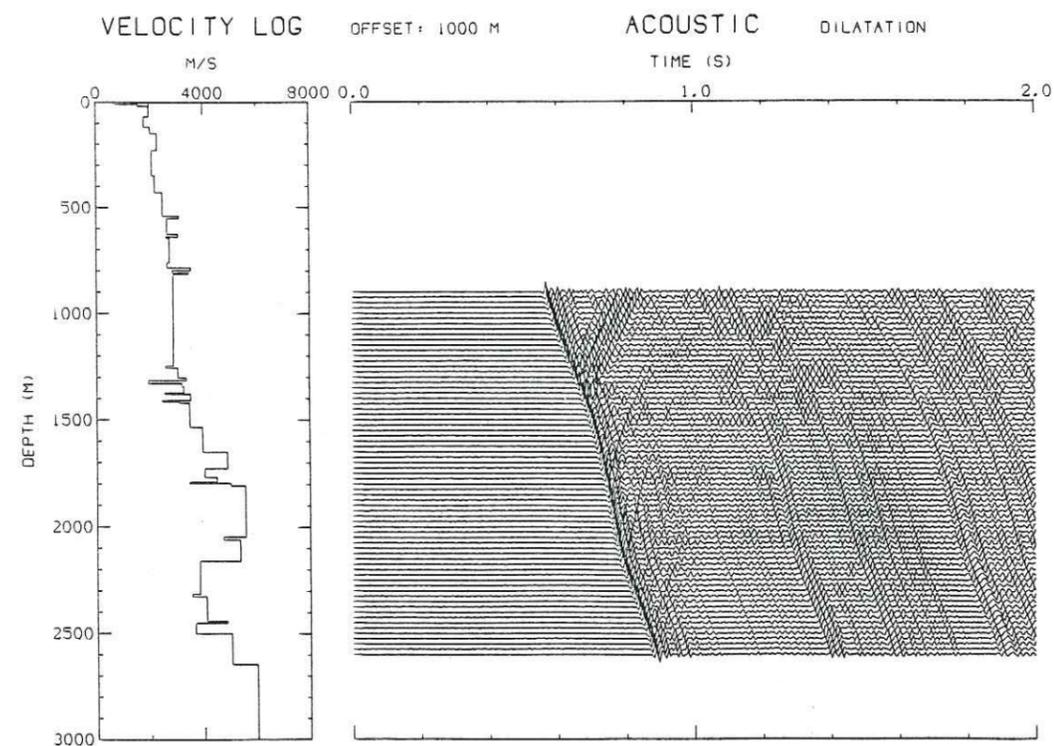


Fig. III.21

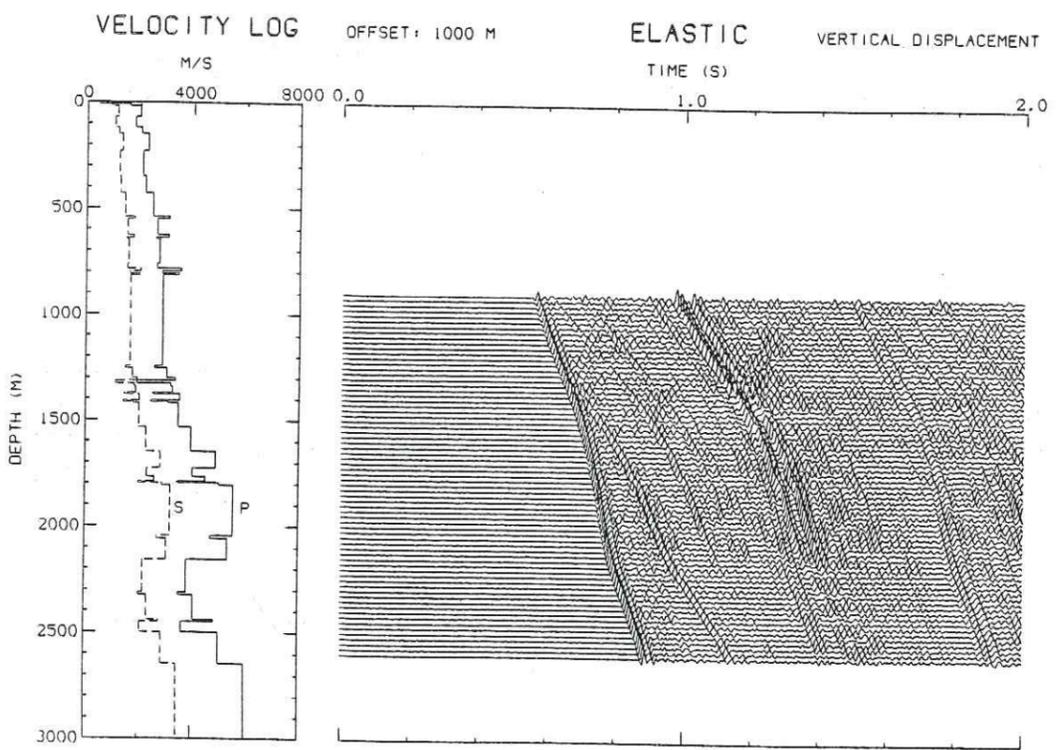
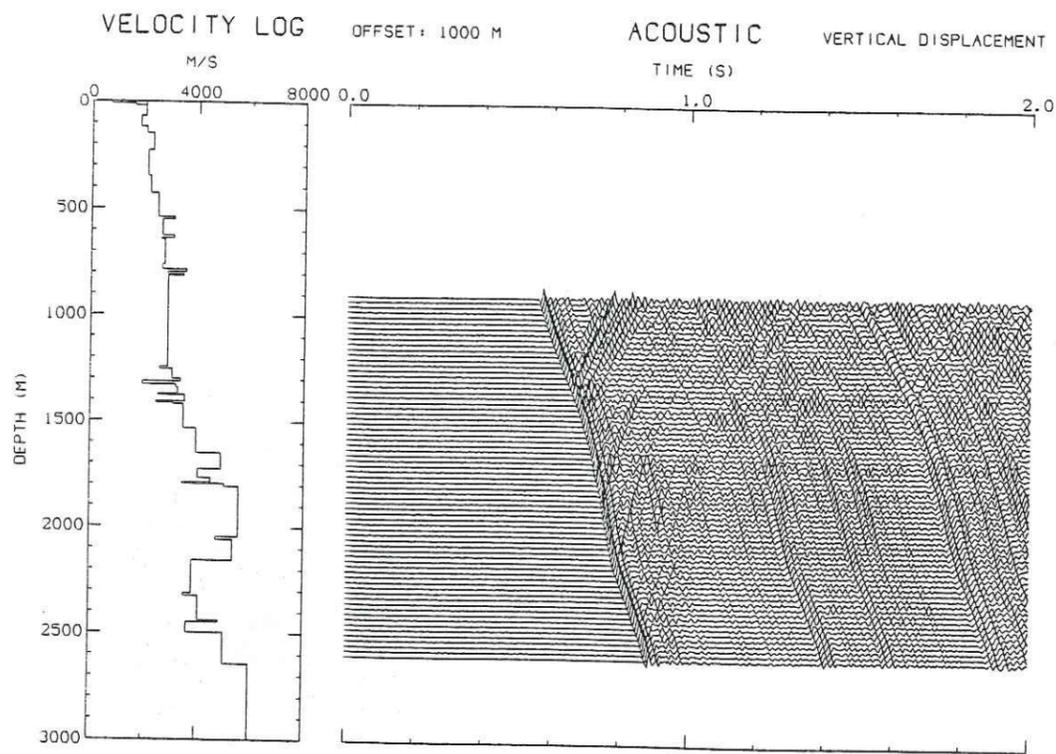


Fig. III.22

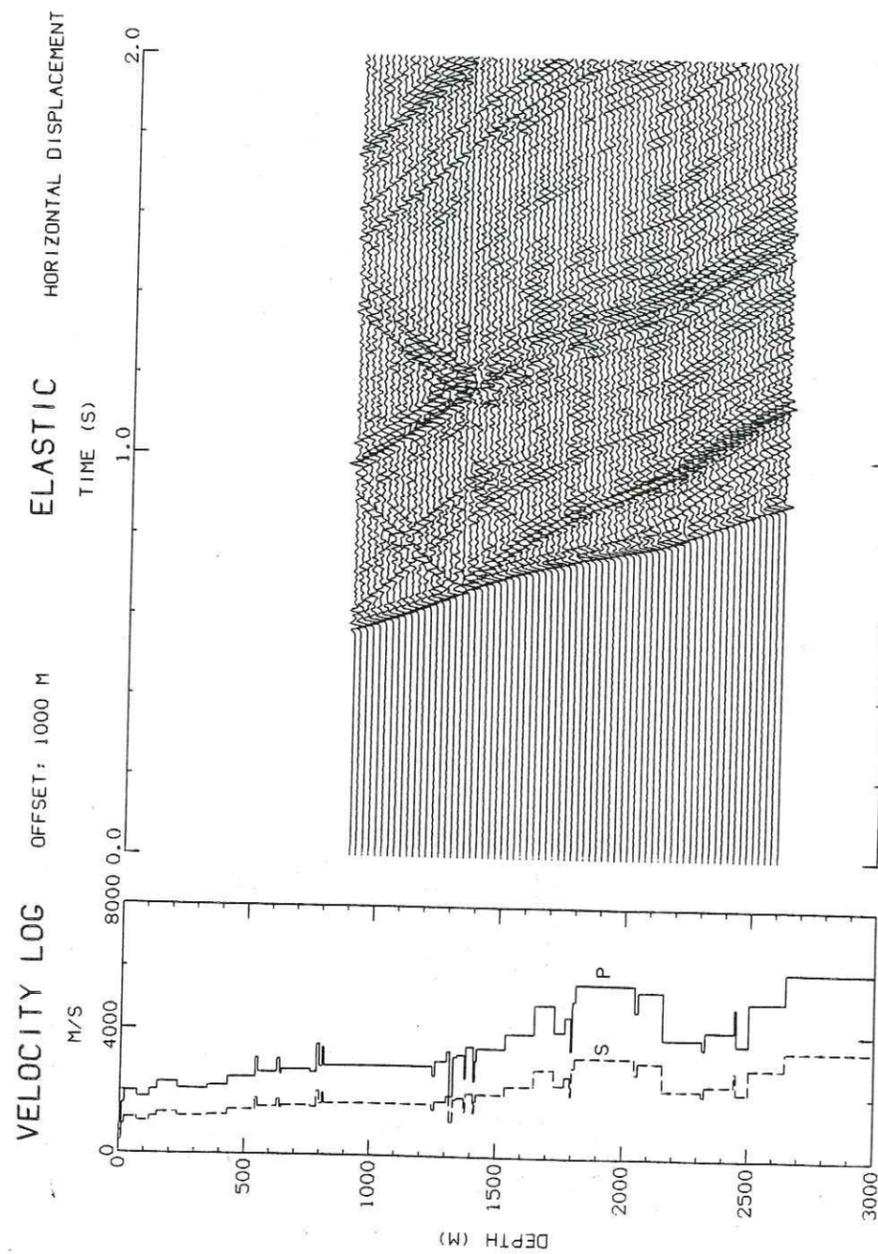


Fig. III.23

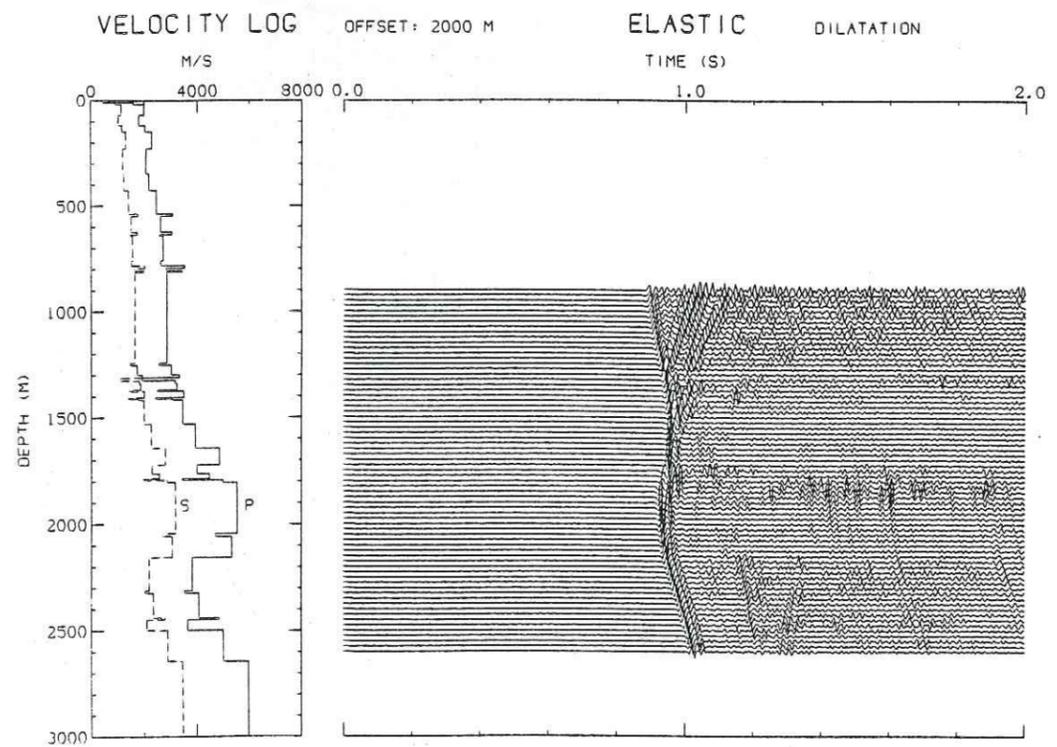
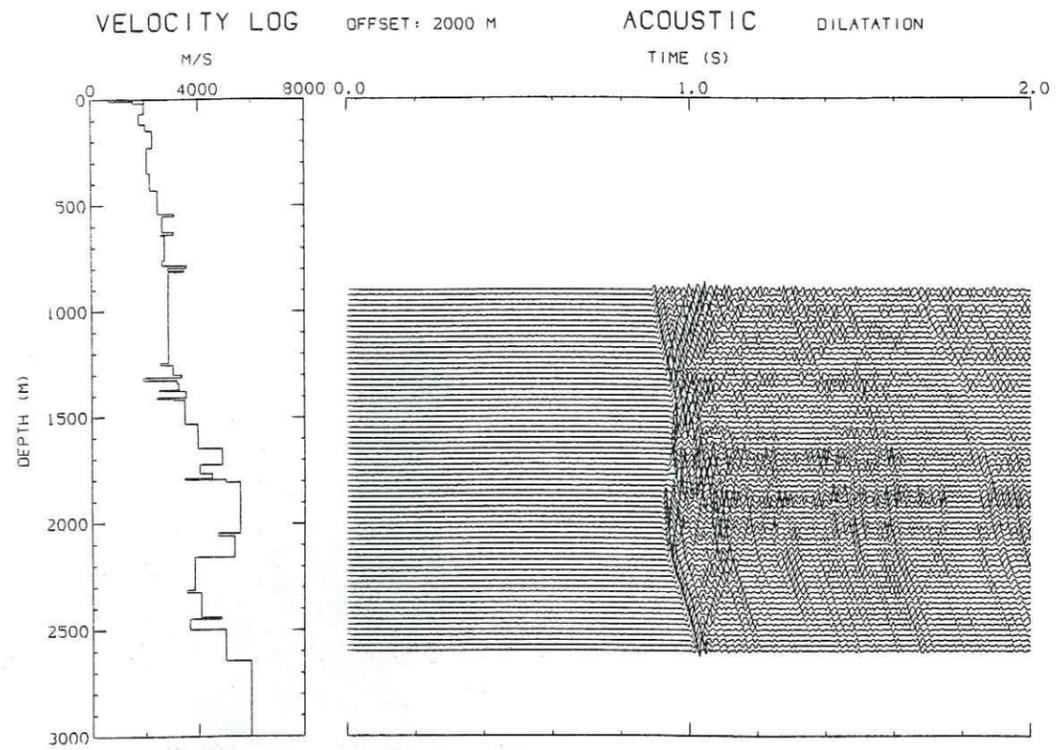


Fig. III.24

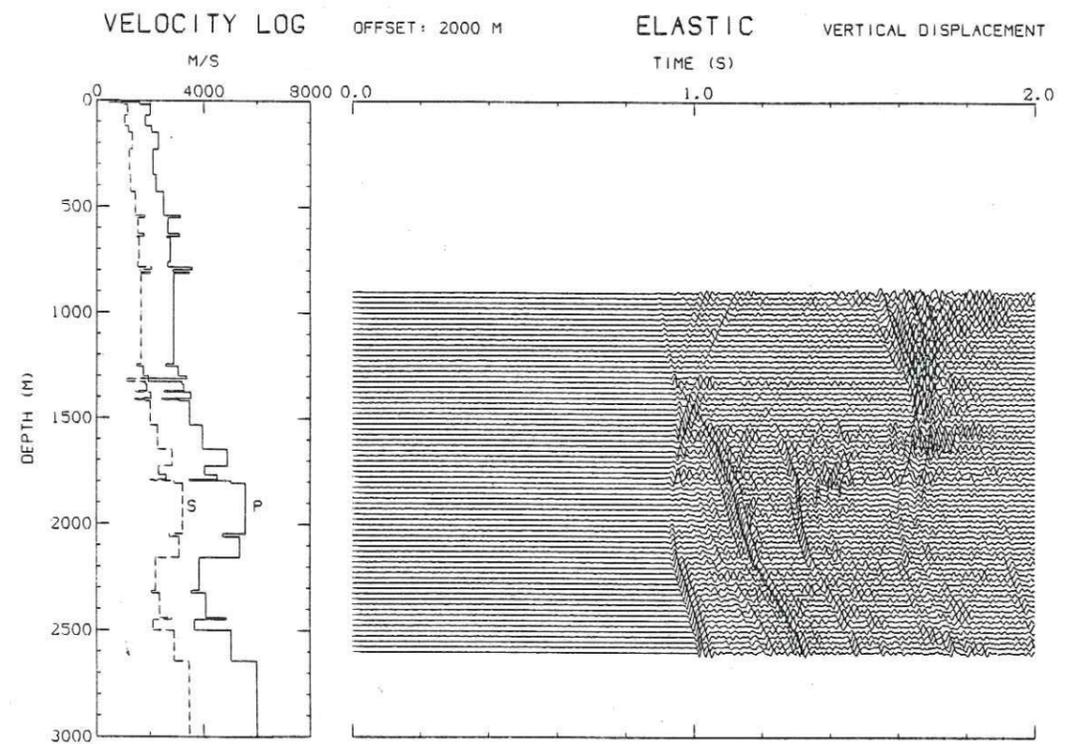
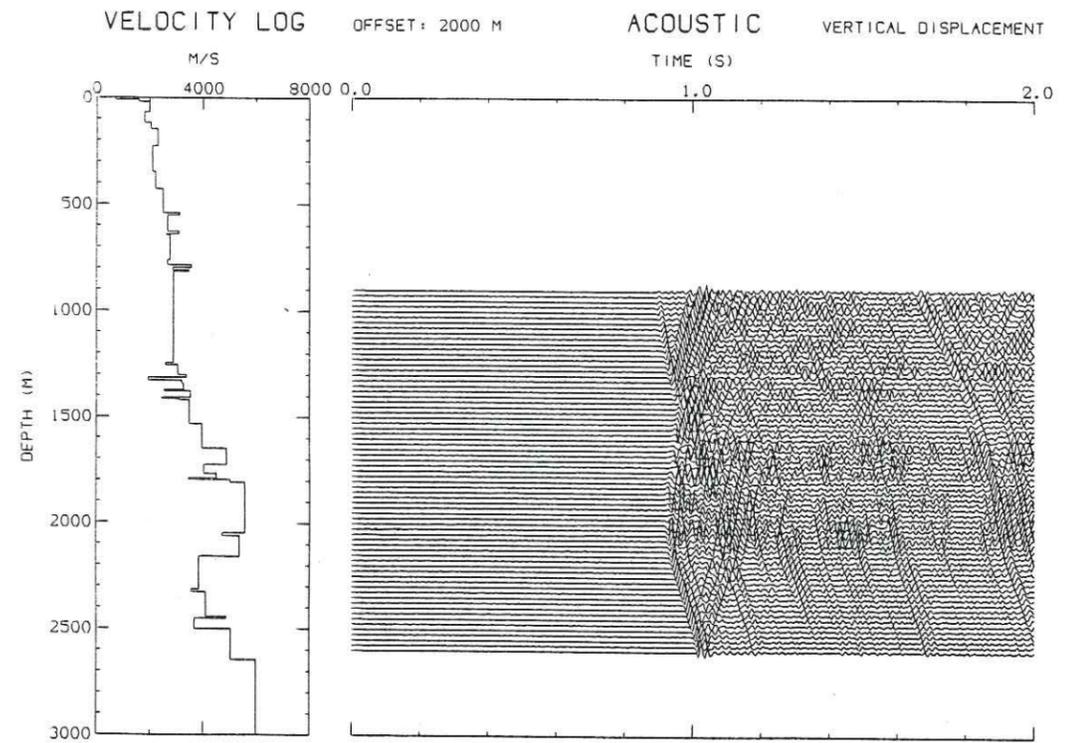


Fig. III.25

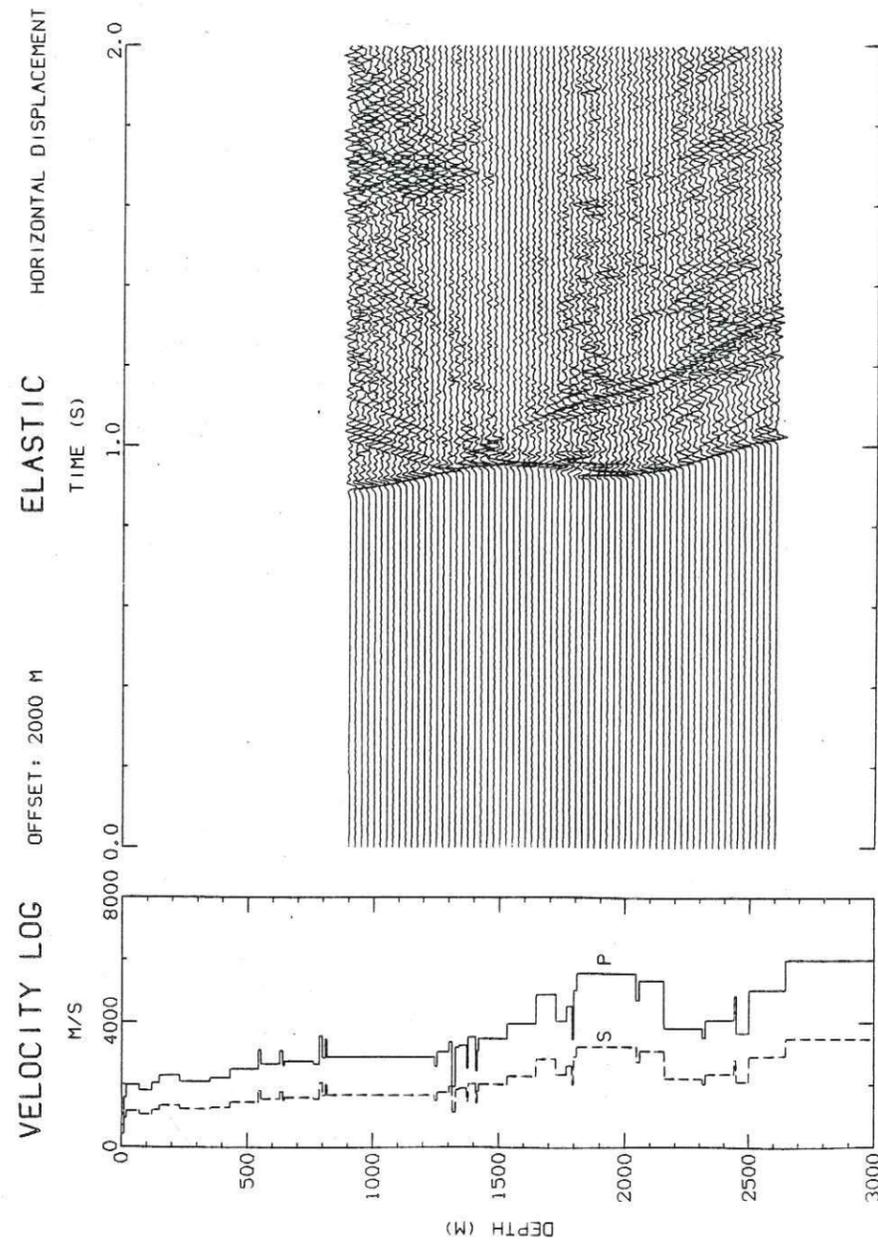


Fig. III.26

Les figures III.27 et III.28 présentent deux montages réalisés avec la composante verticale du déplacement, dans les cas acoustique et élastique. Elles montrent l'évolution des profils verticaux pour des offsets croissants de la source.

Par rapport aux sismogrammes calculés dans le cas acoustique, les profils obtenus dans le cas élastique présentent les caractéristiques suivantes :

- Offset nul : le profil élastique est identique au profil acoustique.
- Offset 500 m : apparition du train d'ondes S généré au voisinage de la source.
- Offset 1000 m : renforcement des ondes transversales, et apparition d'ondes converties à toutes les profondeurs.
- Offset 2000 m : les sismogrammes sont dominés par les ondes transversales.

L'utilisation combinée des déplacements horizontaux et verticaux, et de la dilatation se révèle particulièrement intéressante, et facilite l'interprétation des coupes PSV.

CHAPITRE IV

APPLICATION DES PROFILS SISMIQUES VERTICAUX

AUX MESURES D'ATTENUATION DES ONDES SISMIQUES

IV.1 - ATTENUATION DES ONDES SISMIQUES

IV.1.1 Modèle d'absorption

IV.1.2 Méthode des rapports spectraux

IV.2 - EFFETS DE LA STRATIGRAPHIE

IV.2.1 Atténuation apparente liée à la stratigraphie

IV.2.2 Interférences au voisinage des récepteurs

IV.3 - DECONVOLUTION DE LA STRUCTURE

IV.3.1 Première approche

IV.3.2 Méthode itérative d'inversion

Les mesures d'absorption des ondes sismiques à l'intérieur du sous-sol présentent un double intérêt. D'une part, le comportement anélastique des roches altère le caractère des signaux sismiques au cours de leur propagation, si bien que l'amélioration des traitements sismiques de haute résolution ne pourra se faire qu'au prix d'une connaissance assez fine de l'atténuation en profondeur. Inversement, les informations que contiennent les mesures précises d'atténuation permettent d'accéder à certaines caractéristiques physiques des roches. Ce deuxième point suscite actuellement un intérêt croissant dans le domaine de la géophysique pétrolière, comme en témoignent les nombreuses expériences de laboratoire qui ont été menées récemment. L'accent est mis en particulier sur l'étude des mécanismes qui sont à l'origine des phénomènes d'absorption, ainsi que sur l'influence de paramètres physiques tels que la fréquence, l'amplitude des déformations, la saturation en eau ou la pression de confinement. Il ressort de ces études que pour la plupart des roches (sèches), le facteur de qualité Q est essentiellement indépendant de la fréquence, mais dépend fortement de la saturation en eau et de la pression de confinement (Toksöz, Johnston et Timur, 1979 ; Johnston et Toksöz, 1980).

A côté de ces expériences de laboratoire, généralement réalisées à des fréquences ultrasoniques de l'ordre de 1 MHz, et pour des échantillons de faibles dimensions, les mesures d'atténuation in-situ dans la bande des fréquences sismiques (inférieures à 1 kHz) restent encore relativement rares. Pourtant, les tentatives qui ont été faites pour corréler l'absorption intrinsèque avec la lithologie (Newman et Worthington, 1982) ont déjà donné quelques résultats, et il a été montré que les mesures d'atténuation (plus précisément le rapport entre l'atténuation des ondes P et celle des ondes S) peuvent constituer un meilleur indicateur de la présence d'hydrocarbures que le rapport de la vitesse des ondes P à celle des ondes S (Winkler et Nur, 1982). A ce sujet, les efforts qui ont été faits pour améliorer les techniques d'inversion de sismogrammes afin de "remonter" aux vitesses et aux densités dans les différentes couches n'ont rencontré qu'un succès encore très limité. Les mesures d'atténuation, qui sont

fondées sur des mesures spectrales des signaux sismiques, sont apparemment beaucoup plus faciles à réaliser. De ce point de vue, les PSV représentent une technique tout à fait adaptée à ces mesures. L'enregistrement à différentes profondeurs de la forme du signal permet d'analyser en détail les modifications subies par ce signal, lorsque celui-ci traverse une formation que l'on veut étudier.

La stratification du milieu introduit malheureusement de sérieuses difficultés et complique notablement le problème de la détermination de l'atténuation intrinsèque des roches. Les réflexions multiples à courte période qui sont générées à l'intérieur du milieu se composent avec le signal émis par la source sismique et exercent une grande influence sur la forme et l'amplitude de ce signal. Difficulté supplémentaire, l'atténuation sélective en fréquence que provoquent ces phénomènes d'interférences apparaît bien souvent similaire, dans le domaine spectral, à l'absorption intrinsèque des roches. De fait, O'Doherty et Anstey (1971) remarquent à juste titre que la séparation de ces deux effets représente un "défi formidable". Si l'atténuation intrinsèque peut renseigner sur les propriétés physiques des roches, la part de l'atténuation qui revient à la stratigraphie permettrait quant à elle d'obtenir des indications sur les périodes et les durées des cycles sédimentaires.

Les différents auteurs qui ont abordé ces problèmes (Schoenberger et Levin, 1974, 1978 ; Ganley et Kanasewich, 1980 ; Spencer, Sonnad et Butler, 1982) ont fait largement appel aux techniques de sismogrammes synthétiques pour essayer d'évaluer l'importance relative des deux types d'atténuation. Leurs simulations utilisent des ondes planes se propageant à incidence normale dans des milieux à stratification plane. Il était donc intéressant de reconsidérer le problème des mesures d'atténuation à l'intérieur d'un milieu stratifié en faisant intervenir la précision de la méthode des nombres d'ondes discrets.

Le résultat principal de ce chapitre est une nouvelle méthode d'inversion des facteurs de qualité pour des milieux stratifiés à une dimension. Cette méthode repose sur un processus itératif et amène un gain appréciable dans la résolution en profondeur de l'atténuation intrinsèque.

IV.1 ATTENUATION DES ONDES SISMQUES

Plusieurs facteurs affectent l'amplitude des ondes sismiques. O'Doherty et Anstey (1971) en distinguent cinq : l'expansion géométrique des fronts d'ondes, les pertes liées à la valeur des coefficients de réflexion, celles qui, au contraire, sont associées aux coefficients de transmission ("More up, less down"), l'atténuation intrinsèque des roches, et l'effet des réflexions multiples. Si les trois premières causes correspondent à des notions relativement claires, les deux dernières présentent une plus grande complexité : l'absorption résulte de phénomènes de relaxation encore assez mal compris, et l'effet des multiples à courtes périodes se traduit par des phénomènes compliqués de renforcements d'énergie, de déphasages et de modifications de la forme des signaux.

On s'intéresse tout d'abord à l'atténuation intrinsèque. L'effet de la stratigraphie et l'influence des réflexions multiples seront examinés dans le paragraphe suivant.

IV.1.1 Modèle d'absorption

Les matériaux de l'écorce terrestre ne sont pas parfaitement élastiques. L'expérience montre en effet que lors du passage d'une onde sismique, les milieux réels absorbent une partie de l'énergie et la transforment en chaleur. L'absorption d'énergie sismique, en tant que mesure directe de l'anélasticité, est le plus souvent caractérisée par une quantité sans dimension, le facteur de qualité, que l'on peut définir, à la fréquence ω par :

$$\frac{2\pi}{Q(\omega)} = \frac{\Delta E}{E}$$

où ΔE représente l'énergie dissipée en une période
et E est la valeur maximale de l'énergie de déformation stockée durant une période.

Dans le calcul des sismogrammes synthétiques incluant l'atténuation, il est nécessaire de définir un modèle pour le mécanisme d'absorption. Le modèle que nous utilisons ici est celui de la décroissance exponentielle de l'amplitude avec la distance :

$$A = A_0 e^{-\alpha z}$$

où l'on suppose que la direction du maximum d'atténuation coïncide avec l'axe z . Le coefficient d'absorption α dépend de la fréquence et peut s'écrire, si $Q \gg 1$:

$$\alpha = \frac{\omega}{2cQ} \quad \text{où } c \text{ représente la vitesse de phase.}$$

D'autres définitions sont parfois utilisées pour le coefficient d'absorption, notamment (Hauge, 1981) :

$$\begin{aligned} \alpha_n (\text{nepers/longueur d'onde}) &= \frac{\pi}{Q} \\ \alpha_{dB} (\text{dB/longueur d'onde}) &\approx \frac{27,3}{Q} \end{aligned}$$

Avec cette dernière définition, les valeurs typiques d'atténuation pour les couches superficielles sont comprises entre 0,1 et 1 dB/longueur d'onde.

Pour les théories linéaires du phénomène d'absorption (pour lesquelles l'atténuation d'un signal peut être étudiée fréquence par fréquence), on peut montrer que l'atténuation s'accompagne nécessairement d'un phénomène de dispersion (Futterman, 1962). Les effets de la dispersion et de l'absorption peuvent être facilement intégrés dans les méthodes de calcul de sismogrammes synthétiques qui se placent dans le domaine des fréquences, en remplaçant la vitesse de phase c_e correspondant à un milieu parfaitement élastique par une vitesse complexe dépendant de la fréquence. L'amplitude d'une onde plane se propageant

dans un milieu avec atténuation peut se mettre sous la forme

$$A = A_0 e^{i(Kz - \omega t)} \quad \text{avec } K = \frac{\omega}{c(\omega)} + i\alpha(\omega)$$

On en déduit que la vitesse de phase c_e doit être remplacée par l'expression suivante :

$$\frac{1}{c_e} \rightarrow \frac{1}{c(\omega)} \left(1 + \frac{i}{2Q(\omega)} \right) \quad (4.1)$$

Les relations présentées jusqu'ici sont tout à fait générales. Nous supposons en plus que le facteur de qualité Q est indépendant de la fréquence, ou plus exactement, nous supposons que Q est quasiment constant sur la bande des fréquences considérées.

En dehors des résultats expérimentaux déjà cités dans l'introduction de ce chapitre et qui dans l'ensemble, vont dans le sens d'un modèle à Q constant, les mesures d'atténuation in-situ qui ont été réalisées (Tullos et Reid, 1969) semblent confirmer également cette hypothèse. Le choix d'un modèle à Q constant se justifie également par sa simplicité ; la propagation d'ondes dans un milieu absorbant est alors entièrement déterminée par deux paramètres : le facteur de qualité Q et la vitesse de phase à une fréquence de référence arbitraire. On peut considérer enfin que le modèle à Q constant réalise en quelque sorte une moyenne d'un grand nombre de modèles particuliers.

Avec cette hypothèse, et celle de linéarité, plusieurs auteurs (Azimi et al, 1968 ; Liu et al, 1976) ont abouti à la relation de dispersion suivante, qui relie les vitesses de phase pour deux fréquences ω_1 et ω_2 :

$$\frac{c(\omega_1)}{c(\omega_2)} = 1 + \frac{1}{\pi Q} \text{Log} \left(\frac{\omega_1}{\omega_2} \right) \quad (4.2)$$

Cette équation indique que les vitesses de phase sont plus élevées aux hautes fréquences. En choisissant une fréquence de référence de 100 Hz, on obtient à partir des relations (4.1) et (4.2) une vitesse anélastique de la forme (au 1er ordre en Q) :

$$c_a(\omega) = c_{100} \left[1 + \frac{1}{\pi Q} \text{Log} \left(\frac{\omega}{200\pi} \right) - \frac{i}{2Q} \right] \quad (4.3)$$

IV.1.2 Méthode du rapport spectral

L'utilisation de méthodes spectrales pour l'inversion des facteurs de qualité s'impose tout naturellement du fait de la linéarité des phénomènes d'absorption qui a été envisagée dans le paragraphe précédent.

Les sismogrammes sont le plus souvent considérés comme le résultat d'une série de filtrages linéaires, où chaque filtre est l'expression d'un facteur particulier affectant l'émission, la propagation ou l'enregistrement d'un signal. Si l'on néglige tous les problèmes liés à la directivité de la source, au couplage du sismographe avec le sol et à la réponse instrumentale, l'amplitude spectrale d'un sismogramme peut s'écrire

$$A(\omega) = S(\omega) \cdot G \cdot E(\omega) \cdot e^{-\frac{\omega}{2} t^*} \quad (4.4)$$

où $S(\omega)$ est la fonction source,
 G représente l'expansion géométrique, indépendante de la fréquence,
 $E(\omega)$ est la fonction de transfert de la structure, et englobe tous les phénomènes de réflexion et de transmission aux interfaces,
 $e^{-\frac{\omega}{2} t^*}$ avec $t^* = \int_{SR} \frac{ds}{QV}$ représente l'atténuation intrinsèque le long du rai SR entre la source S et le récepteur R.

Dans la synthèse qu'a réalisée Båth (1974) sur les méthodes de rapports spectraux, trois méthodes sont proposées essentiellement pour mesurer l'atténuation. Celle que nous allons suivre a été appliquée sous une forme un peu différente par Teng (1968) pour déterminer la distribution en profondeur des facteurs de qualité à partir de données sismologiques.

On s'intéresse aux amplitudes spectrales $A_1(\omega)$ et $A_2(\omega)$ obtenues en deux récepteurs R_1 et R_2 situés à l'intérieur d'un puits. On suppose que la fonction source $S(\omega)$ est la même pour les deux enregistrements (source parfaitement reproductible). Le logarithme du rapport $A_1(\omega)/A_2(\omega)$ fait apparaître l'atténuation différentielle $t_2^* - t_1^*$:

$$R_{12}(\omega) = \text{Log} \left[\frac{A_1(\omega)}{A_2(\omega)} \right] = \text{Log} \left[\frac{G_1 \cdot E_1(\omega)}{G_2 \cdot E_2(\omega)} \right] + \frac{\omega}{2} (t_2^* - t_1^*)$$

Les termes $E_1(\omega)$ et $E_2(\omega)$ ne sont pas connus, et limitent sérieusement les possibilités de la méthode. On verra un peu plus loin quelles sont les solutions qu'on peut apporter à ce problème. On suppose pour l'instant que l'effet de la structure est négligeable, ce qui nous permet d'écrire

$$R_{12}(\omega) = C + \frac{\omega}{2} (t_2^* - t_1^*) \quad \text{où } C \text{ est une constante indépendante de la fréquence.}$$

Si Q est indépendant de la fréquence, et si l'on admet que la dispersion est négligeable sur la bande des fréquences considérées, $R_{12}(\omega)$ est une fonction affine de la fréquence, de pente

$$A_{12} = \frac{t_2^* - t_1^*}{2}$$

Pour une propagation le long de l'axe z,

$$A_{12} = \frac{1}{2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{Q(z)V(z)}$$

La valeur moyenne de l'atténuation entre les profondeurs z_1 et z_2 s'écrit alors simplement

$$\langle Q_{12} \rangle = \frac{T_{12}}{2A_{12}} \quad \text{où } T_{12} \text{ est le temps de propagation du signal entre les récepteurs } R_1 \text{ et } R_2.$$

Si $\phi_1(\omega)$ et $\phi_2(\omega)$ sont les spectres de phase aux profondeurs z_1 et z_2 , la dispersion peut être mesurée par la relation

$$c(\omega) = \frac{\omega(z_2 - z_1)}{\phi_2(\omega) - \phi_1(\omega)}$$

En pratique, on ne considère que la première arrivée qui possède généralement la plus forte amplitude et le meilleur rapport S/B. La procédure à suivre est alors la suivante : on isole par apodisation l'onde directe sur les sismogrammes, et on calcule les amplitudes spectrales à chaque profondeur à l'aide d'une transformée de Fourier rapide. Le rapport spectral formé pour deux signaux est ensuite représenté en fonction de la fréquence, et la pente de la courbe est estimée par une régression linéaire des points de mesure.

La figure IV.1 illustre la méthode des rapports spectraux. On reprend à gauche, notre modèle à quatre couches en introduisant une atténuation différente dans chaque couche, au moyen de la formule (4.3). Les sismogrammes synthétiques sont calculés dans le cas acoustique pour quatre profondeurs : 400, 1000, 1600 et 2200 m. Les récepteurs sont situés à des distances suffisamment grandes des interfaces pour que celles-ci n'introduisent aucune perturbation dans les mesures d'atténuation.

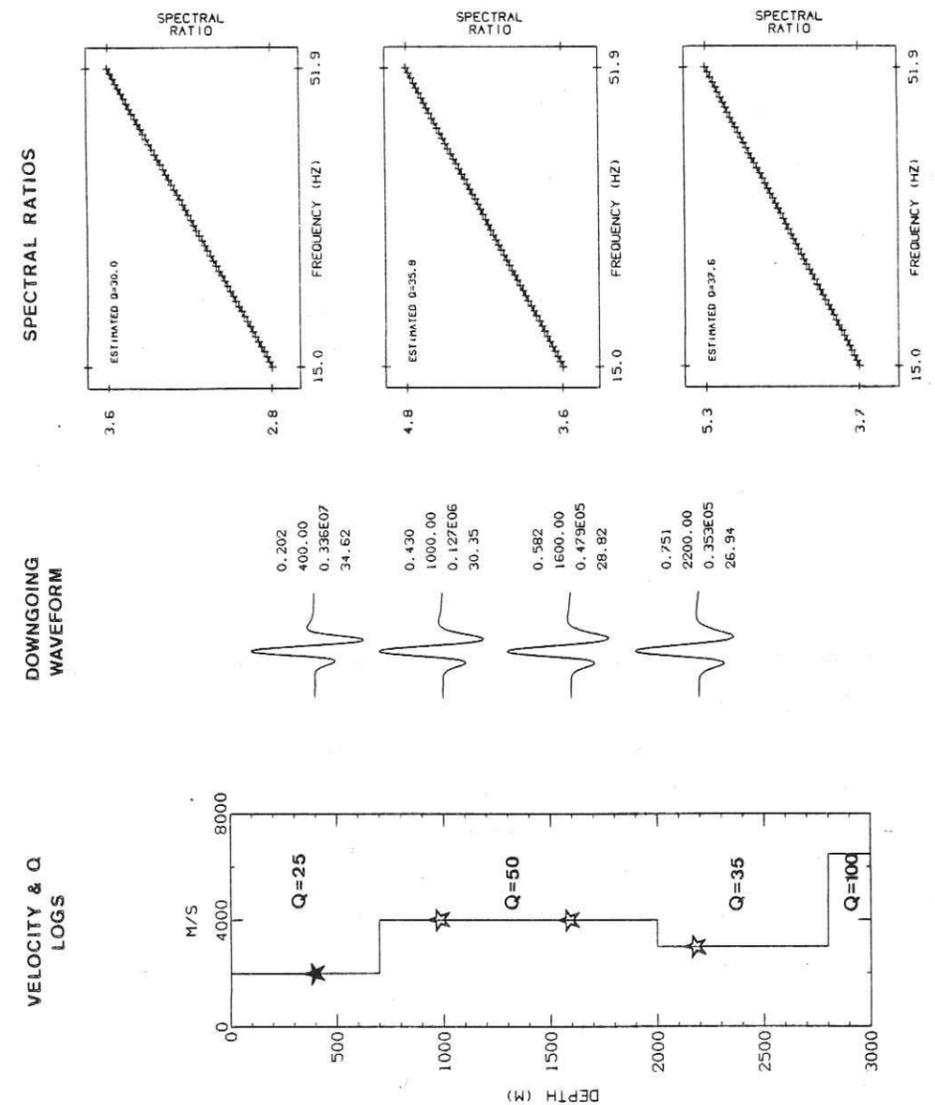


Fig. IV.1 La méthode des rapports spectraux avec un modèle à 4 couches

050 035753 1

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.
 MAISON DES SCIENCES
 DOCUMENTATION
 BP. 53
 F 38041 GRENoble CEDEX
 T.E. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58
 Mail: pialour@ujf-grenoble.fr

Les signaux de première arrivée sont représentés au milieu de la figure sur 125 ms. La déformation du signal au cours de sa propagation vers le bas est nettement visible. L'impulsion émise à la source (dérivée d'un Ricker, avec une fréquence dominante de l'ordre de 40 Hz) évolue vers un signal de Ricker : cette intégration caractérise un filtrage passe-bas. Par ailleurs, l'absorption des hautes fréquences, mais également la dispersion, contribuent à élargir progressivement le signal.

Les indications qui sont portées à côté de ces signaux représentent, de haut en bas : le temps d'arrivée de l'onde directe (en secondes), la profondeur d'enregistrement (en mètres), l'amplitude crête à crête du signal (en unités arbitraires) et la fréquence moyenne du signal (en hertz) mesurée par la formule

$$\langle f \rangle = \frac{\int_0^{\infty} f [A(f)]^2 df}{\int_0^{\infty} [A(f)]^2 df}$$

On peut suivre sur cette dernière valeur, le glissement vers le bas de la fréquence moyenne du signal au cours de sa propagation.

Les rapports spectraux ont été obtenus en prenant comme référence le signal à 400 m de profondeur. On détermine ainsi l'atténuation moyenne dans les intervalles de profondeur 400 à 1000 m (en haut), 400 à 1600 m (au milieu), 400 et 2200 m (en bas). Les expériences réalisées avec la méthode des rapports spectraux montrent que pour être fiable, la régression linéaire doit être limitée à une bande de fréquence à l'intérieur de laquelle les deux signaux possèdent une énergie significative. Cette condition n'est pas toujours remplie pour des milieux très absorbants (ou des durées de propagation très longues) pour lesquels les fréquences moyennes des deux signaux peuvent être très différentes. Quoiqu'il en soit, nous avons utilisé la même bande de fréquence à toutes les profondeurs, et la précision obtenue dans les cas étudiés s'est avérée tout à fait satisfaisante. On constate d'ailleurs sur notre exemple,

que les ajustements des points de mesure avec les droites théoriques sont parfaits, lorsque la régression linéaire est effectuée sur la bande 15-52 Hz (les échelles en abscisse et en ordonnée sont linéaires). Les valeurs d'atténuation estimées à partir de la pente de ces droites (30,0 ; 35,8 ; 37,6) sont pratiquement égales aux valeurs théoriques calculées (30,0 ; 35,7, 37,6).

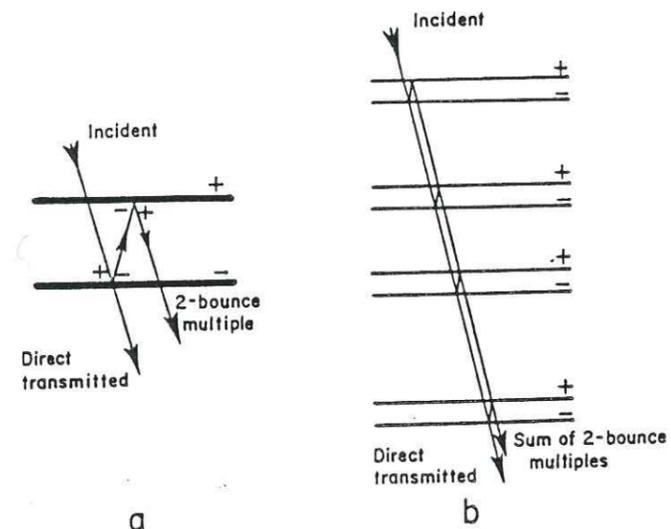
IV.2 EFFETS DE LA STRATIGRAPHIE

IV.2.1 Atténuation apparente liée à la stratigraphie

Les effets de la stratigraphie sur les signaux sismiques ont été mis en avant par de nombreux auteurs (D'Erceville et Kunetz, 1963 ; O'Doherty et Anstey, 1971). Ces phénomènes sont associés aux réflexions multiples qui sont générées à l'intérieur du milieu, et affectent toute la bande des fréquences sismiques de façon plus ou moins marquée. Si dans la plupart des cas les compositions d'ondes s'effectuent de manière aléatoire, la situation particulière où la stratification présente un caractère cyclique doit être signalée.

Des alternances entre plusieurs types de roches sont souvent observées sur une très petite échelle (de l'ordre de quelques dizaines de centimètres à quelques mètres) entre deux réflecteurs majeurs. Ce genre de structure peut se traduire par une atténuation non négligeable si l'épaisseur de la série est importante. Le modèle le plus simple de stratification cyclique, présenté sur la figure IV.2, est un modèle à deux composantes correspondant à une alternance entre deux types de roches. A gauche, l'onde directe qui est transmise vers le bas est suivie d'une réflexion multiple à l'intérieur de la couche, et on constate qu'avec cette configuration, la polarité de la réflexion multiple est la même que celle de l'onde directe transmise. Autrement dit, la réflexion multiple vient s'ajouter, avec un léger retard, à l'onde directe. On montre à droite qu'il suffit de quatre couches identiques les unes aux autres, avec un coefficient de réflexion de 0,5 pour que l'amplitude de la réflexion multiple soit égale à celle de l'onde directe transmise. Pour un plus grand nombre de couches, l'onde directe peut même disparaître entièrement, et on observe dans ce cas un déphasage apparent de la première arrivée.

Il apparaît par conséquent que l'énergie de l'onde incidente se conserve à l'intérieur du milieu grâce aux réflexions multiples, mais cette énergie se répartit sur des intervalles de temps de plus en plus grands. L'effet de filtrage



(a) The basic thin plate, defined between interfaces having reflection coefficients of opposite sign.
 (b) The cumulative effect of the multiple reflections from four such thin plates.

Fig. IV.2 Stratification cyclique (d'après O'Doherty et Anstey, 1971)

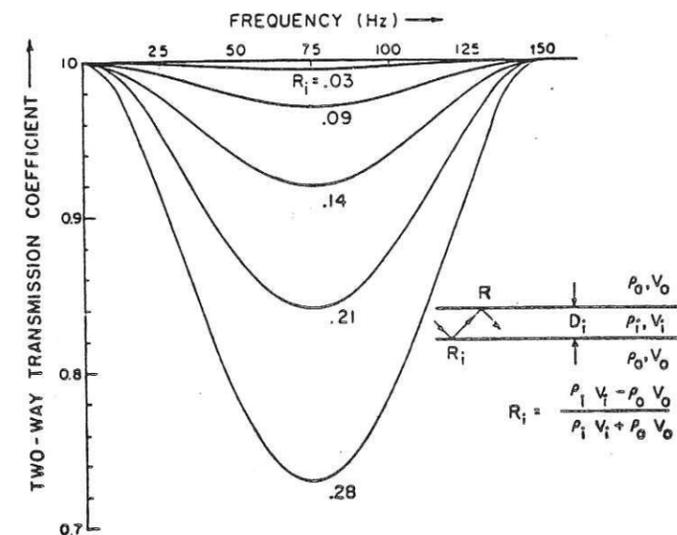


Fig. IV.3 Coefficient de transmission d'une couche mince de 6 m d'épaisseur, dans laquelle la vitesse est de 1829 m/s, en fonction de la fréquence. (d'après Spencer et al, 1977)

qu'exerce la stratigraphie apparaît plus clairement sur la figure IV.3, qui représente le coefficient de transmission d'une seule couche en fonction de la fréquence. Avec les paramètres qui sont indiqués sur cette figure, l'énergie d'une onde plane de fréquence f transmise à travers la couche a pour expression :

$$|T_i(f)| = \frac{(1 - R_i^2)^2}{(1 + R_i^2)^2 - 4R_i^2 \cos^2 2\pi f \frac{D_i}{V_i}}$$

Pour les faibles valeurs du coefficient de réflexion, la couche est transparente à toutes les fréquences. L'énergie transmise présente un minimum pour la fréquence $f_0 = V_i/4D_i$, c'est à dire lorsque l'épaisseur de la couche représente un quart de la longueur d'onde du signal incident. Pour les couches épaisses, la fréquence f_0 se trouve à l'intérieur de la bande des fréquences sismiques. Pour les couches extrêmement fines au contraire, f_0 est décalée vers les hautes fréquences, bien au-delà de la bande sismique, et l'atténuation apparente liée à la stratigraphie est alors pratiquement nulle. Entre ces deux cas extrêmes, la stratification cyclique non résoluble (Spencer et al, 1977) présente une situation intéressante : la stratification est suffisamment fine pour qu'elle ne donne lieu à aucune réflexion visible, mais les couches sont encore assez épaisses pour produire une atténuation non négligeable dans la bande sismique. La structure cyclique se comporte dans ce cas comme un filtre passe-bas : les basses fréquences "voient" un milieu relativement homogène et ne sont que très faiblement atténuées, alors que les hautes fréquences subissent de plus en plus de réflexions multiples à l'intérieur du milieu au fur et à mesure que la fréquence augmente, et sont progressivement éliminées de l'onde qui est transmise.

Pour essayer d'évaluer l'importance de ce phénomène par rapport à l'atténuation intrinsèque des roches, nous avons réalisé quelques calculs pour un modèle cyclique à deux composantes. Dans l'ensemble, l'atténuation apparente liée à la stratigraphie est difficile à mettre en évidence à l'intérieur de la bande sismique. Les seuls résultats positifs ont été obtenus pour des coefficients de réflexion très élevés (0,2 ou plus) et des épaisseurs importantes

de la série stratifiée. La figure IV.4 présente les résultats d'un calcul effectué pour une série stratifiée de 300 m d'épaisseur comprise entre 1200 et 1500 m de profondeur. Les vitesses dans le milieu sont alternativement 3000 et 4500 m/s. La distribution uniforme qui a été adoptée pour les épaisseurs des couches introduit un caractère aléatoire dans le modèle qui se rapproche ainsi de la réalité. Les épaisseurs des couches sont comprises entre la limite inférieure $D_a = 0,5$ m et la limite supérieure $D_b = 5$ m. Deux sismogrammes synthétiques (première arrivée) ont été calculés de part et d'autre de la série stratifiée à 900 et 1800 m de profondeur, sur 125 ms. Les différences entre les deux signaux apparaissent extrêmement faibles, comme le confirment les fréquences moyennes de ces signaux (39,69 et 39,46 Hz). L'estimation aux moindres carrés du facteur de qualité (dans la mesure où cette notion conserve un sens dans ce cas) à partir du rapport spectral formé entre les deux signaux donne une valeur de Q proche de 400. Si l'on admet pour les couches superficielles, une valeur moyenne de Q de l'ordre de 40, l'atténuation apparente liée à la stratigraphie représentée, dans notre cas, le dixième de l'atténuation intrinsèque.

Schoenberger et Levin (1974) ont estimé, à partir de données obtenues pour deux puits, que l'effet des réflexions multiples devait intervenir pour une part comprise entre 1/3 et 1/2 dans l'atténuation totale mesurée. Dans leur article de 1978, ces mêmes auteurs (Schoenberger et Levin, 1978) ont étudié 31 puits supplémentaires, et concluent que l'atténuation liée à la stratigraphie représente une part non négligeable de l'atténuation totale (quelques dixièmes), mais n'explique sûrement pas toute l'atténuation observée.

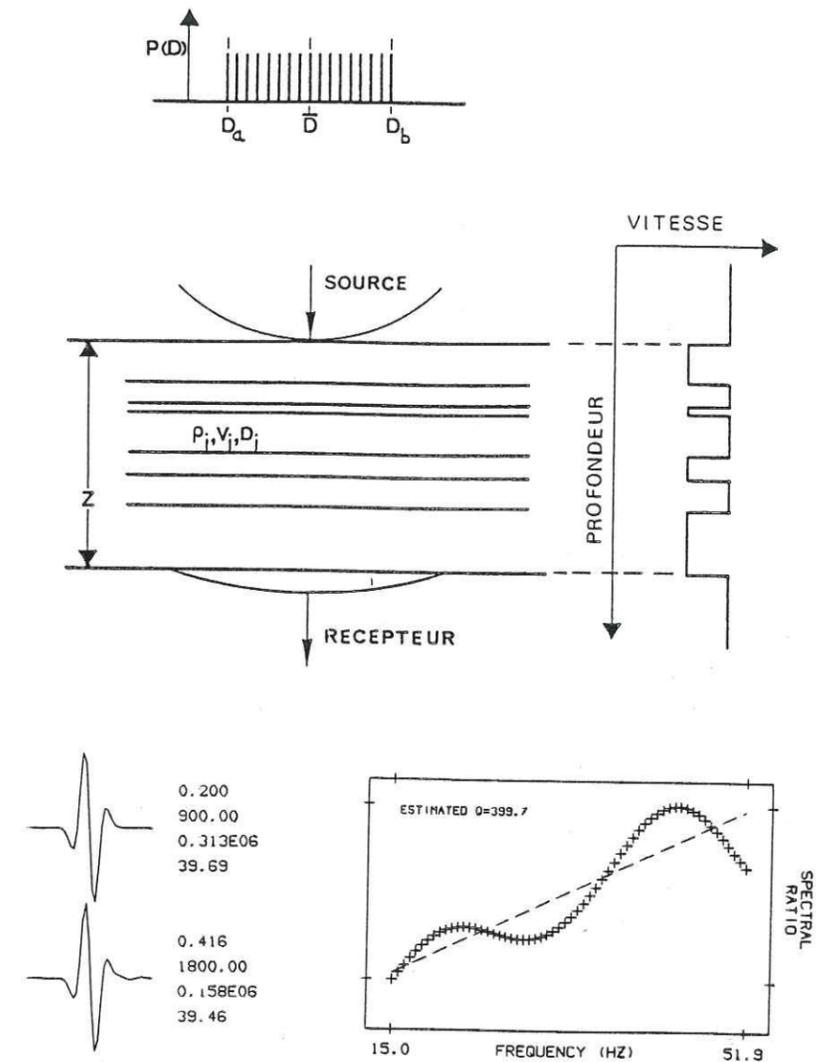


Fig. IV.4 Atténuation apparente liée à la stratigraphie

IV.2.2 Interférences au voisinage des récepteurs

L'atténuation totale mesurée, on vient de le voir, est la somme de l'atténuation intrinsèque et d'une atténuation apparente provenant de la structure. La stratigraphie se manifeste encore de façon gênante par des phénomènes d'interférences au voisinage des récepteurs. On constate, en effet, que l'atténuation mesurée pour des intervalles de profondeur très petits est bien plus influencée par la stratigraphie locale à proximité des géophones que par l'atténuation intrinsèque à l'intérieur de l'intervalle. L'onde descendante qui est utilisée dans la méthode des rapports spectraux se compose avec des réflexions multiples générées au-dessus et en-dessous de la position du récepteur, et il n'est plus possible dans ces conditions, d'isoler un signal pur par apodisation. Parmi ces réflexions multiples, les réflexions primaires interviennent le plus fortement. La figure IV.5 montre que pour un signal de durée W , les réflexions primaires qui interfèrent avec l'onde descendante sont générées à l'intérieur d'un intervalle de largeur $W/2$ situé juste en-dessous de la position du récepteur.

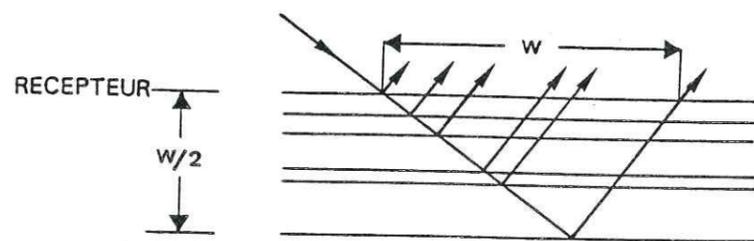


Fig. IV.5 Interférences entre l'onde descendante et des réflexions primaires.

Pour un signal de Ricker de 30 ms correspondant à des fréquences comprises entre 0 et 200 Hz, et une vitesse moyenne de 3000 m/s, la zone d'influence à l'intérieur de laquelle des interférences risquent de se produire avec l'onde descendante, s'étend de 45 m de part et d'autre de la position du récepteur. On peut remarquer ici que l'utilisation de signaux impulsionnels (bien qu'étant atténués plus fortement) permet de réduire les phénomènes d'interférences et d'obtenir par conséquent une meilleure résolution dans la détermination des facteurs de qualité.

Le problème posé par la stratigraphie est celui d'une déconvolution de la structure. Hauge (1981) a appliqué, sans grand succès, la méthode des rapports spectraux à des données PSV après avoir effectué un filtrage en vitesse apparente des ondes montantes. Une déconvolution plus complète doit être envisagée, et celle qui est décrite dans le paragraphe suivant, est basée sur une technique de calcul de sismogrammes synthétiques.

IV.3 DECONVOLUTION DE LA STRUCTUREIV.3.1 Première approche

Le calcul de sismogrammes synthétiques avec et sans atténuation permet théoriquement d'éliminer tous les effets de la stratigraphie, comme l'indique l'expression (4.4) de l'amplitude spectrale d'un sismogramme. La correction de stratigraphie qu'ont introduite Ganley et Kanasewich (1980) consiste à diviser l'amplitude spectrale $A_a(\omega)$ obtenue dans le cas anélastique par l'amplitude spectrale $A_e(\omega)$ obtenue dans le cas élastique :

$$A^{cor}(\omega) = \frac{A_a(\omega)}{A_e(\omega)} = k e^{-\frac{\omega}{2} t^*}$$

Le rapport spectral corrigé peut alors se mettre sous la forme suivante :

$$R_{12}^{cor}(\omega) = \text{Log} \left[\frac{A_{1a}(\omega)}{A_{2a}(\omega)} \right] - \text{Log} \left[\frac{A_{1e}(\omega)}{A_{2e}(\omega)} \right] = K + \frac{\omega}{2} (t_2^* - t_1^*)$$

Cette correction a été testée sur le modèle synthétique de la figure IV.6. La loi de vitesse est inspirée du log sonic de la figure III.15, et présente 42 couches entre 1220 et 1620 m de profondeur (cf. modèle 42a, annexe B). Les forts contrastes de vitesse qui apparaissent vers 1325 m, 1375 m et 1412 m de profondeur vont produire des phénomènes d'interférences sévères qui permettront de contrôler la robustesse de la méthode utilisée. Notre objectif est de retrouver l'atténuation introduite dans le modèle en présence de la stratigraphie.

Les figures IV.7 et IV.8 présentent respectivement 44 enregistrements synthétiques de première arrivée, régulièrement espacés entre 1220 et 1620 m de profondeur, pour le milieu sans atténuation et le milieu avec atténuation. Le premier signal, à 800 m de profondeur, est l'un des trois signaux de référence

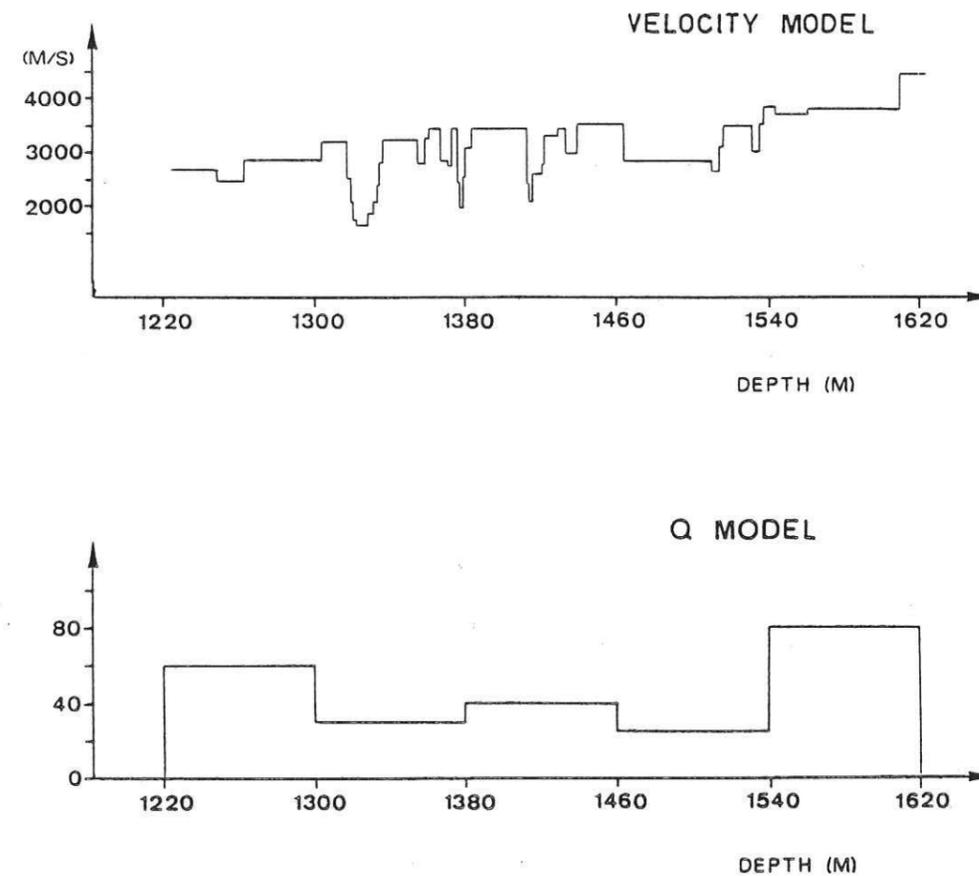
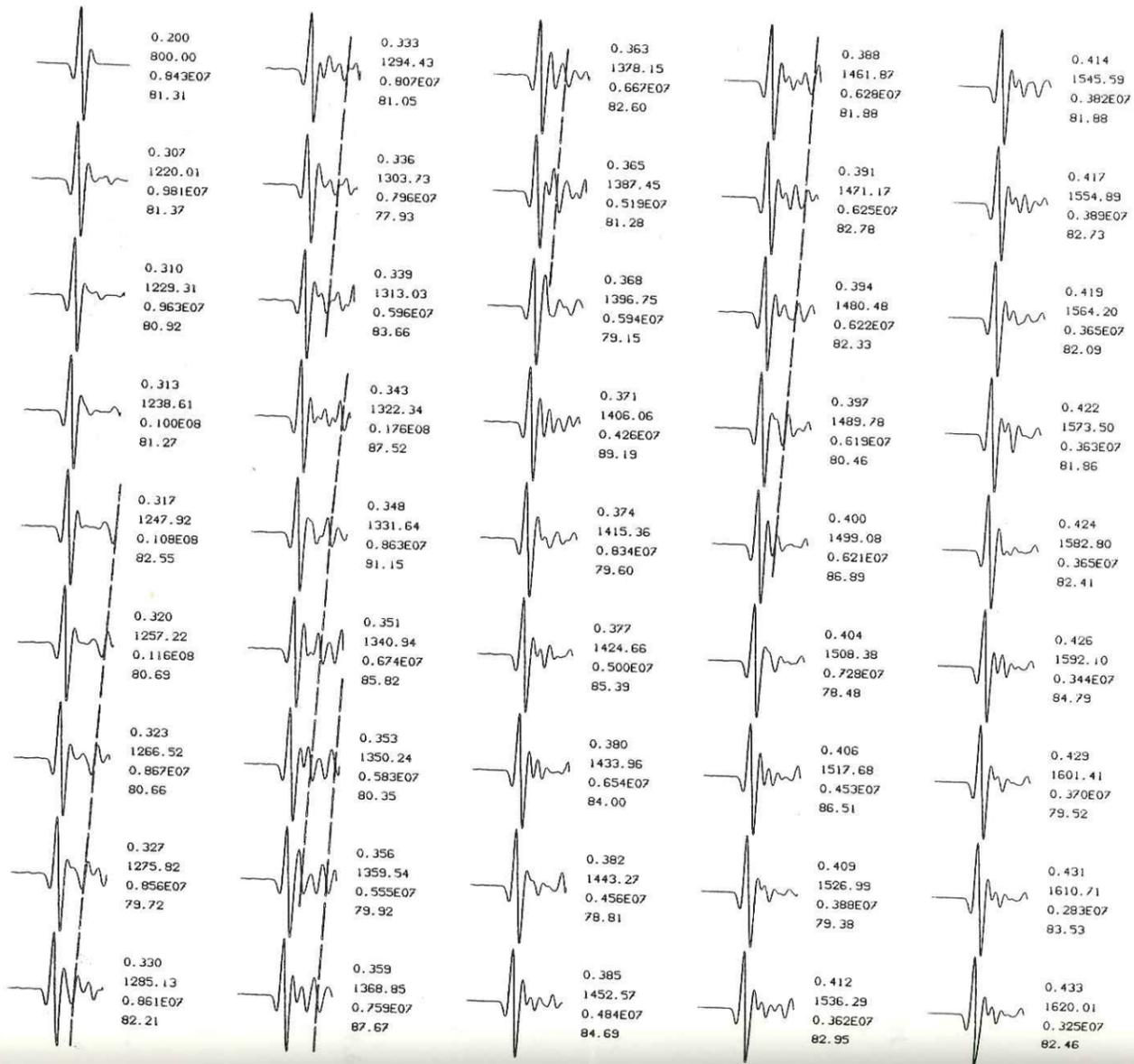


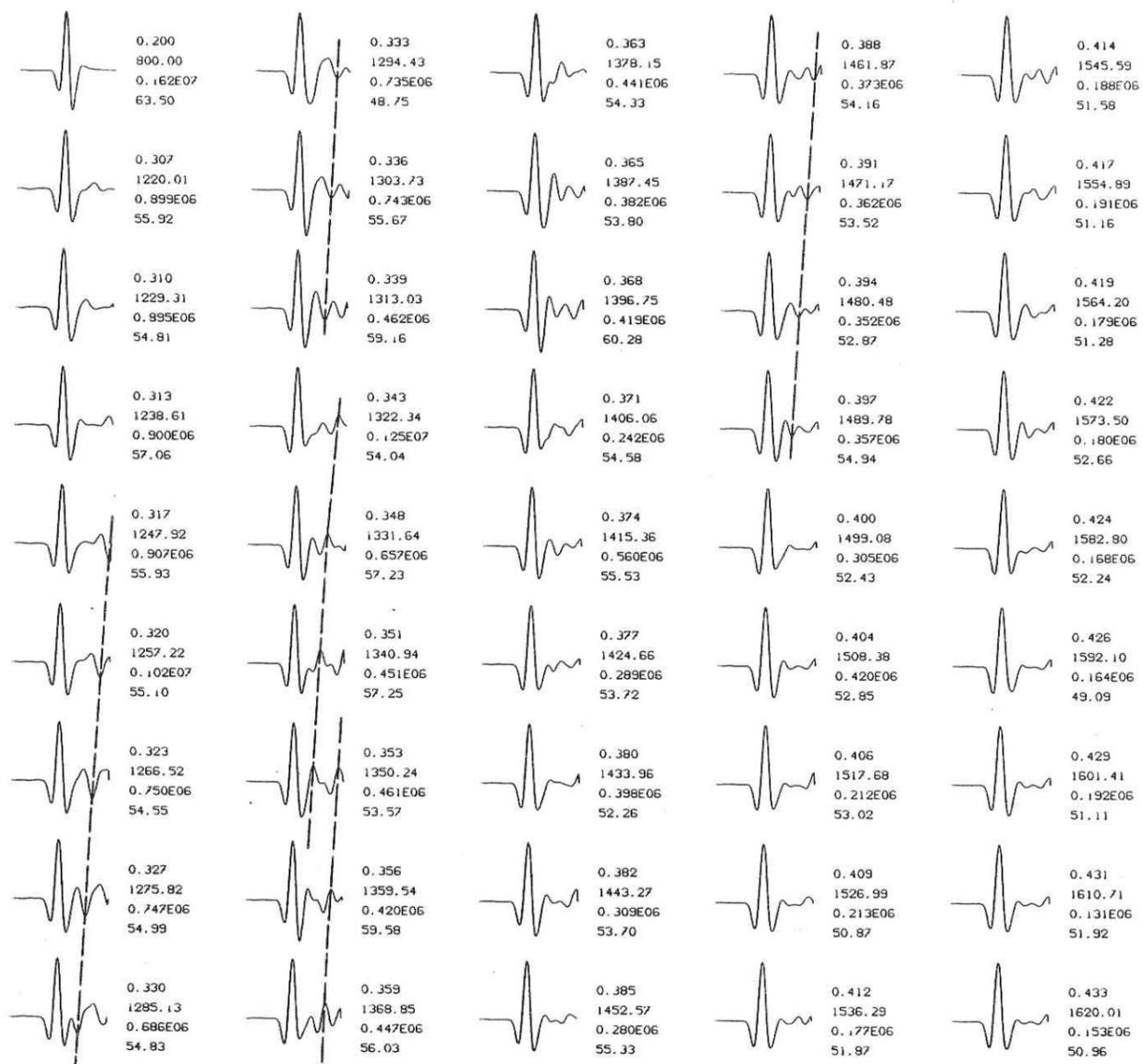
Fig. IV.6 Modèle 42a

Fig. IV.7 Signaux de première arrivée, sans apodisation, sans atténuation.



50 MS

Fig. IV.8 Signaux de première arrivée, sans apodisation, avec atténuation



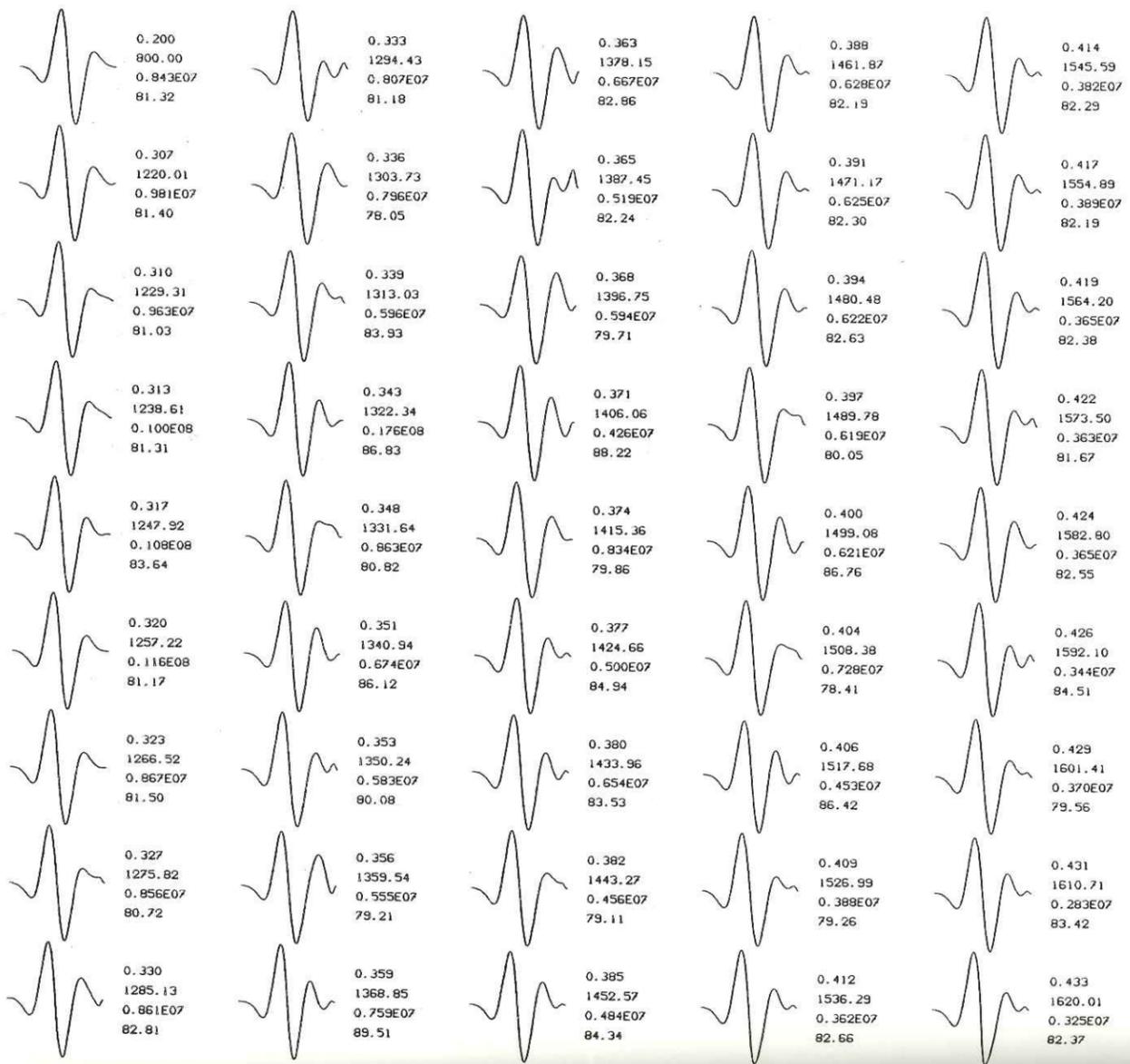
50 MS

qui seront utilisés pour former les rapports spectraux. On aperçoit sur les deux figures, plusieurs réflexions de forte amplitude associées aux principales interfaces du modèle. Les mêmes signaux sont représentés sur les figures IV.9 et IV.10 après apodisation, et l'on remarque encore, de façon bien visible, certaines interférences avec l'onde directe. L'amplitude crête à crête et la fréquence moyenne de ces signaux sont reportées sur les figures IV.11 (sans atténuation) et IV.12 (avec atténuation).

Sur la figure IV.11, la décroissance de l'amplitude crête à crête avec la profondeur est marquée par certains effets de focalisation (vers 1325 m de profondeur en particulier), mais reste relativement régulière. L'évolution de la fréquence dominante présente par contre des fluctuations importantes autour d'une valeur moyenne de l'ordre de 82 Hz. Sur la figure IV.12, l'allure de la courbe de décroissance de l'amplitude est très voisine de celle de la figure IV.11, mais les amplitudes décroissent presque deux fois plus rapidement en raison de l'atténuation. Celle-ci se manifeste également sur la fréquence moyenne qui diminue progressivement avec la profondeur, de 56 Hz à 50 Hz environ. La superposition des deux courbes représentant la fréquence moyenne suivant la profondeur montre que les principaux pics sont très bien corrélés pour un décalage correspondant à une dizaine de mètres : les mêmes compositions d'ondes semblent se produire avec et sans atténuation, mais, pour le milieu absorbant, ces compositions d'ondes se retrouvent 10 mètres au-dessus. Ce décalage s'explique par l'élargissement du signal qui résulte de l'absorption des hautes fréquences, et tend à montrer que les phénomènes d'interférences proviennent principalement des réflexions primaires. On note enfin sur la figure IV.12, que ni l'amplitude crête à crête du signal, ni sa fréquence moyenne ne permettent de mettre en évidence les variations du facteur de qualité avec la profondeur.

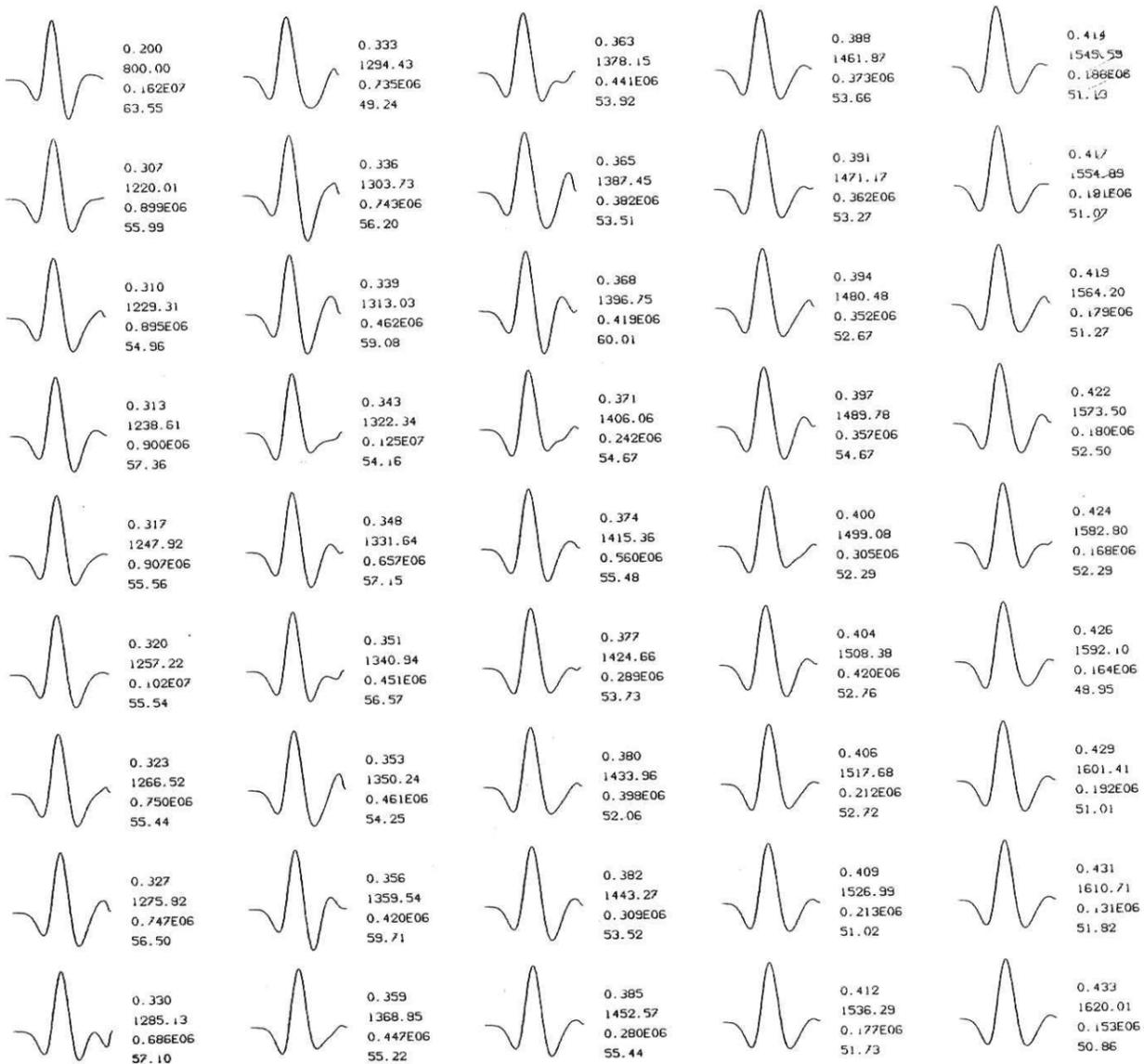
La figure IV.13 montre l'atténuation cumulative qui a été obtenue pour les 44 enregistrements précédents avec trois signaux de référence à 400, 800 et 1200 m de profondeur. On a calculé à chaque profondeur, l'atténuation brute (cercles blancs) et l'atténuation corrigée de la stratigraphie (cercles noirs). L'atténuation cumulative théorique est représentée par un trait continu.

Fig. IV.9 Signaux de première arrivée, avec apodisation, sans atténuation.



50 MS 110

Fig. IV.10 Signaux de première arrivée, avec apodisation, avec atténuation



50 MS 117

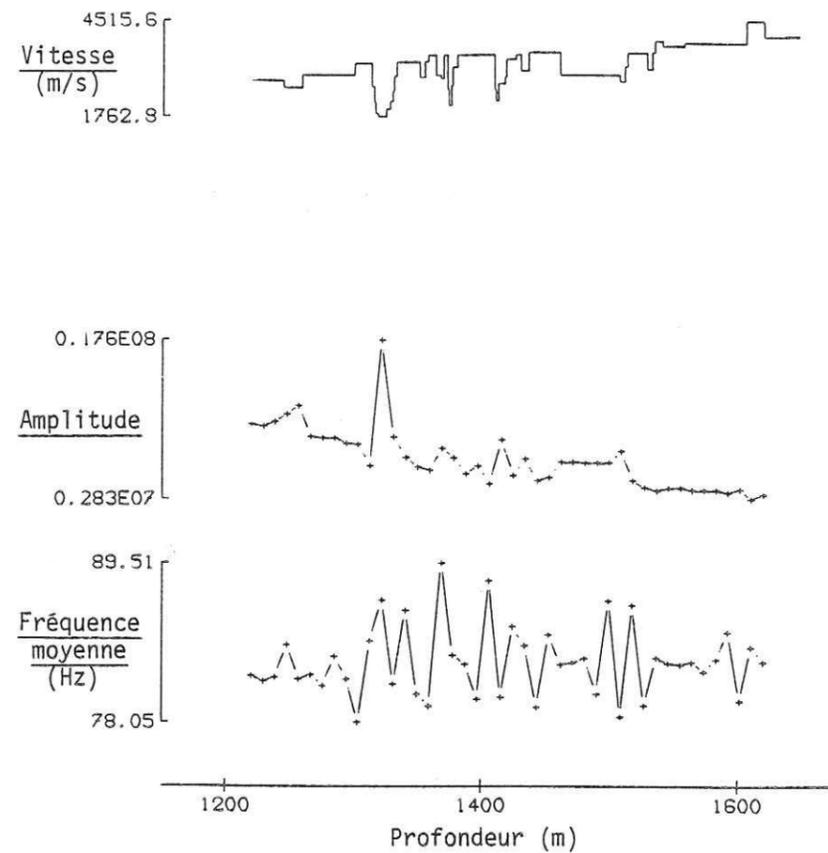


Fig. IV.11 Vitesse des ondes P, amplitude crête à crête et fréquence moyenne des signaux de première arrivée en fonction de la profondeur, sans atténuation.
(Les échelles sont linéaires en ordonnée)

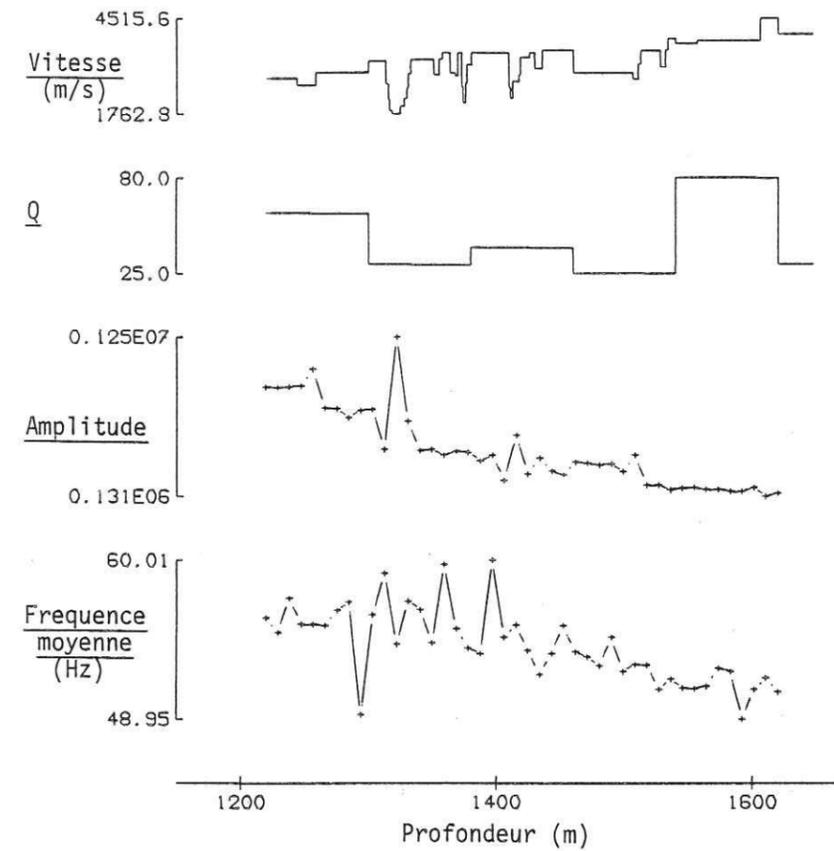


Fig. IV.12 Vitesse des ondes P, facteur de qualité, amplitude crête à crête et fréquence moyenne des signaux de première arrivée en fonction de la profondeur, avec atténuation.
(Les échelles sont linéaires en ordonnée)

CUMULATIVE ATTENUATION

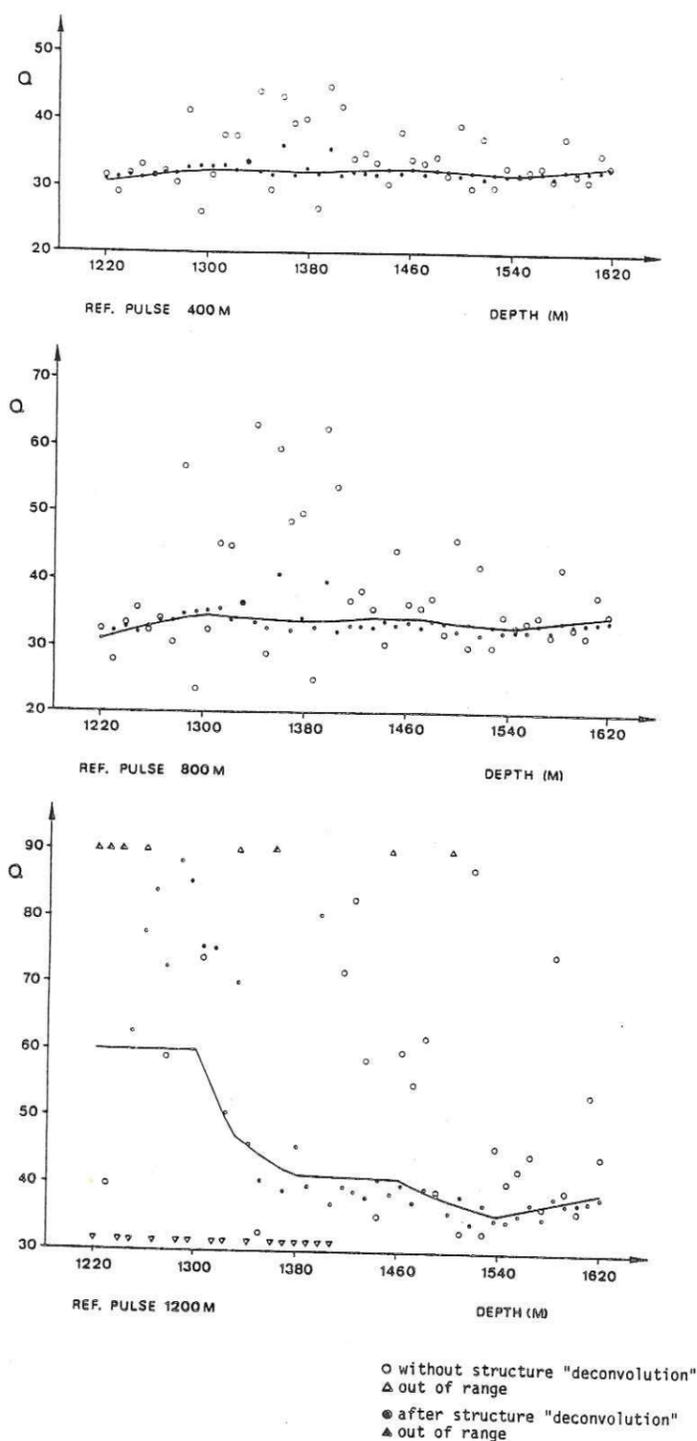


Fig. IV.13 Atténuation cumulative pour 3 signaux de référence à 400, 800 et 1200 m de profondeur.

Lorsque le signal de référence se trouve à 400 m de profondeur, les mesures brutes d'atténuation sont relativement dispersées, mais la correction de stratigraphie améliore nettement ces résultats. Comme on peut le voir, les mesures corrigées représentent d'une manière assez précise l'atténuation moyenne sur une épaisseur de plusieurs centaines de mètres. Par contre, il est très difficile de détecter dans ce cas les variations d'atténuation dans l'intervalle 1220 m-1620 m, tant les valeurs de Q sur cet intervalle sont moyennées. Cette situation s'améliore un peu lorsque le signal de référence se trouve à 800 m de profondeur, mais alors l'ajustement entre la courbe théorique et les valeurs corrigées est un peu moins bon. Dans le dernier cas, le signal de référence est à 1200 m de profondeur, juste au-dessus de l'intervalle qui nous intéresse. Les variations d'atténuation apparaissent nettement à 1300, 1380, 1460 et 1540 m sur la courbe théorique, mais la dispersion des valeurs d'atténuation, y compris celle des valeurs corrigées, est tout à fait inacceptable. On observe même, à moins de 1300 m de profondeur, quelques mesures brutes qui sont meilleures que les mesures corrigées.

La déconvolution de la structure qui a été utilisée améliore par conséquent la qualité des résultats lorsque l'atténuation est mesurée sur une épaisseur de plusieurs centaines de mètres, mais il est illusoire de vouloir déterminer de cette manière, l'atténuation à l'intérieur d'intervalles de profondeur relativement faibles. Les mêmes conclusions peuvent être tirées de l'examen des rapports spectraux obtenus entre 30 et 103 Hz.

La figure IV.14 présente d'abord les spectres d'amplitude calculés avec et sans atténuation pour 7 enregistrements à 1220 m, 1285 m, 1350 m, 1415 m, 1480 m, 1545 m et 1610 m, tirés parmi nos 44 signaux. Les spectres représentés en haut à gauche de la figure sont ceux obtenus pour le signal de référence à 1200 m, et les pointillés indiquent la bande de fréquence qui a été utilisée pour les régressions linéaires. Quelques interférences sont bien visibles à 1285 m et 1350 m, principalement sur les spectres obtenus avec atténuation. Sur les trois figures suivantes ont été tracés les rapports spectraux pour les sept enregistrements précédents, à la fois sans correction de stratigraphie

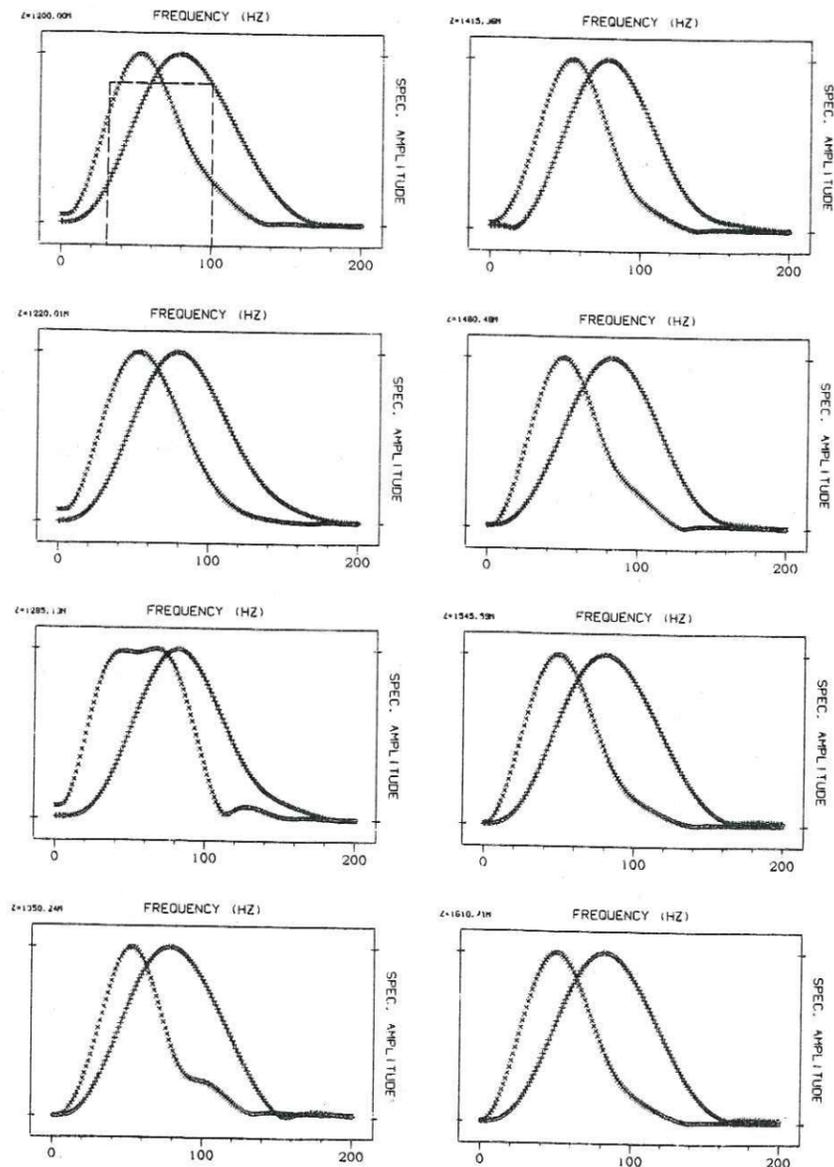


Fig. IV.14 Spectres d'amplitude avec et sans atténuation pour le signal de référence à 1200, et 7 signaux à 1220 m, 1285 m, 1350 m, 1415 m, 1480 m, 1545 m et 1610 m.

+ sans atténuation
x avec atténuation

et avec correction de stratigraphie. Sur la figure IV.15, le signal de référence est à 400 m, et les rapports spectraux sont dans l'ensemble, bien linéaires en fréquence, mis à part les deux cas déjà signalés à 1285 m et 1350 m. Lorsque le signal de référence se trouve à 800 m (figure IV.16), les rapports spectraux s'écartent un peu du comportement linéaire précédent. On peut trouver que les différences entre les rapports bruts et les rapports corrigés sont minimales, mais il faut rappeler que le facteur de qualité est inversement proportionnel à la pente de la droite de régression. Sur la figure IV.17, les grandes oscillations que l'on observe dans les rapports spectraux lorsque le signal de référence est à 1200 m, traduisent d'importants phénomènes d'interférence, et faussent considérablement les déterminations du facteur de qualité. Ces oscillations s'atténuent cependant lorsque la distance séparant les récepteurs augmente, mais la définition de la "bande de régression" prend sur cet exemple toute son importance.

Les limitations que l'on voit apparaître dans cette méthode trouvent leur origine dans la non-linéarité de l'expression (4.4) de l'amplitude spectrale d'un sismogramme (Ganley et Kanasevich, 1980). Considérons par exemple le cas d'un récepteur situé à une distance $d/2$ au-dessus d'un réflecteur unique à l'intérieur d'un demi-espace. Dans le cas élastique, la fonction de transfert de la structure s'écrit :

$$E_e(\omega) = 1 + R e^{-i \omega d / c_0} \quad (4.5)$$

où R représente le coefficient de réflexion à l'interface, et c_0 est la vitesse de phase au-dessus du réflecteur. Dans le cas anélastique, le milieu supérieur est caractérisé par un coefficient de qualité Q , et le milieu inférieur par un coefficient de qualité Q' . La fonction de transfert s'écrit alors

$$E_a(\omega) = 1 + r(Q, Q', \omega) e^{-i \omega d / c(\omega)} e^{-\alpha d} \quad (4.6)$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{\omega}{2cQ}$$

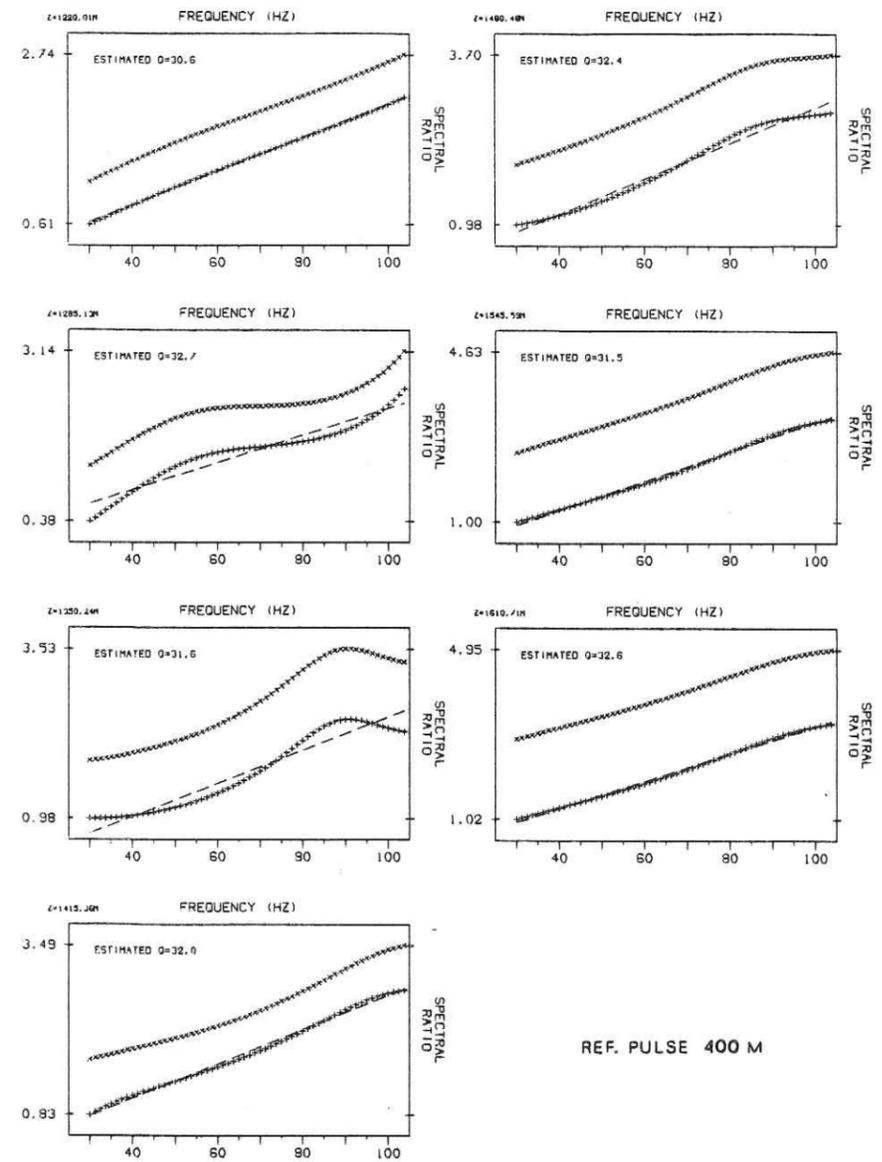


Fig. IV.15 Rapports spectraux avec le signal de référence à 400 m.

+ avec correction de stratigraphie
 x sans correction de stratigraphie

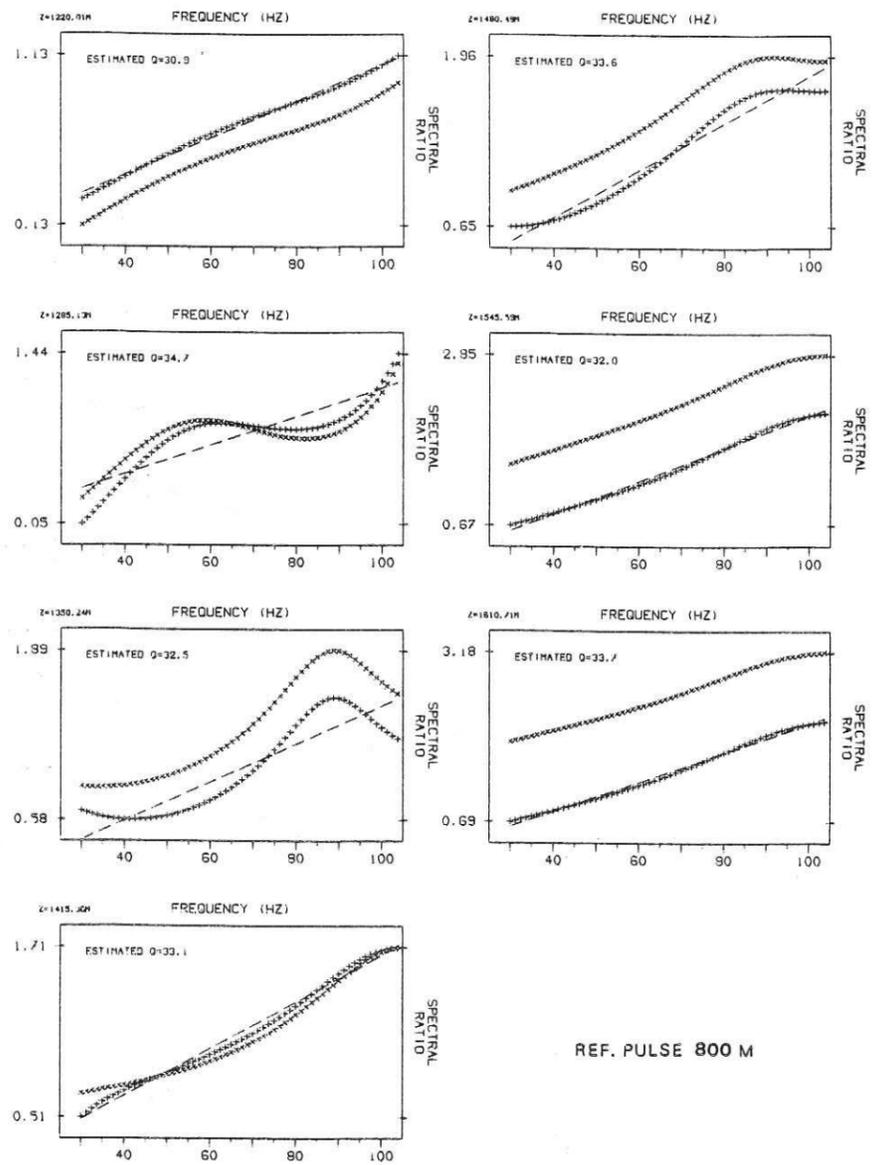


Fig. IV.16 Rapports spectraux avec le signal de référence à 800 m.
 + avec correction de stratigraphie
 x sans correction de stratigraphie

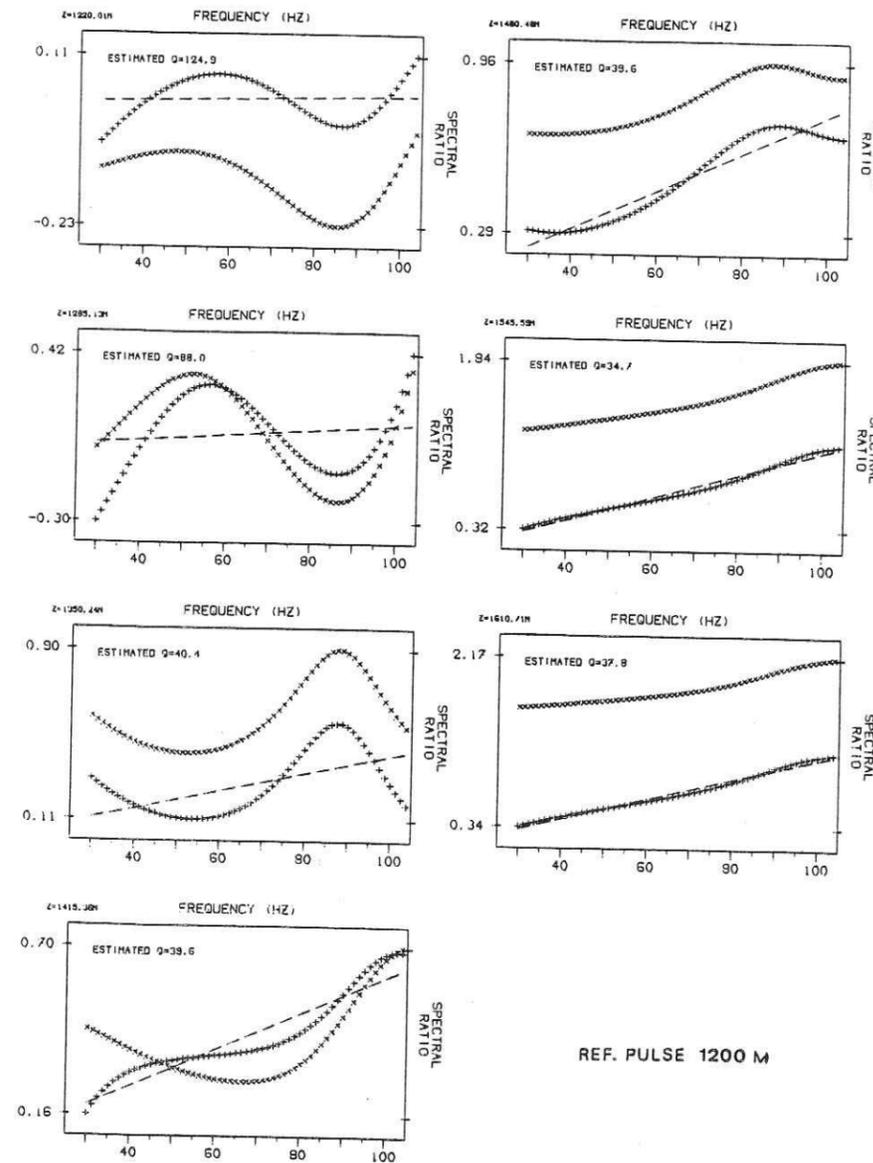


Fig. IV.17 Rapports spectraux avec le signal de référence à 1200 m
 + avec correction de stratigraphie
 x sans correction de stratigraphie

Dans cette expression, la vitesse de phase c dépend de la fréquence (dispersion), et par conséquent, le coefficient de réflexion r en dépend également. Les effets de l'atténuation sur les réflexions ont été étudiés en détail par Bourbié (1983). Bourbié montre en particulier que dans un milieu anélastique, l'effet dû au contraste des propriétés élastiques peut être séparé de l'effet dû au contraste d'absorption, et cette séparation est identique pour tous les modèles viscoélastiques. A incidence normale, on obtient :

$$r(Q, Q', \omega) = R + \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{Q'} - \frac{1}{Q} \right] \text{Log} \left[\frac{\omega}{\omega_0} \right] + \frac{i}{4} \left[\frac{1}{Q'} - \frac{1}{Q} \right] \text{sgn}(\omega)$$

La figure IV.18 illustre cette relation en montrant une réflexion causée uniquement par un contraste très élevé d'absorption.

L'effet de la dispersion et l'effet du contraste d'atténuation sur l'amplitude de la réflexion restent cependant négligeables dans la plupart des cas. Les erreurs qui ont été notées sur les rapports spectraux précédents proviennent bien plus de termes du type $e^{-\alpha d}$ qui correspondent à l'atténuation des réflexions primaires interférant avec l'onde directe. La correction de stratigraphie qui a été utilisée ne pourra donc fournir des résultats corrects que si les récepteurs sont suffisamment éloignés les uns des autres pour que l'atténuation des réflexions multiples qui interfèrent localement avec l'onde descendante soit négligeable vis-à-vis de l'atténuation dans l'intervalle séparant les deux récepteurs.

Dans ces conditions, les mesures d'atténuation perdent beaucoup de leur intérêt, car dans la réalité, l'extension verticale des anomalies d'atténuation semble être très limitée. Les différentes mesures in-situ qui ont été réalisées (Ganley et Kanasewich, 1980 ; Hauge, 1981 ; Kan et al, 1981) ont porté sur des intervalles de quelques centaines de mètres. Spencer et al (1982), en utilisant une approche statistique, ont obtenu sur des exemples synthétiques, une résolution spatiale de l'ordre de 80 à 100 m. Dans la méthode itérative d'inversion qui est proposée ci-après, la résolution spatiale est encore limitée par l'effet des interférences au voisinage des récepteurs, mais a pu être ramenée à 40 m.

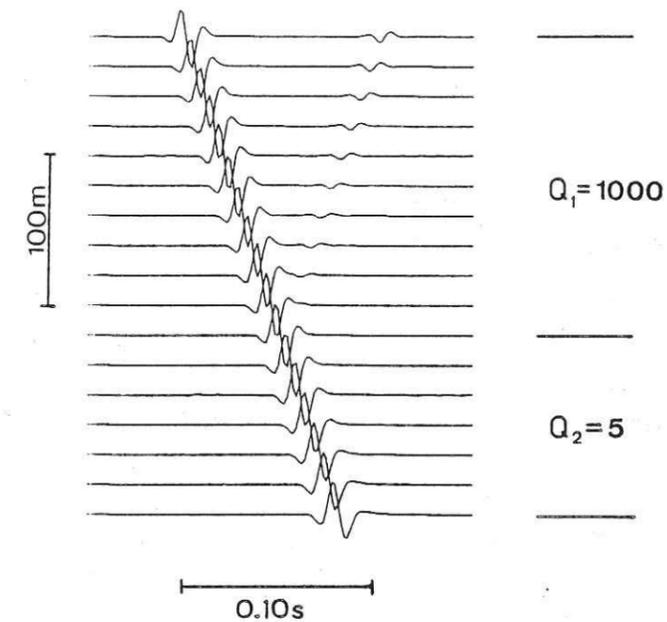


Fig. IV.18 Effet d'un contraste d'atténuation pur.

IV.3.2 Méthode itérative d'inversion

Dans notre processus automatique, la première valeur d'atténuation mesurée est réintroduite dans le calcul des sismogrammes synthétiques, et conduit à une nouvelle détermination du facteur de qualité. Cette nouvelle valeur est alors modifiée d'une manière simple et réinjectée dans les calculs. L'itération se poursuit jusqu'à obtenir des valeurs d'atténuation très proches des premières valeurs mesurées. On montre ensuite que le dernier modèle de Q introduit est très voisin de la répartition inconnue des facteurs de qualité avec la profondeur.

L'atténuation cumulative obtenue à différentes profondeurs permet de calculer l'atténuation d'intervalle entre deux profondeurs données. Si les indices i , j et o désignent respectivement deux récepteurs et un signal de référence, l'atténuation d'intervalle entre les profondeurs i et j s'écrit :

$$\langle Q_{ij} \rangle = \frac{t_{ij} \langle Q_{oi} \rangle \langle Q_{oj} \rangle}{t_{oj} \langle Q_{oi} \rangle - t_{oi} \langle Q_{oj} \rangle} \quad (4.7)$$

où t représente le temps de propagation ; $t_{oi} < t_{oj}$

La position du récepteur qui est pris comme référence a peu d'importance si celui-ci se trouve à une distance relativement grande des autres récepteurs considérés. On constate en effet que l'atténuation d'intervalle est indépendante du signal de référence, et l'on peut, à partir de cette remarque, déterminer la bande de régression idéale pour la méthode des rapports spectraux.

Dans les calculs qui sont présentés, le signal de référence est à 800 m de profondeur, et l'atténuation d'intervalle est calculée à partir de l'atténuation cumulative corrigée de la stratigraphie. Soient :

(Q_{mi}) la répartition en profondeur des valeurs d'atténuation d'intervalle mesurées à l'itération i

(Q_{oi}) le modèle d'atténuation introduit dans les calculs à l'itération i

Le modèle de départ qu'on cherche à retrouver est noté $(Q_0) = (Q_{o1})$

Les remarques qui ont été faites au paragraphe IV.3.1 dans le cas d'un récepteur situé à une distance $d/2$ au-dessus d'un réflecteur unique permettent de réécrire l'expression (4.6) sous la forme

$$E_a(\omega) \approx 1 + \operatorname{Re}^{-i\omega d/c_0} e^{-\alpha d}$$

On remarque de plus que $\alpha \ll 1$, et d est une distance petite (condition d'interférence). De façon approchée, on a :

$$E_a(\omega) \approx E_e(\omega) e^{-\alpha d}$$

Cette expression suggère, dans le cas très simple qui a été considéré, que l'effet des interférences générées au voisinage des récepteurs peut être isolé. On écrit de la même façon :

$$\frac{1}{Q_{m1}} = \frac{1}{Q_{o1}} + \frac{1}{e_1} \quad \text{où } e_1 \text{ représente l'erreur sur la mesure 1.}$$

En prenant $(Q_{o2}) = (Q_{m1})$, on obtient les valeurs (Q_{m2}) avec

$$\frac{1}{Q_{m2}} = \frac{1}{Q_{o2}} + \frac{1}{e_2} = \frac{1}{Q_{o1}} + \frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_2}$$

On définit alors (Q_{o3}) de la manière suivante :

$$\frac{1}{Q_{o3}} = \frac{1}{Q_{m1}} - \frac{1}{e_2} = \frac{1}{Q_{o1}} + \frac{1}{e_1} - \frac{1}{e_2}$$

En admettant que l'erreur se produit dans le même sens à chaque itération, on arrive dès la troisième itération à un modèle qui est proche du modèle de départ. De façon générale, on a :

$$\frac{1}{Q_{oi+1}} = \frac{1}{Q_{mi}} - \frac{1}{e_i} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{e_i} = \frac{1}{Q_{mi}} - \frac{1}{Q_{oi}}$$

et l'on s'arrêtera lorsque $(Q_{mi}) \approx (Q_{mi})$ et $(Q_{oi}) \approx (Q_{oi-1})$

L'organigramme de la méthode est présenté sur la figure IV.19. La convergence est en général rapide comme on peut le voir sur le premier exemple de la figure IV.20. Pour cet exemple, les lois de vitesse et d'atténuation sont celles de la figure IV.6. L'atténuation est calculée pour cinq intervalles de 80 m d'épaisseur entre 1220 et 1620 m de profondeur. Globalement, les premières valeurs mesurées (Q_{mi}) reproduisent assez bien le modèle de départ (Q_{oi}), si l'on excepte le premier intervalle où le facteur de qualité est largement sur-estimé. L'expression (4.7) montre en effet que la valeur calculée de l'atténuation d'intervalle est très sensible aux erreurs, mêmes faibles, qui sont propres aux valeurs mesurées de l'atténuation cumulative. Sur un très court intervalle de profondeur, une augmentation rapide de la valeur mesurée du coefficient de qualité peut même conduire à une valeur négative, sans signification physique, de l'atténuation d'intervalle. Les différentes itérations qu'on peut suivre sur la figure IV.20 montrent qu'on se rapproche très vite du modèle de départ (en haut), et des premières valeurs mesurées (en bas), le plus souvent par une oscillation autour de la valeur à atteindre. Après six itérations environ, les valeurs (Q_{oi}) convergent vers le modèle de départ avec une très grande précision. L'ensemble des valeurs (Q_{oi}) et (Q_{mi}) est reproduit sur le tableau IV.21.

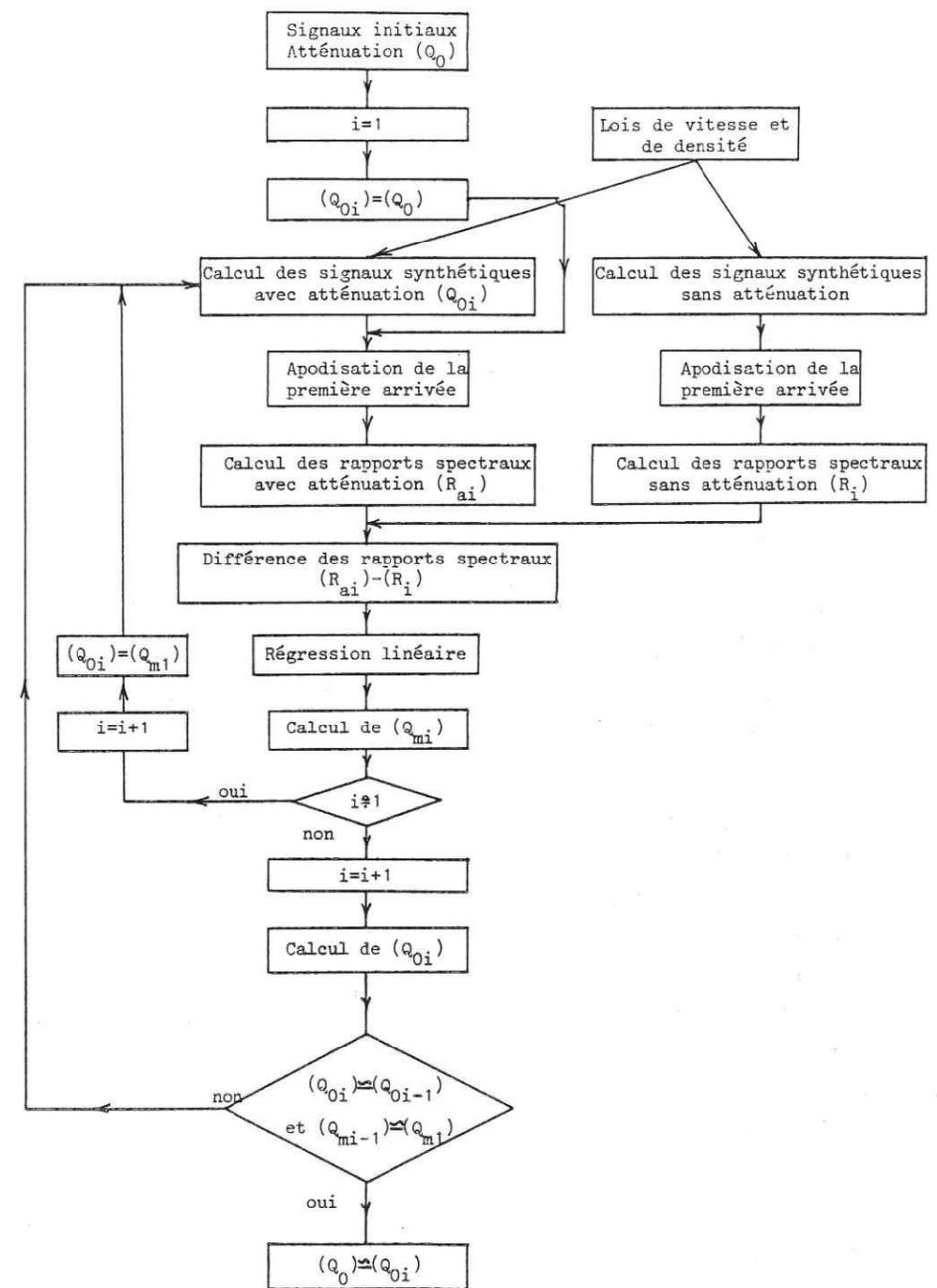


Fig. IV.19 Organigramme de la méthode itérative

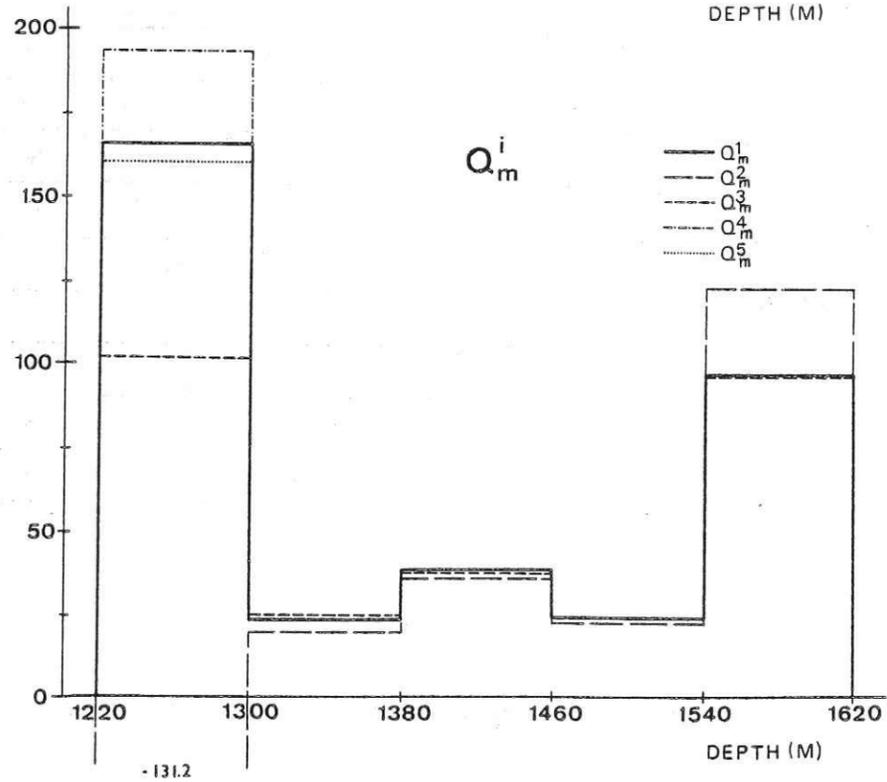
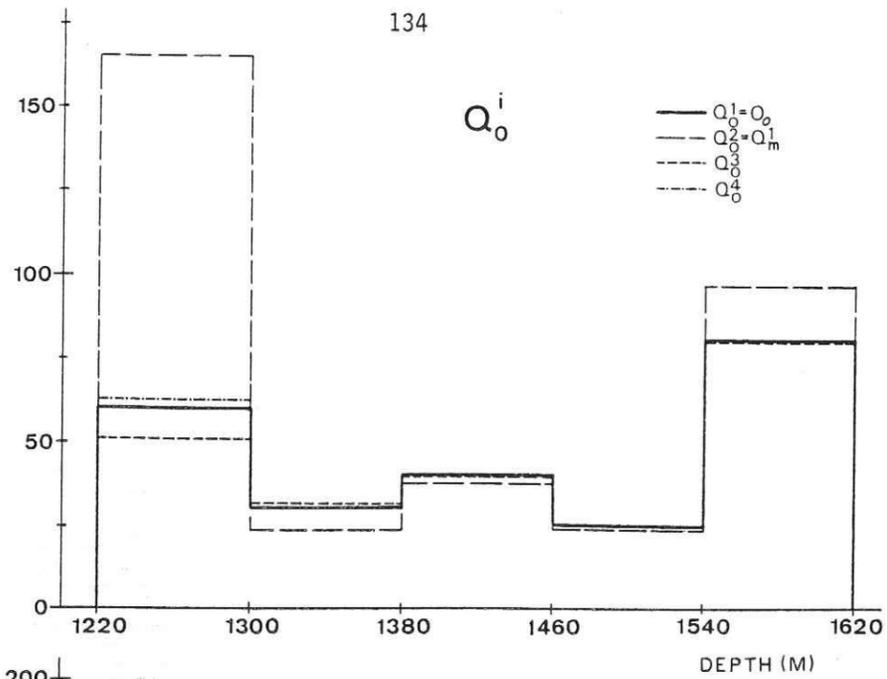


Fig. IV.20 Convergence pour des intervalles de 80 m et le modèle 42a

Prof. (m)	1220	1300	1380	1460	1540	1620
$Q_o = Q_o^1$	60.0	30.0	40.0	25.0	80.0	
Q_m^1	165.4	23.7	37.5	23.5	96.3	
Q_o^2	165.4	23.7	37.5	23.5	96.3	
Q_m^2	-131.2	18.9	35.9	22.1	122.0	
Q_o^3	50.7	31.5	39.2	25.0	79.5	
Q_m^3	101.7	24.7	36.7	23.5	95.6	
Q_o^4	62.7	29.7	40.1	25.0	80.0	
Q_m^4	193.6	23.4	37.7	23.5	96.2	
Q_o^5	59.4	30.1	39.9	25.0	80.1	
Q_m^5	159.9	23.7	37.5	23.5	96.3	
Q_o^6	60.2	30.0	40.0	25.0	80.1	

Tableau IV.21

Sur la figure IV.22, l'intervalle à l'intérieur duquel on mesure l'atténuation a été ramené de 80 à 40 m pour tester la résolution de la méthode. Les valeurs d'atténuation sont définies pour dix intervalles, et le modèle de vitesse a été légèrement modifié pour introduire une discontinuité tous les 40 m (modèle 42b, annexe B). Avec des intervalles aussi réduits, les premières valeurs mesurées ne restituent en aucune manière la forme générale du modèle d'atténuation qui a été introduit dans les calculs. Pour plusieurs intervalles, les écarts par rapport aux valeurs théoriques sont très importants à la première itération, mais diminuent rapidement au cours des itérations suivantes. Les valeurs théoriques sont atteintes au bout de huit itérations, de façon quasiment exacte (cf tableau IV.23).

Dans chaque intervalle, la convergence est assurée par le fait que l'erreur e_i sur la mesure Q_{mi} conserve le même signe à chaque itération, et tend vers l'erreur e_1 . Cette hypothèse paraît tout à fait raisonnable lorsque les modèles successifs d'atténuation introduits dans les calculs ne subissent que de faibles modifications. L'état d'interférence au voisinage des récepteurs est alors peu changé. L'exemple de la figure IV.22 montre cependant que cette hypothèse est encore vérifiée lorsque les différentes valeurs d'atténuation introduites à chaque itération varient de façon importante. Cette constatation est à rapprocher de la similitude déjà observée sur les figures IV.11 et IV.12 entre les courbes obtenues avec et sans atténuation pour l'amplitude crête à crête et la fréquence moyenne. Les deux exemples présentés démontrent en tout cas la précision et la robustesse de la méthode itérative utilisée, qui restitue très fidèlement l'atténuation contenue dans les signaux synthétiques, sur des distances très petites de l'ordre de 40 m.

La figure IV.24 décrit une situation plus réaliste dans laquelle les intervalles de 40 m sont verticalement hétérogènes en vitesse et en densité, mais également en atténuation. Dans notre modèle de vitesse, chaque couche est caractérisée par un coefficient de qualité choisi de manière aléatoire (modèle 42c, annexe B), en imposant toutefois à l'atténuation moyenne sur chaque intervalle d'être identique à celle du modèle 42b. La variation du coefficient de qualité en fonction de la profondeur, entre 1220 m et 1620 m,

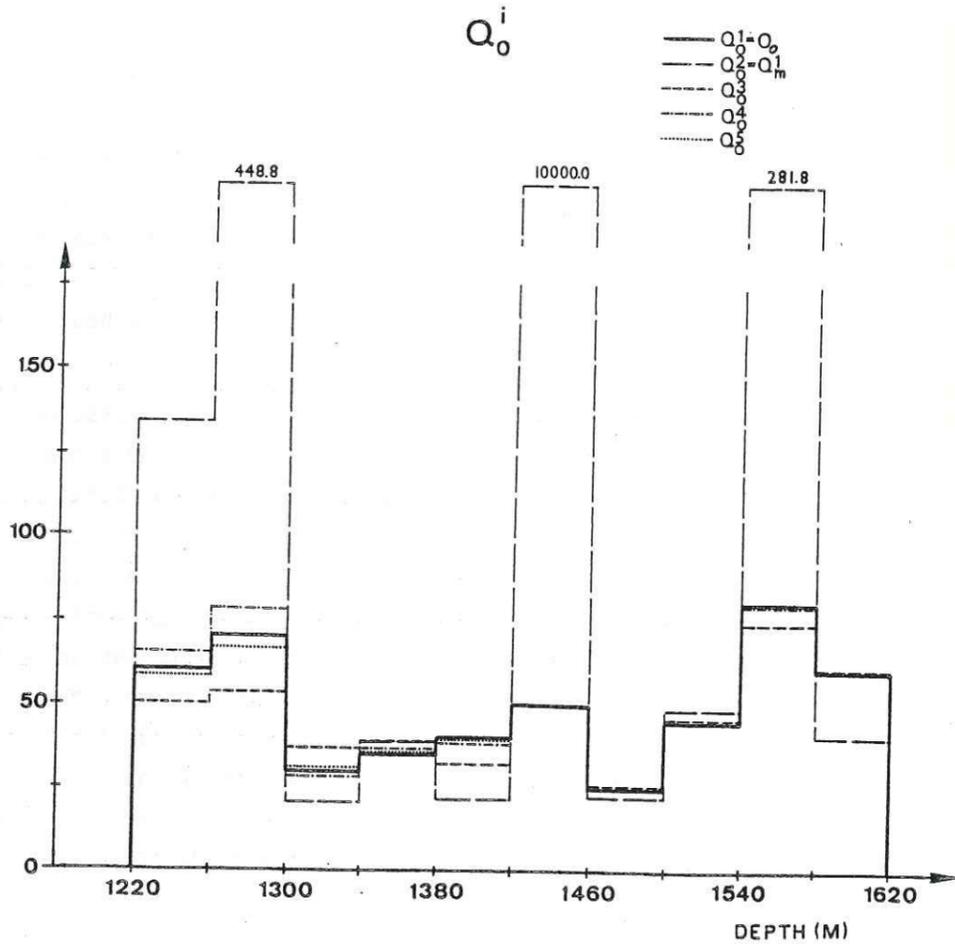


Fig. IV.22 Convergence pour des intervalles de 40 m et le modèle 42b.

Prof. (m)	1220	1260	1300	1340	1380	1420	1460	1500	1540	1580	1620
$Q_0 = Q_0^1$	60.0	70.0	30.0	35.0	40.0	50.0	25.0	45.0	80.0	60.0	
Q_m^1	134.2	448.8	20.2	38.4	21.6	-9437.0	22.0	48.3	281.8	40.5	
Q_0^2	134.2	448.8	20.2	38.4	21.6	10000.0	22.0	48.3	281.8	40.5	
Q_m^2	-191.9	-69.7	13.9	37.8	16.3	-49.6	19.4	51.0	-156.3	30.4	
Q_0^3	49.7	53.2	36.6	38.9	32.0	50.1	25.5	45.8	74.1	60.4	
Q_m^3	81.6	120.8	24.4	40.8	19.5	-4778.3	22.5	49.0	223.0	40.4	
Q_0^4	65.3	78.4	27.9	36.7	38.0	49.8	24.9	45.1	79.6	60.5	
Q_m^4	178.8	59328.0	18.9	40.0	21.2	-14755.0	21.9	48.6	275.8	40.7	
Q_0^5	58.2	66.8	30.8	35.4	39.4	49.9	25.0	44.8	80.1	60.1	
Q_m^5	122.4	319.8	20.7	38.7	21.5	-16452.0	22.0	48.1	284.6	40.5	
Q_0^6	60.7	71.1	29.7	35.1	39.9	50.0	25.0	45.0	79.9	60.1	
Q_m^6	138.9	523.8	20.0	38.5	21.6	-10112.0	22.0	48.3	280.1	40.5	
Q_0^7	59.8	69.5	30.1	35.0	39.9	50.0	25.0	45.0	80.0	60.0	
Q_m^7	132.8	423.1	20.3	38.4	21.6	-10131.0	22.0	48.3	280.7	40.5	
Q_0^8	60.1	70.2	30.0	35.0	40.0	50.0	25.0	45.0	80.1	60.0	

Tableau IV.23

est indiquée par un trait fin continu, et l'atténuation moyenne correspondante, par intervalles de 40 m, est représentée par un trait épais continu. Les premières valeurs moyennes mesurées, notées \bar{Q}_{m1} , sont très voisines de celles qui ont été obtenues sur la figure IV.22, bien que l'atténuation présente dans certains intervalles des variations importantes. Après quelques itérations, la méthode converge (courbe \bar{Q}_{08}), mais les valeurs obtenues ne correspondent pas exactement aux valeurs moyennes théoriques : les couches qui se trouvent au voisinage des récepteurs interviennent de façon très différente dans la formation de réflexions multiples interférant avec l'onde directe, si bien qu'une pondération s'opère sur les valeurs d'atténuation qui caractérisent ces couches. Néanmoins, l'amélioration est certaine par rapport aux premières valeurs mesurées.

Dans la détermination de l'atténuation d'intervalle, le problème doit être résolu de manière globale, car les différents intervalles sont couplés. En effet, le récepteur qui est situé à la base d'un intervalle est essentiellement influencé par les réflexions primaires qui se produisent dans l'intervalle suivant, c'est-à-dire par l'atténuation qui caractérise ce dernier. Les couplages entre les intervalles expliquent la convergence momentanément irrégulière que l'on observe à certaines profondeurs sur le tableau IV.25 correspondant à la figure IV.24

Dans la loi de vitesse qui a été utilisée jusqu'à présent, certains coefficients de réflexion sont particulièrement élevés (0,2-0,3), et correspondent à des valeurs qui ne se rencontrent qu'assez rarement dans la nature. Sur la figure IV.26, la loi de vitesse a été modifiée pour réduire les contrastes d'impédance acoustique aux différentes interfaces (les écarts de vitesse sont réduits de moitié par rapport à la vitesse 2500 m/s). La loi d'atténuation est inchangée, et les valeurs moyennes d'atténuation sur les dix intervalles sont encore approximativement égales à celles de l'exemple précédent (cf modèle 42d, annexe B). On obtient dans l'ensemble, par rapport à l'exemple de la figure IV.24, de meilleures estimations de l'atténuation d'intervalle dès la première itération. Les répartitions des premières valeurs mesurées sont cepen-

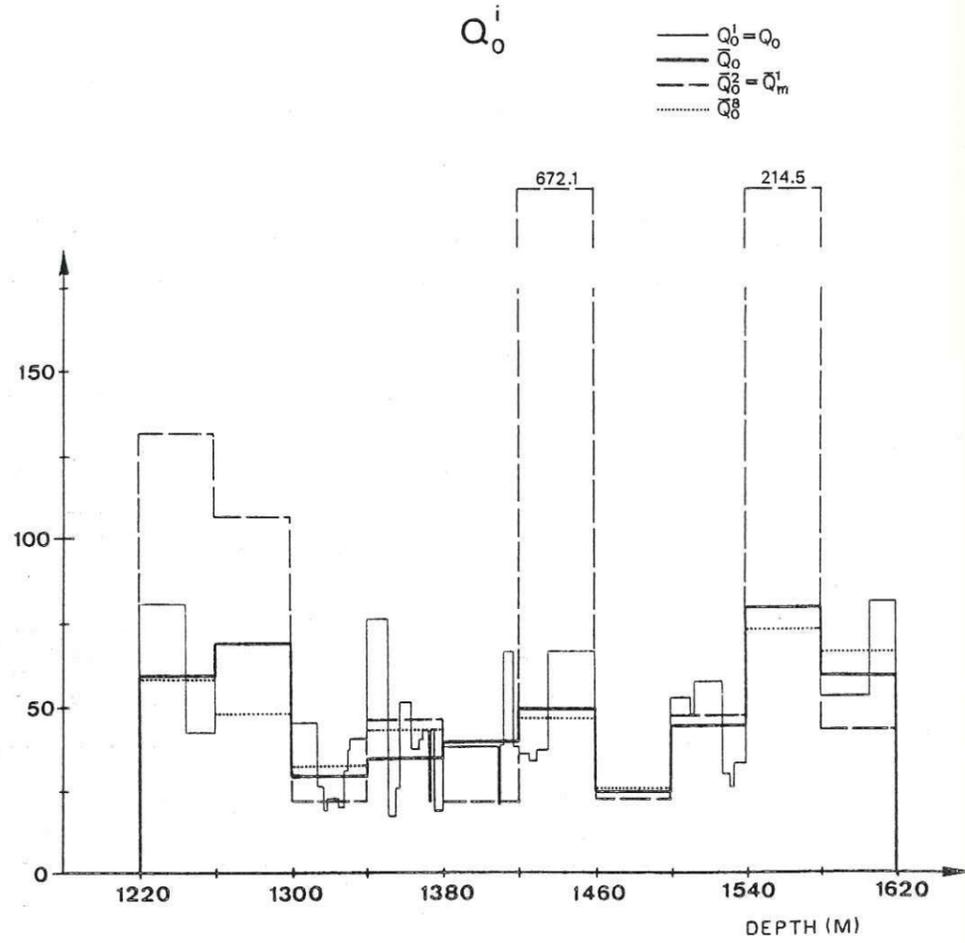


Fig. IV.24 Convergence pour des intervalles de 40 m et le modèle 42c.

Prof. (m)	1220	1250	1300	1340	1380	1420	1460	1500	1540	1580	1620
$Q_0 = Q_0^1$	60.0	70.0	30.0	35.0	40.0	50.0	25.0	45.0	80.0	60.0	
Q_m^1	132.2	107.8	22.1	46.5	21.6	672.0	22.4	47.7	214.5	43.1	
Q_0^2	132.2	107.8	22.1	46.5	21.6	672.0	22.4	47.7	214.5	43.1	
Q_m^2	-708.3	-161.6	15.3	44.2	16.2	-53.2	19.7	50.5	-190.5	31.8	
Q_0^3	60.4	40.4	39.6	49.2	32.2	45.9	26.0	45.2	68.2	66.8	
Q_m^3	142.6	67.3	26.6	49.8	19.8	551.0	22.7	49.4	182.7	42.6	
Q_0^4	58.5	52.2	30.3	46.0	37.4	46.6	25.6	43.8	72.2	68.0	
Q_m^4	130.0	141.4	20.6	48.7	21.0	750.0	22.5	47.6	203.1	43.8	
Q_0^5	58.9	46.8	33.3	44.0	39.4	46.3	25.5	43.9	73.6	66.3	
Q_m^5	133.5	98.4	22.5	47.0	21.5	639.6	22.4	47.6	219.0	42.9	
Q_0^6	58.6	48.8	32.3	43.6	39.7	46.5	25.6	44.0	73.1	66.7	
Q_m^6	131.4	111.1	21.9	46.7	21.6	678.5	22.5	47.7	214.0	43.1	
Q_0^7	58.8	48.2	32.7	43.4	39.8	46.5	25.6	44.0	73.2	66.6	
Q_m^7	132.7	106.5	22.1	46.5	21.6	669.5	22.5	47.7	215.1	43.1	
Q_0^8	58.7	48.5	32.5	43.4	39.8	46.5	25.6	44.0	73.1	66.6	

Tableau IV.25

dant tout à fait différentes dans les deux cas, ce qui nous amène à conclure que les erreurs sur les mesures d'atténuation dépendent bien plus de la structure en vitesse que de la répartition en profondeur des coefficients de qualité. Il y a là un certain paradoxe (on avait trouvé que les mesures étaient principalement faussées par l'atténuation subie par les réflexions multiples) qui ne doit pas faire oublier que la méthode itérative utilisée escamote les difficultés réelles d'un problème plus complexe. Cette méthode fournit cependant des résultats très satisfaisants, comme on le remarque encore sur la figure IV.26 et le tableau IV.27 : les erreurs importantes ont été "rattrapées", et la répartition des facteurs de qualité obtenue après huit itérations donne une bonne image du modèle d'atténuation de départ.

L'intervalle de 40 m ne doit pas être considéré comme la limite inférieure de la résolution verticale de la méthode itérative présentée. La résolution verticale dépend en particulier de la stratification du milieu en densité, en vitesse et en atténuation, mais également, comme on l'a souligné, de la largeur de la bande de fréquence utilisée pour les signaux sismiques. Des essais réalisés pour des intervalles de 10 m d'épaisseur, avec les paramètres des exemples précédents, n'ont cependant donné aucun résultat. On se trouve dans ce cas en-dessous d'une certaine distance critique pour laquelle l'atténuation subie par les multiples interférant avec l'onde directe devient prépondérante par rapport à l'atténuation à l'intérieur de l'intervalle de mesure.

En résumé, dans la détermination de l'atténuation intrinsèque sur de faibles intervalles de profondeur (de l'ordre de 40 m), on peut distinguer les trois situations suivantes :

a) le milieu est verticalement homogène en vitesse et en densité, mais hétérogène en atténuation.

Les mesures brutes d'atténuation obtenues par simple division spectrale fournissent les bons résultats, si l'on met de côté le cas extrême où les contrastes d'atténuation sont particulièrement forts et produisent des réflexions relativement importantes.

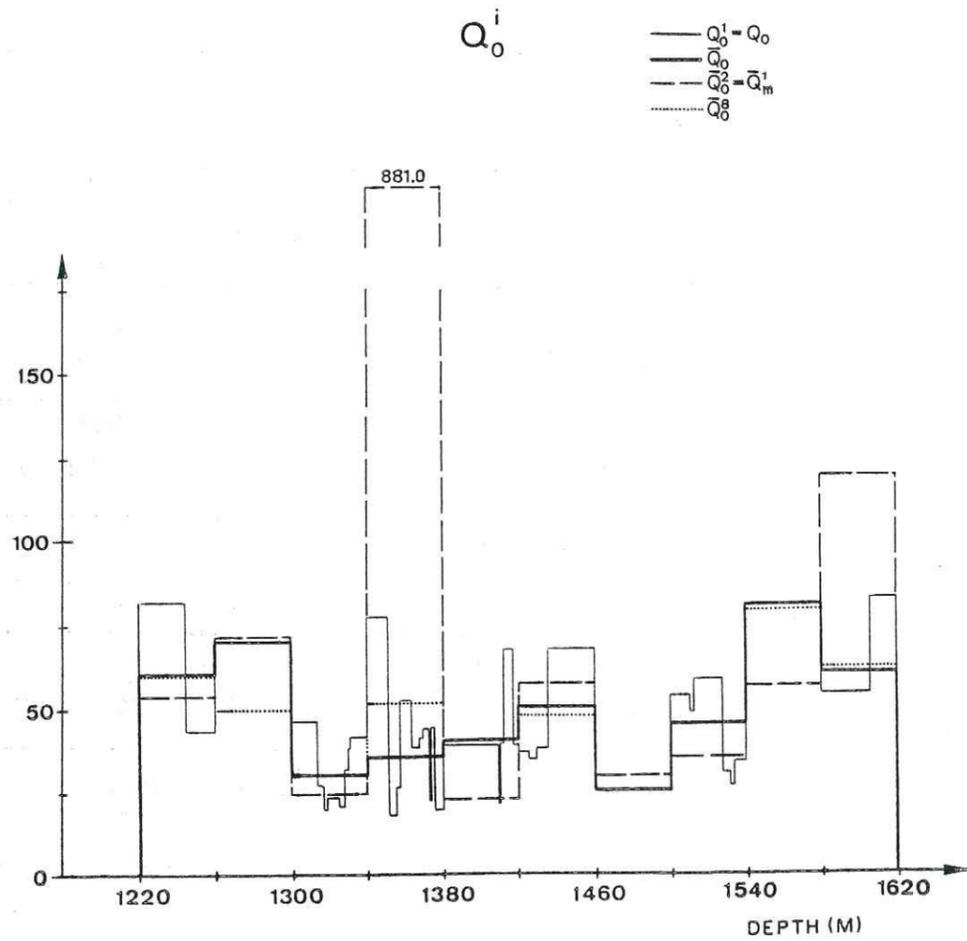


Fig. IV.26 Convergence pour des intervalles de 40 m et le modèle 42d.

Prof. (m)	1220	1260	1300	1340	1380	1420	1460	1500	1540	1580	1620
$Q_0 = Q_0^1$	60.4	70.0	31.2	35.3	39.9	50.3	25.0	44.8	80.0	60.3	
Q_m^1	53.6	71.8	24.4	881.0	22.6	57.4	29.2	35.6	56.2	119.2	
Q_0^2	53.6	71.8	24.4	881.0	22.6	57.4	29.2	35.6	56.2	119.2	
Q_m^2	48.7	173.0	20.2	-75.2	16.6	69.2	34.9	30.3	41.1	-1107.8	
Q_0^3	59.5	45.3	30.9	64.2	35.2	49.1	25.1	43.2	89.1	56.6	
Q_m^3	54.1	61.1	25.5	-509.0	21.3	59.4	29.2	34.5	62.2	99.3	
Q_0^4	58.9	51.0	29.4	53.5	38.7	47.7	25.1	44.9	77.4	62.5	
Q_m^4	53.1	74.7	24.0	1837.2	22.4	57.6	29.3	35.6	55.3	123.4	
Q_0^5	59.5	49.6	30.0	51.9	39.4	47.5	25.0	45.0	79.3	61.4	
Q_m^5	53.7	70.7	24.5	1001.6	22.6	57.3	29.1	35.6	56.4	118.3	
Q_0^6	59.4	50.2	29.8	51.5	39.5	47.5	25.0	45.0	79.0	61.6	
Q_m^6	53.6	72.2	24.3	880.8	22.6	57.3	29.1	35.6	56.2	119.2	
Q_0^7	59.5	50.0	29.9	51.5	39.5	47.5	25.0	45.0	78.9	61.6	
Q_m^7	53.6	71.6	24.4	883.0	22.6	57.4	29.1	35.6	56.2	119.4	
Q_0^8	59.4	50.1	29.9	51.5	39.5	47.5	25.0	45.0	78.9	61.6	

Tableau IV.27

b) le milieu est verticalement hétérogène en vitesse et en densité, mais homogène en atténuation.

Ni les mesures brutes d'atténuation, ni les mesures corrigées de la stratigraphie ne conduisent en général aux valeurs correctes d'atténuation. La méthode itérative qui a été développée dans ce chapitre permet de retrouver, de façon exacte sur nos exemples synthétiques, la répartition en profondeur des facteurs de qualité.

c) le milieu est verticalement hétérogène en vitesse, en densité et en atténuation. C'est le cas le plus général, mais aussi le plus difficile à traiter. Les premières mesures obtenues après "déconvolution" de la structure ne restituent pas de manière précise l'absorption introduite dans les modèles, mais les itérations successives améliorent la qualité des résultats. Les déterminations d'atténuation sont cependant d'autant meilleures que les variations du facteur de qualité et les contrastes d'impédance acoustique sont plus faibles à proximité des récepteurs. Les valeurs obtenues après convergence sont comprises, sur les exemples qui ont été présentés, entre les deux valeurs extrêmes du coefficient de qualité dans les différents intervalles. On peut donc considérer qu'il s'agit encore de bonnes déterminations de l'atténuation moyenne sur ces intervalles.

C O N C L U S I O N

Les profils sismiques verticaux forment le véritable trait d'union entre la lithologie déduite des sondages d'exploration et les sections sismiques enregistrées en surface. Face aux "films synthétiques" déduits des carotages continus de vitesse, l'enregistrement, bien réel, du champ d'ondes élastiques à l'intérieur d'un trou de forage, conduit à une plus grande précision dans l'identification et l'interprétation des principaux événements présents sur les profils conventionnels de surface.

Lorsque les observations sont réalisées en profondeur, la source et les récepteurs sont situés de part et d'autre des interfaces. Avec cette géométrie, il est possible de suivre les différentes ondes le long du profil vertical, d'en déterminer la nature, et d'étudier les phénomènes d'interférences qui se produisent près de la surface.

Plusieurs profils verticaux synthétiques, correspondant à des offsets croissants de la source sismique, ont permis d'étudier la formation et la propagation des ondes transversales et converties. Il ressort des deux exemples présentés, que les ondes converties sont très largement présentes sur les profils verticaux. Elles sont visibles sur la composante horizontale du déplacement pour des déports de la source relativement faibles, et apparaissent à des réflecteurs de plus en plus profonds lorsque l'offset de la source augmente.

Les ondes transversales et converties associées à la partie supérieure de la section jouent un rôle essentiel dans la formation d'un champ d'ondes complexe, même pour des milieux à structure simple. En présence d'une seule discontinuité importante à proximité de la surface, des interférences complexes d'ondes transversales et d'ondes converties se forment entre cette discontinuité et la surface. Ces ondes, auxquelles s'ajoutent des multiples d'ondes longitudinales, expliquent en partie, l'absence d'horizons bien réguliers sur les sections sismiques réelles enregistrées en surface.

Dans certains cas, les ondes transversales influencent le champ d'ondes de manière significative. Sur les exemples réels, ces ondes peuvent alors être utilisées pour déterminer des coefficients de réflexion, et faire des corrélations stratigraphiques. Dans ce sens, les PSV contribuent à accélérer le développement de la sismique à ondes transversales.

Dans le même ordre d'idées, la très bonne résolution obtenue sur les PSV devrait servir l'objectif de grande ampleur que représente la "lithologie sismique" (la détection directe, à partir de l'information recueillie en surface, de la nature des roches en profondeur). L'observation des amplitudes vraies sur les PSV devrait permettre en effet, de mieux cerner la "signature" sismique de certains types de roches. Parmi tous les indicateurs de changements lithologiques, l'atténuation intrinsèque, caractérisée par le facteur de qualité Q , est un élément important d'appréciation de certaines propriétés physiques des roches (la porosité en particulier).

L'atténuation mesurée sur les profils verticaux est la somme de l'absorption intrinsèque des roches et d'une atténuation apparente liée à la stratigraphie. Si les mesures d'atténuation ne posent guère de problèmes sur des intervalles de quelques centaines de mètres d'épaisseur, il en va différemment lorsque l'espacement entre les récepteurs devient faible. Les déterminations d'atténuation sont alors très fortement perturbées par la stratification du milieu, et les méthodes classiques de rapports spectraux sont, dans ce cas, inefficaces. Une méthode itérative d'inversion des facteurs de qualité a été développée pour des milieux stratifiés à une dimension. Cette méthode repose sur un processus itératif, et amène un gain appréciable dans la résolution en profondeur de l'atténuation intrinsèque. Elle nécessite par ailleurs, une technique de calcul de sismogrammes synthétiques très précise.

De ce point de vue, la méthode des nombres d'ondes discrets présente les meilleures garanties : les solutions sont exactes, et l'on montre également que le pas de discrétisation en nombre d'onde qui est utilisé dans cette méthode, est celui qui minimise le temps de calcul. Il reste à étendre cette méthode à des milieux latéralement hétérogènes, afin de pouvoir simuler les structures à tectonique compliquée, qui sont précisément celles que l'on rencontre en géophysique pétrolière.

A N N E X E A

EXPRESSIONS DE CERTAINES MATRICES ET SOUS-DETERMINANTS

INTERVENANT DANS LA METHODE DE THOMSON-HASKELL

• Expressions des éléments de la matrice \underline{G}

$$\begin{aligned} g_{11} &= g_{44} = (2k^2 C_\alpha - \ell^2 C_\beta) / k_\beta^2 \\ g_{12} &= g_{34} = k(\ell^2 S_\alpha / \nu + 2\gamma S_\beta) / k_\beta^2 \\ g_{13} &= g_{24} = ik(C_\alpha - C_\beta) / \mu k_\beta^2 \\ g_{14} &= -i(k^2 S_\alpha / \nu + \gamma S_\beta) / \mu k_\beta^2 \\ g_{21} &= g_{43} = -k(2\nu S_\alpha + \ell^2 S_\beta / \gamma) / k_\beta^2 \\ g_{22} &= g_{33} = (-\ell^2 C_\alpha + 2k^2 C_\beta) / k_\beta^2 \\ g_{23} &= -i(\nu S_\alpha + k^2 S_\beta / \gamma) / \mu k_\beta^2 \\ g_{31} &= g_{42} = 2i\mu k \ell^2 (C_\alpha - C_\beta) / k_\beta^2 \\ g_{32} &= i\mu(\ell^4 S_\alpha / \nu + 4k^2 \gamma S_\beta) / k_\beta^2 \\ g_{41} &= i\mu(4k^2 \nu S_\alpha + \ell^4 S_\beta / \gamma) / k_\beta^2 \end{aligned}$$

avec μ : 2^{ème} paramètre de Lamé

$$k_\beta = \frac{\omega}{\beta}$$

$$\nu = \left(\frac{\omega^2}{\alpha^2} - k^2\right)^{1/2}, \quad \text{Im}(\nu) < 0$$

$$\gamma = \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - k^2\right)^{1/2}, \quad \text{Im}(\gamma) < 0$$

$$\ell^2 = 2k^2 - k_\beta^2$$

$$C_\alpha = (e^{i\nu h} + e^{-i\nu h}) / 2$$

$$S_\alpha = (e^{i\nu h} - e^{-i\nu h}) / 2i$$

$$C_\beta = (e^{i\gamma h} + e^{-i\gamma h}) / 2$$

$$S_\beta = (e^{i\gamma h} - e^{-i\gamma h}) / 2i$$

• Expression de la matrice $\underline{\tilde{T}}$

$$\underline{\tilde{T}} = \frac{1}{k_\beta^2} \begin{bmatrix} ik & i\ell^2/2\nu & -1/2\mu & k/2\mu\nu \\ -i\ell^2/2\gamma & ik & k/2\mu\gamma & 1/2\mu \end{bmatrix}$$

• Expressions des mineurs $g|_{kl}^{ij}$

$$\begin{aligned}
 & \downarrow \begin{matrix} o(1) \\ o(36) \end{matrix} \\
 g|_{12}^{12} &= g|_{34}^{34} = [-4k^2\ell^2 + (4k^4 + \ell^4)C_\alpha C_\beta + k^2(4v\gamma + \ell^4/v\gamma)S_\alpha S_\beta] / k_\beta^4 \\
 o(2) \rightarrow g|_{13}^{12} &= g|_{34}^{24} = -i(k^2 C_\alpha S_\beta / \gamma + v S_\alpha C_\beta) / \rho \omega^2 \\
 o(3) \rightarrow g|_{14}^{12} &= g|_{23}^{12} = ik[(2k^2 + \ell^2)(1 - C_\alpha C_\beta) - (2v\gamma + k^2\ell^2/v\gamma)S_\alpha S_\beta] / \rho \omega^2 k_\beta^2 \\
 o(5) \rightarrow g|_{24}^{12} &= g|_{34}^{13} = i(\gamma C_\alpha S_\beta + k^2 S_\alpha C_\beta / v) / \rho \omega^2 \\
 o(6) \rightarrow g|_{34}^{12} &= [2k^2(C_\alpha C_\beta - 1) + (v\gamma + k^4/v\gamma)S_\alpha S_\beta] / (\rho \omega^2)^2 \\
 o(7) \rightarrow g|_{12}^{13} &= g|_{24}^{34} = i\mu(4k^2\gamma C_\alpha S_\beta + \ell^4 S_\alpha C_\beta / v) / k_\beta^2 \\
 o(8) \rightarrow g|_{13}^{13} &= g|_{24}^{24} = C_\alpha C_\beta \\
 o(9) \rightarrow g|_{14}^{13} &= g|_{23}^{13} = g|_{24}^{14} = g|_{24}^{23} = k(2\gamma C_\alpha S_\beta + \ell^2 S_\alpha C_\beta / v) / k_\beta^2 \\
 o(11) \rightarrow g|_{24}^{13} &= -\gamma S_\alpha S_\beta / v \\
 o(13) \rightarrow g|_{12}^{14} &= g|_{12}^{23} = g|_{14}^{34} = g|_{23}^{34} = i\mu k[2\ell^2(2k^2 + \ell^2)(1 - C_\alpha C_\beta) \\
 & \quad - (8k^2v\gamma + \ell^6/v\gamma)S_\alpha S_\beta] / k_\beta^4 \\
 o(14) \rightarrow g|_{13}^{14} &= g|_{13}^{23} = g|_{14}^{24} = g|_{23}^{24} = -k(\ell^2 C_\alpha S_\beta / \gamma + 2v S_\alpha C_\beta) / k_\beta^2 \\
 o(15) \rightarrow g|_{14}^{14} &= g|_{23}^{23} = [4k^4 + \ell^4 - 4k^2\ell^2 C_\alpha C_\beta - k^2(4v\gamma + \ell^4/v\gamma)S_\alpha S_\beta] / k_\beta^4 \\
 o(16) \rightarrow g|_{23}^{14} &= g|_{14}^{23} = g|_{14}^{14} - 1 \\
 o(25) \rightarrow g|_{12}^{24} &= g|_{13}^{34} = -i\mu(\ell^4 C_\alpha S_\beta / \gamma + 4k^2 v S_\alpha C_\beta) / k_\beta^2 \\
 o(26) \rightarrow g|_{13}^{24} &= -v S_\alpha S_\beta / \gamma \\
 o(31) \rightarrow g|_{12}^{34} &= \mu^2[8k^2\ell^4(C_\alpha C_\beta - 1) + (16k^4v\gamma + \ell^8/v\gamma)S_\alpha S_\beta] / k_\beta^4
 \end{aligned}$$

ANNEXE B

MODELES DE VITESSE, DE DENSITE ET D'ATTENUATION

UTILISES DANS LES CALCULS

MODELE 4

No	Z _{base} (m)	V _p (m/s)	V _s (m/s)	Dens.	Q _p , Q _s
1	700.0	2000.0	1200.0	2.30	10000.0
2	2000.0	4000.0	2300.0	2.80	10000.0
3	2800.0	3000.0	1700.0	2.60	10000.0
4	3000.0	6500.0	3800.0	3.00	10000.0

MODELE 47

No	Z _{base} (m)	V _p (m/s)	V _s (m/s)	Dens.	Q _p , Q _s	No	Z _{base} (m)	V _p (m/s)	V _s (m/s)	Dens.	Q _p , Q _s
1	10.0	700.0	404.1	1.60	10000.0	2	20.0	1600.0	923.7	1.64	10000.0
3	70.0	2000.0	1154.7	1.76	10000.0	4	120.0	1800.0	1039.2	1.70	10000.0
5	150.0	2050.0	1183.5	1.80	10000.0	6	230.0	2300.0	1327.9	1.88	10000.0
7	350.0	2100.0	1212.4	1.84	10000.0	8	430.0	2200.0	1270.1	1.86	10000.0
9	542.5	2496.3	1441.2	1.87	10000.0	10	551.7	3127.3	1805.5	2.15	10000.0
11	627.9	2650.2	1530.1	1.95	10000.0	12	640.1	3086.1	1781.7	2.14	10000.0
13	646.2	2590.8	1495.8	1.93	10000.0	14	762.0	2749.1	1587.1	2.00	10000.0
15	786.4	2656.7	1533.8	1.96	10000.0	16	798.6	3570.7	2061.5	2.29	10000.0
17	810.8	2849.9	1645.3	2.05	10000.0	18	816.9	3474.7	2006.1	2.26	10000.0
19	1005.0	2873.7	1659.1	2.06	10000.0	20	1246.6	2873.7	1659.1	2.06	10000.0
21	1255.8	2570.5	1484.0	1.91	10000.0	22	1301.5	3058.2	1765.6	2.13	10000.0
23	1313.7	3368.8	1944.9	2.23	10000.0	24	1328.9	1939.7	1119.9	1.88	10000.0
25	1341.1	3192.0	1842.8	2.17	10000.0	26	1371.6	3259.2	1881.6	2.20	10000.0
27	1377.7	2514.6	1451.8	1.89	10000.0	28	1408.2	3529.6	2037.8	2.28	10000.0
29	1414.3	2438.4	1407.8	1.84	10000.0	30	1420.4	3093.7	1786.1	2.14	10000.0
31	1533.1	3480.8	2009.6	2.26	10000.0	32	1649.0	3973.8	2294.2	2.39	10000.0
33	1725.2	4894.7	2825.9	2.55	10000.0	34	1767.8	4024.7	2323.6	2.40	10000.0
35	1789.2	4509.7	2603.6	2.49	10000.0	36	1795.3	3447.3	1990.2	2.25	10000.0
37	1807.5	5026.9	2902.2	2.57	10000.0	38	2045.2	5562.0	3211.1	2.63	10000.0
39	2060.5	4715.9	2722.6	2.52	10000.0	40	2158.0	5360.8	3095.0	2.61	10000.0
41	2313.4	3833.6	2213.3	2.35	10000.0	42	2325.6	3534.9	2040.8	2.28	10000.0
43	2441.5	4093.1	2363.1	2.41	10000.0	44	2450.6	4871.7	2812.6	2.54	10000.0
45	2499.4	3659.1	2112.5	2.31	10000.0	46	2645.7	5033.8	2906.2	2.57	10000.0
47	3000.0	6000.0	3464.0	2.68	10000.0						

MODELE 42a

No	Z _{base} (m)	V _p (m/s)	Dens.	Q _p	No	Z _{base} (m)	V _p (m/s)	Dens.	Q _p
1	200.0	4000.0	2.60	30.0	2	400.0	4000.0	2.60	30.0
3	600.0	4000.0	2.60	30.0	4	800.0	4000.0	2.60	30.0
5	1000.0	4000.0	2.60	30.0	6	1200.0	4000.0	2.60	30.0
7	1220.0	3079.9	2.44	60.0	8	1244.6	2787.4	2.38	60.0
9	1258.8	2582.5	2.33	60.0	10	1300.0	2961.3	2.41	60.0
11	1313.6	3295.0	2.48	30.0	12	1315.6	2627.4	2.34	30.0
13	1316.7	2191.5	2.24	30.0	14	1318.7	1862.3	2.15	30.0
15	1324.8	1762.8	2.12	30.0	16	1327.8	1982.2	2.18	30.0
17	1329.9	2194.6	2.24	30.0	18	1330.9	2496.3	2.31	30.0
19	1332.9	2912.4	2.40	30.0	20	1351.2	3322.1	2.48	30.0
21	1355.2	2887.2	2.40	30.0	22	1357.3	3348.2	2.49	30.0
23	1363.4	3523.5	2.52	30.0	24	1367.4	2934.5	2.41	30.0
25	1369.4	2846.8	2.39	30.0	26	1372.5	3520.4	2.52	30.0
27	1373.5	2542.0	2.32	30.0	28	1375.5	2080.3	2.21	30.0
29	1376.6	2639.6	2.34	30.0	30	1380.0	3178.0	2.45	30.0
31	1409.0	3527.0	2.52	40.0	32	1410.0	2526.8	2.32	40.0
33	1412.1	2196.1	2.24	40.0	34	1417.1	2701.1	2.36	40.0
35	1418.2	2874.3	2.39	40.0	36	1425.3	3395.5	2.50	40.0
37	1429.3	3524.3	2.52	40.0	38	1435.4	3074.4	2.43	40.0
39	1460.0	3602.8	2.53	40.0	40	1506.5	2934.5	2.41	25.0
41	1510.5	2746.3	2.37	25.0	42	1512.6	3191.3	2.46	25.0
43	1527.8	3572.9	2.53	25.0	44	1531.8	3102.9	2.44	25.0
45	1533.9	3605.8	2.53	25.0	46	1540.0	3919.7	2.59	25.0
47	1557.2	3777.7	2.56	80.0	48	1605.9	3878.3	2.58	80.0
49	1620.0	4515.6	2.68	80.0	50	1647.6	4048.1	2.61	30.0
51	1800.0	4000.0	2.60	30.0	52	2000.0	4000.0	2.60	30.0

MODELE 42b

No	Z _{base} (m)	V _p (m/s)	Dens.	Q _p	No	Z _{base} (m)	V _p (m/s)	Dens.	Q _p
1	200.0	4000.0	2.60	30.0	2	400.0	4000.0	2.60	30.0
3	600.0	4000.0	2.60	30.0	4	800.0	4000.0	2.60	30.0
5	1000.0	4000.0	2.60	30.0	6	1200.0	4000.0	2.60	30.0
7	1220.0	3079.9	2.44	60.0	8	1244.6	2787.4	2.38	60.0
9	1260.0	2582.5	2.33	60.0	10	1300.0	2961.3	2.41	70.0
11	1313.6	3295.0	2.48	30.0	12	1315.6	2627.4	2.34	30.0
13	1316.7	2191.5	2.24	30.0	14	1318.7	1862.3	2.15	30.0
15	1324.8	1762.8	2.12	30.0	16	1327.8	1982.2	2.18	30.0
17	1329.9	2194.6	2.24	30.0	18	1330.9	2496.3	2.31	30.0
19	1340.0	2912.4	2.40	30.0	20	1351.2	3322.1	2.48	35.0
21	1355.2	2887.2	2.40	35.0	22	1357.3	3348.2	2.49	35.0
23	1363.4	3523.5	2.52	35.0	24	1367.4	2934.5	2.41	35.0
25	1369.4	2846.8	2.39	35.0	26	1372.5	3520.4	2.52	35.0
27	1373.5	2542.0	2.32	35.0	28	1375.5	2080.3	2.21	35.0
29	1376.6	2639.6	2.34	35.0	30	1380.0	3178.0	2.45	35.0
31	1409.0	3527.0	2.52	40.0	32	1410.0	2526.8	2.32	40.0
33	1412.1	2196.1	2.24	40.0	34	1417.1	2701.1	2.36	40.0
35	1420.0	2874.3	2.39	40.0	36	1425.3	3395.5	2.50	50.0
37	1429.3	3524.3	2.52	50.0	38	1435.4	3074.4	2.43	50.0
39	1460.0	3602.8	2.53	50.0	40	1500.0	2934.5	2.41	25.0
41	1510.5	2746.3	2.37	45.0	42	1512.6	3191.3	2.46	45.0
43	1527.8	3572.9	2.53	45.0	44	1531.8	3102.9	2.44	45.0
45	1533.9	3605.8	2.53	45.0	46	1540.0	3919.7	2.59	45.0
47	1580.0	3777.7	2.56	80.0	48	1605.9	3878.3	2.58	60.0
49	1620.0	4515.6	2.68	60.0	50	1647.6	4048.1	2.61	30.0
51	1800.0	4000.0	2.60	30.0	52	2000.0	4000.0	2.60	30.0

MODELE 42c

No	Z _{base} (m)	V _p (m/s)	Dens.	Q _p	No	Z _{base} (m)	V _p (m/s)	Dens.	Q _p
1	200.0	4000.0	2.60	30.0	2	400.0	4000.0	2.60	30.0
3	600.0	4000.0	2.60	30.0	4	800.0	4000.0	2.60	30.0
5	1000.0	4000.0	2.60	30.0	6	1200.0	4000.0	2.60	30.0
7	1220.0	3079.9	2.44	60.0	8	1244.6	2787.4	2.38	81.4
9	1260.0	2582.5	2.33	43.2	10	1300.0	2961.3	2.41	70.0
11	1313.6	3295.0	2.48	46.0	12	1315.6	2627.4	2.34	27.0
13	1316.7	2191.5	2.24	26.7	14	1318.7	1862.3	2.15	19.6
15	1324.8	1762.8	2.12	23.2	16	1327.8	1982.2	2.18	20.6
17	1329.9	2194.6	2.24	31.7	18	1330.9	2496.3	2.31	37.9
19	1340.0	2912.4	2.40	41.2	20	1351.2	3322.1	2.48	76.9
21	1355.2	2887.2	2.40	17.8	22	1357.3	3348.2	2.49	26.2
23	1363.4	3523.5	2.52	52.1	24	1367.4	2934.5	2.41	38.0
25	1369.4	2846.8	2.39	40.8	26	1372.5	3520.4	2.52	43.5
27	1373.5	2542.0	2.32	22.1	28	1375.5	2080.3	2.21	44.0
29	1376.6	2639.6	2.34	19.2	30	1380.0	3178.0	2.45	19.4
31	1409.0	3527.0	2.52	38.5	32	1410.0	2526.8	2.32	21.0
33	1412.1	2196.1	2.24	39.0	34	1417.1	2701.1	2.36	67.1
35	1420.0	2874.3	2.39	38.5	36	1425.3	3395.5	2.50	36.5
37	1429.3	3524.3	2.52	34.4	38	1435.4	3074.4	2.43	37.6
39	1460.0	3602.8	2.53	67.2	40	1500.0	2934.5	2.41	25.0
41	1510.5	2746.3	2.37	53.3	42	1512.6	3191.3	2.46	48.3
43	1527.8	3572.9	2.53	58.1	44	1531.8	3102.9	2.44	30.1
45	1533.9	3605.8	2.53	26.2	46	1540.0	3919.7	2.59	33.4
47	1580.0	3777.7	2.56	80.0	48	1605.9	3878.3	2.58	53.4
49	1620.0	4515.6	2.68	81.8	50	1647.6	4048.1	2.61	30.0
51	1800.0	4000.0	2.60	30.0	52	2000.0	4000.0	2.60	30.0

MODELE 42d

No	Z _{base} (m)	V _p (m/s)	Dens.	Q _p	No	Z _{base} (m)	V _p (m/s)	Dens.	Q _p
1	200.0	4000.0	2.60	30.0	2	400.0	4000.0	2.60	30.0
3	600.0	4000.0	2.60	30.0	4	800.0	4000.0	2.60	30.0
5	1000.0	4000.0	2.60	30.0	6	1200.0	4000.0	2.60	30.0
7	1220.0	2790.0	2.44	60.0	8	1244.6	2643.7	2.38	81.4
9	1260.0	2541.3	2.33	43.2	10	1300.0	2730.6	2.41	70.0
11	1313.6	2897.5	2.48	46.0	12	1315.6	2563.7	2.34	27.0
13	1316.7	2345.8	2.24	26.7	14	1318.7	2181.1	2.15	19.6
15	1324.8	2131.4	2.12	23.2	16	1327.8	2241.1	2.18	20.6
17	1329.9	2347.3	2.24	31.7	18	1330.9	2498.1	2.31	37.9
19	1340.0	2706.2	2.40	41.2	20	1351.2	2911.1	2.48	76.9
21	1355.2	2693.6	2.40	17.8	22	1357.3	2924.1	2.49	26.2
23	1363.4	3011.8	2.52	52.1	24	1367.4	2717.3	2.41	38.0
25	1369.4	2673.4	2.39	40.8	26	1372.5	3010.2	2.52	43.5
27	1373.5	2521.0	2.32	22.1	28	1375.5	2290.1	2.21	44.0
29	1376.6	2569.8	2.34	19.2	30	1380.0	2839.0	2.45	19.4
31	1409.0	3013.5	2.52	38.5	32	1410.0	2513.4	2.32	21.0
33	1412.1	2348.1	2.24	39.0	34	1417.1	2600.6	2.36	67.1
35	1420.0	2687.1	2.39	38.5	36	1425.3	2947.8	2.50	36.5
37	1429.3	3012.1	2.52	34.4	38	1435.4	2787.2	2.43	37.6
39	1460.0	3051.4	2.53	67.2	40	1500.0	2717.3	2.41	25.0
41	1510.5	2623.1	2.37	53.3	42	1512.6	2845.6	2.46	48.3
43	1527.8	3036.5	2.53	58.1	44	1531.8	2801.5	2.44	30.1
45	1533.9	3052.9	2.53	26.2	46	1540.0	3209.9	2.59	33.4
47	1580.0	3138.9	2.56	80.0	48	1605.9	3189.1	2.58	53.4
49	1620.0	3507.8	2.68	81.8	50	1647.6	3274.1	2.61	30.0
51	1800.0	3250.0	2.60	30.0	52	2000.0	3250.0	2.60	30.0

REFERENCES

- AKI, K., and RICHARDS, P.G. (1980) - Quantitative seismology, Theory and Methods. Freeman and Co., San Francisco.
- AZIMI, S.A., KALININ, A.V., KALININ, V.V., and PIVOVAROV, B.L. (1968) - Impulse and transient characteristics of media with linear and quadratic absorption laws. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, February, p. 88-93.
- BALCH, A.H., LEE, M.W., MILLER, J.J., and RYDER, R.T. (1982) - The use of vertical seismic profiles in seismic investigations of the earth. *Geophysics*, Vol. 47, p. 906-918.
- BARANOV, V., and KUNETZ, G. (1960) - Film synthétique avec réflexions multiples. *Théorie et calcul rapide. Geoph. Prosp.*, Vol. 8, p. 315-325.
- BÅTH, M. (1974) - Spectral analysis in geophysics. Elsevier, Amsterdam.
- BOUCHON, M., and AKI, K. (1977) - Discrete wavenumber representation of seismic source wave fields. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 67, p. 259-277.
- BOUCHON, M. (1979) - Discrete wavenumber representation of elastic wave fields in three space dimensions. *J. Geophys. Res.*, Vol. 84, p. 3609-3614.
- BOUCHON, M. (1980) - Calculation of complete seismograms for an explosive source in a layered medium. *Geophysics*, Vol. 45, p. 197-203.
- BOUCHON, M. (1981) - A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 71, p. 959-971.
- BOURBIE, T. (1983) - Effets de l'atténuation sur les réflexions. Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paris VII.
- ČERVENÝ, V., MOLOTKOV, I.A., and PŠENČIK, I. (1977) - Ray method in seismology. Univerzita Karlova, Praha.
- CHAPEL, P. (1980) - Géophysique appliquée : dictionnaire et plan d'étude. Masson, Paris.

- D'ERCEVILLE, I., and KUNETZ, G. (1963) - Sur l'influence d'un empilement de couches minces en sismique. *Geoph. Prosp.*, Vol. 11, p. 115-121.
- DUNKIN, J.W. (1965) - Computation of modal solutions in layered, elastic media at high frequencies. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 55, p. 335-358.
- FUTTERMAN, W.I. (1962) - Dispersive body waves. *J. Geophys. Res.*, Vol. 67, p. 5279-5291.
- GAL'PERIN, E.I. (1974) - Vertical seismic profiling. Tulsa, SEG Spec. Pub. No 12, 270 p.
- GANLEY, D.C., and KANASEWICH, E.R. (1980) - Measurement of absorption and dispersion from check shot surveys. *J. Geophys. Res.*, Vol. 85, p. 5219-5226.
- GANLEY, D.C. (1981) - A method for calculating synthetic seismograms which include the effects of absorption and dispersion. *Geophysics*, Vol. 46, p. 1100-1107.
- GARDNER, G.H.F., GARDNER, L.W., and GREGORY, A.R. (1974) - Formation velocity and density: the diagnostic basis for stratigraphic traps. *Geophysics*, Vol. 39, p. 770-780.
- HARDAGE, B.A. (1981) - An examination of tube wave noise in vertical seismic profiling data. *Geophysics*, Vol. 46, p. 892-903.
- HARKRIDER, D.G. (1964) - Surface waves in multilayered elastic media. I. Rayleigh and Love waves from buried sources in a multilayered elastic half-space. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 54, p. 627-679.
- HASKELL, N.A. (1953) - The dispersion of surface waves on multilayered media. *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 43, p. 17-34.
- HAUGE, P.S. (1981) - Measurements of attenuation from vertical seismic profiles. *Geophysics*, Vol. 46, p. 1548-1558.
- HEMON, C. (1978) - Equations d'onde et modèles. *Geoph. Prosp.*, Vol. 26, p. 790-821.
- JOHNSTON, D.H. and TOKSÖZ, M.N. (1980) - Ultrasonic P- and S- wave attenuation in dry and saturated rocks under pressure. *J. Geophys. Res.*, Vol. 85, p. 925-936.

- JOLLY, R.N. (1953) - Deep hole geophone study in Garvin County, Oklahoma. *Geophysics*, Vol. 18, p. 662-670.
- KAN, T.K., CORRIGAN, K., and HUDDLESTON, P.D. (1981) - Attenuation measurement from vertical seismic profiles. Preprint submitted to *Geophysics*.
- KELLY, K.R., WARD, R.W., TREITEL, S., and ALFORD, R.M. (1976) - Synthetic seismograms: a finite-difference approach. *Geophysics*, Vol. 41, p. 2-27.
- KENNETT, P., IRESON, R.L., and CONN, P.J. (1980) - Vertical seismic profiles: their applications in exploration geophysics. *Geoph. Prosp.*, Vol. 28, p. 676-699.
- LASH, C.C. (1980) - Shear waves, multiple reflections, and converted waves found by a deep vertical wave test (Vertical seismic profiling). *Geophysics*, Vol. 45, p. 1373-1411.
- LASH, C.C. (1981) - Investigation of multiple reflexions and wave conversion by means of a vertical wave test (Vertical seismic profiling) in southern Mississippi. *Geophysics*, Vol. 47, p. 977-1000.
- LEVIN, F.K., and LYNN, R.D. (1958) - Deep hole geophone studies. *Geophysics*, Vol. 23, p. 639-664.
- LINDSETH, R.O. (1979) - Synthetic sonic logs - a process for stratigraphic interpretation. *Geophysics*, Vol. 44, p. 3-26.
- LIU, H.-P., ANDERSON, D.L., and KANAMORI, H. (1976) - Velocity dispersion due to anelasticity; implications for seismology and mantle composition. *Geophys. J.R. Astr. Soc.*, Vol. 47, p. 41-58.
- MC COLLUM, B., and LA RUE, W.W. (1931) - Utilization of existing wells in seismograph work. *AAPG Bull.*, Vol. 15, p. 1409.
- NEWMAN, P.J., and WORTHINGTON, M.H. (1982) - In-situ investigation of seismic body wave attenuation in heterogeneous media. *Geoph. Prosp.*, Vol. 30, p. 377-400.
- O'DOHERTY, R.F., and ANSTEY, N.A. (1971) - Reflections on amplitudes. *Geoph. Prosp.*, Vol. 19, p. 430-458.
- PILANT, W.L. (1979) - *Elastic waves in the earth*. Elsevier, Amsterdam.

- SCHOENBERGER, M., and LEVIN, F.K. (1974) - Apparent attenuation due to intrabed multiples. Geophysics, Vol. 39, p. 278-291.
- SCHOENBERGER, M., and LEVIN, F.K. (1978) - Apparent attenuation due to intrabed multiples, II. Geophysics, Vol 43, p. 730-737.
- SPENCER, T.W., EDWARDS, C.M., and SONNAD, J.R. (1977) - Seismic wave attenuation in nonresolvable cyclic stratification. Geophysics, Vol. 42, p. 939-949.
- SPENCER, T.W., SONNAD, J.R., and BUTLER, T.M. (1982) - Seismic Q - Stratigraphy or dissipation. Geophysics, Vol. 47, p. 16-24.
- TEMME, P., and MULLER, G. (1982) - Numerical simulation of vertical seismic profiling. J. Geophys., Vol. 50, p. 177-188.
- TENG, T.-L. (1968) - Attenuation of body waves and the Q-structure of the mantle. J. Geophys. Res., Vol. 73, p. 2195-2208.
- THOMSON, W.T. (1950) - Transmission of elastic waves through a stratified solid medium. J. Appl. Phys., Vol. 21, p.89-93.
- TOKSÖZ, M.N., JOHNSTON, D.H., and TIMUR, A. (1979) - Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks, I. Laboratory measurements. Geophysics, Vol. 44, p. 681-690.
- TULLOS, F.N., and REID, C. (1969) - Seismic attenuation of Gulf Coast sediments. Geophysics, Vol. 34, p. 516-528.
- WUENSCHEL, P.C. (1976) - The vertical array in reflection seismology. Some experimental studies. Geophysics, Vol. 41, p. 219-232.
- WYATT, K.D. (1981) - Synthetic vertical seismic profile. Geophysics, Vol. 46, p. 880-891.

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 16 Mai 1983

Le Président de la thèse




Vu,

Grenoble, le 25 MAI 1983

Le Président de l'Université Scientifique et Médicale



M. Tanche
Le Président

M. TANCHE

THESE de DOCTEUR-INGÉNIEUR

Titre de l'ouvrage :

**SIMULATION NUMÉRIQUE
DE PROFILS SISMIQUES VERTICAUX
application aux mesures d'atténuation**

Nom de l'auteur : Michel DIETRICH

Établissement : Université Scientifique et Médicale Grenoble I

RÉSUMÉ

L'enregistrement, à l'intérieur d'un puits de forage, du champ d'ondes élastiques généré par une source sismique permet d'étudier en détail, suivant la profondeur et suivant le temps, la formation et la propagation des différentes ondes qui constituent l'information sismique enregistrée en surface.

On présente une simulation numérique de la technique des profils sismiques verticaux. Les sismogrammes synthétiques sont calculés par la méthode des nombres d'ondes discrets pour des milieux à stratification plane, et les champs d'ondes sont produits par une force ponctuelle verticale appliquée en surface ou une source ponctuelle explosive placée à faible profondeur. Les effets de l'atténuation et de la dispersion sont pris en compte dans les solutions. Les calculs réalisés à la fois dans les cas acoustique et élastique montrent toute la complexité de la propagation des ondes, et mettent en évidence l'importance des ondes transversales et converties en profondeur.

On s'intéresse, dans une seconde partie, aux mesures d'atténuation des ondes sismiques réalisées à partir de profils verticaux. On montre que les déterminations d'atténuation, obtenues par la méthode du rapport spectral réduit, sont fortement influencées par la stratigraphie locale au voisinage des récepteurs. Pour éliminer les effets de la stratification du milieu, on étudie une déconvolution de la structure en vitesse et en densité, avant d'introduire une nouvelle méthode d'inversion des facteurs de qualité pour des milieux finement stratifiés à une dimension. Cette méthode repose sur un processus itératif, et amène un gain appréciable dans la résolution en profondeur de la détermination de l'atténuation intrinsèque des roches.

MOTS-CLÉS

Géophysique appliquée ; Profils sismiques verticaux ; Sismogrammes synthétiques ; Milieux stratifiés ; Mesures d'atténuation.