

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG
ECOLE ET OBSERVATOIRE DE PHYSIQUE DU GLOBE
LABORATOIRE DE GEOPHYSIQUE MARINE

ANNEE 1989

THESE

PRESENTEE POUR L'OBTENTION DU TITRE DE
DOCTEUR
(MENTION SCIENCE)

par

MAKSIM BANO

**Extraction automatique des réflexions, modélisation des
diffractions et migration des données de sismique
profonde ECORS.**

Soutenue le 24 février 1989 devant la Commission d'Examen composée de:

MM.

R. SCHLICH
M. CARA
A. HIRN
J.M. KOMATITSCH
J.M. MARTHELOT

Directeur de Thèse
Rapporteur interne
Rapporteur externe
Examineur
Examineur

A mes parents et à tous ceux qui me sont chers.

THESE DE DOCTORAT

Titre: EXTRACTION AUTOMATIQUE DES REFLEXIONS, MODELISATION DES DIFFRACTIONS
ET MIGRATION DES DONNEES DE SISMIQUE REFLEXION PROFONDE ECORS

Auteur: Maksim BANO

Etablissement: Université Louis Pasteur, Strasbourg
Ecole et Observatoire de Physique du Globe

Résumé: La méthode de sismique réflexion verticale, développée par l'industrie pour étudier la partie sédimentaire du sous-sol, est devenue un outil nécessaire à l'étude de la croûte continentale et océanique.

Le mémoire est consacré au développement de méthodes nouvelles de traitement sismique dans le but de faciliter l'interprétation des images sismiques de la croûte obtenues dans le cadre du programme ECORS.

L'interprétation des images de sismique profonde repose sur un pointé manuel qui consiste à souligner de manière subjective les réflexions cohérentes sur un nombre de traces voisines. Ce pointé se révèle délicat car les réflexions profondes apparaissent sous forme de courts segments et elles sont fréquemment contaminées par des bruit incohérents. Nous avons développé une méthode fiable basée sur la transformation (τ -p) locale permettant d'extraire de manière objective toutes les réflexions cohérentes sur un certain nombre de traces et de conserver l'apparence originale du signal sur la section.

Les diffractions présentes sur les images de sismique profonde peuvent compliquer l'interprétation car elles sont difficiles à distinguer des réflexions pentées. Nous proposons une méthode simple permettant d'évaluer l'importance des diffractions sur une section sismique. En appliquant un filtre de cohérence aux données, nous isolons les réflexions sub-horizontales ainsi que la zone de Fresnel des événements hyperboliques. En supposant que cette section représente le modèle de la croûte, nous diffractons ce modèle selon plusieurs vitesses RMS. Parmi les sections synthétiques ainsi obtenues, nous déterminons celle qui ressemble le plus aux données originales.

Les techniques conventionnelles de migration ne donnent pas de résultats satisfaisants sur les données de sismique profonde. Nous avons élaboré une méthode basée sur la combinaison du filtre de cohérence avec la migration par sommation le long des hyperboles de diffraction dans le plan (τ -p). Cette méthode présente l'avantage, par rapport aux méthodes classiques, d'augmenter le rapport signal/bruit et de ne migrer que le signal sismique.

Mots-Clés: Sismique réflexion, zone de Fresnel, extraction automatique des réflexions, diffraction, migration, Moho, ECORS Nord de la France, SWAT.

Title: AUTOMATIC EXTRACTION OF REFLECTIONS, MODELING OF DIFFRACTIONS
AND MIGRATION OF ECORS DEEP SEISMIC REFLECTION DATA

Abstract: The classical method of seismic reflection developed by industry for the study of the sedimentary part of subsurface, becomes nowadays an indispensable tool for the investigation of the upper and lower crust.

The work realised during this thesis is devoted to the developement of news techniques in seismic data processing in order to facilitate the interpretation of deep seismic images acquired during the ECORS program.

The interpretation of deep seismic reflection data usually involves a manual picking of the laterally coherent reflections observed on adjacent traces. Such method is highly subjective because the deep reflections are segmented and often contaminated by incoherent noises. We have developped a method based on local (τ -p) transforms that permits the extraction of all coherent reflections in an objective manner and preserves the original appearance of the signal.

The diffractions on the deep seismic images can complicate the interpretation since they are difficult to distinguish from dipping reflections. We propose a simple method which permits to evaluate the diffractions on the seismic section. Applying a coherency filter to the data, we separate both the subhorizontal reflections and the Fresnel zone of hyperbolic events. Assuming that this section represents the reflectivity of the crust, we diffract this model using several RMS velocities. Among the synthetic sections, we choose the section that best fits the original one.

The conventional seismic migration methods do not give satisfactory results for the deep seismic data. We have developped a migration method based on the combination of a coherency filter with hyperbola-summation in the (τ -p) plane. This method improves significantly the signal/noise ratio because, contrary to the classical methods it migrates only the seismic signal.

Keywords: Seismic reflection, Fresnel zone, automatic extraction of reflections, diffraction, migration, Moho, ECORS Northern France, SWAT.

TABLE DES MATIERES

AVANT PROPOS.....	1
INTRODUCTION.....	3
 CHAPITRE I: LE PROFIL ECORS NORD DE LA FRANCE ET LES PROFILS ECORS-BIRPS. POUVOIR DE RESOLUTION DE LA SISMIQUE REFLEXION.....	 7
1- Le profil ECORS Nord de la France.....	8
2- Les profils ECORS-BIRPS SWAT.....	14
3- Le pouvoir de résolution vertical.....	18
4- Le pouvoir de résolution latéral.....	21
 CHAPITRE II: EXTRACTION AUTOMATIQUE DES REFLEXIONS. APPLICATION AUX DONNEES ECORS NORD DE LA FRANCE ET SWAT. CORRECTIONS DYNAMIQUES.....	 25
1- Extraction automatique des réflexions.....	26
a- définition du bruit et de la "focalisation".....	26
b- Transformation (τ -p) locale.....	27
c- Sélectivité en pendage et choix du pendage maximum (p_{max}).....	31
2- Application aux données réelles.....	33
a- Les profils SWAT.....	33
b- Le profil ECORS Nord de la France....	38
3- Corrections dynamiques.....	46
a- Corrections dynamiques pour un modèle de terre stratifié horizontalement...	46
b- Corrections dynamiques pour un réflecteur penté.....	49

c- Corrections dynamiques pour un modèle à couche planes ayant des pendages arbitraires.....	53
d- Approximation à petit offset et vitesse de sommation.....	55
e- Application de la méthode d'extraction automatique des réflexions aux données partiellement stackées.....	56
4- Images sismiques de la faille de Bray...	59

CHAPITRE III: DECOMPOSITION DES DONNEES SISMIQUES EN PENDAGE. MODELISATION DES DIFFRACTIONS..... 67

1- Décomposition des données sismiques en pendage au moyen du filtre de cohérence.....	68
2- Application aux données ECORS et modélisation des diffractions.....	72
a- Le profil SWAT-05.....	72
b- La région de transition du profil ECORS Nord de la France.....	78
3- Les effets en 3-D.....	81

CHAPITRE IV: MIGRATION DES DONNEES SISMIQUES PROFONDES... 85

1- Migration. Principes.....	86
2- Migration par la méthode de sommation le long des hyperboles de diffraction. Résolution latérale.....	90
3- Migration conventionnelle. Pourquoi ne donne-t-elle pas de résultats satisfaisants sur les données de sismique profonde.....	94
4- Combinaison du filtre de cohérence avec la migration par la méthode de sommation le long des hyperboles de diffraction...	100
5- Remarques sur la migration en profondeur	114
6- Migration des points de tir.....	123

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	131
BIBLIOGRAPHIE.....	133
ANNEXE A: Transformation (τ -p) en domaine de Fourier.....	139
ANNEXE B: Pouvoir de résolution en pendage de la transformation (τ -p) locale.....	141
ANNEXE C: Etirement du signal lors des corrections dynamiques.....	144
ANNEXE D: Filtre médian et Hanning.....	146
ANNEXE E: Migration de l'image générée par un point diffractant.....	149
ANNEXE F: La vitesse de migration.....	152

AVANT PROPOS

Comme beaucoup l'ont fait avant moi, je tiens à profiter de ces quelques lignes pour remercier tous ceux qui m'ont apporté leur aide tout au long de ces trois années de thèse.

Je tiens tout d'abord à remercier Roland SCHLICH pour m'avoir accueilli dans le laboratoire de Géophysique Marine et pour m'avoir toujours renouvelé sa confiance.

Je remercie tout particulièrement Jean-Michel MARTHELOT. Le contenu scientifique de ce mémoire résulte en grande partie des nombreuses discussions que nous avons eu ensemble. Jean Michel, tout en me laissant une grande liberté d'action dans l'accomplissement de ce travail, a toujours su m'apporter ses conseils lors des étapes cruciales de cette recherche.

Je remercie Michel CARA, Alfred HIRN et J.M. KOMATISCH d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

J'ai eu la chance d'être soutenu par l'équipe de Géophysique Marine, dont les compétences au niveau de l'acquisition et du traitement des données sismiques ont été essentielles: Daniel BOULANGER m'a appris à utiliser le programme de sortie des coupes sismiques sur traceur électrostatique; Marc SCHAMING, par ses compétences en informatique, m'a permis d'optimiser le programme d'extraction automatique des réflexions et a effectué un premier traitement sur les données SWAT; Jacques DURAND m'a initié au calculateur du laboratoire dévolu au traitement sismique; Jean Daniel TISSOT a toujours été à mes côtés, particulièrement dans la phase finale de ce travail.

Je ne saurais oublier la gentillesse et les conseils de Monique BLANCK, Marie-Odile BOULANGER et Michèle LAURENT.

Je tiens également à remercier Jérôme DYMENT pour les nombreuses discussions que nous avons eu ensemble sur l'interprétation des structures crustales observées sur les profils sismiques profonds. Notre collaboration sur l'étude des données SWAT a été fructueuse.

Je n'oublierai jamais Bernard FRITSCH, qui fut ma première connaissance à Strasbourg; notre première conversation s'est tenu dans une "langue barbare" (n'est-ce pas Bernard?).

Comment oublier Encarnacion JIMENEZ pour sa compagnie et ses encouragements, et Risto SILIQI pour son aide et sa disponibilité lors de ma première année?

Michèle BIERMANN, pour avoir corrigé la première version de ce memoire, merite ma reconnaissance plus qu'un simple merci.

Enfin, je tiens à saluer et à remercier mes parents qui, de loin, m'ont toujours soutenu et encouragé durant mon séjour à Strasbourg.

INTRODUCTION

La méthode de sismique réflexion verticale, développée par l'industrie pétrolière pour étudier la partie sédimentaire du sous-sol, est devenue un outil nécessaire à l'étude de la croûte continentale et océanique. Depuis les années 1970, de nombreux programmes scientifiques ont été entrepris, ayant pour objectif l'étude de la structure de la croûte continentale par sismique réflexion verticale profonde. Le programme COCORP (U.S.A) a débuté en 1975, précédant les programmes ACORP (Australie), BIRPS (U.K.), DEKORP (R.F.A.), ECORS (France), LITHOPROBE (Canada),... Le programme ECORS a débuté en 1982 et sa première réalisation a été le profil ECORS Nord de la France (Cazes et al., 1985; Bois et al., 1986).

Ce travail de thèse est consacré au développement de méthodes nouvelles de traitement sismique dans le but de faciliter l'interprétation des images sismiques de la croûte obtenues dans le cadre du programme français ECORS.

L'un des résultats les plus spectaculaires de la sismique profonde est la mise en évidence, sur les profils SWAT et ECORS Nord de la France mais aussi dans d'autres régions du monde, d'une croûte inférieure très réflective dont les réflexions sont segmentées, de largeur parfois inférieure à la zone de Fresnel qui représente la limite de résolution latérale. Après un bref historique du profil ECORS Nord de la France et des profils ECORS-BIRPS SWAT, issus d'une collaboration anglo-fançaise en Mer Celtique, le premier CHAPITRE présente le pouvoir de résolution vertical et latéral atteint par la sismique réflexion verticale.

L'interprétation des images sismiques profondes repose généralement sur un pointé manuel qui consiste à souligner de manière subjective les réflexions cohérentes sur un nombre

suffisant de traces voisines. Or, ce pointé se révèle délicat et subjectif car les réflexions profondes apparaissent le plus souvent sous forme de courts segments et elles sont fréquemment contaminées par des bruits incohérents. Pour améliorer la présentation des images de sismique profonde, le groupe COCORP a utilisé un filtre de cohérence sur toutes les données stackées COCORP (Nelson, 1988; Zheng et Brown, 1988). Afin d'augmenter le rapport signal/bruit sur les ESP (expanded spread profil) ACORP, Leven et Roy-Chowdhury (1985) ont utilisé un filtre de cohérence basé sur la transformation (τ -p) locale. Dans une approche similaire, Harlan et al. (1984) ont utilisé la transformation (τ -p) locale dans le but d'extraire les événements linéaires cohérents des données pétrolières stackées bruitées.

Afin d'extraire de manière objective les réflexions profondes présentes sur les images sismiques, nous avons développé une méthode d'extraction automatique des réflexions basées sur la transformation (τ -p) d'une fenêtre comportant un petit nombre de traces. Les réflexions cohérentes le long de segments de droite de pendage p sont focalisées par cette transformation dans le plan (τ -p): un signal cohérent produit ainsi de fortes amplitudes tandis qu'un bruit incohérent produit de faibles amplitudes. Un filtre en amplitude permet de ne conserver que le signal focalisé. Le seuil du filtre (l'amplitude minimale non-filtré) est défini en calculant l'écart-type (σ) du bruit dans le plan (τ -p), dans une fenêtre en temps où n'apparaît aucune réflexion. Une transformation (τ -p) inverse reconstitue l'image sismique nettoyée du bruit.

Le deuxième CHAPITRE présente l'application de cette méthode aux données ECORS Nord de la France et ECORS-BIRPS SWAT. Après un bref rappel sur les corrections dynamiques, nous appliquons cette méthode aux données partiellement stackée (toutes les traces, les traces proches, les traces intermédiaires et les traces lointaines) du profil ECORS Nord de la France.

De nombreuses hyperboles de diffraction apparaissent sur les images de sismique profonde. Ces hyperboles peuvent compliquer

l'interprétation car elles sont difficiles à distinguer des réflexions pentées, en particulier lorsqu'elles n'apparaissent que partiellement. Des événements ressemblant à des diffractions ont été observés et étudiés par Schilt (1981) sur les données COCORP et par Kampfmann (1988) sur les points de tirs du profil DECORP2-S. McGeary (1987) et le KTB-research group Black Forest (1987), en observant les diffractions, ont constaté des discontinuités en escalier au niveau du Moho. Bois et al. (1986) ont pointé plusieurs hyperboles de diffraction dans la croûte et au niveau du Moho sur le profil ECORS Nord de la France.

Le troisième CHAPITRE expose une méthode permettant d'évaluer l'importance de diffractions sur une section sismique. En appliquant un filtre de cohérence aux données, nous décomposons la coupe sismique en deux parties. L'une contient les réflexions sub-horizontales et la zone de Fresnel des événements hyperboliques, l'autre les réflexions pentées et le bruit incohérent. En supposant que la première partie de la coupe représente un modèle de la réflectivité de la croûte, nous diffractons ce modèle selon plusieurs vitesses, en utilisant le principe des réflecteurs explosants en vue d'obtenir la coupe à offset nul qui aurait pu être enregistrée à la surface de la terre (Claerbout, 1985). Nous obtenons ainsi différentes coupes synthétiques parmi lesquelles nous isolons celle qui ressemble le plus aux données originales. Ceci nous permet de distinguer la présence, parmi les réflexions profondes, d'hyperboles de diffraction, et d'estimer la vitesse RMS de la croûte. Nous présentons deux exemples de la modélisation des diffractions: l'un sur une partie du profil SWAT-05, l'autre sur une partie du profil ECORS Nord de la France, dans des zones où les réflexions s'entrecroisent de manière particulièrement complexe.

La migration est l'opération qui permet de reconstituer à partir de l'image sismique en temps la coupe géologique en profondeur (ou en temps). Les méthodes conventionnelles de migration ne donnent pas de résultats satisfaisants sur les données de sismique profonde. Ces méthodes supposent que le

champ d'onde à migrer est composé de réflexions primaires et de diffractions. Cependant, les réflexions profondes apparaissent généralement sous forme de courts segments sans diffractions associées. C'est pour cette raison que ces méthodes organisent le bruit en produisant des "sourires". Pour éviter ce problème, Warner (1987) propose de migrer les données sismiques avec une vitesse inférieure à la vitesse réelle. Afin d'éviter les artéfacts, Milkereit (1987) a migré les données (LITHOPROBE) avant et après stack en utilisant un filtre de cohérence basé sur la transformation (τ -p) locale. Raynaud (1988) (BIRPS) a développé une méthode de migration par tracé de rais. Cette méthode migre des coupes pointées manuellement et ne tient pas compte de l'information sur l'amplitude du signal.

Le quatrième CHAPITRE présente la combinaison du filtre de cohérence avec la migration par la méthode de sommation le long des hyperboles de diffraction. Avant d'utiliser la migration, nous appliquons un filtre de cohérence aux données, dans le but d'augmenter le rapport signal/bruit et de ne migrer que le signal sismique. La combinaison de ce filtre non-linéaire avec la migration par la sommation le long des hyperboles de diffraction dans le plan (τ -p) améliore de façon significative le rapport signal/bruit et l'image de la coupe migrée en temps et en profondeur. Nous appliquons cette méthode à une partie du profil SWAT-02 (bassin du Chenal St Georges) en utilisant une vitesse variable en profondeur.

CHAPITRE I

LE PROFIL ECORS NORD DE LA FRANCE ET LES PROFILS ECORS-BIRPS SWAT. POUVOIR DE RESOLUTION DE LA SISMIQUE REFLEXION.

La méthode de sismique réflexion verticale, développée par l'industrie pétrolière pour étudier les bassins sédimentaires, est devenue un outil nécessaire à l'étude de la croûte continentale et océanique. La sismique réflexion verticale profonde permet d'observer de nombreuses réflexions dans la croûte et le manteau supérieur. Depuis les années 1970, de nombreux pays ont utilisé cette méthode, afin d'étudier la structure de la croûte. Le programme français ECORS a débuté en 1982 et sa première réalisation a été le profil ECORS Nord de la France. Le présent chapitre débute par un bref historique du profil ECORS Nord de la France et des profils ECORS-BIRPS SWAT, issus d'une collaboration anglo-française en Manche occidentale et en Mer Celtique.

L'un des résultats les plus spectaculaires de la sismique profonde est la mise en évidence, sur les profils SWAT et ECORS mais aussi dans de nombreuses autres régions du monde, d'une croûte inférieure très réfléchive dont les réflexions sont sub-horizontales et segmentées, de largeur parfois inférieure à la zone de Fresnel qui représente la limite de résolution latérale. Le présent chapitre décrit le pouvoir de résolution vertical et latéral atteint par la sismique réflexion verticale.

1- LE PROFIL ECORS NORD DE LA FRANCE.

Le profil "Structure hercynienne du nord de la France" a été la première réalisation du programme ECORS (Etude de la Croûte Continentale et Océanique par Réflexion Sismique). Situé au nord du Bassin Parisien, entre Cambrai et Dreux (Fig. 1-1), ce profil de 228 km est orienté NE-SO et franchit, outre les failles majeures orientées NO-SE, la "Grande anomalie magnétique du Bassin de Paris". Ce profil avait pour but de préciser la structure profonde de la croûte hercynienne et la position du Moho sous le bassin mésozoïque ainsi que la nature des principales anomalies magnétiques et gravimétriques.

Les travaux de terrain ont été confiés à la C.G.G. (Compagnie Générale de Géophysique). Le dispositif d'écoute était composé de 192 groupements de 27 géophones espacés de 80 m et disposés en une seule ligne de 15 km selon l'axe du profil. La source des ondes était formée de 5 vibreurs de 13,5 T chacun. Elle était placée au centre du dispositif d'écoute. Les vibreurs en synchronisme, balayaient une bande de fréquence de 8 à 38 Hz durant 20 s. Ils répétaient cette opération 12 fois pour constituer un "point vibré" (l'équivalent d'un point de tir). Le pas d'avancement de cet ensemble étant de 80 m, l'ordre théorique de couverture multiple est de 96.

Pour le traitement des données de 0 à 16 s, les données brutes enregistrées au pas de 4 ms ont été rééchantillonnées au pas de 8 ms. Les objectifs étant profonds, la perte de la partie haute fréquence du signal n'est pas gênante. Les signaux ont été intercorrélés avec un sweep de 8-32 Hz de longueur 16 s. La chaîne du traitement classique a été réalisée à la C.G.G. comme suit:

- corrections statiques
- analyse de vitesse
- corrections dynamiques
- sommation (toutes les traces, traces proches, traces intermédiaires et traces lointaines)
- filtre passe bande 10-32 Hz

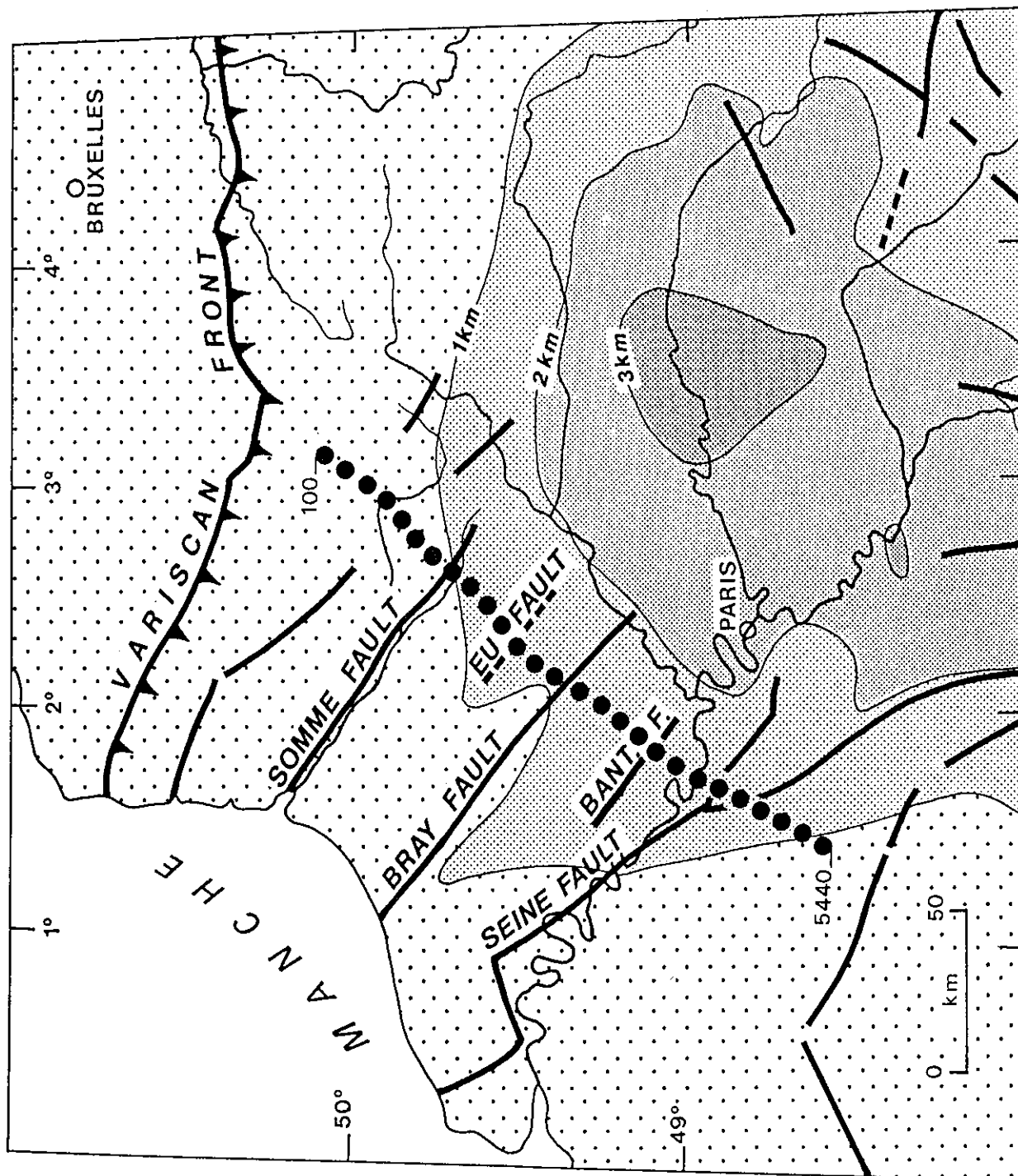


FIG. 1-1: Plan de position du profil ECORS Nord de la France.

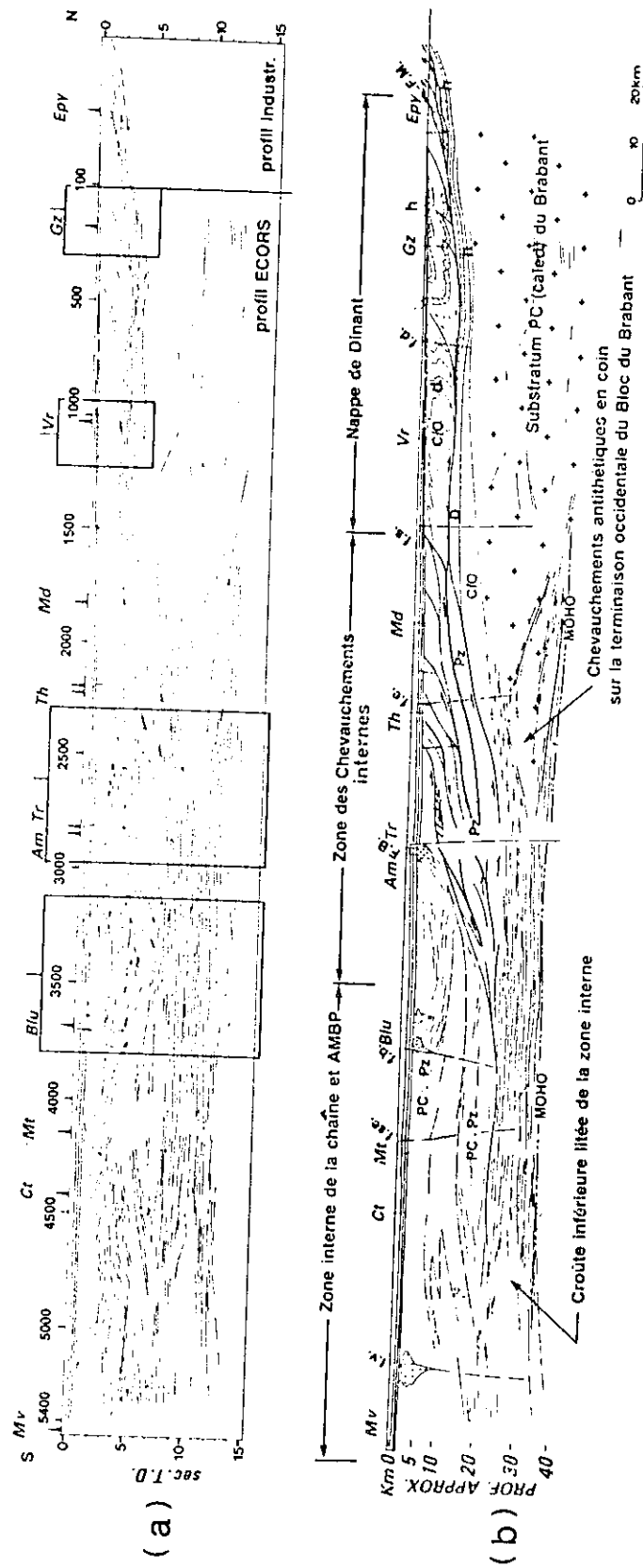


FIG. 1-2: (a) Coupe temps pointée du profil ECORS Nord de la France. (b) Interprétation géologique (Cazes et al., 1985).

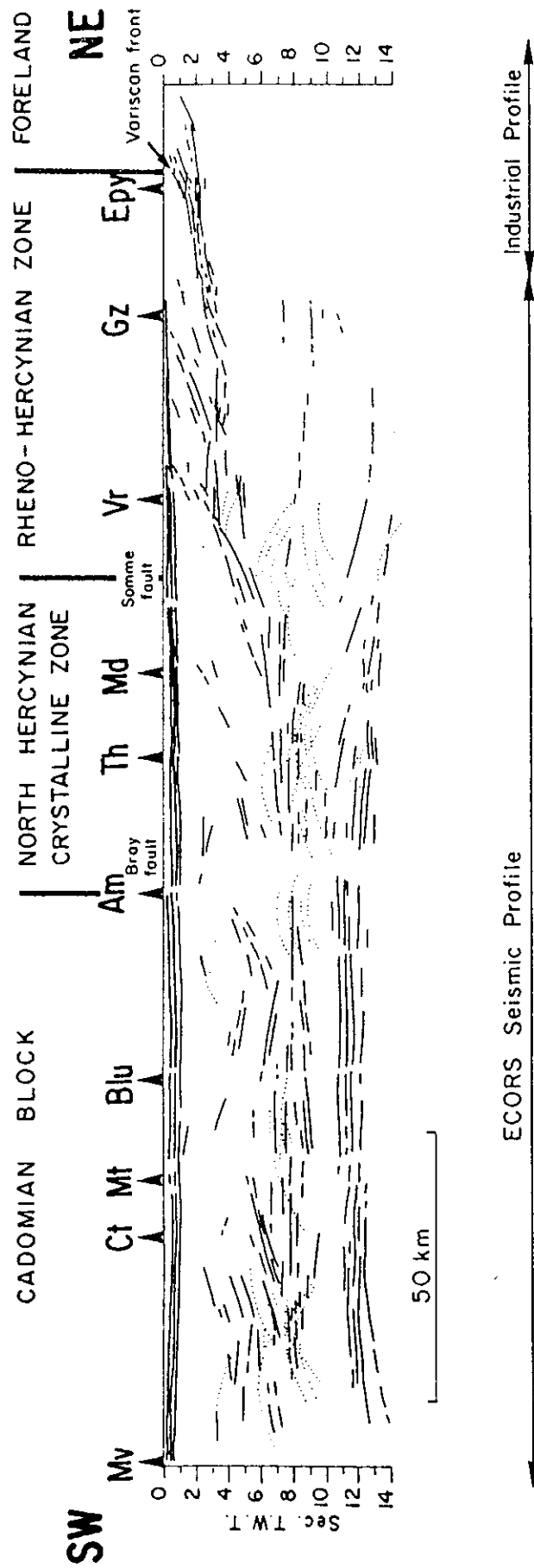


FIG. 1-3: Coupe temps pointée du profil ECORS Nord de la France. En pointillé sont indiquées les diffractions (Bois et al., 1986)

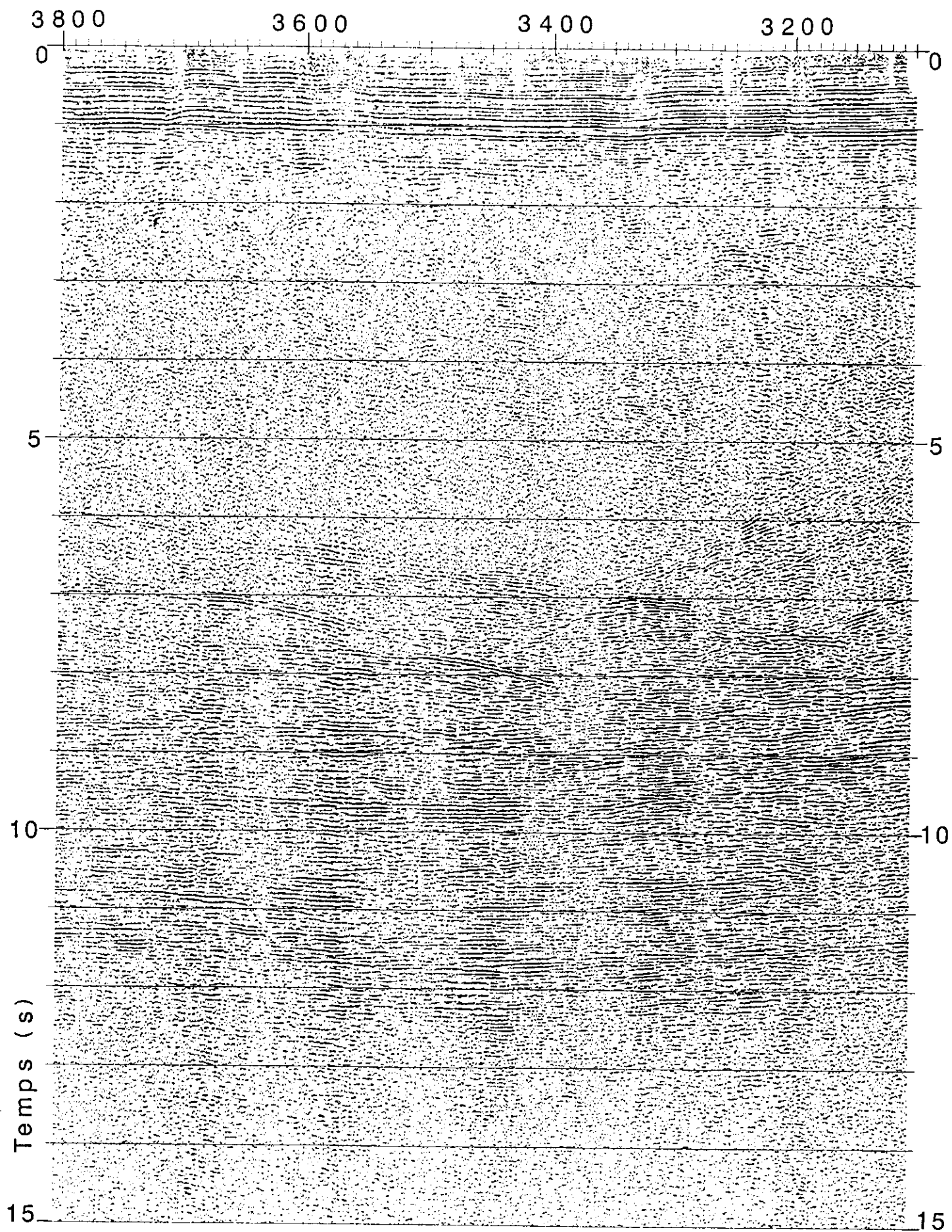


FIG. 1-4: Extrait du profil ECORS Nord de la France (PM 3100-3800, 28 km).

Les premiers travaux d'interprétation ont été effectués sur les sections classiques. Les résultats de la sismique réflexion verticale sont présentés (Fig. 1-2) sous la forme d'une coupe temps pointée. Deux constatations ont été faites à ce stade (Cazes et al. 1985):

- les marqueurs sismiques ont des positions différentes et complémentaires en couverture partielle (traces proches, intermédiaires et lointaines).
- la présence d'un très grand nombre d'hyperboles de diffraction.

Sur la figure (1-3) nous montrons une coupe temps pointée du même profil, où de nombreuses hyperboles de diffractions sont indiquées en pointillés (Bois et al. 1986).

La figure (1-4) présente une partie de la section sismique de ce profil (entre les PM 3100 et 3800). Plusieurs zones typiques ont été observées dans cette partie (Cazes et al. 1985):

- une zone supérieure (de 0 à 1 s) caractérisant la couverture sédimentaire mésozoïque dont l'épaisseur ne dépasse pas 1650 m.
- de 1 à 2 s: présence de zones à marqueurs convergents vers le haut (PM 3575 et 3660 à 3700), témoins possibles de batholites granitiques.
- de 2 à 8 s: réflecteurs à pendages opposés de part et d'autre d'une zone transparente.
- de 8 à 12 s: Croûte inférieure litée qui surmonte une nouvelle zone transparente. La base de cette zone est assimilée au Moho (à 12 s).

2- LES PROFILS ECORS-BIRPS SWAT.

Les profils SWAT (South-Western Approaches Travers) en mer Celtique et en Manche ont été acquis par l'association anglo-française ECORS-BIRPS (Fig. 1-5). La mise en oeuvre, confiée à Seismic Profiler Ltd, qui a utilisé un ensemble de canons à air d'un volume de 5800 pouces cube tirant tous les 50 mètres. Le traitement, réalisé par Seismograph Services (England) Ltd en collaboration avec BIRPS (Klemperer, 1987), a pour l'essentiel constitué en une addition en couverture 30.

Le laboratoire de Géophysique Marine dispose des données stackées brutes (sans aucun traitement après addition) de ces profils. Ces profils d'excellente qualité apportent des informations sur trois problèmes scientifiques majeurs (BIRPS and ECORS, 1985):

- l'origine des bassins sédimentaires
- la chaîne hercynienne
- l'origine de la croûte inférieure.

La figure (1-6) montre une coupe temps pointée (Dyment, 1987) du profil SWAT-05. Sur la figure (1-7) nous avons montré une partie de la section sismique de ce profil. La base de la croûte supérieure semble remontée au dessous d'un batholite. Cette observation a été faite par Matthews (1987) partout dans cette région. La croûte inférieure est très réfléchive (de 6 à 10 s) et contient des réflexions pentées se croisant entre elles. La réflectivité de cette zone s'interrompt brusquement vers 10 s, ce qui peut probablement correspondre au Moho (BIRPS-ECORS, 1985; Dyment, 1987). Certaines réflexions pentées sont visibles entre 10 et 12 s.

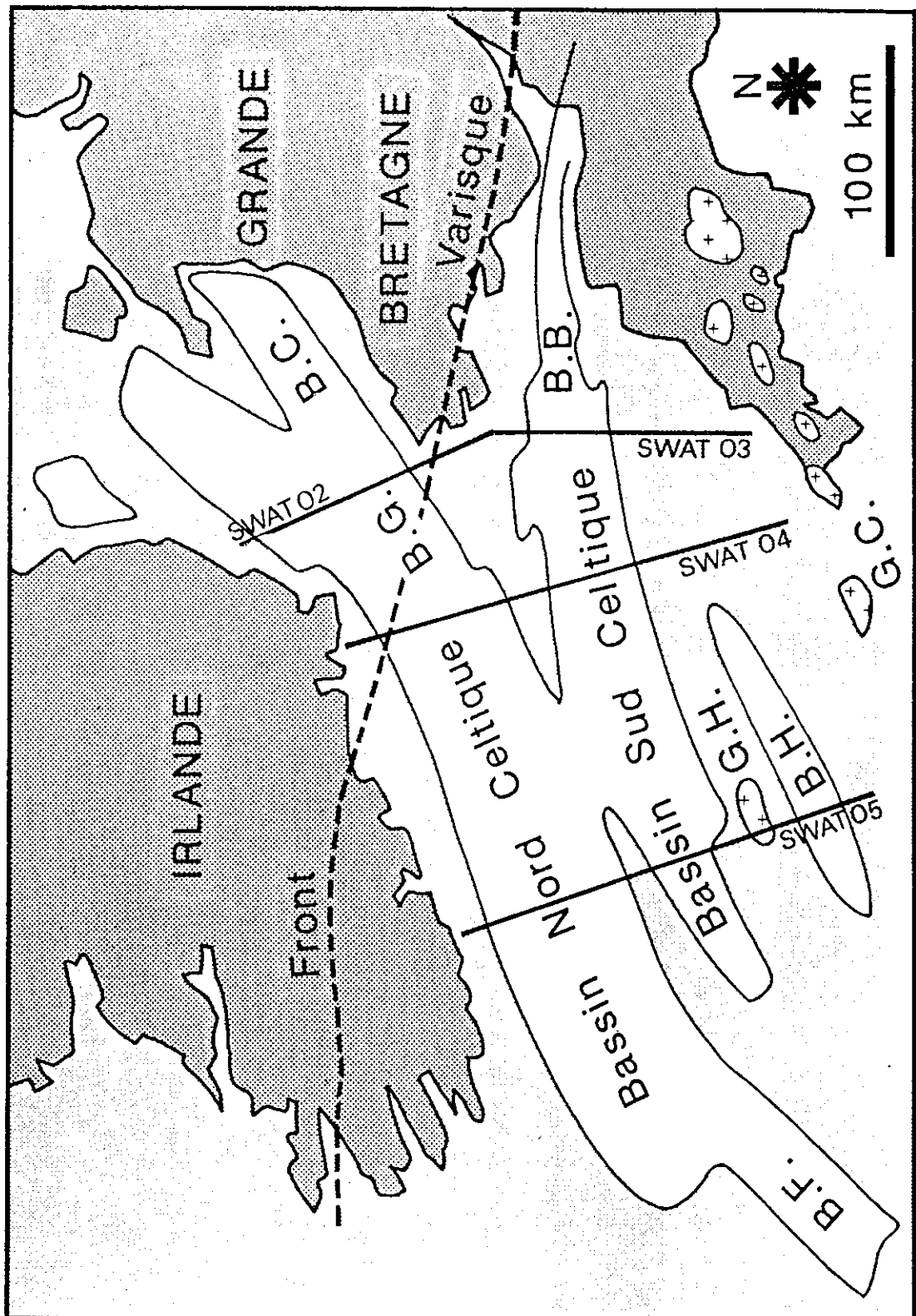


FIG. 1-5: Plan de position des profils SWAT (Dyment, 1987).

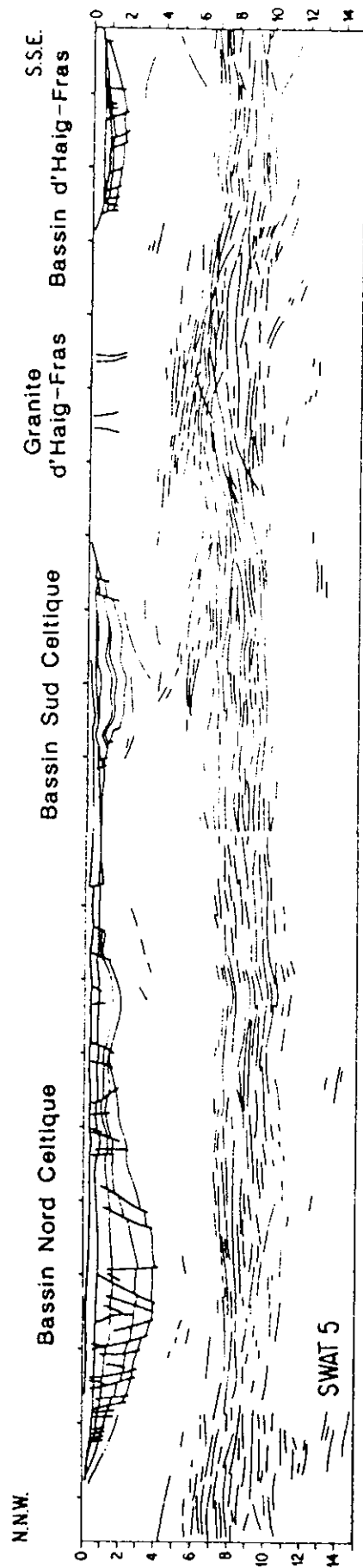
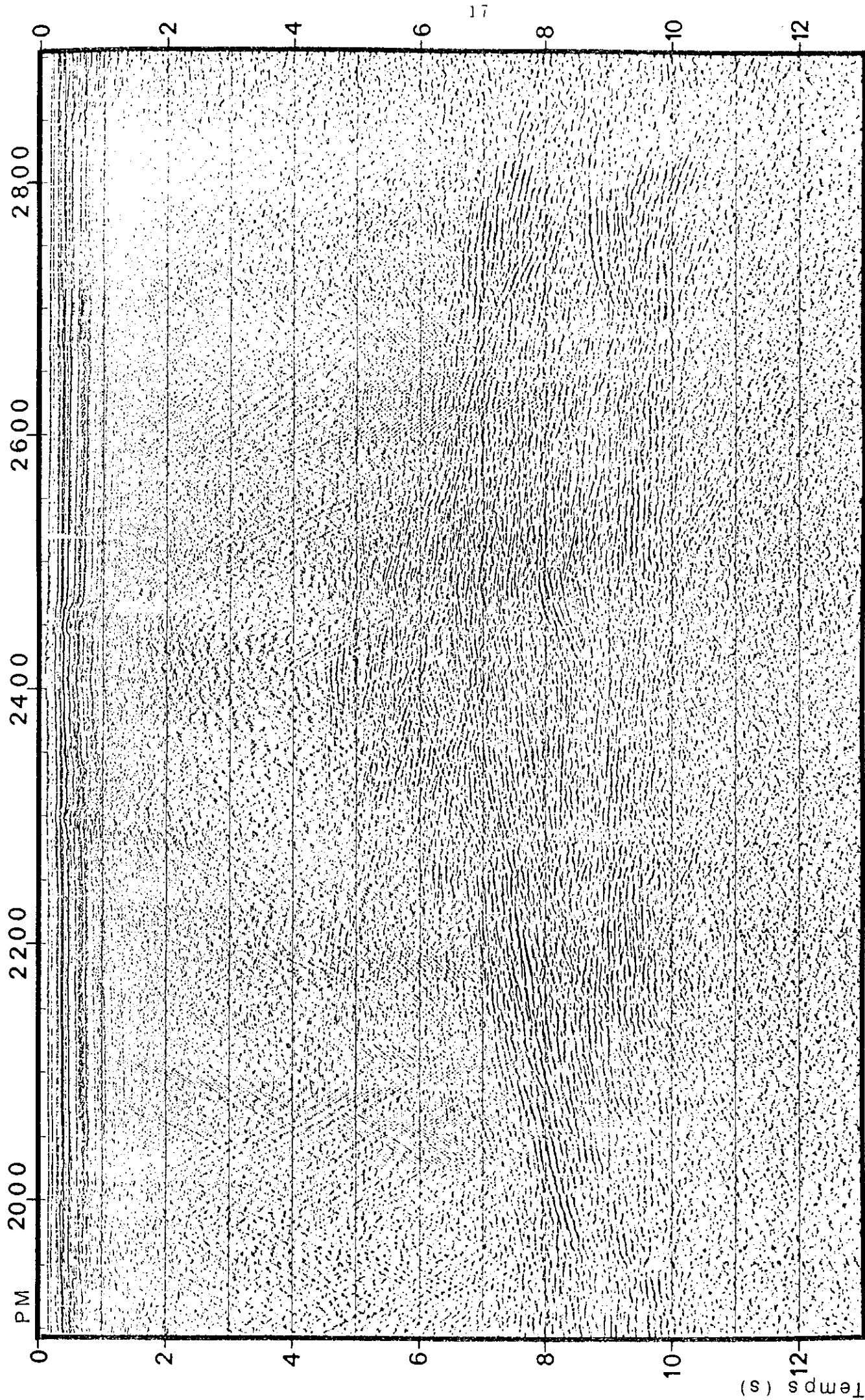


FIG. 1-6: Coupe temps pointée du profil SWAT- 05 (Dyment, 1987).



10 km

SWAT

FIG. 1-7: Extrait du profil SWAT-05.

3- LE POUVOIR DE RESOLUTION VERTICAL

Par "pouvoir de résolution vertical" on entend la possibilité de séparer en profondeur deux horizons par la sismique réflexion. Cette possibilité dépend de la largeur du spectre d'impulsion. La mesure de la résolution verticale est donnée par la longueur d'onde dominante:

$$\lambda = V/f \quad (1-1)$$

où V est la vitesse du milieu et f la fréquence dominante (fréquence qui contient le maximum d'énergie). D'une part, les vitesses des ondes sismiques varient entre 2000 et 5000 m/s et en général augmentent avec la profondeur. Au niveau de la croûte elles sont de l'ordre de 6000-7000 m/s (Mooney et Brocher, 1987). D'autre part, la fréquence dominante du signal varie entre 50 et 20 Hz et diminue avec la profondeur. Pour la croûte la fréquence est de l'ordre de 20-15 Hz (Hale et Thompson, 1982). Par conséquent, les longueurs d'onde sismiques varient de 40 à 500m.

La figure (1-8) présente la variation de la longueur d'onde en fonction de la vitesse pour différentes valeurs de la fréquence dominante. L'épaisseur minimale d'une couche dont on peut distinguer séparément le toit et le mur est la limite de cette résolution. L'expérience montre qu'elle est de l'ordre de $\lambda/4$ en présence d'un bruit faible, mais qu'elle peut atteindre $\lambda/2$ en présence d'un bruit plus important.

L'exemple synthétique de la figure (1-9) montre la réflexion sur un biseau constitué par une couche de vitesse V_2 noyée dans un milieu de vitesse V_1 . Lorsque l'épaisseur h du biseau est supérieure ou égale à $\lambda/4$, on distingue bien le toit du mur. Par contre, lorsque h est inférieure à $\lambda/4$, on ne distingue plus qu'une seule réflexion, résultat de l'interférence des réflexions au toit et au mur du biseau.

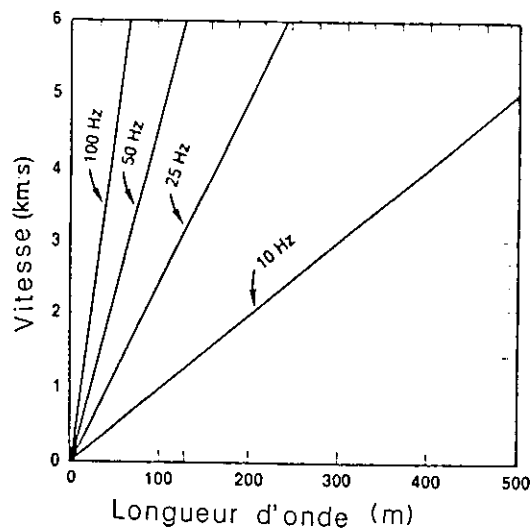


FIG. 1-8: Variation de la longueur d'onde en fonction de la vitesse pour différentes valeurs de la fréquence dominante (Sheriff, 1976).

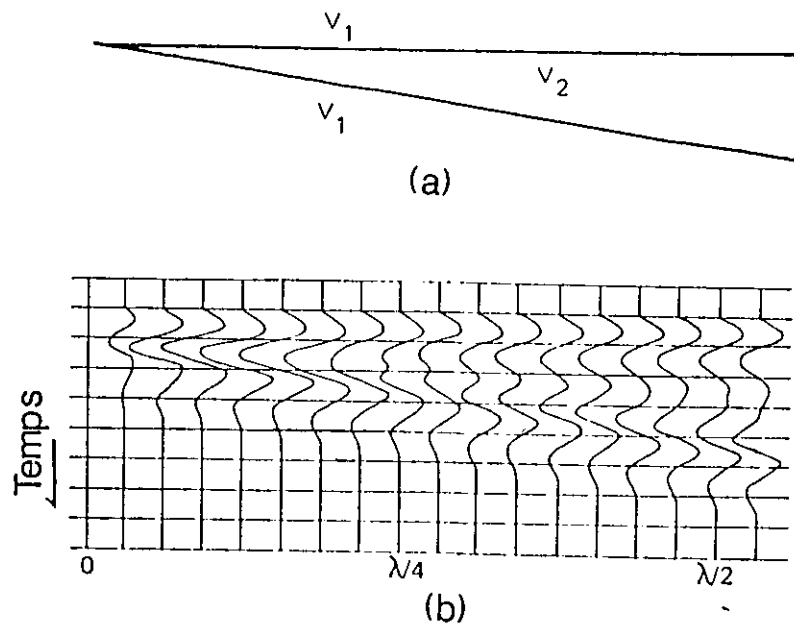


FIG. 1-9: (a) Modèle d'un biseau. (b) Réponse à une impulsion de phase minimale (Sheriff, 1980).

L'interférence est constructive (renforcement du signal réfléchi) pour h comprise entre $\lambda/10$ et $\lambda/6$, et destructive pour h inférieure à $\lambda/10$ (Sheriff, 1980). La réflexion devient invisible pour h tendant vers zéro.

Le tableau (1-1) indique les valeurs de cette limite pour des vitesses différentes et des fréquences dominantes variées. Par exemple, pour une réflexion peu profonde avec une vitesse de 2000 m/s et fréquence dominante de 50 Hz, cette limite est de l'ordre de 10 m; une couche plus fine dont l'épaisseur est inférieure à 10 m ne peut pas être distinguée. De la même façon, pour une réflexion plus profonde avec une vitesse de 7000 m/s et une fréquence dominante de 15 Hz, la résolution est de l'ordre de 117 m.

V(m/s)	f(hz)	$\lambda/4(m)$
2000	50	10
3000	40	19
4000	30	33
5000	25	50
6000	20	75
7000	15	117

Tableau 1-1: Limite de la résolution verticale.

La résolution verticale peut être améliorée en augmentant la fréquence dominante du signal sur les données stackées. Cette fréquence dépend des propriétés physiques du sous-sol, de la technique d'acquisition et de la chaîne du traitement. En particulier les corrections dynamiques et sommation, produisent de basses fréquences par "étirement du signal", (voir ANNEXE-C). Puisque nous ne pouvons pas contrôler les propriétés du sous-sol, cette fréquence est soumise aux choix effectués au niveau de l'acquisition et du traitement. Une déconvolution après sommation est un outil utile pour augmenter la fréquence dominante (Yilmaz, 1988).

4- LE POUVOIR DE RESOLUTION LATERAL

Le "pouvoir de résolution latéral" consiste en la possibilité de séparer latéralement deux points voisins du sous-sol. Il est lié à la zone de Fresnel et dépend aussi de la fréquence dominante de l'impulsion. Considérons le front d'une onde sphérique au moment du contact avec le réflecteur plan AA' (Fig. 1-10). Ce réflecteur peut être imaginé comme un ensemble de points diffractants très proches les uns des autres (Claerbout, 1985). Pour un couple source-géophone confondus à la surface de la terre (position S), l'énergie provenant du point O arrive au temps $t_0 = 2Z_0/V$.

Supposons maintenant que le front d'onde se déplace en profondeur de $\lambda/4$. L'énergie provenant du point A, ou A' arrivera au géophone en temps $t_1 = 2(Z_0 + \lambda/4)/V$. L'énergie provenant de tous les points se trouvant dans le disque de réflexion AA' arrivera à la surface entre les temps t_0 et t_1 . L'énergie totale arrivant dans l'intervalle $dt = t_1 - t_0$, qui est égal à la moitié de la période dominante ($dt = T/2$), interférera de façon constructive.

Le disque de réflexion AA' est connu sous le nom de "première zone de Fresnel" (Sheriff, 1984). Deux points de réflexion se

trouvant dans cette zone sont considérés comme inséparables, lorsque nous les observons à la surface de la terre. La mesure de la zone de Fresnel donne donc la résolution latérale. Il est facile de démontrer que la largeur de cette zone ($Z_f = OA'$) s'exprime par:

$$Z_f \approx (Z\lambda/2)^{1/2} = (V/2)(t/f)^{1/2} \quad (1-2)$$

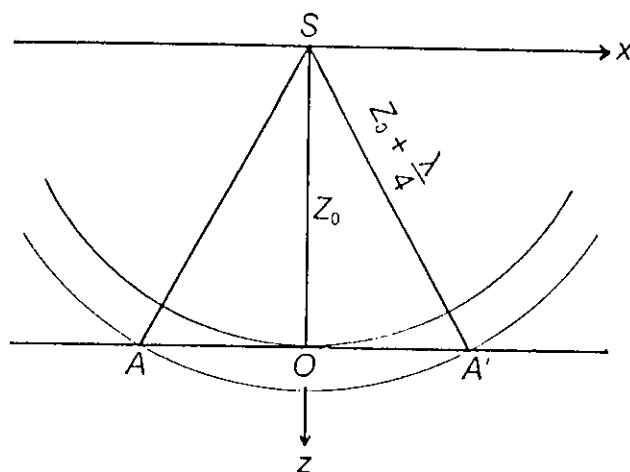


FIG. 1-10: La zone de Fresnel.

t(s)	V(m/s)	f(hz)	Zf(m)
1	2000	50	141
2	3000	40	335
3	4000	30	632
4	5000	25	800
8	6000	20	1897
10	7000	15	2857

Tableau 1-2: Limite de la résolution latérale (la zone de Fresnel).

Le tableau (1-2) présente le rayon de cette zone, pour des fréquences et des vitesses qui varient à des profondeurs différentes ($t=2Z/V$). Par exemple pour une réflexion peu profonde (à 1 s) avec une vitesse de 2000 m/s et une fréquence de 50 Hz cette zone est égale à 141 m. Par contre, pour une réflexion très profonde (à 10 s) avec une vitesse de 7000 m/s et une fréquence de 15 Hz, nous trouvons $Z_f = 2860\text{m}$.

Sur la figure (1-11a) nous avons présenté un modèle (en temps) de dix réflecteurs à différentes profondeurs contenant trois segments non-réfléctifs. La largeur de ces segments est respectivement de 1, 1.5 et 2 km. L'image sismique de ce modèle est indiquée sur la figure (1-11b).

Cette image a été obtenue par la diffraction dans le domaine (f,k) , en appliquant le principe des réflecteurs explosants en vue d'obtenir la coupe à offset nul qui aurait pu être enregistrée à la surface de la terre (Claerbout, 1985). Nous avons utilisé une vitesse constante $V=4\text{ km/s}$. Sur la section sismique (Fig. 1-11b) les réflexions semblent être continues vers 8.5 s. Cette observation est due au fait que les segments non-réfléctifs du modèle sont plus petits que la largeur de la zone de Fresnel. Plus la zone de Fresnel est petite et meilleure est la résolution latérale atteinte par la sismique réflexion.

La résolution latérale est plus compréhensible en terme de diffractions. Sur la figure (1-11b) l'énergie diffractée est étalée le long des segments non-réfléctifs dans la partie la plus profonde de la coupe sismique et c'est pourquoi ces segments sont invisibles vers 8.5 s. La migration a tendance à focaliser l'énergie diffractée en un point (en théorie). C'est pour cela que la migration améliore considérablement le pouvoir de résolution latéral (voir CHAPITRE-IV).

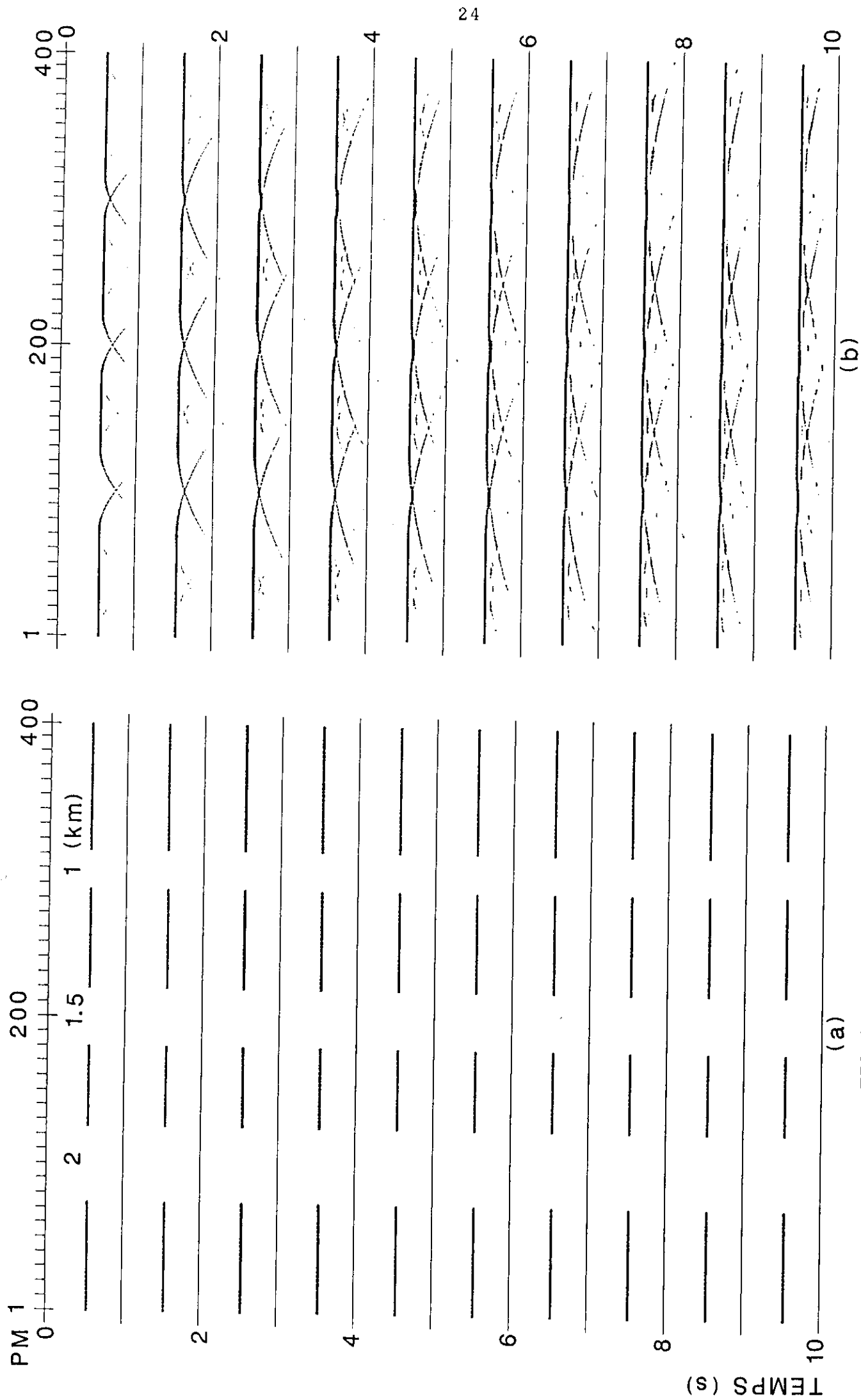


FIG.1- 11: (a) Modèle de dix réflecteurs, contenant trois segments non-réflectifs. (b) Image sismique obtenue par la diffraction (f,k) d'une vitesse $V=4$ km/s.

CHAPITRE II

EXTRACTION AUTOMATIQUE DES REFLEXIONS. APPLICATION AUX DONNEES ECORS NORD DE LA FRANCE ET SWAT. CORRECTIONS DYNAMIQUES.

L'interprétation des images sismiques profondes repose généralement sur un pointé manuel qui consiste à souligner de manière subjective les réflexions cohérentes sur un nombre suffisant de traces voisines. Ce pointé est délicat et subjectif car les réflexions profondes apparaissent généralement sous forme de courts segments et sont souvent contaminées par des bruits incohérents.

Pour améliorer les images de la sismique profonde, Nelson (1988) a appliqué un filtre de cohérence sur les données stackées COCORP. Leven et Roy-Chowdhury (1985) ont utilisé un filtre de cohérence, basé sur la transformation (τ -p) locale, dans le but d'augmenter le rapport signal/bruit sur les ESP (expanded spread profile). Dans une approche similaire, Harlan et al. (1984) ont utilisé la transformation (τ -p) locale afin d'extraire les événements linéaires cohérents des données stackées bruitées. Ils ont aussi utilisé les hyperboles de diffraction pour déterminer la vitesse RMS.

Dans ce chapitre nous présentons d'abord une méthode d'extraction automatique des réflexions basée sur la transformation (τ -p) d'une fenêtre comportant un petit nombre de traces, puis l'application de cette méthode aux données

ECORS Nord de la France et ECORS-BIRPS SWAT. Après un bref rappel sur les corrections dynamiques, nous appliquons cette méthode aux coupes partiellement stackées (toutes les traces, traces proches, traces intermédiaires et traces lointaines) du profil ECORS Nord de la France.

1- EXTRACTION AUTOMATIQUE DES REFLEXIONS

a- Définition du bruit et de la "focalisation"

Harlan et al (1984) considèrent comme signal tous les événements montrant une cohérence latérale sur un nombre suffisant de traces. Nous supposons aussi que ces événements sont linéaires sur un petit nombre de traces. Le bruit est défini comme un événement qui ne montre aucune cohérence latérale (bruit aléatoire). Le concept du signal, en sismique réflexion, dépend beaucoup du but que nous nous sommes fixés. Par exemple, une hyperbole de diffraction, d'une part, est considérée comme un bruit, lorsqu'elle interfère avec les réflexions primaires. D'autre part, elle peut apporter beaucoup d'information sur les plans de failles, sur les hétérogénéités du sous-sol et sur la vitesse V_{rms} du milieu (Harlan et al, 1984).

Avant de décrire l'algorithme d'extraction automatique des réflexions nous exposons les étapes considérées par Harlan et al. (1984):

- Définir "la focalisation" comme une transformation linéaire qui rend les échantillons statistiquement indépendants.
- Choisir une transformation qui focalise le signal tout en défocalisant le bruit.
- Faire en sorte que grâce à cette transformation le signal focalisé corresponde de moins en moins à une courbe Gaussienne, et que, corrélativement, le bruit se traduise de plus en plus

par une telle courbe.

Par la suite nous avons adapté les résultats de Harlan et al. (1984) en considérant les deux étapes suivantes:

- Estimer l'écart-type du bruit transformé.
- Utiliser cet écart-type pour extraire les échantillons des données transformées contenant le signal focalisé (ou filtrer le bruit défocalisé).

Le bruit comprend tous les événements qui ne seront pas focalisés après la transformation linéaire choisie. Nous notons que les bruits cohérents, tels que les multiples, les arrivées latérales (sideswipe), les ondes de surface (ground-roll) et le bruit du câble seront focalisés comme le signal.

b- Transformation (τ -p) locale

Une transformation linéaire focalisant le signal et défocalisant le bruit est la transformation (τ -p) sur une fenêtre comportant un petit nombre de traces (transformation (τ -p) locale) (Harlan et al, 1984). Cette application linéaire transforme les événements linéaires (les événements s'alignant selon une droite) de la fenêtre en points (en théorie). A cause de la focalisation du signal en pics étroits, cette transformation augmente le pourcentage des valeurs faibles, dont la distribution est une Gaussienne (la distribution du bruit dans le plan τ -p).

L'expression de la transformation (τ -p) d'une fenêtre mobile comportant un petit nombre de traces se présente comme suit:

$$S(\tau, x_c, p) = \int_{x_c - X_w/2}^{x_c + X_w/2} W\left(\frac{x - x_c}{X_w}\right) \cdot P[t = \tau + p \cdot (x - x_c), x] dx \quad (2-1)$$

où:

$P(t, x)$ représente les échantillons des traces sismiques.

x_c la position latérale de la trace centrale de la fenêtre,
 p le paramètre du rai correspondant à la pente sur la coupe
 stackée

τ le temps d'intersection en $x=x_c$,

X_w la largeur de la fenêtre (le nombre de traces sur
 lesquelles la transformation (τ - p) est effectuée) et

$W(x)$ une fonction de pondération (ici nous prenons
 $W(x)=\exp(-\pi \cdot x^2)$).

Cette transformation ($S(\tau, x_c, p)$) est calculée pour une gamme
 de paramètres de rais se trouvant entre $-p_{max}$ et $+p_{max}$. Le
 pendage maximum p_{max} est mesuré directement sur la coupe
 stackée. En fixant ce paramètre (p_{max}) à une valeur désirée
 nous pouvons éliminer tous les événements cohérents qui ont un
 pendage supérieur à p_{max} (telles que les arrivées latérales et
 les arrivées qui se propagent à la vitesse de l'eau (1500
 m/s)).

Afin d'éviter l'aliasing, on doit choisir le pas
 d'échantillonnage en paramètres de rais (p) comme (voir ANNEXE
 A):

$$Dp \leq 2 \cdot Dt / (Dx \cdot X_w) \quad (2-2)$$

où, Dx est l'intervalle entre les traces et Dt le pas
 d'échantillonnage en temps.

Dans la pratique nous utilisons $Dp=Dt/(Dx \cdot X_w)$. Le nombre
 total de paramètres de rais N_p utilisés dans l'expression (2-1)
 est calculé par:

$$N_p = 2 \cdot p_{max} / Dp + 1 \quad (2-3)$$

La figure (2-1a) montre un cas synthétique pour une fenêtre
 de neuf traces sans bruit avec un intervalle entre les traces
 de 40 m et un pas d'échantillonnage en temps de 8 msec, ce qui
 définit un pas d'échantillonnage en paramètres de rais de
 l'ordre de 0.0222 s/km. Trois événements linéaires ont été
 choisis avec des pendages respectivement de 0, +0.2, et -0.2
 s/km.

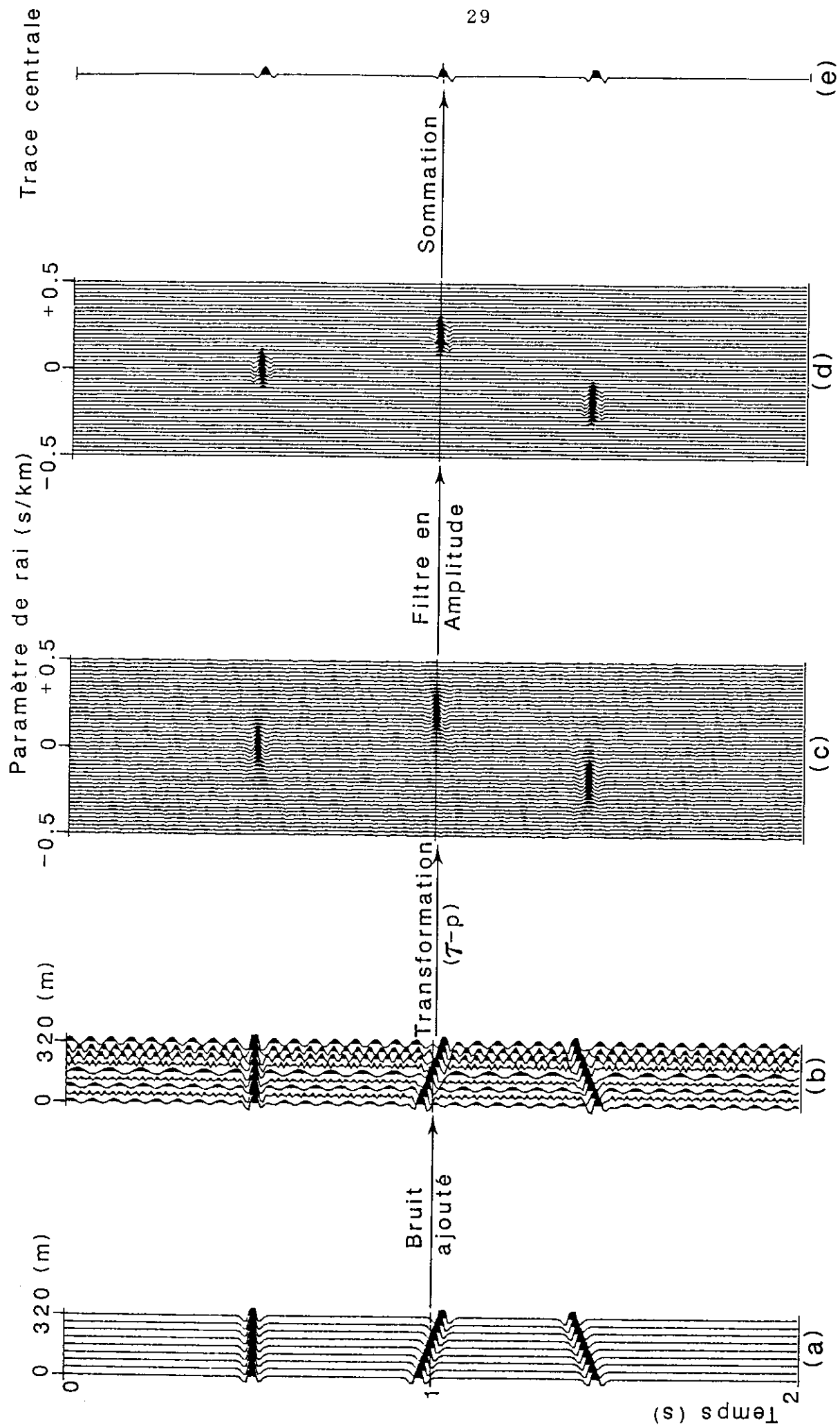


FIG. 2-1: (a) Neuf traces synthétiques sans bruit. (b) Les mêmes traces bruitées. (c) Transformation (τ -p). (d) Filtre en amplitude. (e) La trace centrale nettoyée du bruit.

Ces traces ont été synthétisées en calculant le temps de parcours pour chaque événement et puis en convoluant par une impulsion Ricker d'ordre deux de fréquence dominante 20 Hz. Sur la figure (2-1b) nous montrons les mêmes traces bruitées. Le bruit aléatoire a été calculé en additionnant dix sinusôides d'amplitudes aléatoires (entre 0 et 1) de fréquences aléatoires (entre 0 et 60 Hz) et de phases aléatoires (entre 0 et $\pi/2$).

La transformation (τ -p) de ces données a été effectuée pour 47 valeurs de paramètres de rais, entre -0.5 et +0.5 s/km (Fig. 2-1c). Comme prévu, cette transformation a focalisé l'énergie du signal en augmentant son amplitude relative à l'amplitude du bruit dans le plan (τ -p).

Sur la figure (2-1d) nous avons appliqué un filtre en amplitude. Dans la pratique, nous calculons l'écart-type (σ) du bruit transformé (dans le plan τ -p) dans une fenêtre en temps où n'apparaît aucune réflexion. La valeur de cet écart-type a été utilisée pour définir le seuil du filtre en amplitude (l'amplitude minimale non filtrée). De cette façon, la méthode est complètement automatique et auto-adaptive.

Nous définissons la transformation inverse (τ -p) comme suit:

$$P(t, x_c) = \int_{-P_{max}}^{+P_{max}} S(\tau=t, x_c=x, p) dp \quad (2-4)$$

En appliquant cette équation aux données filtrées de la figure (2-1d) nous pouvons extraire la trace centrale de la fenêtre (Fig. 2-1b) nettoyée du bruit (Fig. 2-1e). La fenêtre est alors décalée d'une trace de manière répétitive. La section stackée nettoyée du bruit est donc reconstruite en extrayant la trace centrale de la fenêtre après chaque décalage.

Sur les figures (2-1c) et (2-1d) nous remarquons une mauvaise résolution en paramètres de rais. Les amplitudes du signal focalisé sont réparties sur un certain nombre de traces dans le plan (τ -p). Cependant, cet effet disparaît lorsque nous passons dans le plan (t -x) en appliquant la relation (2-4) (Fig. 2-1e).

Cette mauvaise résolution en paramètre de rais est due à l'effet de la troncature des données dans le plan (τ - x) (Durrani et Bisset, 1984).

c- Sélectivité en pendage et choix du pendage maximum (p_{max})

Pour calculer l'image après la transformation (τ - p) à une position ($p_0 + dp_0$), nous pivotons la droite de pente p_0 avec dp_0 autour du point (τ, x_0) (voir ANNEXE B), et nous additionnons les échantillons le long de cette droite pivotée. En ANNEXE B, nous démontrons que l'amplitude de l'image reconstruite au point ($p_0 + dp_0$) après la transformation (τ - p) s'exprime (équation B2) ainsi:

$$\text{Amp}(p_0 + dp_0) = A \cdot \text{sinc}(\alpha dp_0) \quad (2-5)$$

où $\alpha = X_w \pi f$

et $\text{sinc}(u) = \sin(u)/u$

Dans ces expressions, A est l'amplitude de l'image dans le plan (τ - p) au point p_0 , f la fréquence dominante du signal et X_w la largeur de la fenêtre (le nombre de traces) sur laquelle la transformation (τ - p) a été effectuée. A partir de cette équation nous déduisons que l'amplitude s'annulera pour $dp_0 = R_p$ tel que:

$$\alpha \cdot R_p = \pi$$

d'où:

$$R_p = 1/(fX_w) \quad (2-6)$$

Ici, R_p représente la moitié de la distance (dans le plan τ - p) sur laquelle les amplitudes s'évaluent, et la variation latérale des amplitudes le long de ce segment est une fonction sinus cardinal. Les relations (2-5) et (2-6) sont les mêmes que celles obtenues par Phiney et Jurdy (1979) pour une onde plane de fréquence f et de pendage p_0 . Pour une fenêtre de neuf

traces espacées de 40 m (Fig. 2-1a et 2-1b) et un signal de fréquence de 20 Hz, nous trouvons $R_p = 0.156$ s/km. La distance complète sera alors de $2 \cdot R_p = 0.31$ s/km, soit 14 traces (dans le plan τ -p) pour un pas d'échantillonnage en p de l'ordre de 0.0222 s/km (voir Fig. 2-1c).

La relation (2-6) montre que la résolution en paramètres de rais qui peut être atteinte lors de la transformation (τ -p) dépend de la largeur de la fenêtre X_w . Plus cette fenêtre est grande, et meilleure est la résolution en paramètres de rais atteinte lors de la transformation (τ -p) locale. Mais, à cause de la courbure des événements sismiques, cette fenêtre ne doit pas dépasser une certaine limite. La limite de la largeur de cette fenêtre doit être telle que l'hypothèse de linéarité des événements sismiques soit vraie dans cette fenêtre.

Considérons l'équation de la droite d'un événement linéaire de pendage p_0 sur certaines traces:

$$t = \tau + p_0(x - x_c)$$

Afin d'éviter l'aliasing spatial (dans le plans t - x), la différence en temps entre deux traces voisines le long de cette droite doit être inférieure à la moitié de la période dominante du signal. En dérivant l'expression précédente par rapport à x et en appliquant ce critère pour $p_0 = p_{\max}$, où cette différence en temps est maximale, nous obtenons:

$$Dt_{\max} = p_{\max} \cdot Dx \leq T/2 = 1/(2f)$$

d'où:

$$p_{\max} \leq 1/(2fDx) \quad (2-7)$$

où Dx est l'intervalle entre les traces et f la fréquence dominante du signal. Le choix du pendage maximum ($p_{\max}$) est donc contrôlé par la relation (2-7).

2- APPLICATION AUX DONNEES REELLES

Nous avons appliqué cette méthode aux données réelles SWAT (voir le plan de position des profils SWAT, Fig. 1-5) et ECORS Nord de la France (voir le plan de position, Fig. 1-1), présentées au CHAPITRE-I.

a- Les profils SWAT

La figure (2-2) présente l'application de cette méthode (entre 4 et 13 s) à une partie du profil SWAT-05 (voir Fig. 1-7 du CHAPITRE-I). Le temps d'enregistrement est de 15 s et le pas d'échantillonnage en temps est de 8 msec. Afin d'économiser le temps de calcul nous n'avons utilisé qu'une trace sur deux, ce qui provoque une intertrace de 50 m (l'intervalle réel entre les traces est de 25 m).

Nous prenons $X_w=7$ traces dans l'équation (2-1) et $p_{max}=0.2$ s/km dans l'équation (2-3). Dans une fenêtre en temps (entre 13 et 15 s) dans le plan (τ -p) où n'apparaît aucune réflexion nous avons calculé l'écart-type (σ) du bruit comme suit:

$$\sigma^2 = 1/(N \cdot N_p) \sum_{1}^{N_p} \sum_{N_d}^{N_f} [S(\tau, p) - m]^2$$

où m est la valeur moyenne exprimée ainsi:

$$m = 1/(N \cdot N_p) \sum_{1}^{N_p} \sum_{N_d}^{N_f} [S(\tau, p)]$$

Dans ces expressions nous avons:

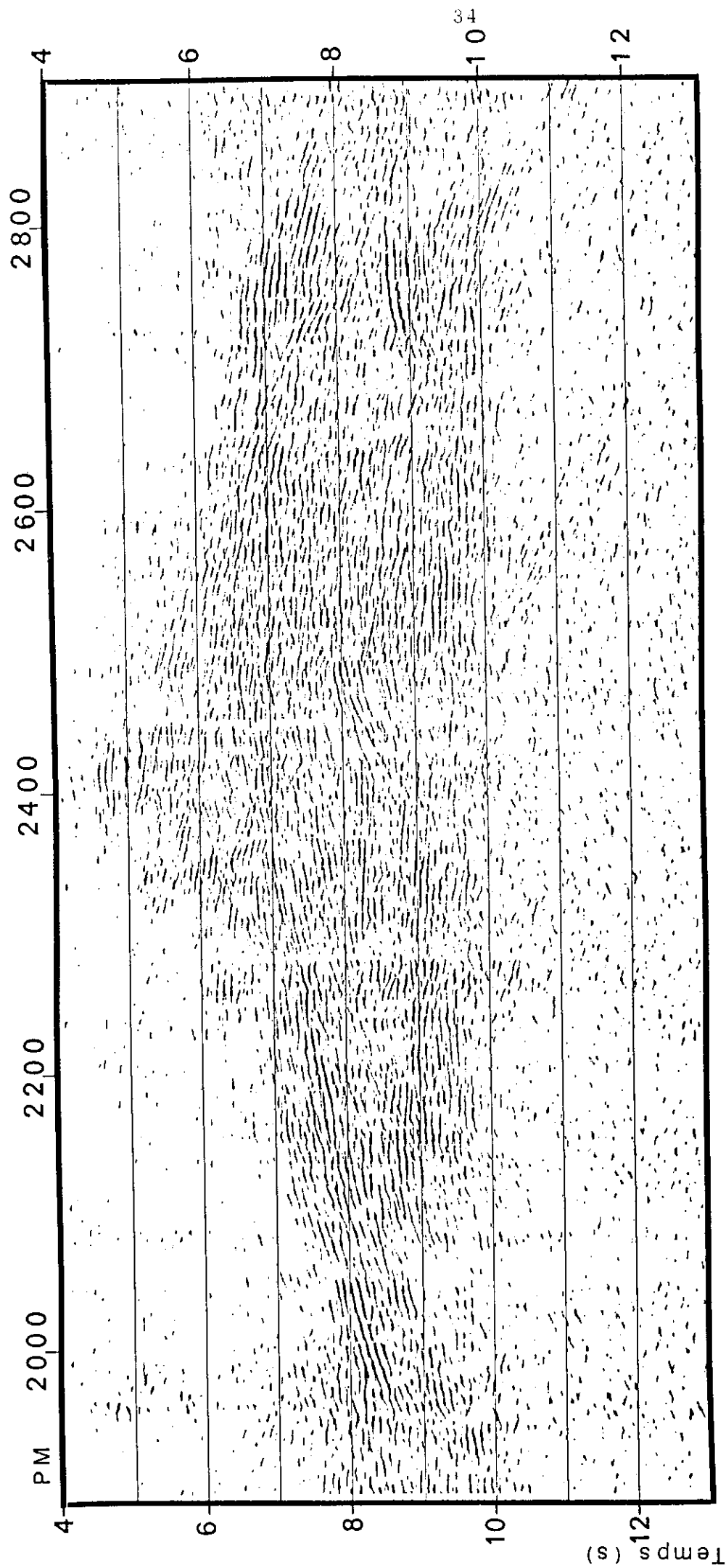


FIG.2-2: Extraction automatique des réflexions d'un extrait du profil SWAT-05 (comparer avec la figure 1-7).

$S(\tau, p)$: la transformation (τ -p) pour chaque fenêtre de 7 traces calculée selon l'équation (2-1),

N_p : le nombre total de paramètres de rais calculé selon l'équation (2-3),

N_d : le premier échantillon du début de la fenêtre,

N_f : le dernier échantillon de la fin de la fenêtre et

$N = N_f - N_d + 1$: le nombre total des échantillons de la fenêtre en temps.

Cet écart-type (σ) a été calculé pour chaque fenêtre de 7 traces transformées dans le plan (τ -p).

Sur la figure (2-3) nous présentons les histogrammes de distribution des amplitudes transformées du bruit (Fig. 2-3a) (calculés dans le plan τ -p entre 13 et 15 s) et des amplitudes transformées des données (Fig. 2-3b) (entre 0 et 15 s) de la fenêtre centrée au PM 2500. Une valeur d'écart-type $\sigma=0.57$ a été trouvée dans cette fenêtre. La courbe de la distribution de Gauss avec $\sigma=0.57$ est superposée aux histogrammes. Les amplitudes dans le plan τ -p ont été normalisées entre -10 et +10, uniquement pour le dessin des histogrammes.

La figure (2-3a) montre que la distribution des amplitudes transformées du bruit correspond bien à une courbe Gaussienne tandis que sur la figure (2-3b) nous n'observons pas une telle ressemblance, en particulier dans les parties gauche et droite de l'histogramme. Ces écarts sont dus à la contribution du signal focalisé se trouvant dans les données transformées (entre 0 et 15 s dans le plan τ -p). De cette figure nous déduisons la valeur du seuil de filtrage en amplitude correspondant à $2 \cdot \sigma$.

La figure (2-2) met en évidence le contraste entre la croûte supérieure, presque transparente, et la croûte inférieure, très réfléchive. Les réflexions correspondant à la base de la croûte supérieure apparaissent à une moins grande profondeur au dessous du corps batholitique de Haig-Fras (PM 2400) que partout ailleurs dans la région Celtique (Matthews, 1987).

La modélisation gravimétrique effectuée par Dymont (1987) indique que la base de ce batholite se situerait à environ 10 km de profondeur. La modélisation réalisée par Edwards (1984) montre une profondeur de l'ordre de 12km.

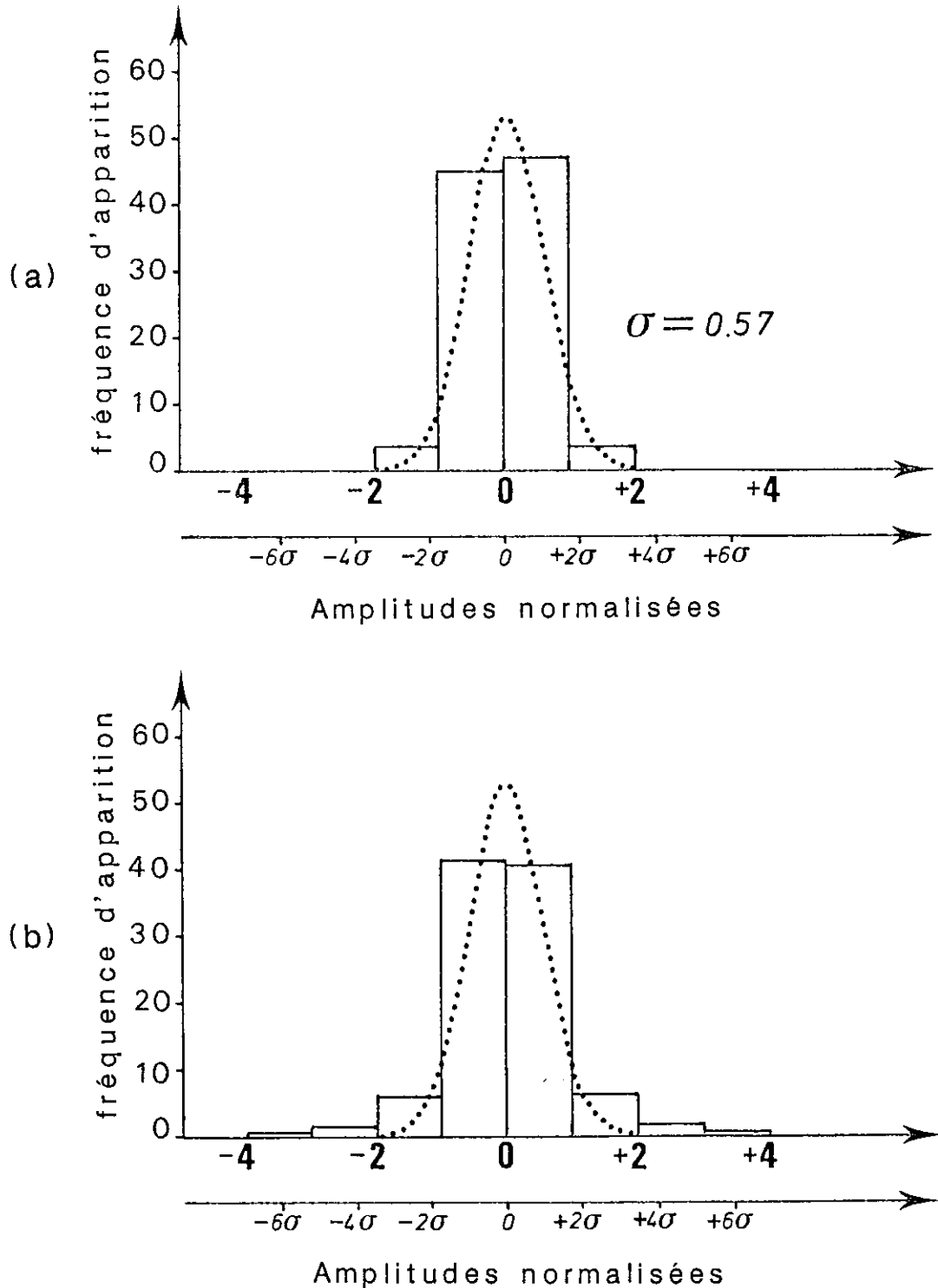


FIG.2-3: (a) Histogramme du bruit transformé, calculé entre 13 et 15 s de la fenêtre centrée au PM 2500. (b) Histogramme des données transformées, calculé entre 0 et 15 s de la même fenêtre. La courbe en pointillés présente la Gaussienne avec l'écart-type du bruit $\sigma=0.57$.

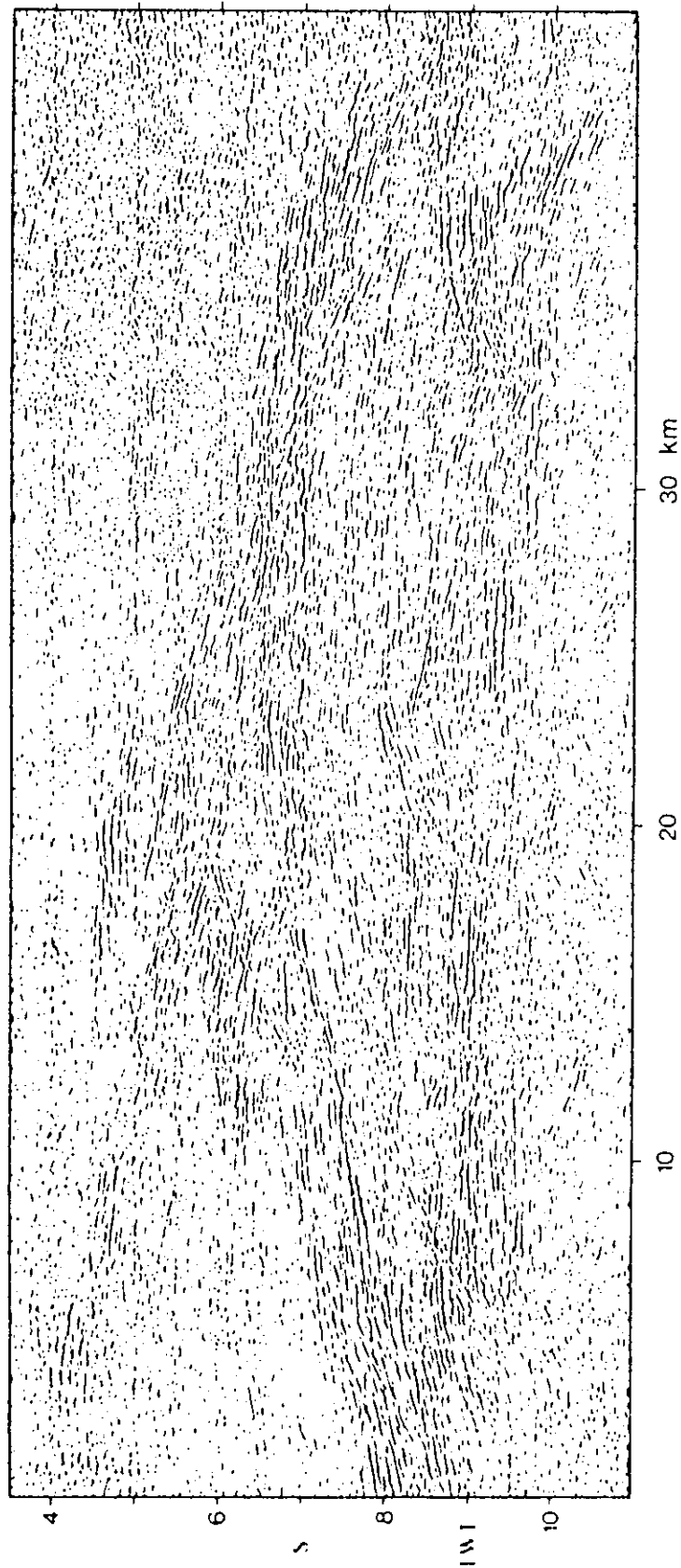


FIG. 2-4: Zone transparente lenticulaire dans la croûte inférieure du profil SWAT-05 (Reston, 1988).

Les réflexions les moins profondes observées sur la figure (2-2) se rencontrent vers 4.7 s; en supposant une vitesse sismique pour le batholite, de l'ordre de 5.85 km/s (Matthews, 1987) nous constatons que la profondeur de ces réflecteurs atteint 13.7 km. Il semble donc que ces réflexions proviennent de la zone se situant en dessous de ce batholite. Une explication de l'apparente remontée des réflexions au dessous du granite est donnée par Matthews (1987): le batholite étant formé d'un granite homogène, il sert de "fenêtre transparente" à travers laquelle les réflexions de la croûte inférieure apparaissent avec une plus grande clarté.

Dans la croûte inférieure (entre 5 et 10 s), nous observons de nombreuses réflexions qui s'entrecroisent de manière complexe. Par contre, nous n'observons pas de zone transparente lenticulaire contrairement à ce que Reston (1988) a cru mettre en évidence à partir des mêmes données, il est vrai traitées de manière différente par le groupe BIRPS (Klemperer, 1987) (Fig. 2-4). La base de cette zone (à 10 s) correspond probablement au Moho. Entre 10 et 12 s, dans le manteau supérieur, nous remarquons quelques réflexions à pendages opposés de part et d'autre d'une zone transparente.

b- Le profil ECORS Nord de la FRANCE

La figure (2-5) montre l'extraction automatique des réflexions (PM 3100-3800) de la figure (1-4) (voir CHAPITRE-I). Le temps d'enregistrement est de 16 s et le pas d'échantillonnage en temps est de 8 msec. L'intervalle entre les traces est $Dx=40$ m. La longueur de la fenêtre (X_w) et le pendage maximum (p_{max}) sont les mêmes que précédemment.

L'écart-type du bruit a été calculé dans le plan (τ -p) entre 14 et 16 s, là où n'apparaît aucune réflexion. Cet écart-type (σ) a été calculé pour chaque fenêtre de 7 traces transformées en plan τ -p. Le seuil du filtre en amplitude (amplitude minimale non filtrée) a été fixé à $2 \cdot \sigma$.

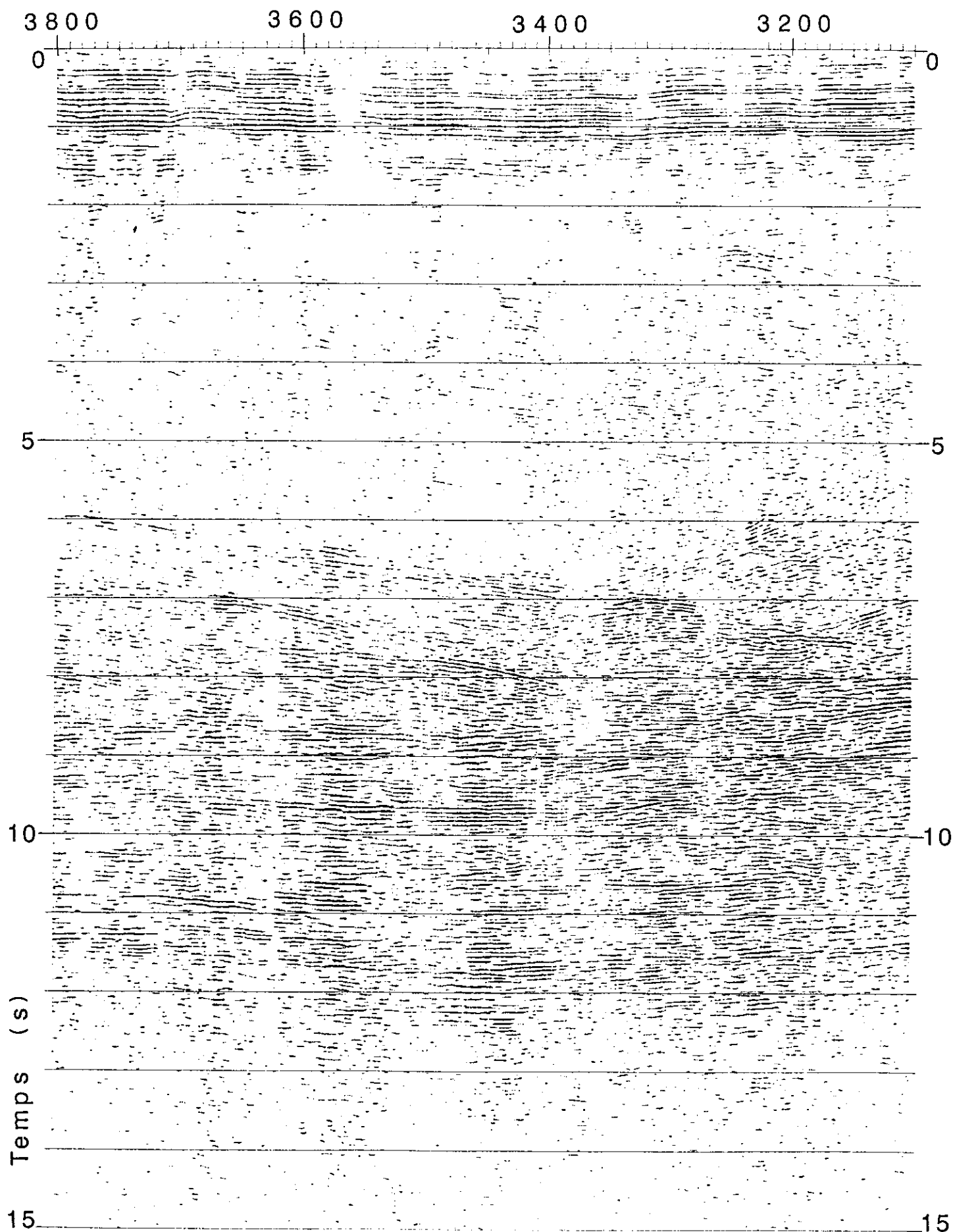


FIG. 2-5: Extraction automatique des réflexions d'un extrait du profil ECORS Nord de la France (comparer avec la figure 1-4).

Sur la figure (2-5) nous observons les zones suivantes:

- de 0 à 1 s une zone supérieure: correspondant à la couverture sédimentaire dont l'épaisseur ne dépasse pas 1650 m.
- de 1 à 2 s: quelques réflexions plates sous forme de courts segments.
- de 2 à 6 s une zone transparente: correspondant à la croûte supérieure non-réflexive.
- de 6 à 8 s: des réflexions à pendages opposés.
- de 8 à 12 s: des réflexions plates correspondant à la croûte inférieure très réflexive surmontant une zone transparente. La longueur de ces réflexions varie de 1.5 à 12 km. Les réflexions semblent s'interrompre à 12 s, ce qui définit le niveau du Moho.

Après l'application de la méthode d'extraction automatique des réflexions sur le profil ECORS Nord de la France nous observons une grande variation latérale de la réflectivité (voir la planche). Au dessous du Bassin Parisien, dont l'épaisseur ne dépasse pas 1.2 s, nous pouvons distinguer cinq zones le long de ce profil (Marthelot et Bano, 1988). La figure (2-6) illustre les caractéristiques de la réflectivité dans la croûte pour chacune de ces zones (voir aussi la planche). Du sud au nord, nous avons:

1- de PM 5400 à 4700 (28 km), les événements les plus énergiques apparaissent entre 5 et 8 à 9 s. Ils sont à pendages opposés, se croisant de manière complexe. Le Moho est caractérisé par une bande d'épaisseur de 1 s et de réflexions énergiques, relativement continues et à faible pendage vers le sud de 11-12 à 12-13 s. Un événement d'énergie faible et discontinue et à pendage sud apparaît en dessous de cette bande. Cet événement est visible au dessous de 13 s sur la figure (2-6) et en dessus de 13.5 s dans le PM 5200. Si l'on excepte les courts segments de réflexions isolées, la croûte en dessus de 5 s semble transparente. La croûte inférieure entre 9 et 11 s, est relativement moins réflexive que celle entre 5 et 9 s.

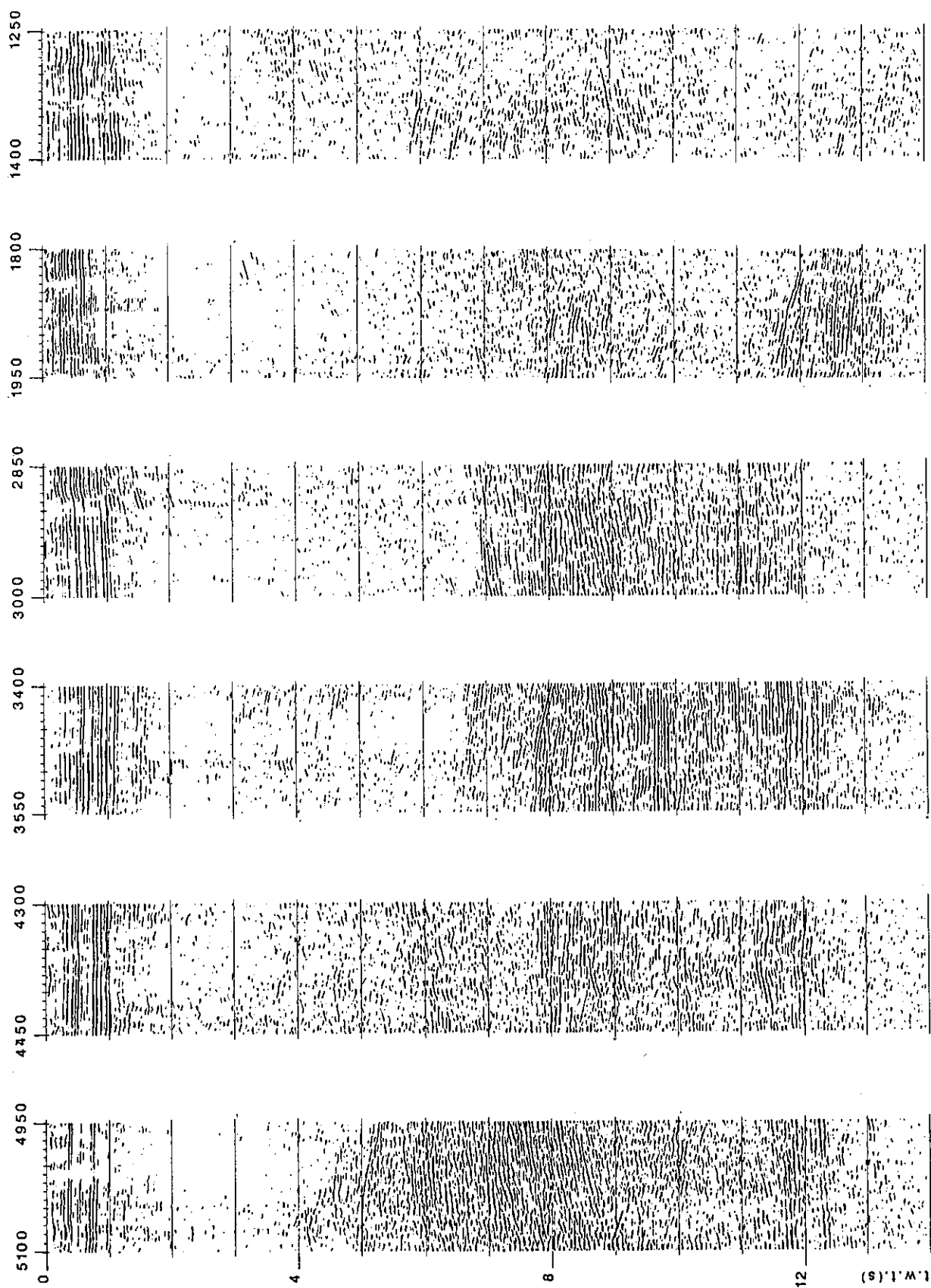
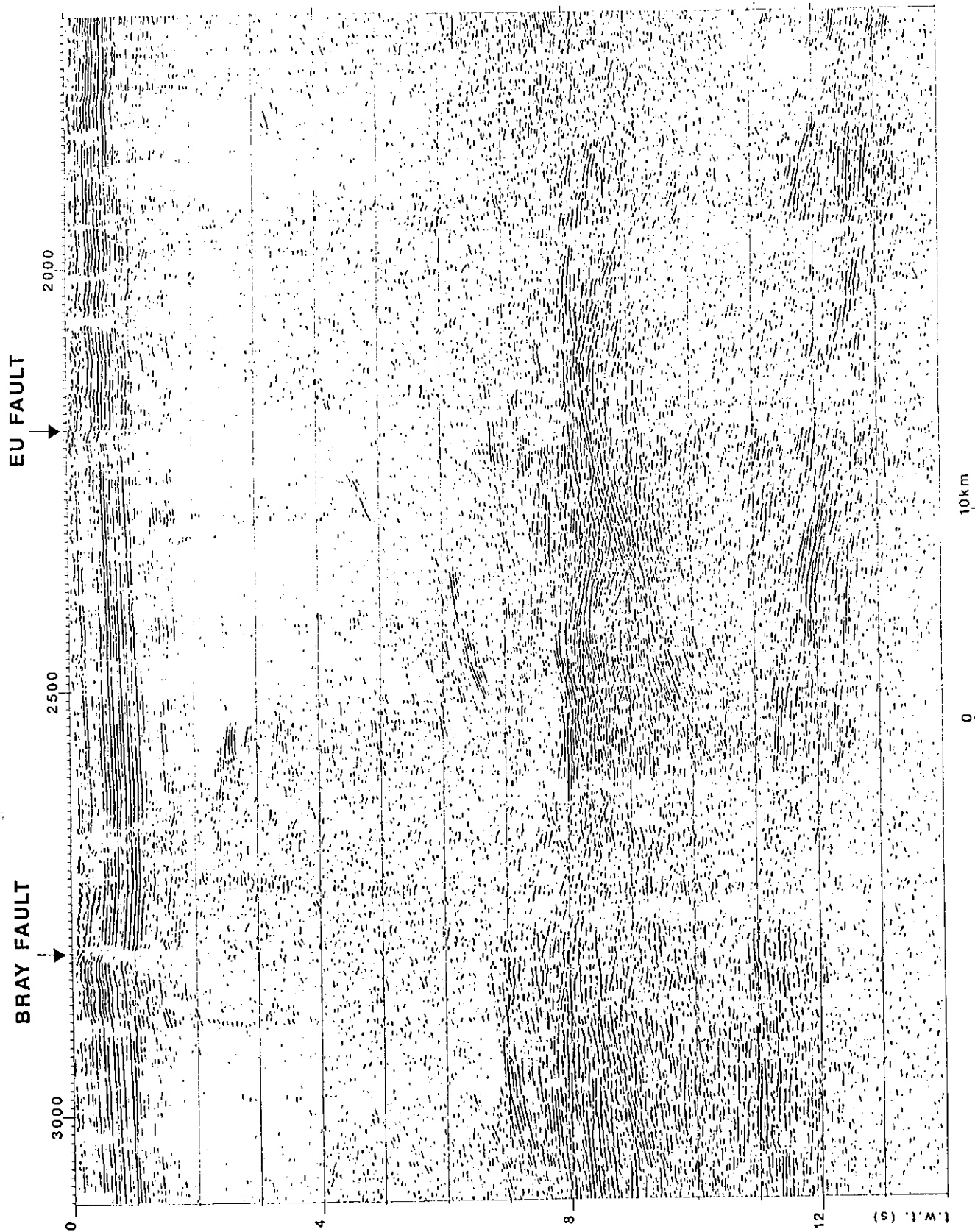


FIG. 2-6: Bandes non-juxtaposées de 6 km illustrant les variations latérales de la réflectivité de la croûte du sud au nord le long du profil, correspondant aux zones 1,2,3,3,4,5 définies dans le texte.

2- de PM 4700 à 4100 (24 km), les événements les plus énergiques contournent le toit de la croûte inférieure qui apparaît remarquablement plat à 8 s. La bande des réflexions au niveau du Moho est aussi plate entre 11 et 12 s et montre des morceaux de réflexions énergiques alternant avec des morceaux de réflexions moins énergiques d'une longueur de 6 km. L'événement de faible énergie sous-Moho de la zone 1 se confond avec la bande du Moho vers PM 4200. La réflectivité dans la croûte inférieure est moins forte que sur le toit et la base. Entre 5 et 8 s, le contraste en amplitude comparé à la zone 1 est assez remarquable. Cependant, une bande d'événements à pendages sud commençant vers 8 s du PM 5000 peut être tracé jusqu'à 5 s du PM 4200, quoique ces événements énergiques et continus deviennent moins énergiques et discontinus vers le PM 4700.

3- de PM 4100 à 2800 (52 km), la croûte inférieure est très réflective entre 7 et 12 s. Certaines bandes de réflexions continues sont visibles. La bande la plus profonde (Moho) a une forme sinusoïdale d'une longueur d'onde d'environ de 30 km et d'amplitude 0.5 s. Les pics se situent près des PM 3800 et 3000, le minimum se trouve au PM 3400. Le toit de la croûte inférieure réflective n'est pas aussi plat et aussi continu que sur la zone précédente. Cet effet semble être dû à la présence des diffractions entre 7 et 8 s. Au dessus de 7 s sont visibles seulement des événements discontinus à faible énergie. Le pendage des événements entre 5 et 7 s change du sud au nord sur le PM 3400.

4- de PM 2600 à 1800 (32 km), les événements les plus énergiques, situés entre 8 et 10 s, montrent l'effet d'une interférence complexe entre les segments à pendages opposés (sud et nord) (voir aussi la figure 2-7).



0 10km

FIG. 2-7: Transition de la zone à une forte réflectivité (au sud de la faille de Bray) à la zone transparente (au nord du PM 1800).

Les événements les plus profonds sont discontinus et possèdent une énergie variable. Ils deviennent plus profonds vers le nord, de 12 à 13 s. Les événements à pendages nord se produisent dans la croûte inférieure au dessous de 11 s et se confondent avec les événements du Moho de façon discordante. Des événements isolés bien-définis se rencontrent dans la croûte supérieure au dessus de 8 s.

5- au sud du PM 1800, la réflectivité de la croûte inférieure diminue graduellement sur une distance de 12 km. Des réflexions discontinues apparaissent dans la croûte supérieure entre 3 et 5 s au nord du PM 1500. Des événements pentés se produisent entre 6 et 10 s, près du PM 1300.

Hormis dans la zone 5, des événements énergiques apparaissent à des temps différents dans chaque zone. Par conséquent, il semble peu probable que les variations latérales entre les zones 1 et 4 soient dues simplement à des variations du niveau de bruit similaires à celles illustrées par Matthews et al. (1987). Des variations latérales de réflectivité dues au bruit se produisent en deux bandes de 7 km au nord des failles de la Seine (PM 4200) et de Bray (PM 2800). Notons, par exemple dans la figure (2-7), que les fortes réflexions entre 2 et 3 s (PM 2550) s'obscurcissent vers la faille de Bray (PM 2600). De même, les réflexions de la croûte inférieure s'affaiblissent dans cette bande bruitée, mais elles montrent encore une certaine continuité latérale. Cela est en accord avec les points de tir à grand offset montrant une bonne continuité des réflexions profondes dans cette bande (Hirn et al., 1987).

L'événement le plus continu du profil (à l'exception de la couverture sédimentaire) est la bande (d'épaisseur de 1 s) de fortes réflexions du Moho et présente sur plus de 100 km dans les zones 1 à 3. Cette bande est similaire aux réflexions du Moho décrites par Klemperer et al. (1986) dans la région de Basin and Range. Cependant, des événements sub-horizontaux de faibles énergies apparaissent à certains endroits jusqu'à 1 s en dessous de cette bande.

Les principales étapes de l'algorithme d'extraction automatique des réflexions que nous avons mis au point peuvent se résumer ainsi:

1- Calculer la transformation $r-p$ (en utilisant l'équation 2-1) sur un certain nombre de traces (de 7 à 9 pour $Dx=40$ à 50 m et de 11 à 13 traces pour $Dx=20$ m à 25 m) en choisissant une gamme de paramètres de rais selon l'équation (2-3) (en mesurant p_{max} sur les données stackées).

2- Choisir une fenêtre en temps où n'apparaît aucune réflexion et calculer l'écart-type (σ) de la distribution du bruit transformé.

3- Utiliser σ afin de définir la valeur du seuil (d'après notre expérience cette valeur est approximativement de $2 \cdot \sigma$) et appliquer cette valeur pour filtrer les données transformées.

4- Calculer la transformation $r-p$ inverse en utilisant l'équation (2-4) et extraire la trace centrale nettoyée du bruit de la fenêtre.

5- Décaler la fenêtre d'une trace et répéter les étapes de 1 à 4 jusqu'à la fin de la coupe.

3- CORRECTIONS DYNAMIQUES

a- Corrections dynamiques pour un modèle de terre stratifié horizontalement.

Considérons un réflecteur de profondeur $Z=1.5$ km, surmonté par un milieu à vitesse constante $V=3$ km/s (Fig. 2-8). L'expression du temps de parcours entre la source S et le géophone G espacés par une distance x est donnée par l'équation d'une hyperbole de réflexion:

$$t^2(x) = t^2(0) + x^2/V^2 \quad (2-8)$$

où x est la distance entre la source S et le géophone G, $t(x)$ le temps double mis par l'onde pour parcourir le trajet source-réflecteur-géophone et $t(0)$ le temps double en réflexion verticale.

Les corrections dynamiques sont données par la différence entre les temps $t(x)$ et $t(0)$:

$$Dt_{NMO} = t(x) - t(0) = t(0) \left[\left(1 + x^2 / (t(0)V_{NMO})^2 \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (2-9)$$

La figure (2-9a) montre une collection de traces pour un point miroir (PM). Ces traces ont été synthétisées à partir du modèle de la figure (2-8), en calculant le temps de parcours et puis en convoluant par un Ricker d'ordre deux de fréquence dominante 20 Hz. Tous les exemples synthétiques de ce paragraphe sont calculés de la même manière. Dans ce PM il y a 48 traces espacées de 50 m. La vitesse qui transforme l'hyperbole de réflexion (équation 2-8) en une droite horizontale passant par le temps $t(0)$ (Fig. 2-9b) est appelée "vitesse des corrections dynamiques" (V_{NMO}).

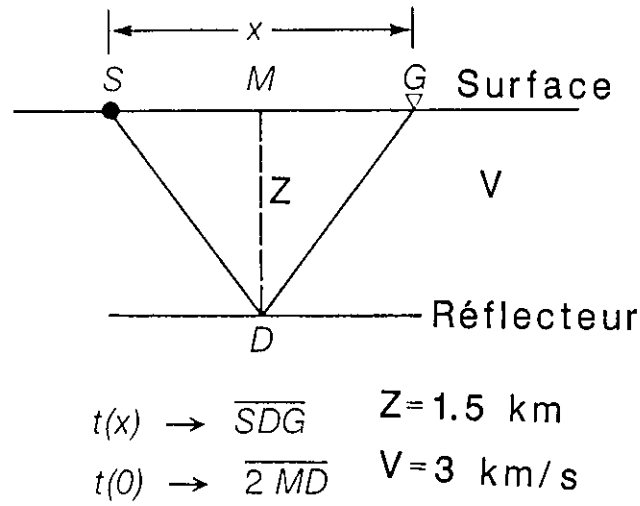


FIG. 2-8: Modèle d'un réflecteur horizontal.

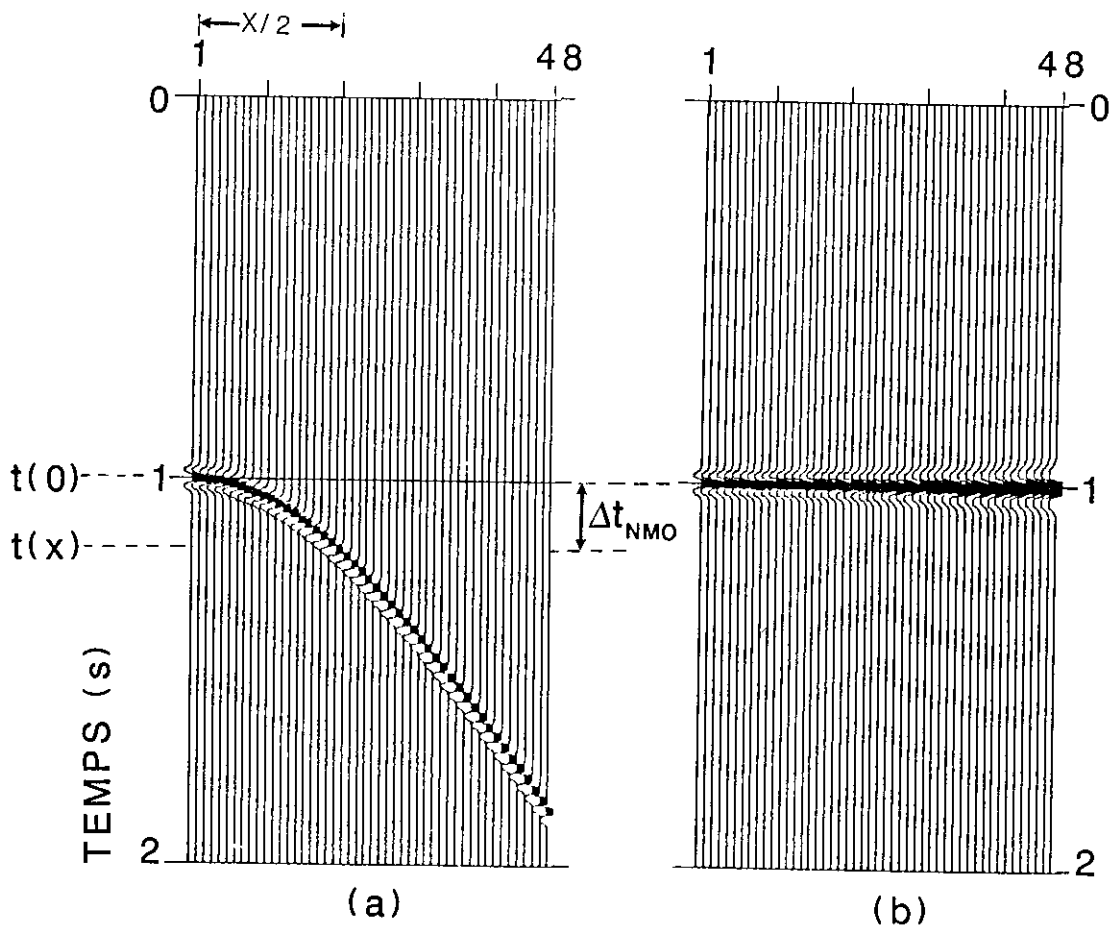


FIG. 2-9: (a) Collection des traces en PM, synthétisées à partir du modèle de la figure 2-8. (b) Corrections dynamiques avec la vitesse du milieu $V = 3 \text{ km/s}$.

Dans ce cas, la vitesse V_{WMO} est égale à la vitesse réelle du milieu $V=3$ km/s (voir la Fig. 2-9b).

Considérons maintenant un milieu constitué de N couches homogènes et horizontales de vitesses V_i (vitesse d'intervalle) (Fig. 2-10). Le temps mis par l'onde pour parcourir le trajet source-réfecteur-géophone est alors donné par (Taner et Koehler, 1969):

$$t^2(x) = C_0 + C_1 x^2 + C_2 x^4 + C_3 x^6 + \dots \quad (2-10)$$

où: $C_0 = t(0)$, $C_1 = 1/V_{RMS}^2$ et $C_2, C_3 \dots$ sont des fonctions compliquées dépendant de l'épaisseur des couches et de la vitesse d'intervalle (V_i). La vitesse quadratique moyenne (V_{RMS}) du $N^{\text{ème}}$ réflecteur est définie par:

$$V_{RMS}^2 = 1/t(0) \sum_{i=1}^N V_i^2 Dt_i(0) \quad (2-11)$$

où Dt_i est le temps-double vertical dans la $i^{\text{ème}}$ couche et $t(0) = \sum Dt_k$. Si nous admettons que l'offset x est petit comparé à la profondeur, nous pouvons écrire l'équation (2-10) comme suit:

$$t^2(x) = t^2(0) + x^2/V_{RMS}^2 \quad (2-12)$$

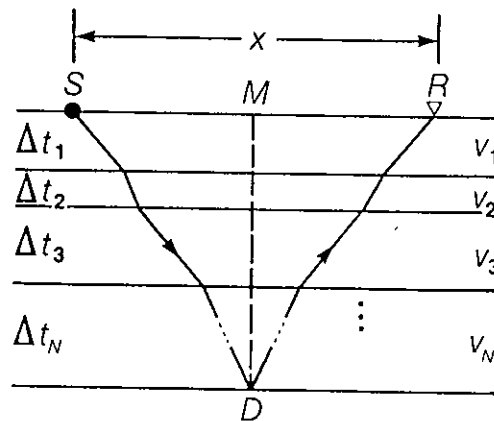


FIG. 2-10: Modèle constitué de N couches homogènes et horizontales.

Nous constatons que la vitesse des corrections dynamiques (V_{NM0}) pour un modèle de terre stratifiée horizontalement est égale à la vitesse V_{rms} , à condition que l'offset x (la distance entre la source et le géophone) soit petit.

b- Corrections dynamiques pour un réflecteur penté.

Sur la figure (2-11) nous avons montré un réflecteur penté ($\Phi=20^\circ$) surmonté par un milieu à vitesse constante $V=3$ km/s. L'expression du temps de parcours, dans ce cas, (Levin, 1971) est aussi donnée par l'équation d'une hyperbole:

$$t^2(x) = t^2(0) + x^2 \cos^2 \Phi / V^2 \quad (2-13)$$

Par conséquent, la vitesse V_{NM0} est obtenue par la vitesse du milieu (V) divisée par le cosinus de l'angle du pendage:

$$V_{NM0} = V / \cos \Phi \quad (2-14)$$

Un point miroir correspondant au modèle de la figure (2-11) est montré sur la figure (2-12a). Dans la figure (2-12b) nous avons appliqué les corrections dynamiques en utilisant la vitesse du milieu $V=3$ km/s. L'hyperbole de réflexion n'est pas bien redressée, autrement dit elle est "surcorrigée". La figure (2-12c) présente l'application des corrections dynamiques en utilisant la vitesse $V_{NM0}=V/\cos \Phi$ ($\Phi=20^\circ$).

Considérons à présent un réflecteur dont le pendage change brusquement de 0 à 30° (Fig. 2-13). La figure (2-14a) présente un point miroir correspondant à ce modèle. En appliquant les corrections dynamiques avec la vitesse du milieu ($V=3$ km/s), nous constatons que la première hyperbole de réflexion (due au réflecteur penté) est surcorrigée (Fig. 2-14b). Une vitesse $V_{NM0}=V/\cos \Phi$ ($\Phi=30^\circ$) souscorrigé la deuxième hyperbole de réflexion correspondant au réflecteur horizontal (Fig. 2-14c). Outre les corrections dynamiques, il est également indispensable d'introduire des corrections de pendage (Yilmaz et Claerbout, 1980; Bolondi et al. 1982; Hale, 1984).

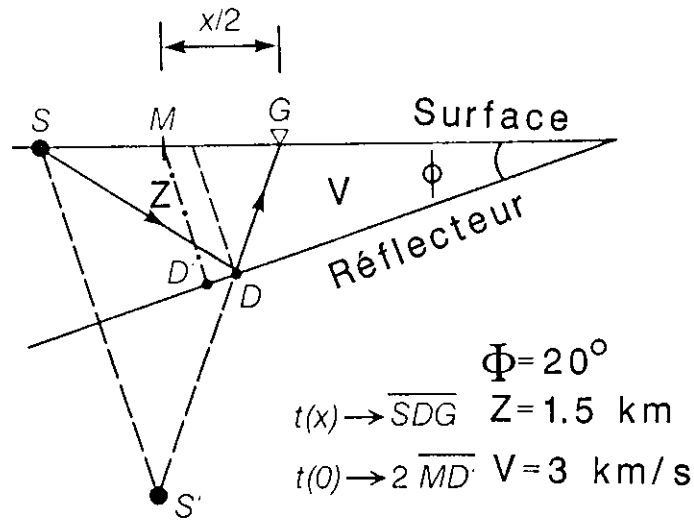


FIG. 2-11: Modèle d'un réflecteur penté.

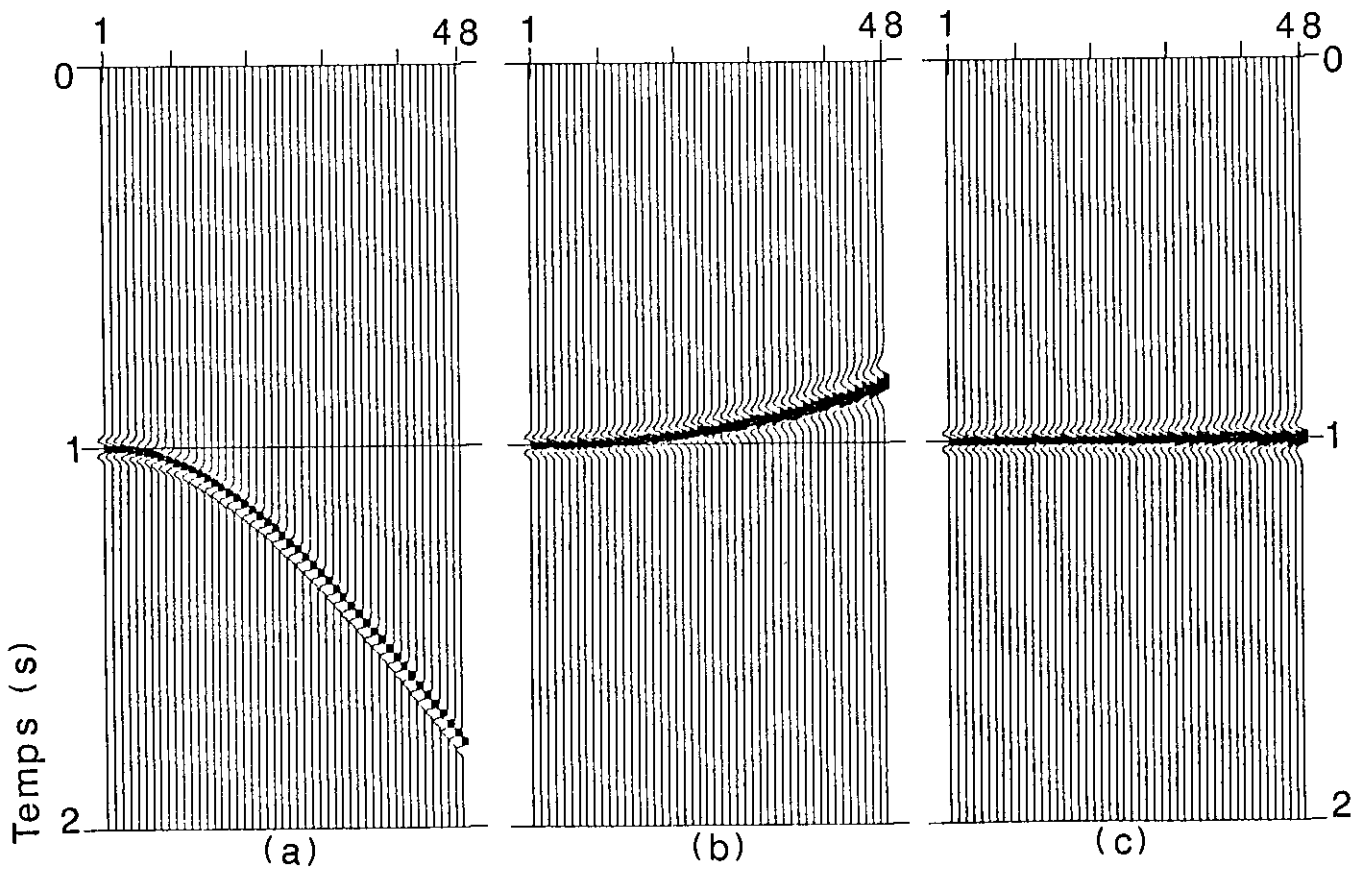


FIG. 2-12: (a) PM correspondant au modèle de la figure 2-11. (b) Corrections dynamiques avec la vitesse du milieu $V = 3 \text{ km/s}$. (c) Corrections dynamiques avec une vitesse $V_{NM0} = V / \cos 20^\circ$.

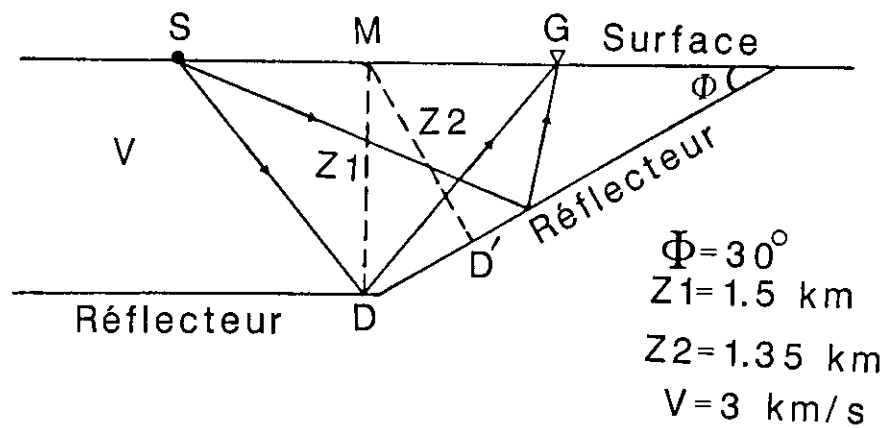


FIG. 2-13: Modèle d'un réflecteur dont le pendage change brusquement de 0 à 30° .

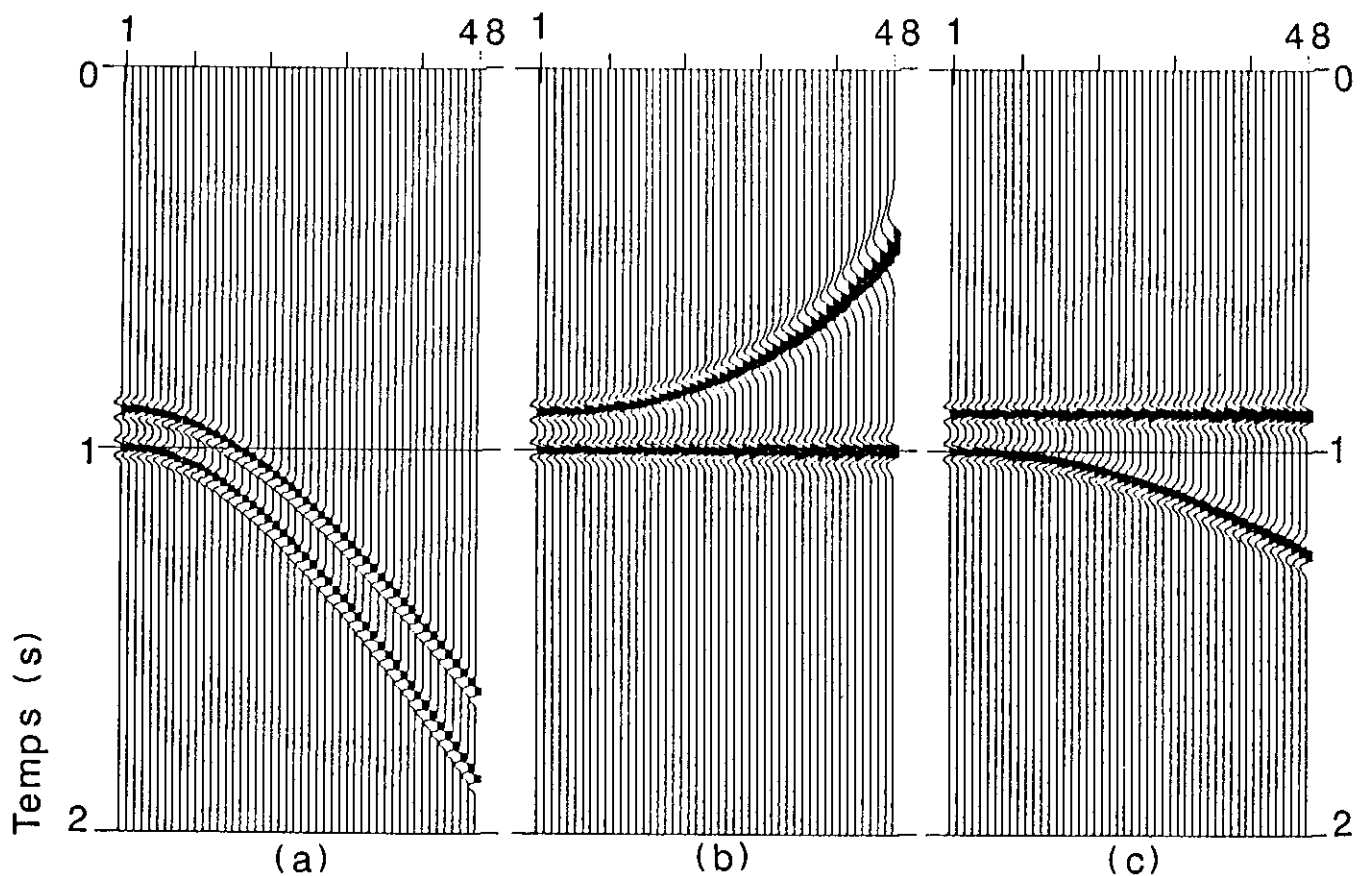


FIG. 2-14: (a) PM correspondant au modèle de la figure 2-13. (b) Corrections dynamiques avec la vitesse du milieu $V = 3 \text{ km/s}$. (c) Corrections dynamiques avec la vitesse $V_{NMO} = V / \cos 30^\circ$.

Sur les figures (2-9b), (2-12c), (2-14b) et (2-14c) nous remarquons que le signal, se trouvant sur les traces lointaines, contient de plus en plus de basses fréquences après l'application des corrections dynamiques. Cet effet est connu sous le nom d'"étirement du signal" (stretching). Pour l'étirement du signal lors des corrections dynamiques, nous démontrons en ANNEXE C (voir équation C2) l'expression suivante:

$$Df/f = Dt_{NMO}/t(x) \quad (2-15)$$

où f est la fréquence dominante du signal avant les corrections dynamiques et Df le changement de fréquence. Ce changement de fréquence est considérable surtout sur les traces lointaines dans la partie superficielle de la coupe sismique, entre 0 et 2 s. Plus la profondeur ($t(0)$) est petite, et plus la correction dynamique (Dt_{NMO}) est élevée. Par exemple pour un signal à une fréquence dominante de 20 Hz, un temps $t(0)=1$ s, et un offset ($x/2$) 2350 m (la 48^{ème} trace dans la figure (2-9a), $t(x) = 1,85$ s), la fréquence après les corrections dynamiques (la même trace sur la figure (2-9b)) sera de l'ordre de 10 Hz.

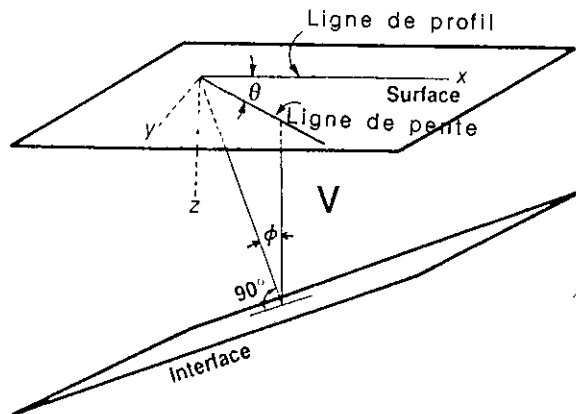


FIG. 2-15: Modèle d'une interface pentée en 3-D (Levin, 1971).

Pour éviter ce problème, il est nécessaire d'appliquer un "mute" (remettre à zéro une partie de la trace) après les corrections dynamiques en début d'enregistrement. Le mute consiste d'abord (Schaming, 1987) à supprimer des arrivées réfractées de marqueurs superficiels et énergiques qui masquent les réflexions en début d'enregistrement.

Dans le cas d'une interface pentée (plane) en trois dimensions (Fig. 2-15), Levin (1971) a montré que la vitesse V_{NMO} dépendait non seulement du pendage (Φ) mais aussi de l'azimuth (θ) source-géophone:

$$V_{NMO} = V / (1 - \sin^2 \Phi \cos^2 \theta)^{1/2}$$

En conclusion, la vitesse des corrections dynamiques (V_{NMO}) pour un modèle à un réflecteur penté, soit en 2-D soit en 3-D, varie selon l'angle du pendage (Φ).

c- Corrections dynamiques pour un modèle à couches planes ayant des pendages arbitraires.

La figure (2-16) présente un milieu constitué de N couches homogènes ayant des pendages différents et des vitesses V_i . Pour le temps de parcours $t(x)$ le long du trajet SDG, Hubral et Krey (1980) obtiennent l'expression suivante:

$$t^2(x) = t^2(0) + x^2 / V_{NMO}^2 + \text{les autres termes} \quad (2-16)$$

où:

$$V_{NMO}^2 = 1 / (t(0) \cos^2 \beta_0) \sum_{i=1}^N V_i^2 D t_i(0) \prod_{k=1}^{i-1} (\cos^2 \alpha_k / \cos^2 \beta_k) \quad (2-17)$$

et $\prod_{k=1}^0 = 1$

Avec un seul réflecteur penté, l'équation (2-17) équivaut à l'équation (2-14). A condition que les pendages soient faibles et l'offset petit, l'équation (2-16) s'approche de l'équation d'une hyperbole (équation 2-12) et corrélativement la vitesse des corrections dynamiques (V_{NMO}) s'approche de la vitesse quadratique moyenne (V_{RMS}) (équation 2-11).

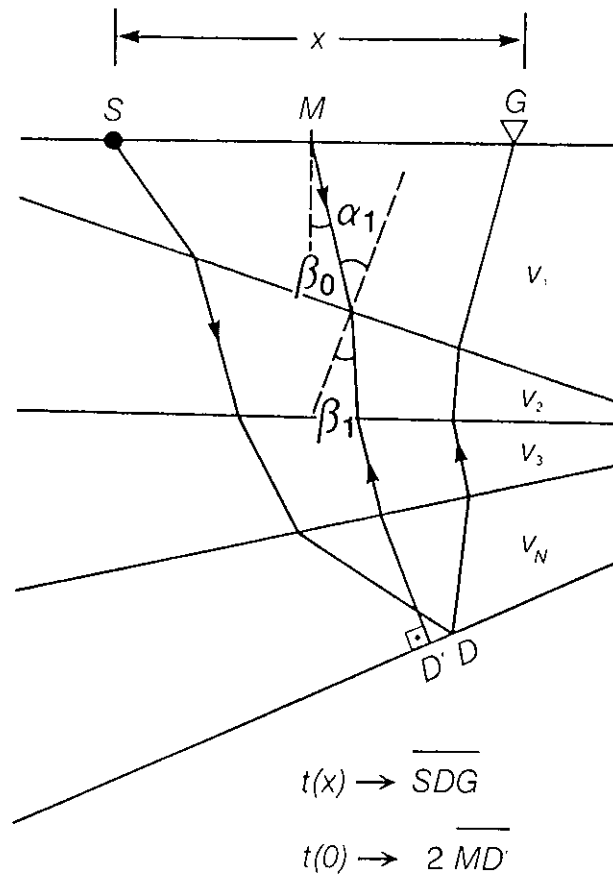


FIG. 2-16: Modèle à couches planes ayant des pendages arbitraires (Hubral et Krey, 1980).

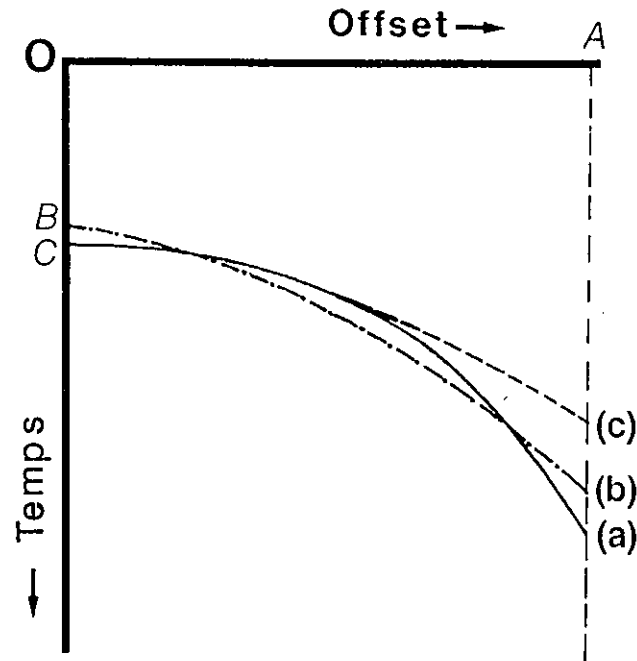


FIG. 2-17: (a) Courbe observée en PM. (b) Hyperbole qui ressemble le plus à la courbe observée (équation 2-19). (c) Hyperbole à offset petit (équation 2-18) (Hubral et Krey, 1980).

d- Approximation à petit offset et vitesse de sommation.

Si nous supposons un offset petit et des pendages faibles, l'expression des corrections dynamiques est toujours donnée par l'équation d'une hyperbole de réflexion:

$$t^2(x) = t^2(0) + x^2/V_{NM0}^2 \quad (2-18)$$

La vitesse V_{NM0} des corrections dynamiques hyperboliques (équation 2-18) ne doit pas être confondue avec la vitesse de sommation (V_{st}) qui cherche le meilleur trajet pour lequel l'énergie de sommation des signaux dans un point miroir (PM) serait maximale. L'équation hyperbolique est aussi utilisée pour définir le meilleur trajet de sommation d'un PM:

$$t_{st}^2 = t_{st}^2 + x^2/V_{st}^2 \quad (2-19)$$

où V_{st} est la vitesse de sommation qui cherche l'hyperbole la plus proche (dans le sens de l'énergie maximale de sommation) de la courbe de réflexion observée. Cette hyperbole n'est pas nécessairement une hyperbole à offset petit impliquée par l'équation (2-18). La différence entre ces deux hyperboles devient significative au-delà d'un certain offset (Fig. 2-17).

Sur cette figure nous constatons que le temps vertical observé $OC=t(0)$ peut être différent du temps vertical $OB=t_{st}(0)$ associé à l'hyperbole qui ressemble le plus (équation 2-19) à la courbe observée.

Cet effet est surtout visible dans la sismique profonde au niveau de la croûte. Une telle observation indique la présence d'hétérogénéités de vitesse (Schilt et al., 1979) et de "scatterers" (Gibson et Levander, 1988) pouvant exister dans la croûte supérieure et inférieure. En raison de ces effets le trajet parcouru par l'onde réfléchie dans la croûte devient de plus en plus complexe.

L'hétérogénéité de la croûte implique aussi des discontinuités sur la courbe de réflexion observée en un PM,

d'où la difficulté de pointer cette courbe avec une bonne certitude (Zhu et Brown, 1987).

e- Application de la méthode d'extraction automatique des réflexions aux données partiellement stackées.

Sur la figure (2-18) nous avons présenté l'application de la méthode d'extraction automatique des réflexions sur un extrait (entre les PM 2800 et 3000, 8 km) du profil ECORS Nord de la France partiellement stacké. Sur cette figure nous avons respectivement les réflexions extraites des stacks calculés avec toutes les traces (Fig. 2-18a), les traces proches (offset entre 0 et 2.6 km) (Fig. 2-18b), les traces intermédiaires (offset entre 2.6 et 5.2 km) (Fig. 2-18c) et les traces lointaines (offset entre 5.2 et 7.8 km) (Fig. 2-18d). Sur la figure (2-18e) nous avons également présenté la sommation des réflexions extraites des trois stacks partiels.

L'écart-type (σ) du bruit transformé a été calculé au même endroit (entre 14 et 16 s) et le seuil du filtre en amplitude a été fixé à $2 \cdot \sigma$ pour toutes les coupes.

Dans la croûte supérieure (entre 2 et 7 s) de la figure (2-18b) (les traces proches) nous observons plusieurs segments courts dont la longueur est inférieure à 2 km. Ces réflexions peuvent être liées aux multiples dus aux couches sédimentaires (entre 0 et 1 s). Les multiples sont assez énergiques sur les traces proches et les corrections dynamiques plus la sommation sont incapables de les atténuer. Sur les figures (2-18c et d) une telle observation n'a pas lieu, la croûte supérieure apparaît quasiment transparente.

La figure (2-19) présente un agrandissement de la figure (2-18) au niveau de la croûte inférieure (entre 6 et 12 s). Nous remarquons que la croûte sur la figure (2-19b) est moins réfléchive que sur les figures (2-19c et d) (respectivement les traces intermédiaires et lointaines). Ce qui prouve que le signal provenant de cette profondeur se trouve plutôt sur les

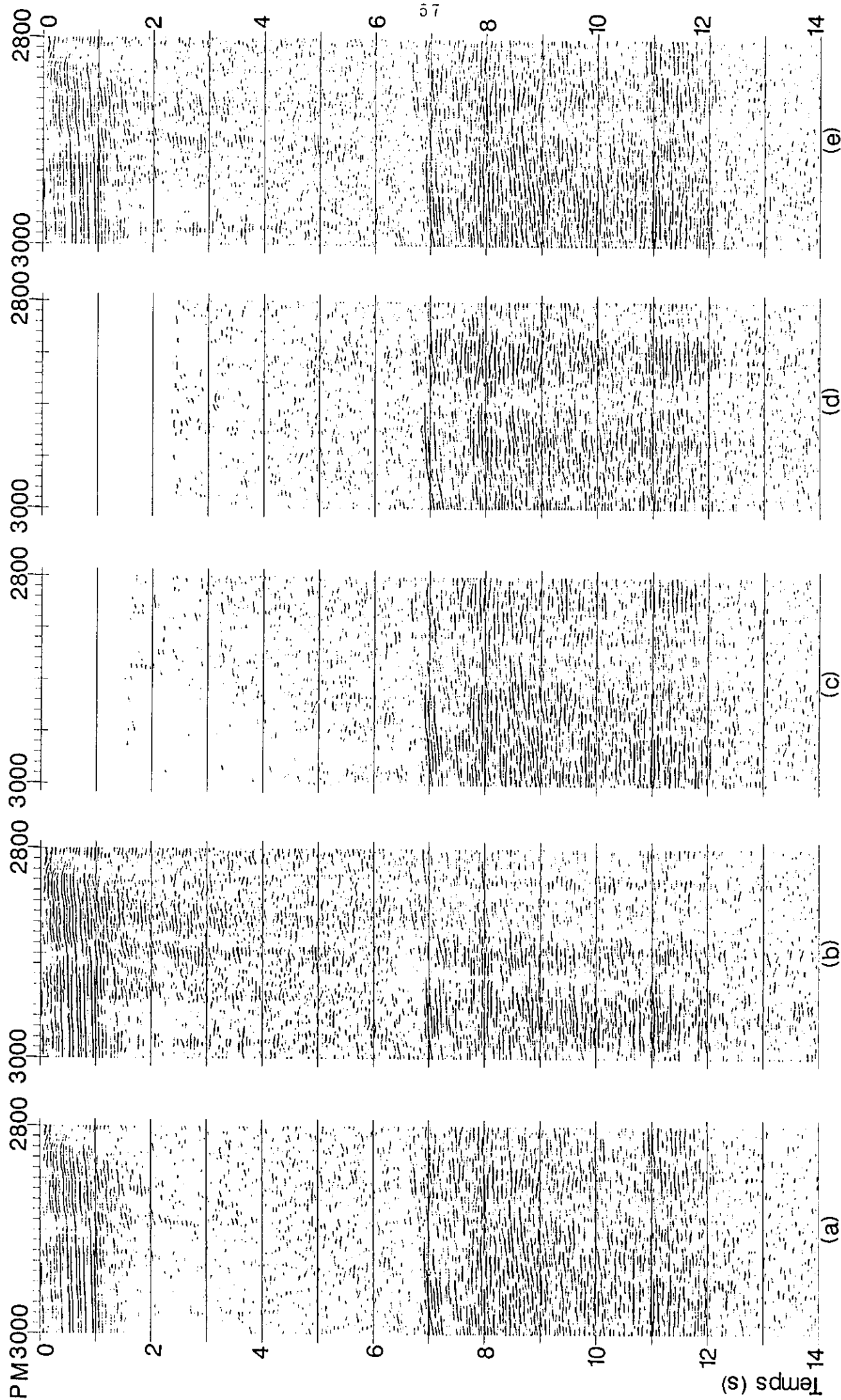


FIG. 2-18: Extraction automatique des réflexions (PM 2800-3000, 8 km). (a) Toutes les traces.

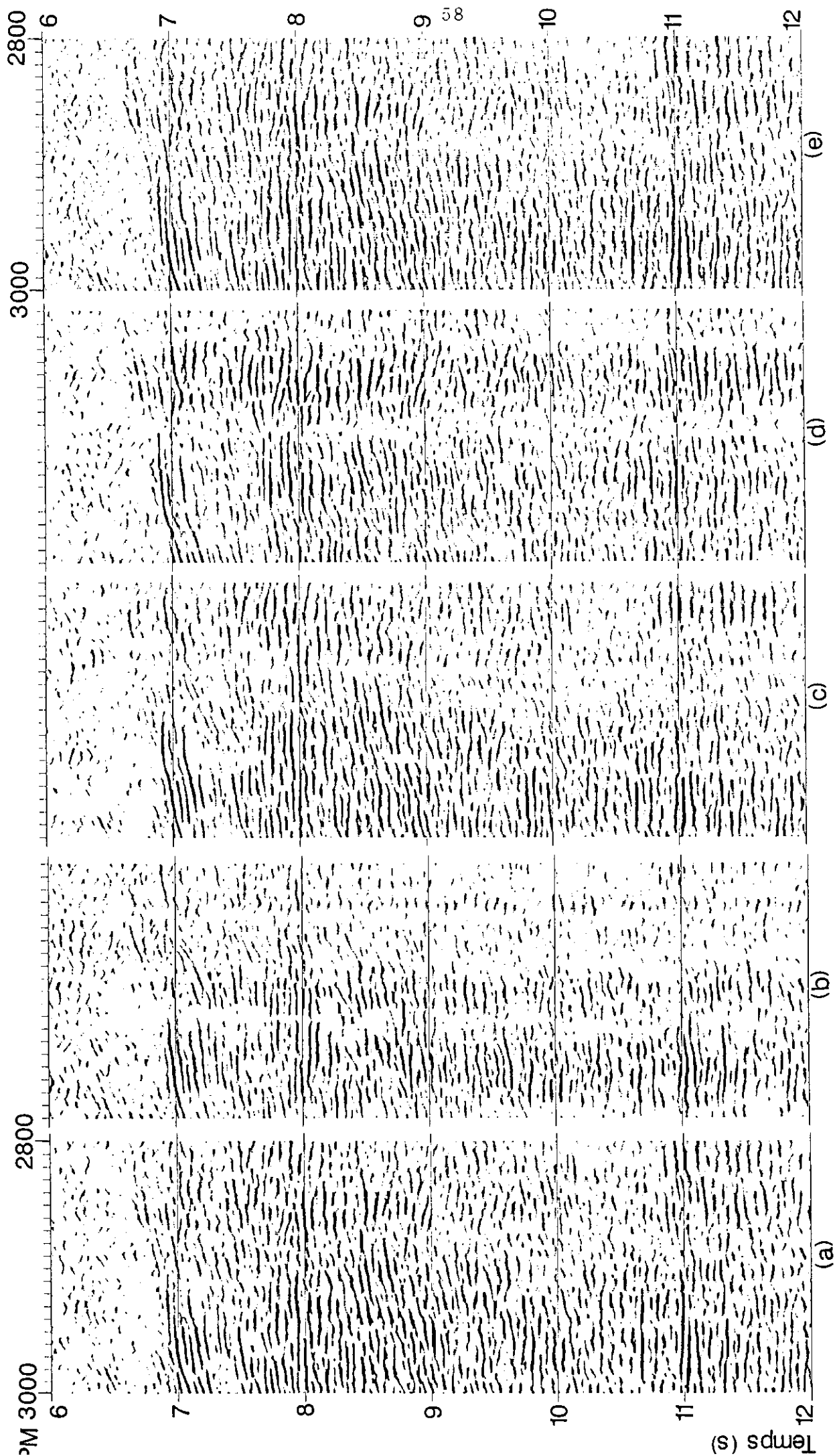


FIG. 2-19: La même que la figure (2-18), entre 6 et 12 s.

traces intermédiaires et lointaines et que les hyperboles de réflexion pour un PM sont discontinues. Nous constatons aussi que la réflexion à 7 s (à gauche) est plus continue et plus longue sur les traces intermédiaires et lointaines et qu'elle ne se trouve pas en même temps double ($t(0)$).

La figure (2-19e) (obtenue par la superposition des figures 2-19b, c et d) ressemble parfaitement à la coupe de la figure (2-19a) (toutes les traces). Ceci montre que l'application de la méthode d'extraction automatique des réflexions sur les stacks partiels, et la superposition de ces stacks donnent le même résultat que l'application de cette méthode sur le stack de toutes les traces.

4- IMAGES SISMIQUES DE LA FAILLE DE BRAY

Un des buts du profil ECORS Nord de la France était, entre autre, de préciser la signification profonde de la faille de Bray et de décrire dans quelle mesure cette faille affecte l'ensemble de la croûte. Cette faille est visible en surface (Fig. 2-20) grâce à un rejet vertical de l'ordre de 0.2 s. Sur la figure 2-20 (PM 2500-3100 et entre 0 et 6 s, toutes les traces) nous constatons que sous le bassin sédimentaire, entre 2 et 6 s, hormis la réflexion énergique à 2.5 s (PM 2550), la croûte supérieure semble être transparente.

La figure (2-21) présente la partie profonde de cette région (entre 6 et 13 s, toutes les traces). À l'exception d'une zone moins réfléchive de largeur 6 km dans laquelle nous pouvons remarquer quelques courts segments de réflexions, la croûte inférieure (entre 8 et 12 s) de part et d'autre de la faille est très réfléchive et contient des réflexions subhorizontales. La réflexion à pendage sud à 7 s (PM 2900-3100) n'a pas la même nature que la réflexion plate à 8 s (PM 2500-2630).

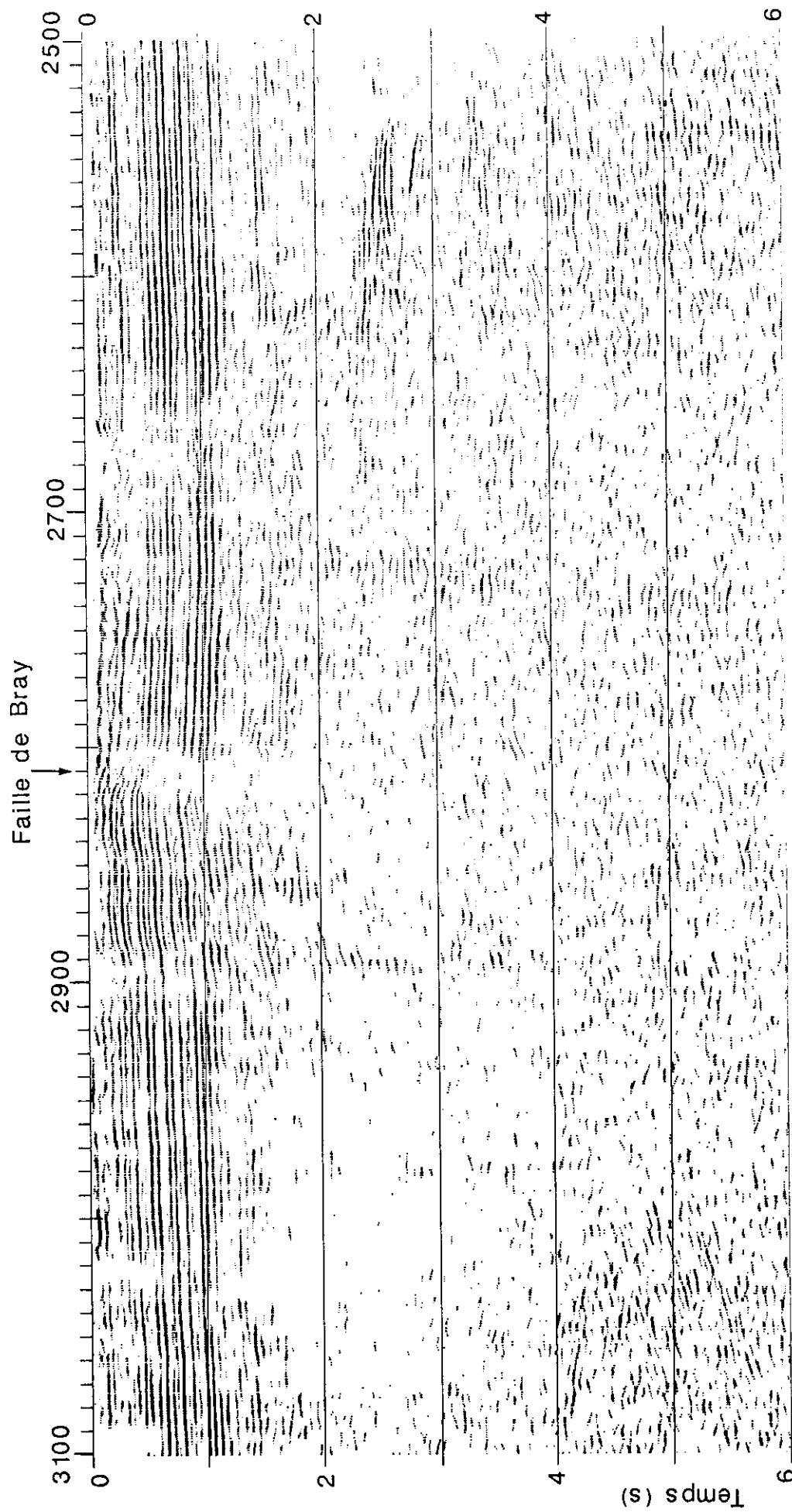
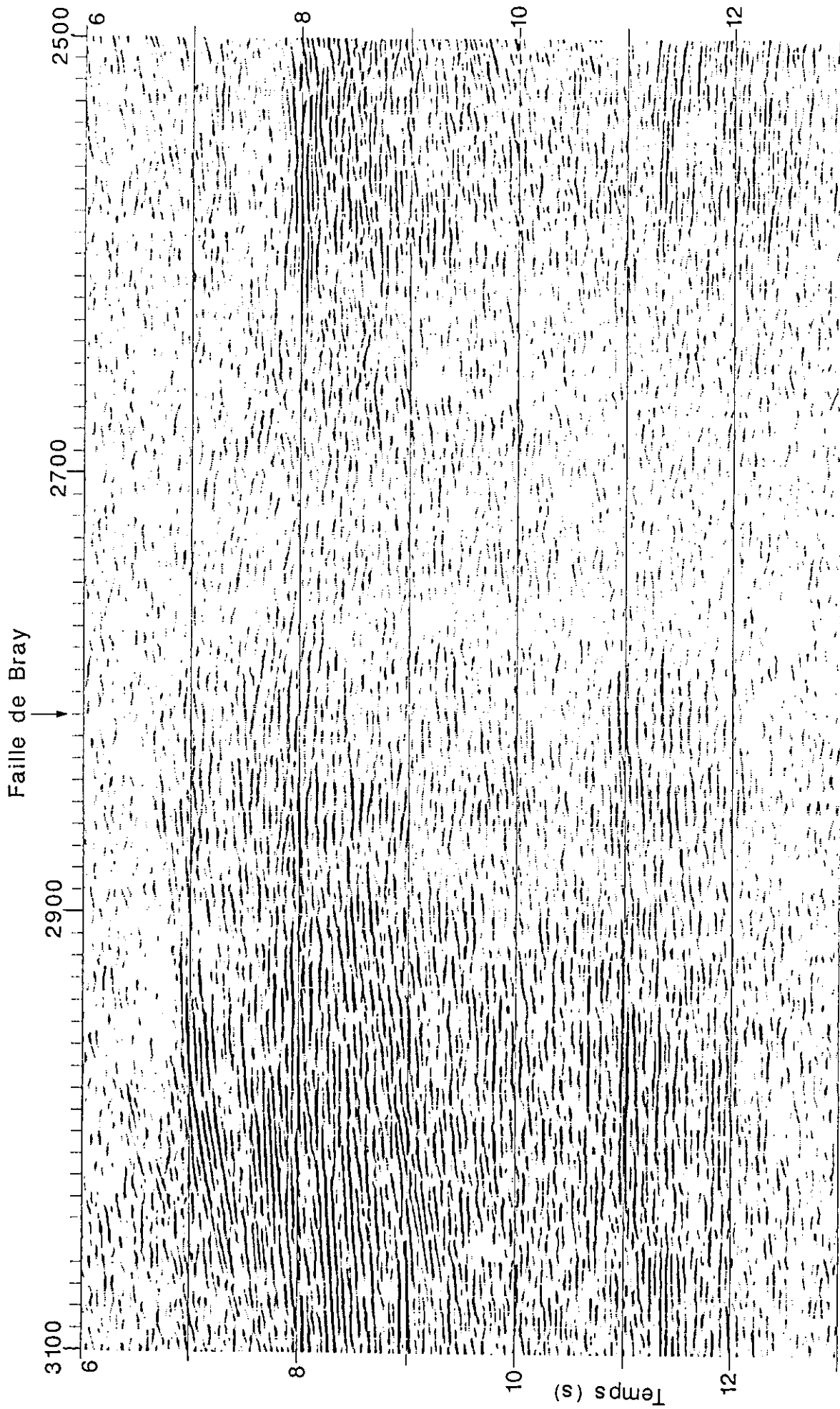


FIG. 2-20: Extraction automatique des réflexions (entre 0 et 6 s). Toutes les traces.



5 km

FIG. 2-21: Toutes les traces. Entre 6 et 13 s.

La figure (2-22) montre l'image des traces proches (offset entre 0 et 2.6 km) de la même région. Cette figure indique que non seulement la zone moins réfléchive est plus large (environ 10 km) que celle sur l'image de la figure (2-21) mais aussi la croûte de part et d'autre est moins réfléchive. Comme nous l'avons vu précédemment, cela prouve encore que les traces proches sont très bruitées et que le signal provenant de cette profondeur doit se trouver sur les traces intermédiaires (offset 2.6-5.2 km) et les traces lointaines (offset 5.2-7.8 km).

Sur les figures (2-23) et (2-24) nous avons présenté les images des traces intermédiaires et des traces lointaines. La largeur de la zone moins réfléchive sur ces images est respectivement de 4 km et de 2,5 km. Nous pouvons donc dire que les traces intermédiaires et lointaines contiennent le signal sismique provenant de la croûte inférieure.

Par la suite nous avons superposé ces deux dernières images. Le résultat de cette superposition est indiqué sur la figure (2-25). La zone moins réfléchive a presque disparu et les réflexions semblent être continues. Hirn et al. (1987), en utilisant les tirs à grand offset, ont montré qu'il y avait une bonne continuité des réflexions profondes dans cette zone. A partir de ces images il n'y a aucune évidence pour dire qu'il y a un rejet vertical de l'ordre d'une seconde à la verticale de la faille de Bray contrairement à ce qui a été dit auparavant (Cazes et al., 1985; Bois et al., 1986).

Deux hypothèses sont possibles. Si les réflecteurs dans la croûte inférieure sont plus âgés que la faille de Bray, il faut admettre que cet accident pourrait correspondre à un décrochement varisque à rejet horizontal important, mais sans décalage vertical (Jannane, 1989).

Une autre possibilité est que l'origine des réflexions dans la croûte inférieure soit plus récente que la faille de Bray (Marthelot et Bano, 1989).

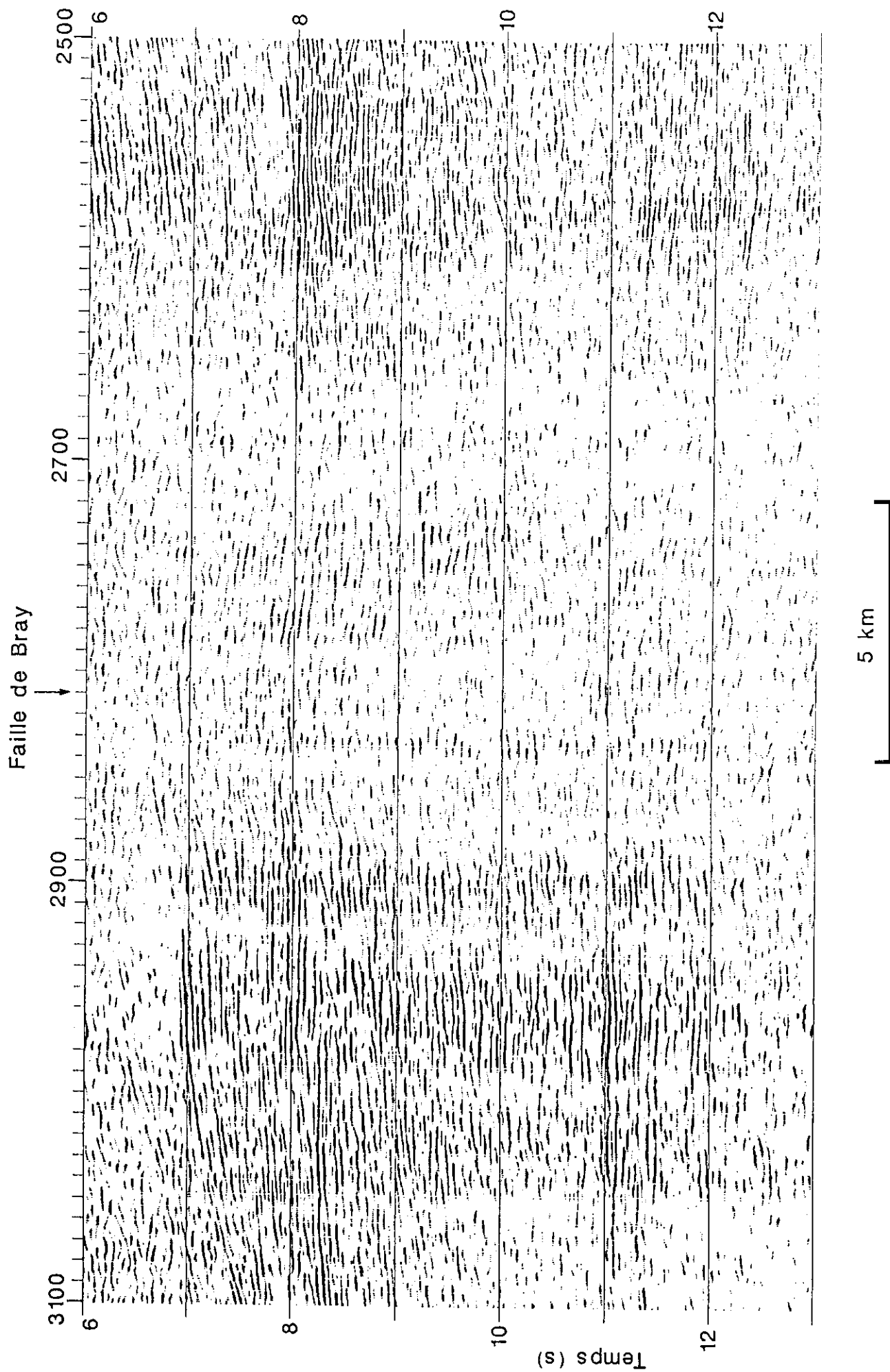


FIG. 2-22: Traces proches. Entre 6 et 13 s.

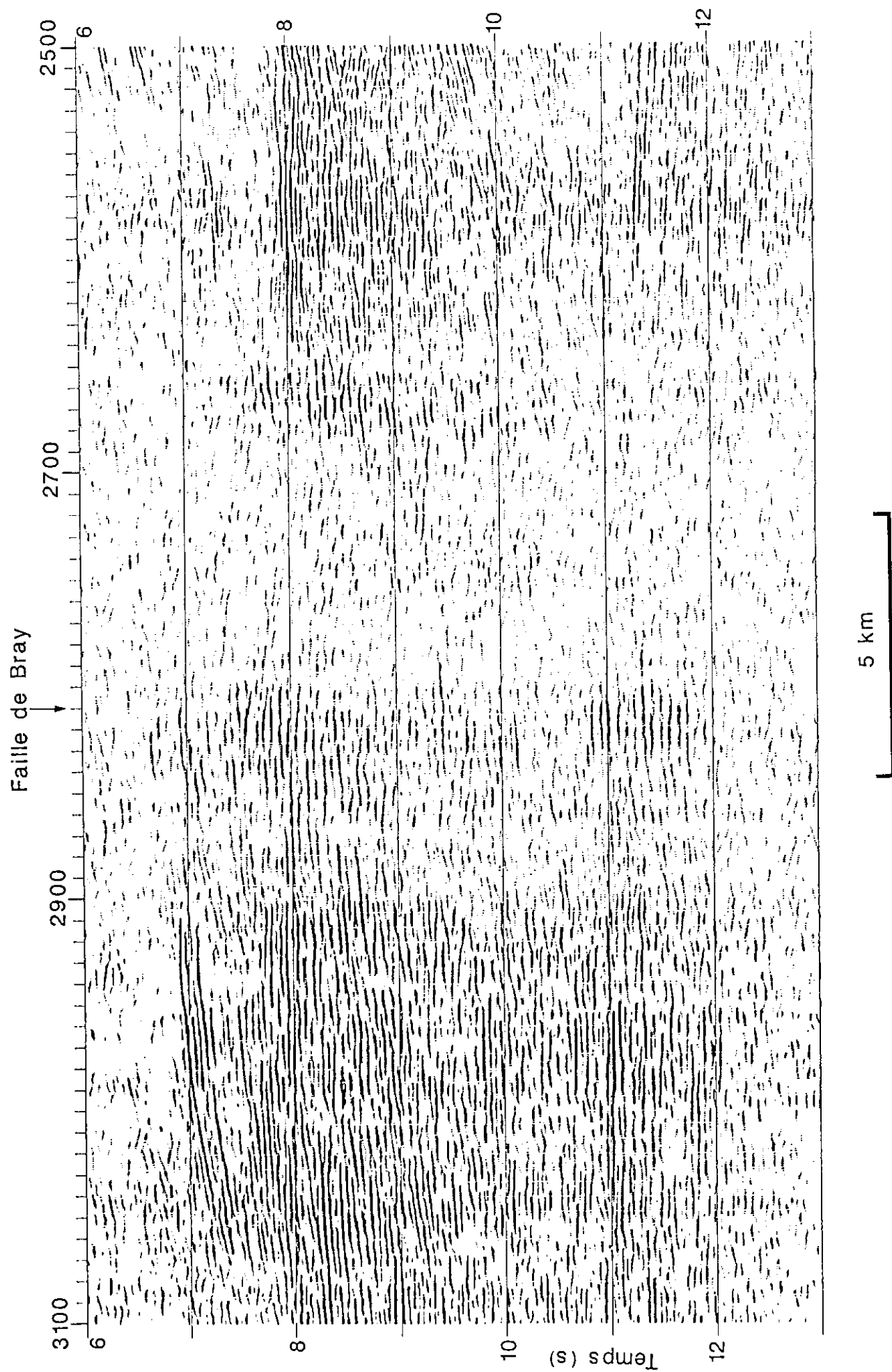


FIG. 2-23: Traces intermédiaires. Entre 6 et 13 s.

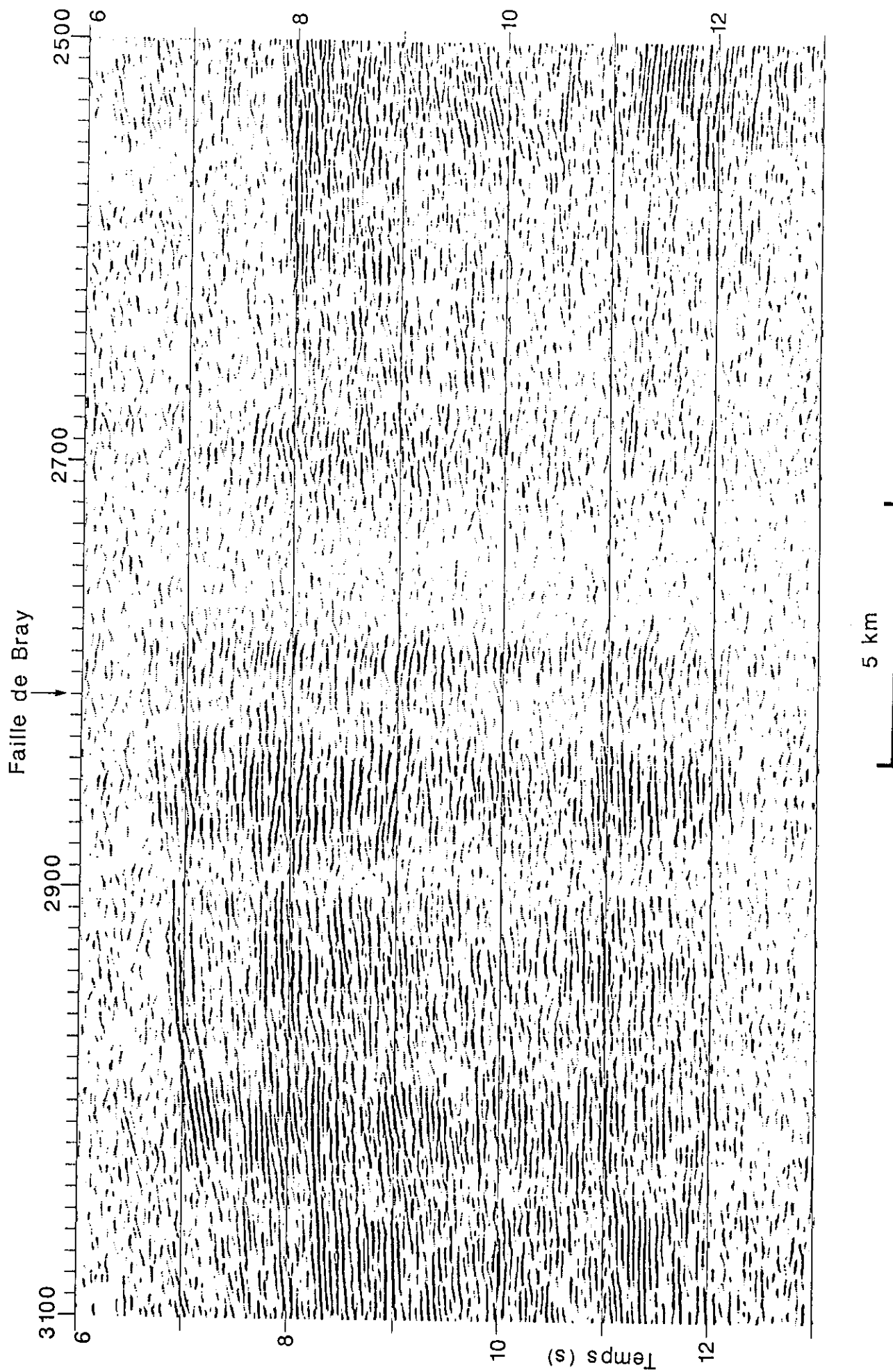


FIG. 2-24: Traces lointaines. Entre 6 et 13 s.

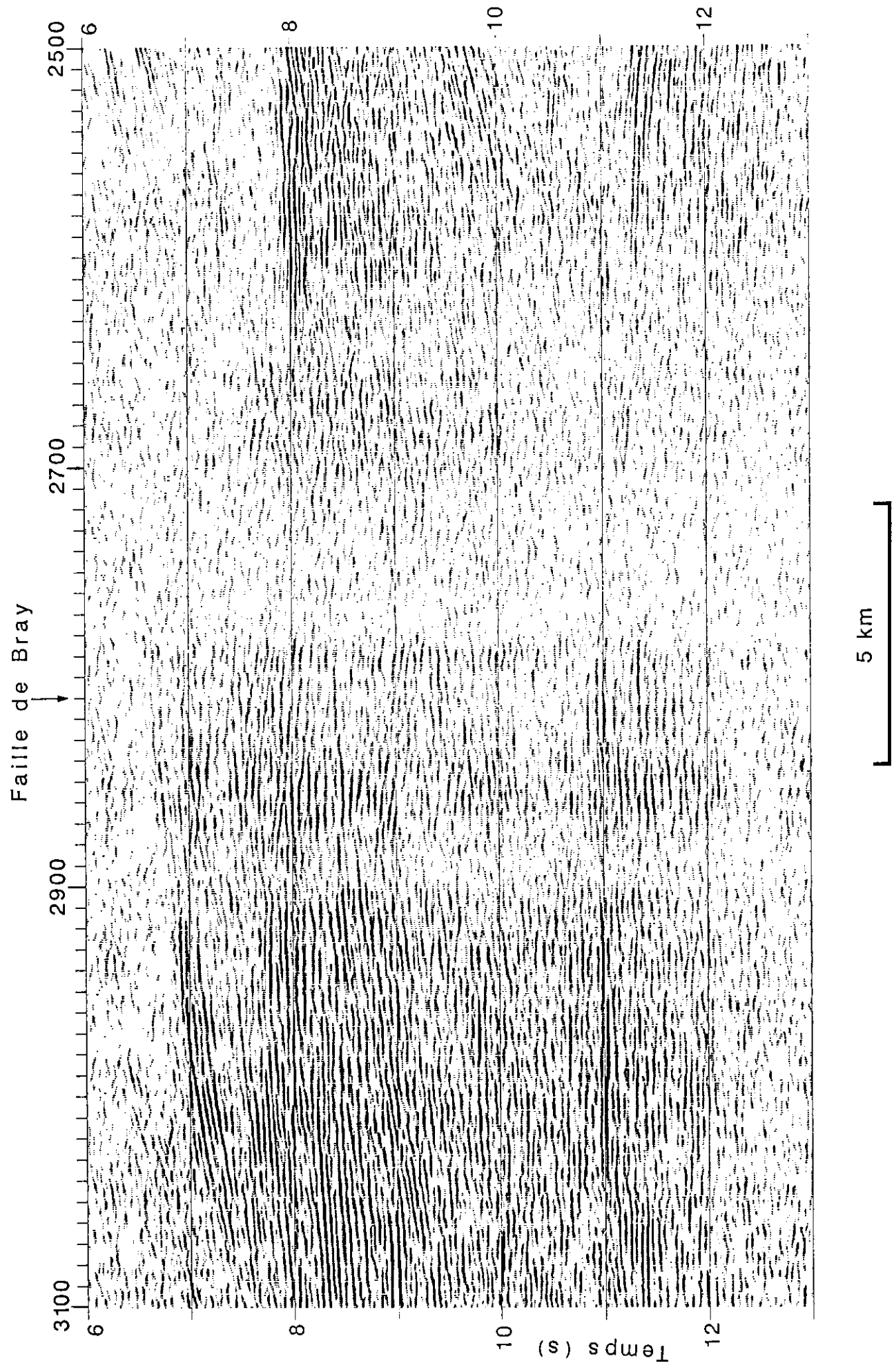


FIG. 2-25: Superposition des figures 2-23 et 2-24.

CHAPITRE III

DECOMPOSITION DES DONNEES SISMQUES EN PENDAGE. MODELISATION DES DIFFRACTIONS.

De nombreuses hyperboles de diffraction apparaissent sur les images de sismique profonde. Ces hyperboles peuvent compliquer l'interprétation car elles sont difficiles à distinguer des réflexions pentées, en particulier lorsqu'elles n'apparaissent que partiellement.

Bois et al. (1986) ont pointé plusieurs hyperboles de diffraction dans la croûte et au niveau du Moho sur le profil ECORS Nord de la France. Des événements ressemblant à des diffractions ont été observés par Kampfmann (1988) sur les points de tir du profil DEKORP2-S. Reston (1987) en observant la nature complexe des réflexions sur une partie du profil SWAT-3, a tenté de modéliser par problème direct (diffraction) cette partie de la croûte. Tsai (1984, 1985) a montré que l'énergie diffractée par un socle basaltique irrégulier ressemble à un bruit interférant avec les réflexions profondes en sismique marine.

Après avoir décrit deux filtres de cohérence basés sur la transformation (τ -p) locale et montré l'amélioration de la sélectivité en pendage apportée par le deuxième filtre, nous présentons dans ce chapitre la décomposition des données sismiques en pendage, puis la modélisation des diffractions sur les données ECORS Nord de la France et ECORS-BIRPS (SWAT).

1- DECOMPOSITION DES DONNEES SISMQUES EN PENDAGE AU MOYEN DU FILTRE DE COHERENCE.

Nous avons vu dans le CHAPITRE-II que la transformation $(\tau-p)$ locale peut être utilisée avec succès pour extraire automatiquement les réflexions cohérentes sur un certain nombre de traces. Mais la résolution en pendage lors de cette transformation est de mauvaise qualité en raison de la troncature des données dans le plan $(t-x)$. Par conséquent, nous ne pouvons pas utiliser cette transformation dans le but d'extraire les réflexions ayant une pente donnée avec une bonne résolution en pendage.

Certaines fonctions peuvent être employées afin d'améliorer cette résolution. Robinson et Robins (1978) ont utilisé une "Fonction Gain de Cohérence" (Coherency Gain Function) dans le but de décomposer les données sismiques en pendage. Cette fonction est définie par l'expression suivante:

$$C'(\tau, x_c, p) = \left[\frac{|S(\tau, x_c, p)|}{\sum_x |P(t, x)|} \right]^a \quad (3-1)$$

Le filtre de cohérence basé sur la transformation $(\tau-p)$ locale pondérée (Coherency Weighted Slowness Filter) est donné par (Milkereit, 1987):

$$C(\tau, x_c, p) = \frac{S(\tau, x_c, p)^2}{X_w \sum_x P(t, x)^2} \quad (3-2)$$

Cette fonction diffère quelque peu de la fonction "Semblance" utilisée par Neidell et Taner (1971). Dans ces expressions $S(\tau, x_c, p)$ est calculé au moyen de l'équation (2-1) du CHAPITRE-II et en prenant la fonction de pondération $W(x)$ comme une fonction rectangle (les traces de la fenêtre ne sont pas pondérées), $t = \tau + p(x - x_c)$ et x varie entre $x_c - X_w/2$ et $x_c + X_w/2$, X_w

correspondant à la largeur de la fenêtre.

Les valeurs de ces deux fonctions se situent entre 0 et 1. Nous constatons, d'une part, que la limite inférieure (0) montre des événements incohérents et d'autre part, que la limite supérieure (1) montre des événements cohérents pour la première fonction et des événements cohérents d'amplitudes identiques pour la deuxième fonction.

Pour comparer les résultats obtenus avec ces deux fonctions, la décomposition de la même fenêtre de neuf traces bruitées en pendage est effectuée en multipliant respectivement la trace centrale de la fenêtre par la première fonction (avec $\alpha=2$) (Fig. 3-1b), puis par la deuxième fonction (le filtre de cohérence) (Fig. 3-2b). Notons que la résolution en pendage est meilleure sur la figure (3-2b) que sur la figure (3-1b).

Les figures (3-1c) et (3-2c) sont respectivement similaires aux figures (3-1b) et (3-2b), mais un filtre médian d'une fenêtre mobile de trois échantillons suivi d'un lissage Hanning (Kleiner et Graedel, 1980) ont été appliqués (voir ANNEXE D), afin de lisser les deux fonctions données par les équations (3-1) et (3-2). Ces filtres ont aussi été appliqués dans le but d'améliorer la sélectivité en pendage (comparer les figures 3-1b et 3-2b aux figures 3-1c et 3-2c).

Sur les figures (3-1d) et (3-2d) nous appliquons un filtre en amplitude, ayant la même valeur de seuil (0.6), aux deux fonctions de cohérence lissées avant la multiplication de la trace centrale par ces fonctions.

Le pas d'échantillonnage (D_p) en paramètres de rais et le nombre total de paramètres de rais (N_p) ont été calculés de la même manière que pour la transformation (τ -p) locale (voir CHAPITRE II). Sur la figure (3-2d) nous remarquons que la sélectivité en pendage est $\pm D_p$ (pour un pas d'échantillonnage $D_p=0.0222$ s/km). Par conséquent, l'application du filtre de cohérence donné par l'équation (3-2) nous permet d'extraire les réflexions ayant une pente donnée avec une bonne résolution en pendage.

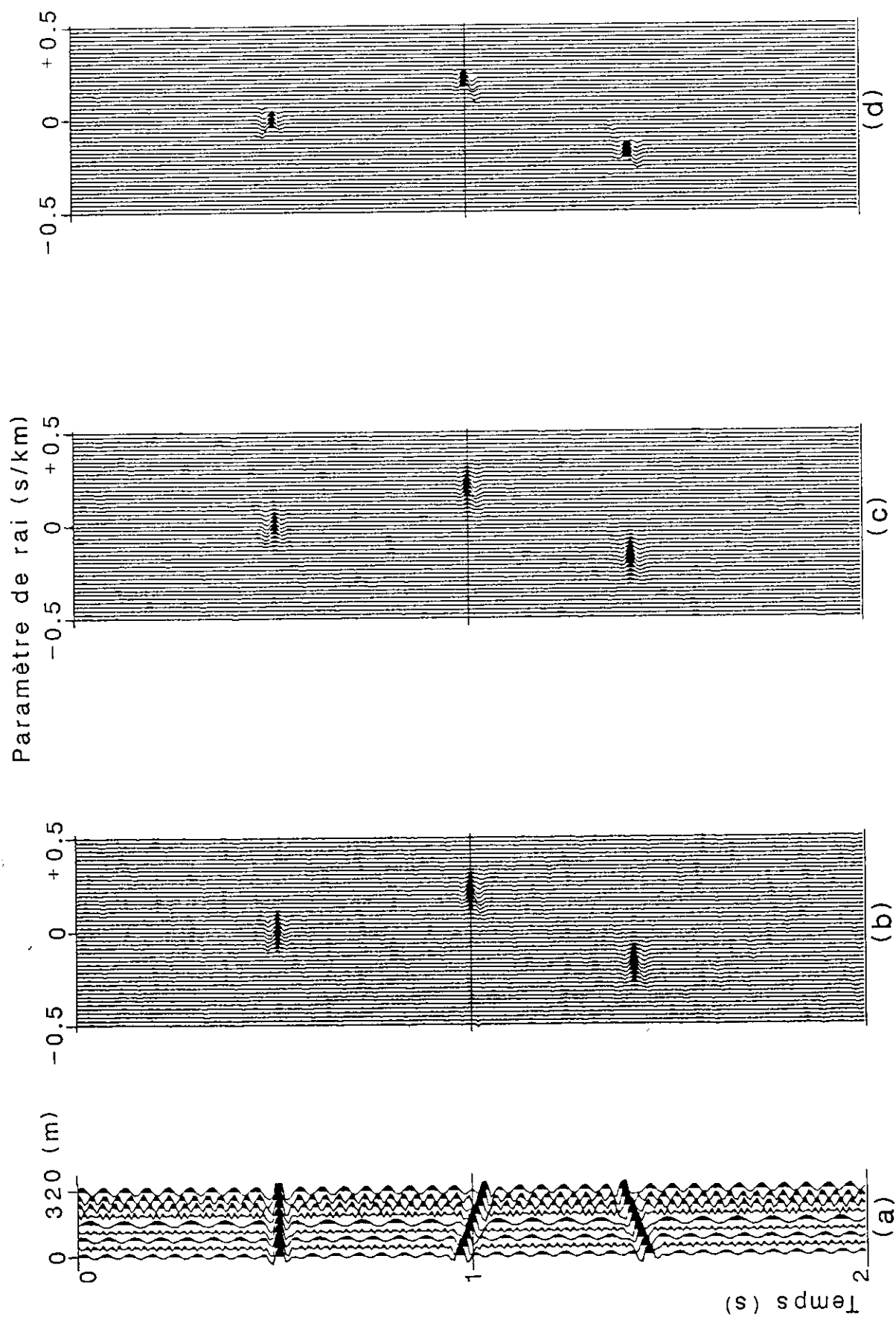


FIG. 3-1: (a) Neuf traces bruitées. (b) Décomposition en pendage en utilisant la relation (3-1). (c) Filtrés Médian et Hanning appliqués. (d) Filtre en amplitude (la valeur de seuil 0.6).

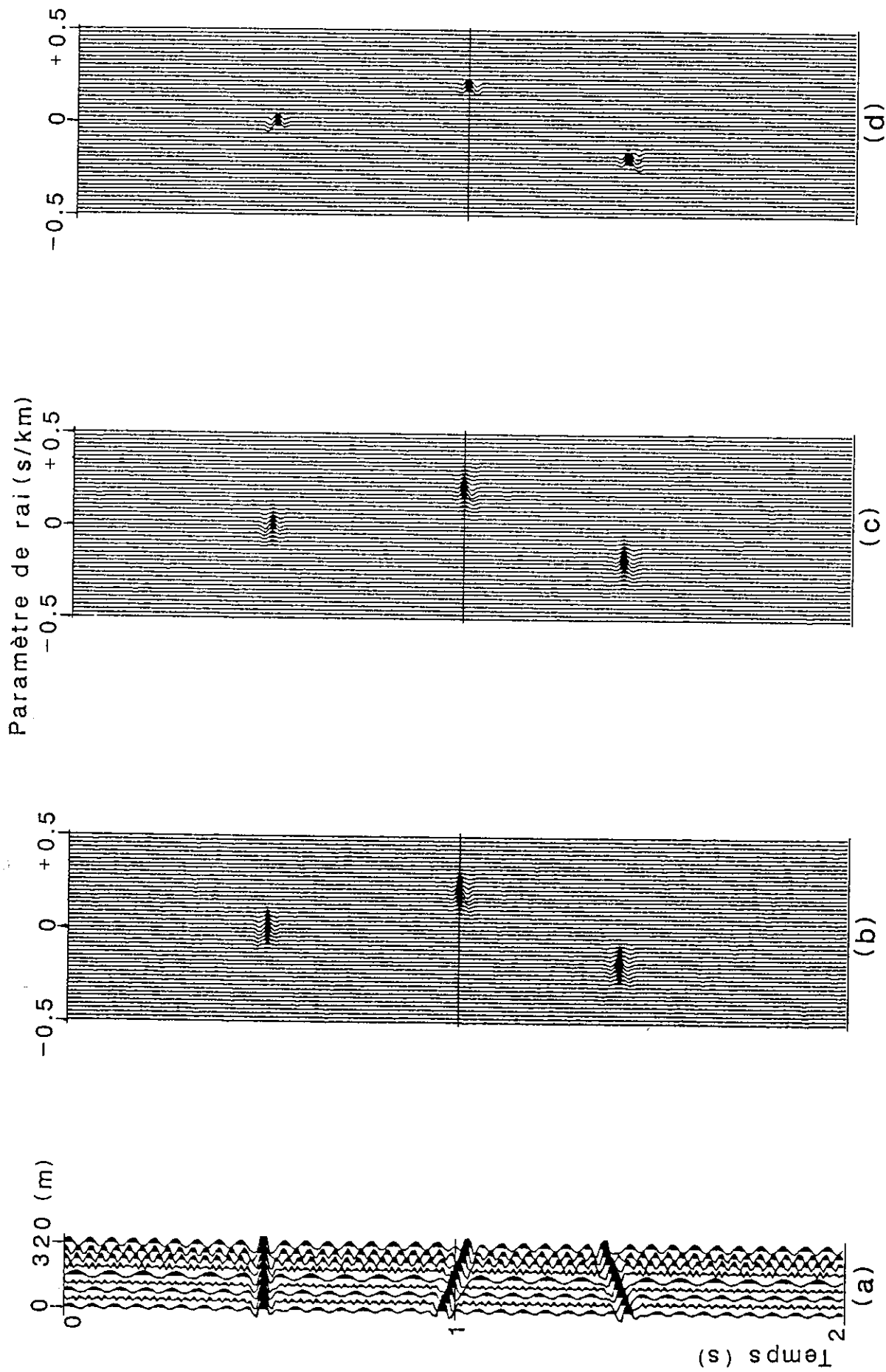


FIG. 3-2: (a) La même fenêtre de neuf traces bruitées. (b) Décomposition en pendage en utilisant la relation (3-2). (c) Filtres médian et Hanning appliqués. (d) Filtre en amplitude (la valeur de seuil 0.6).

2- APPLICATION AUX DONNÉES ECORS ET MODELISATION DES DIFFRACTIONS.

a- Le profil SWAT-5

L'application du filtre de cohérence, en prenant $p=0$, $X_w=11$ traces dans l'équation (3-2), aux données réelles de la figure (1-7) (SWAT-5) nous permet de décomposer la coupe sismique en deux parties. Une partie contient les réflexions discontinues sub-horizontales et la zone de Fresnel des événements hyperboliques (Fig. 3-3), l'autre partie contient les réflexions pentées et le bruit incohérent (Fig. 3-4). Cette dernière figure a été obtenue en soustrayant les réflexions sub-horizontales (Fig. 3-3) des données originales (Fig. 1-7).

Supposons maintenant que la figure (3-3) représente un modèle de la réflectivité de la croûte inférieure dans cette zone complexe. Nous diffractons (opération inverse de la migration) ce modèle selon plusieurs vitesses constantes ($V_{RMS}=5.0; 5.5; 6.0; 6.5$ km/s), en utilisant le principe des réflecteurs explosants en vue d'obtenir la coupe à offset nul qui aurait pu être enregistrée à la surface de la terre (Claerbout, 1985). La méthode de diffraction utilisée est celle de Stolt (1978) dans le domaine (f-k). Le programme a été écrit par R. Siliqi (1986).

Nous avons donc ainsi obtenu différentes coupes synthétiques, parmi lesquelles nous avons isolé celle (Fig. 3-5) où les flancs des hyperboles de diffraction ressemblent le plus aux événements pentés sur les données originales nettoyées du bruit (voir Fig. 2-2). La meilleure ressemblance, dans cette zone complexe de la croûte, a été obtenue pour une vitesse RMS égale à 6 km/s (Bano et Marthelot, 1988). Bien que les événements sur la coupe synthétique (Fig. 3-5) soient plus continus que ceux sur la coupe originale (Fig. 2-2), la majeure partie des réflexions pentées présentes sur cette dernière peut se retrouver sur la coupe antérieure.

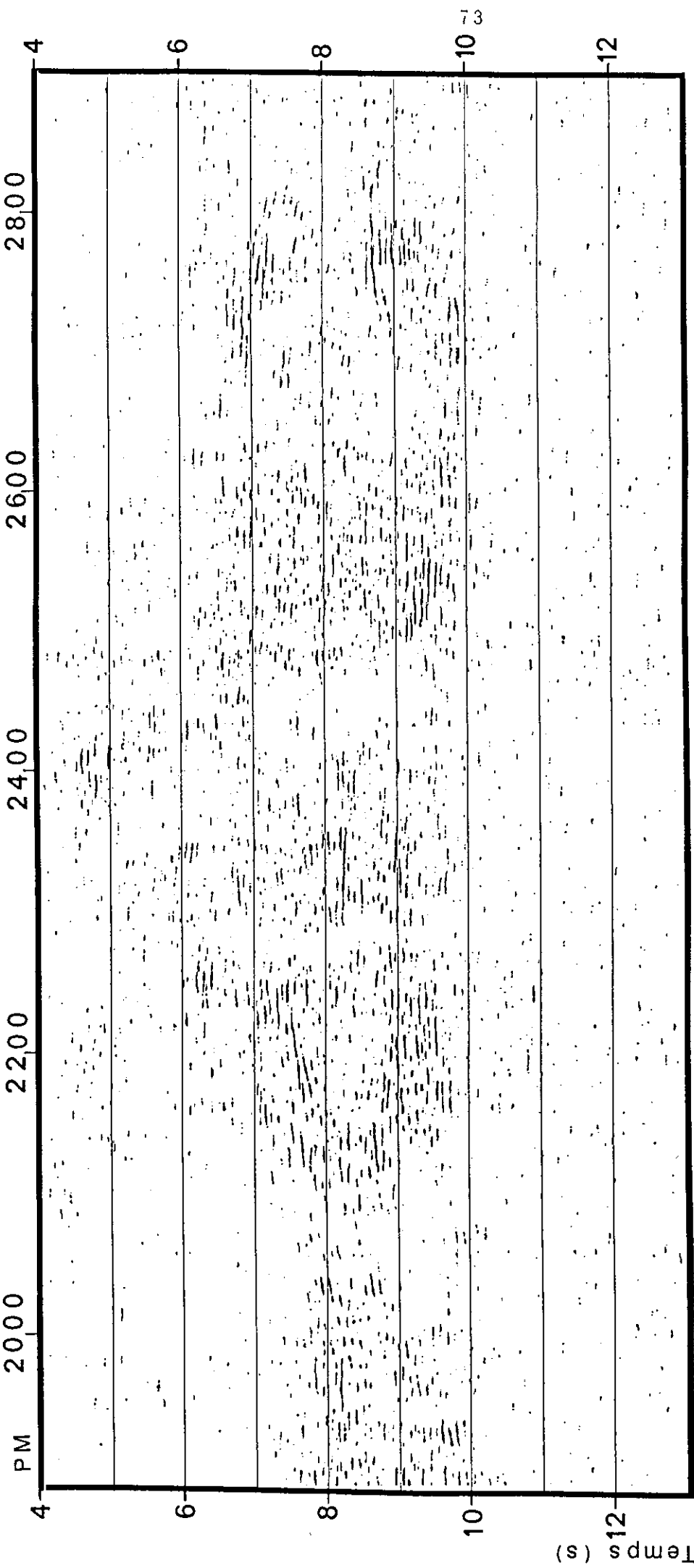
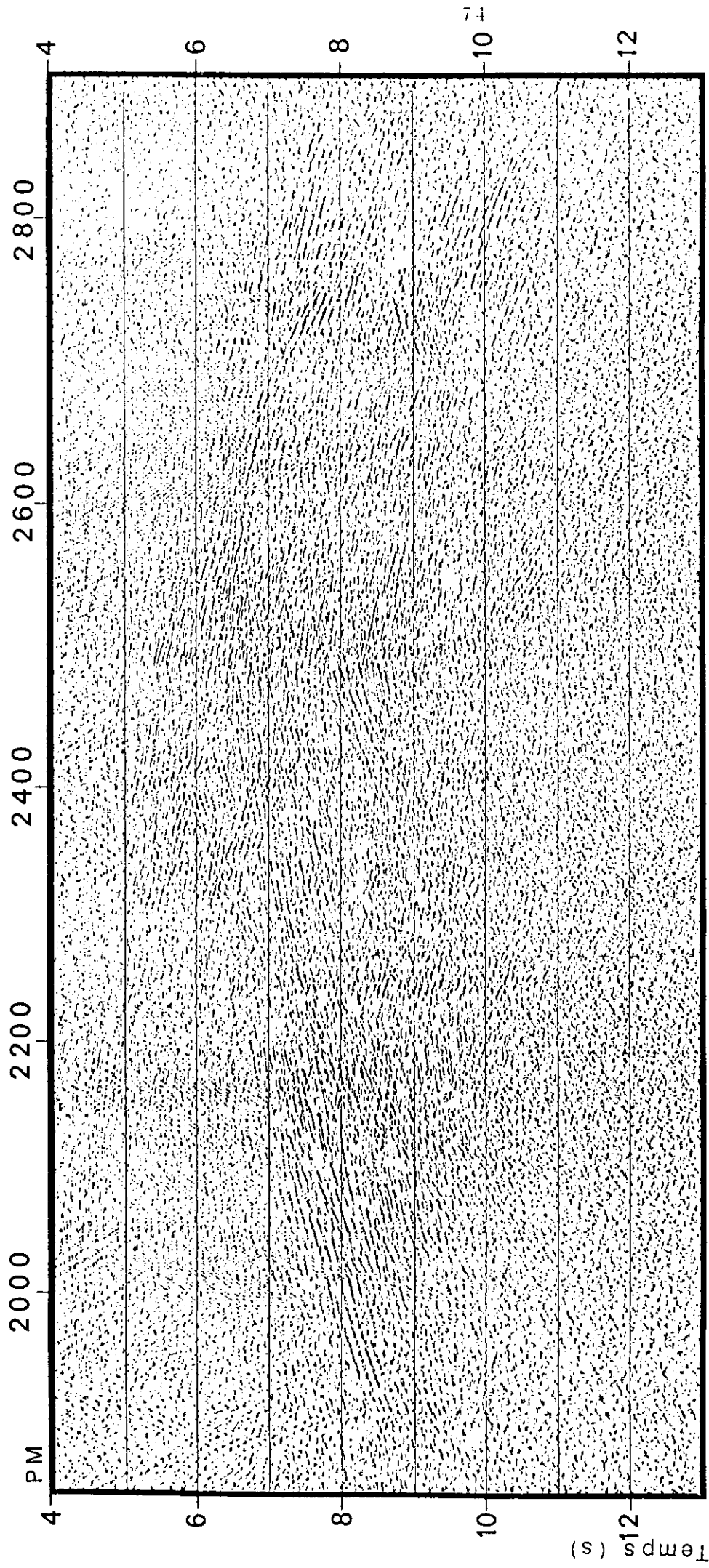


FIG. 3-3: Réflexions sub-horizontales et la zone de Fresnel
des événements hyperboliques.



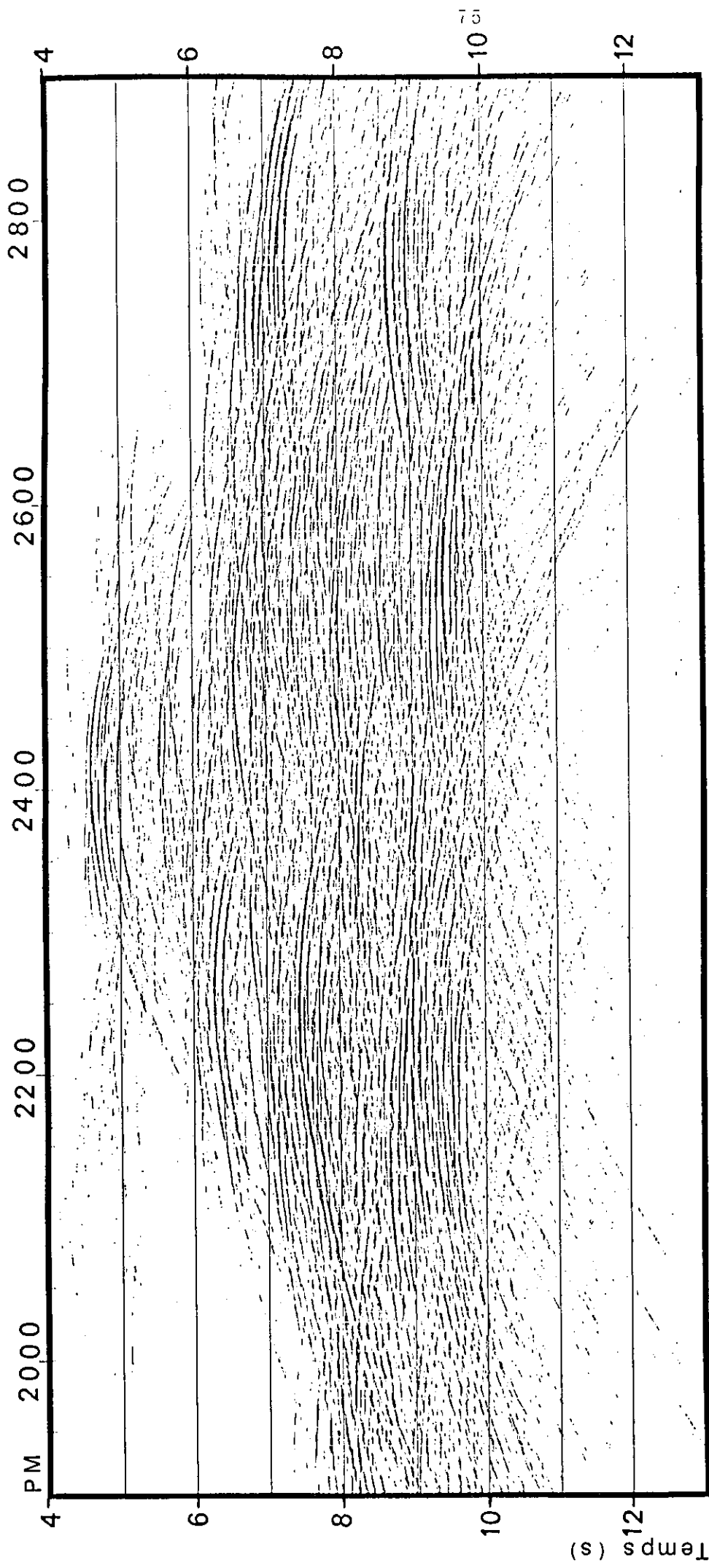


FIG. 3-5: Diffraction de la figure (3-3) en utilisant une vitesse constante $V=6$ km/s.

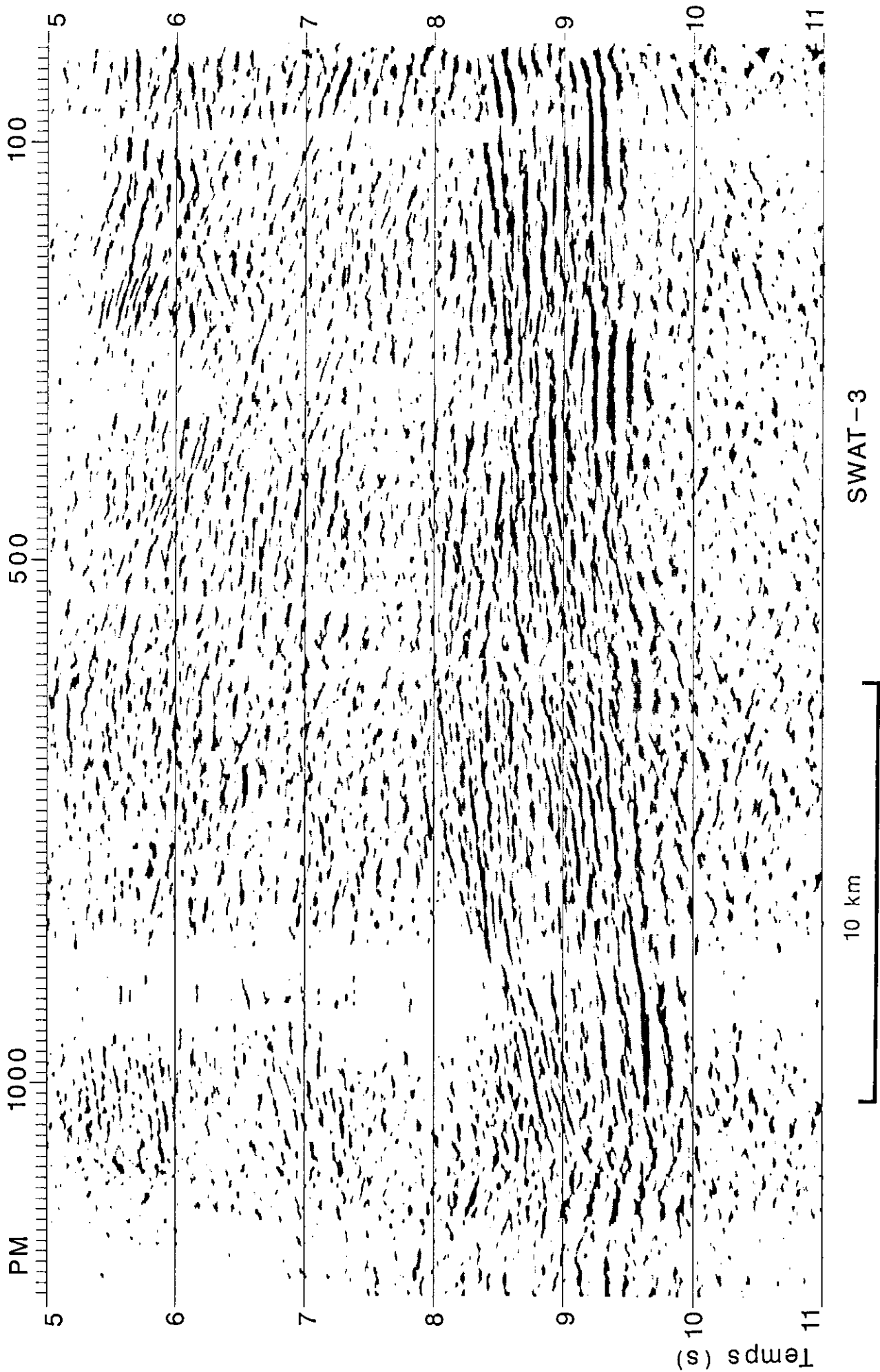


FIG. 3-6: Réflexions s'entrecroisant de manière complexe dans la croûte inférieure du profil SWAT-03.

Nous remarquons que les réflexions pentées entre 7 et 9 s (dans la croûte) et les événements entre 10 et 12 s (dans le manteau) s'apparentent à des flancs d'hyperbole de diffraction (cf la comparaison des figures 2-2 et 3-5). Des réflexions pentées, dans la croûte inférieure, qui ressemblent à des diffractions ont été observées aussi sur le profil SWAT-3 (Fig. 3-6). Blundell et Raynaud (1986) ont constaté des flancs de diffraction dans le manteau sur le profil SWAT-8. Comme l'a montré Kampfmann (1988) dans une étude de diffractions similaires observées sur les points de tir du profil DEKORP2-S entre 5 et 7.5 s, les grandes amplitudes des hyperboles observées impliquent que les hétérogénéités causant la diffraction ne sont pas ponctuelles mais qu'elles sont plutôt des "scatterers" (diffuseurs) ayant une dimension finie.

L'interférence spatiale des hyperboles produit de courts segments de réflexion discontinus dont la largeur est inférieure à la première zone de Fresnel. En effet, cette zone varie de 2 à 3 km pour une fréquence dominante du signal de l'ordre de 15-20 Hz dans la croûte inférieure (voir CHAPITRE I). En conséquence, l'apparence segmentée des réflexions de la croûte peut être due en partie à l'interférence spatiale des hyperboles de diffraction (voir la figure 3-5).

Reston (1987) a aussi montré que le caractère réfléchif de la croûte inférieure en extension s'explique mieux par les effets de l'interférence spatiale complexe des diffractions. Les effets dus au bruit (Matthews et al., 1987), à la focalisation et aux variations latérales de vitesse (Gibson et Levander, 1988), peuvent aussi contribuer à l'apparence segmentée des réflexions de la croûte inférieure.

b- La région de transition du profil ECORS Nord de la France.

Dans le CHAPITRE II, nous avons vu que la réflectivité de la croûte change latéralement de la zone 1 à la zone 5 (voir la planche). La figure (2-7) présente la transition de la zone 3 à la zone 5. Sur la figure (3-7) nous montrons la partie centrale de cette région de transition, ayant un caractère complexe.

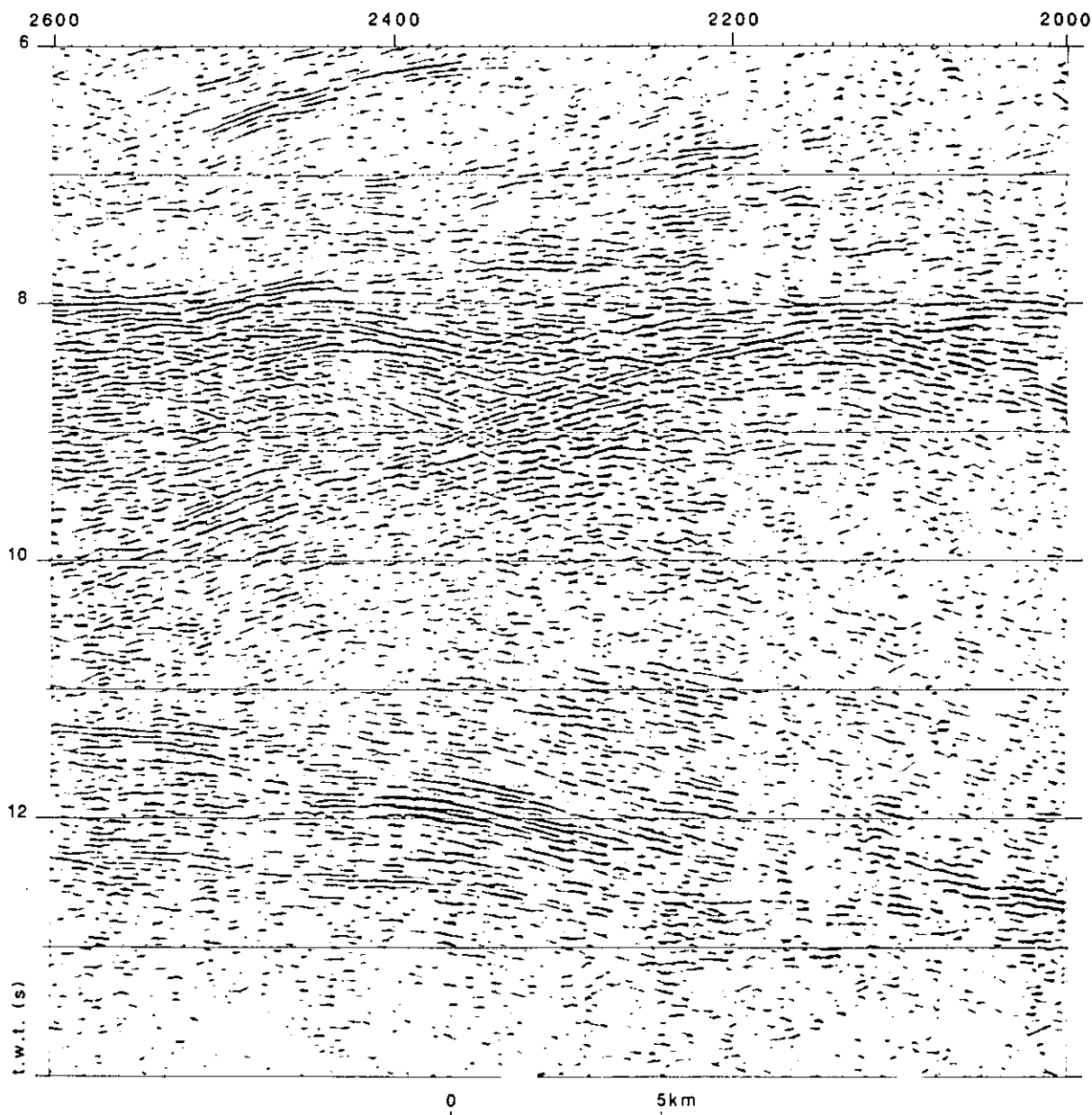


FIG. 3-7: Réflexions s'entrecroisant de manière complexe dans la croûte inférieure de la partie centrale de la région de transition du profil ECORS Nord de la France.

En utilisant le filtre de cohérence, en prenant $p=0$ et $X_w=11$ traces dans l'équation (3-2), nous isolons les réflexions sub-horizontales et la zone de Fresnel des événements hyperboliques de cette partie de la coupe (Fig. 3-8). Comme précédemment, nous diffractons ce modèle selon plusieurs vitesses ($V_{rms}=4.5; 5.0; 5.5; 6.0$ km/s) en appliquant la méthode de Stolt (1978) dans le domaine (f,k) .

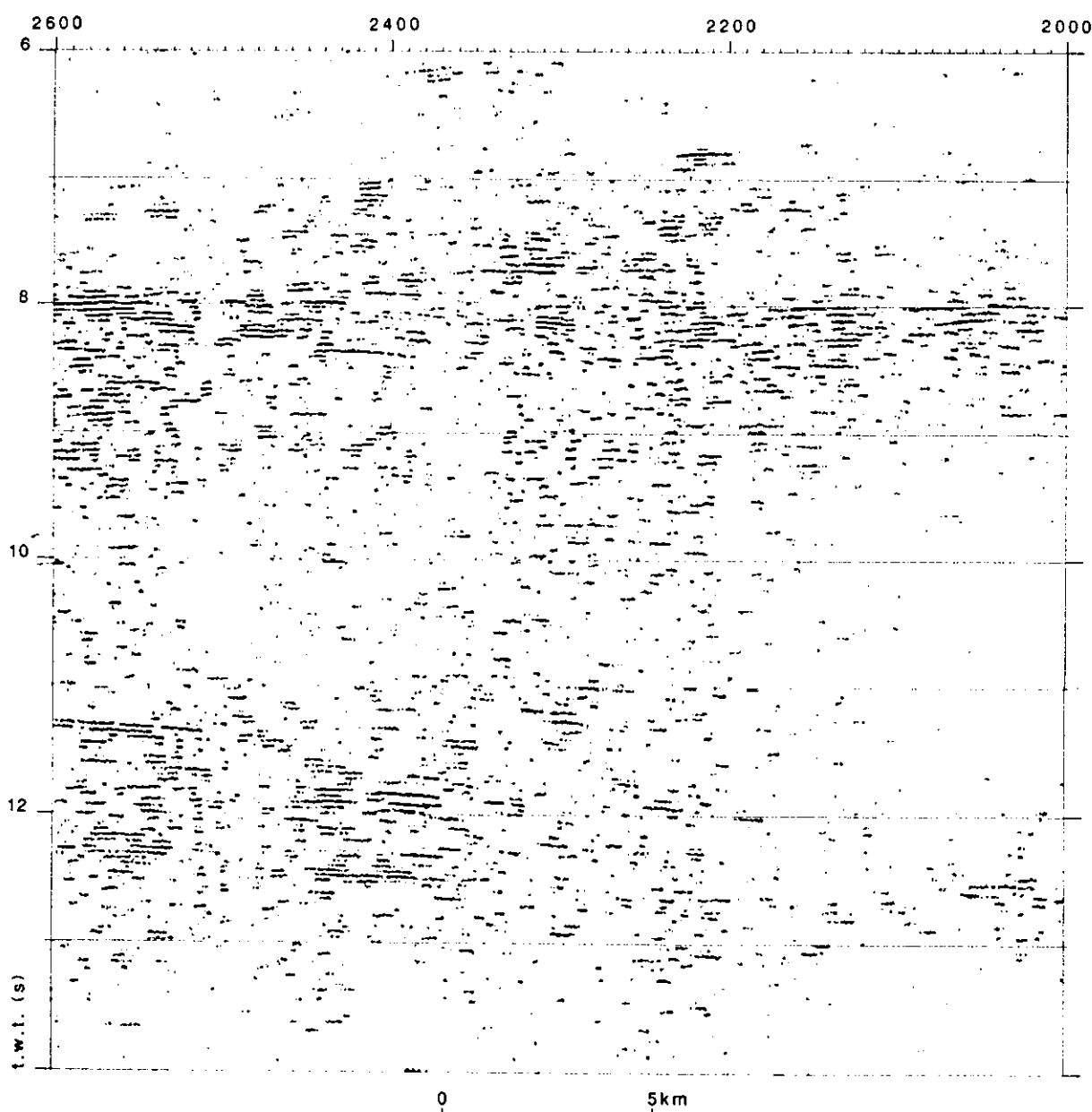


FIG. 3-8: Réflexions sub-horizontales de la figure 3-7.

La figure (3-9) présente la diffraction en appliquant une vitesse RMS de l'ordre de 5.5 km/s. Les événements sur cette coupe synthétique sont plus plats et plus continus que ceux sur la figure (3-7). Ces effets sont dus au fait que nous extrayons sur la figure (3-8) non seulement les réflexions sub-horizontales, mais aussi la zone de Fresnel des événements hyperboliques.

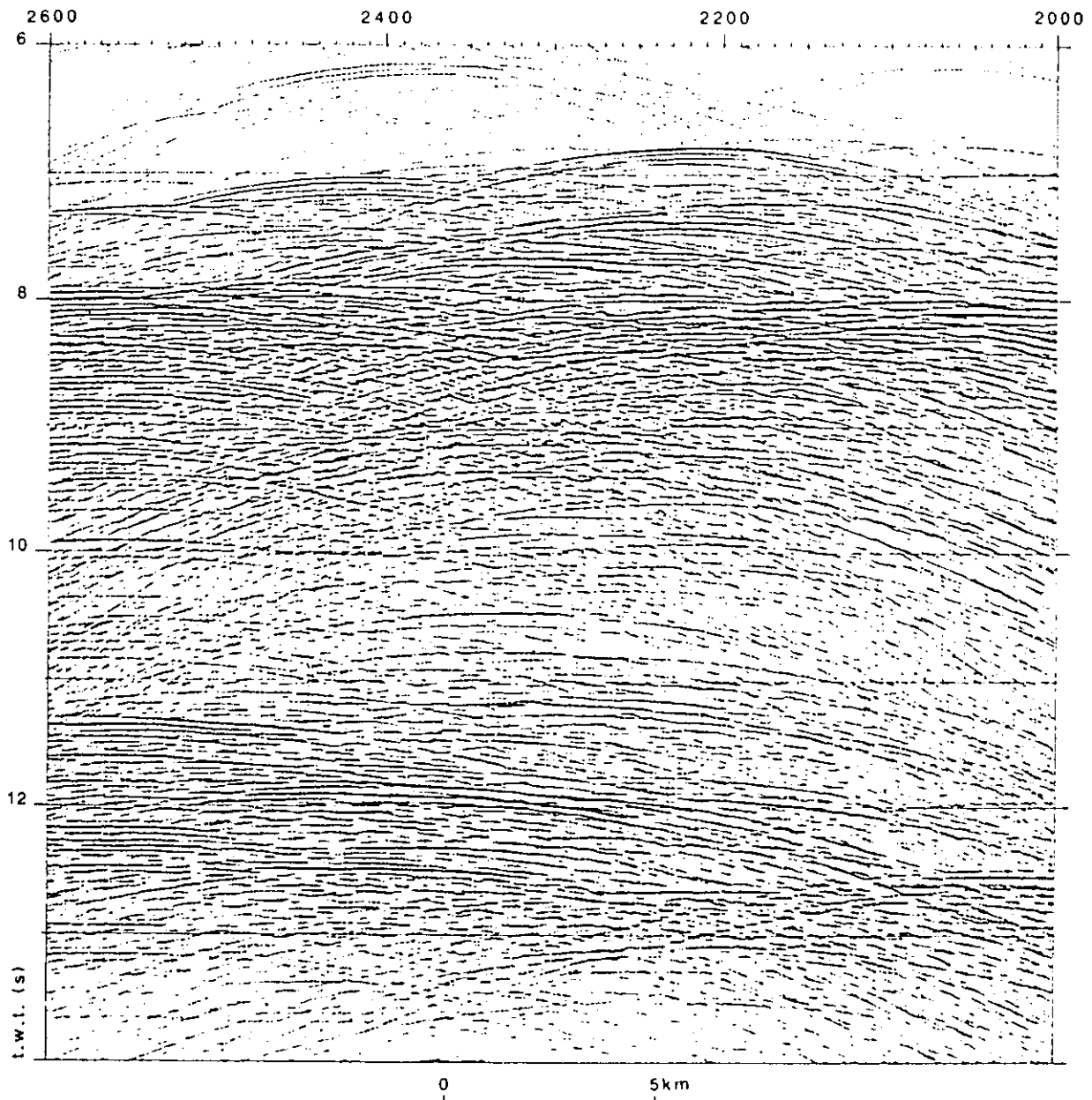


FIG. 3-9: Hyperboles synthétiques de diffraction correspondant au modèle de la figure (3-8) avec une vitesse $V=5.5$ km/s.

Néanmoins, une grande partie des événements pentés de la figure (3-7) se retrouve sur la coupe synthétique (Fig. 3-9).

Les seuls véritables événements pentés de la croûte inférieure dans cette région de transition semblent être les événements à pendages nord entre les PM 2300 et 1800 au dessous de 11 s. Ils sont discordants avec les réflexions sub-horizontales du Moho en 13 s. L'augmentation de temps de parcours, de plus de 1 s (de 12 à 13 s) pour les événements les plus profonds semble être réalisée par un ou plusieurs rejets (marches d'escalier) (Marthelot et Bano, 1988). Cela est indiqué par la présence d'une diffraction vers 12 s au PM 2350. Des accidents au niveau du Moho ont été observées auparavant par McGeary (1987) sur les données de la mer du Nord, et par le KTB-research group Black Forest (1987).

3- LES EFFETS EN 3-D

Jusqu'à présent nous n'avons pas tenu compte des effets en trois-dimensions (3-D), tels que les réflexions provenant de réflecteurs situés en dehors du plan de profil (out-of-plane reflections). Or, les structures réelles pouvant être à trois dimensions, il nous faut donc considérer ces effets (Blundell et Raynaud, 1986).

La migration, par exemple, est fortement influencée par les effets en 3-D: une migration en 2-D d'une structure en 3-D peut produire des résultats fallacieux, en particulier si la structure est complexe, comme cela peut être le cas de la croûte (Blundell et Raynaud, 1986; Reston, 1987, 1988). De plus, la migration peut être affectée par la distortion du champ d'ondes due aux techniques d'acquisition et de traitement (telles que l'utilisation d'un long dispositif et l'hypothèse d'offset-nul) aussi bien que par la présence de bruits de toutes natures (voir CHAPITRE IV).

La modélisation en 2-D a les mêmes limitations lorsqu'elle n'inclut pas les réflexions en dehors du plan de profil. Cette modélisation doit être utilisée avec précaution dans le but d'examiner les structures en 3-D.

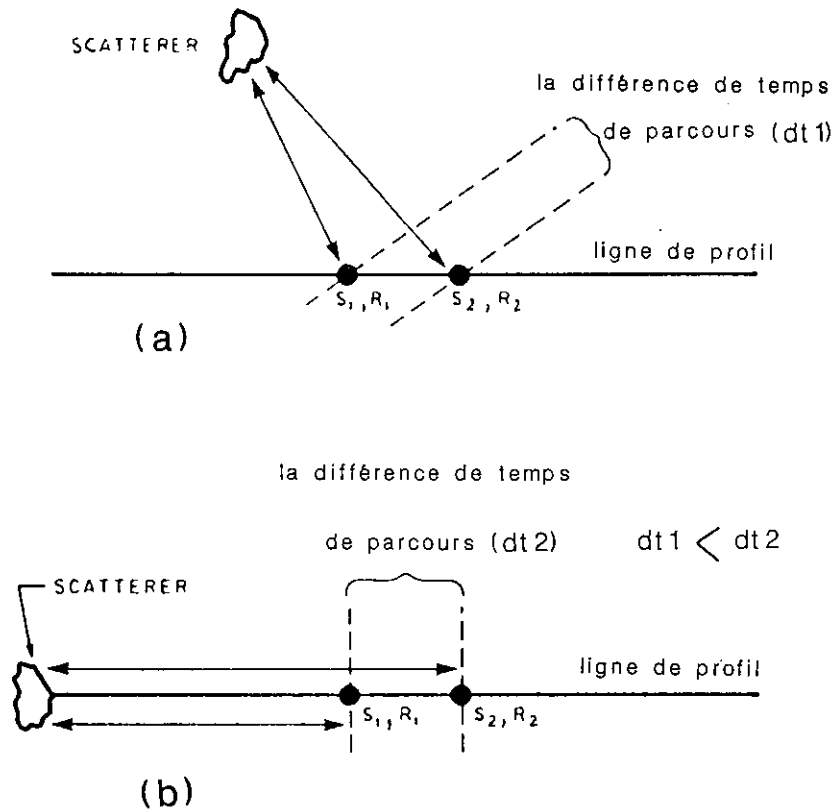


FIG. 3-10: Diagramme schématisant expliquant la différence de temps de parcours entre deux géophones voisins pour un "scatterer" dans différentes positions. (a) "Scatterer" en dehors du plan de profil. (b) "Scatterer" dans le plan de profil (Tsai, 1984).

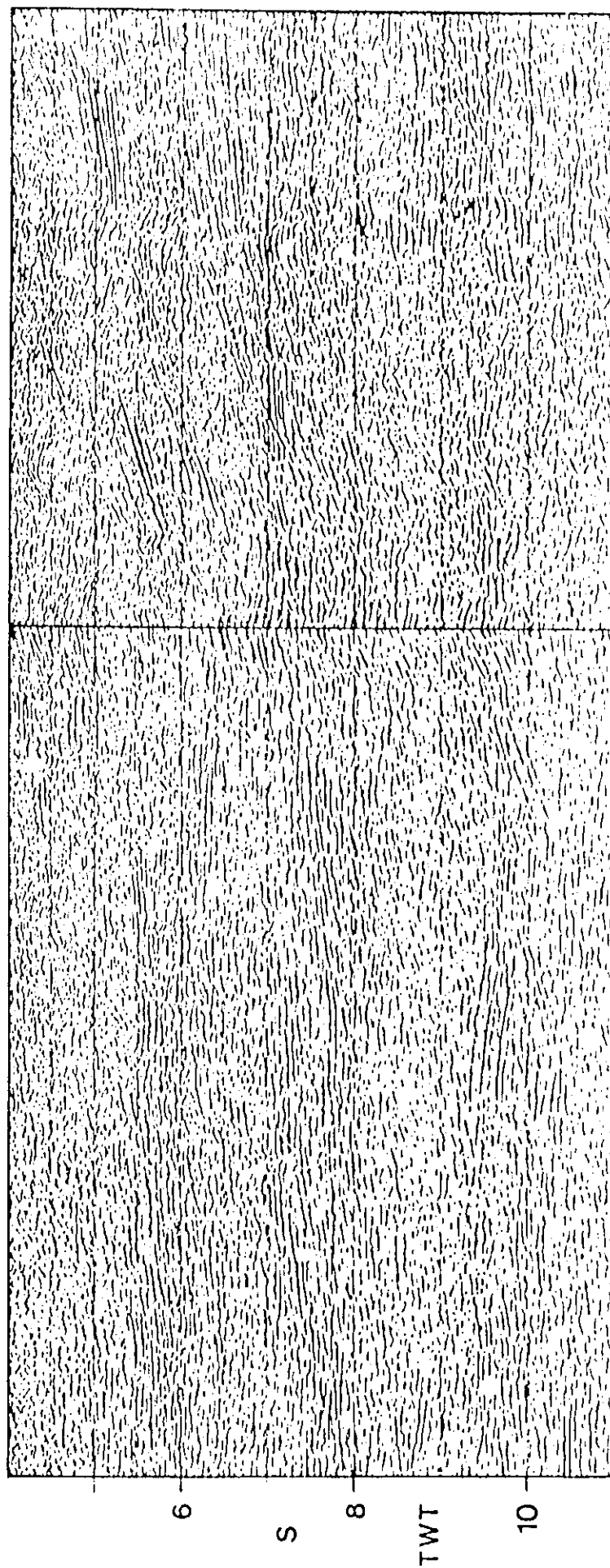
Une hyperbole de diffraction, sur une coupe stackée (source-géophone confondus), due à un "scatterer" se trouvant dans la ligne du profil, montre une courbure plus accentuée que celle de l'hyperbole de diffraction due à un "scatterer" se situant en dehors de la ligne de profil (Tsai, 1984).

La figure (3-10) présente un diagramme schématique vu d'en haut, expliquant la différence de temps de parcours entre deux géophones voisins pour un "scatterer" dans différentes positions. Rappelons que le pendage est $p=dt/dx$, dx étant l'offset (constant pour les deux figures) et dt la différence en temps (plus grande pour la deuxième figure). Ceci signifie que la première hyperbole de diffraction ("scatterer" en dehors du plan de profil) est plus plate que la seconde ("scatterer" dans le plan de profil).

Reston (1987) a observé que les réflexions de la croûte sur un profil perpendiculaire à la direction de l'extension (SWAT-1, Fig. 3-11) étaient plus plates et plus continues que celles observées sur un profil parallèle à la direction de l'extension (SWAT-2, Fig. 3-11), et que les "scatterers" s'allongeaient perpendiculairement à la direction de l'extension (SWAT-1). Par conséquent, les réflexions du profil SWAT-1 proviennent probablement des longs "scatterers" se trouvant en dehors du plan de profil, tandis que les réflexions du profil SWAT-2 sont dues aux "scatterers" se situant dans le plan du profil, ce qui implique une interférence spatiale plus forte.

ENE

SSE



SWAT 1

SWAT 2

FIG. 3-11: Les réflexions du profil SWAT-01 (perpendiculaire à la direction de l'extension) sont plus plates et plus continues que celles du profil SWAT-02 (parallèle à la direction de l'extension) (Reston, 1987).

CHAPITRE IV

MIGRATION DES DONNEES SISMIQUES PROFONDES

Les méthodes conventionnelles de migration ne donnent pas de résultats satisfaisants sur les données de sismique profonde. Ces méthodes supposent que le champ d'onde à migrer est composé de réflexions primaires et de diffractions. Cependant, les réflexions profondes apparaissent généralement sous forme de courts segments sans diffractions associées. Donc, le champ d'onde (la coupe à offset nul) est incomplet. C'est pour cette raison que ces méthodes produisent beaucoup d'artéfacts ("sourires").

Pour éviter ce problème, Warner (1987) propose de migrer les données sismiques à une vitesse inférieure à la vitesse réelle. Afin d'éviter les artéfacts, Milkereit (1987) a migré les données avant et après stack en utilisant le filtre de cohérence basé sur la transformation (τ -p) locale pondérée. Raynaud (1988) a développé une méthode de migration par le tracé des rais. Cette méthode migre des coupes pointées manuellement.

Après avoir rappelé les principes de la migration et décrit les améliorations de la résolution latérale qu'elle apporte, ce chapitre présente successivement: les limitations des méthodes conventionnelles de migration des données sismiques profondes, la combinaison du filtre de cohérence avec la migration par la méthode de sommation le long des hyperboles de diffraction,

l'application de cette méthode aux données réelles ECORS - BIRPS (SWAT), les principes de la migration en profondeur et la migration des points de tirs.

1- MIGRATION. PRINCIPES.

La migration remplace les réflecteurs pentés dans leur véritable position et élimine les hyperboles de diffraction, en mettant ainsi en évidence les caractéristiques détaillées du sous-sol tels que les plans de failles.

Considérons le réflecteur penté CD du modèle géologique de la figure 4-1a. Nous voulons obtenir une coupe sismique à offset nul (source-géophone confondus) le long du profil OX. Lorsque nous déplaçons le couple source-géophone (s,g) le long du profil OX, la première arrivée réfléchie provenant de ce réflecteur penté sera enregistrée au point A. Dans cette discussion, nous supposons un milieu à vitesse constante $V=1$, pour que les coordonnées de temps et de profondeur soient interchangeables. La réflexion qui arrive au point A est indiquée par le point C' sur la coupe sismique à offset nul (Fig. 4-1b). Lors du déplacement du couple source-géophone vers la droite, la dernière arrivée est enregistrée au point B, et est indiquée par le point D' sur la figure 4-1b. Pour simplifier la discussion, dans cette expérience, nous excluons les diffractions dues aux bords du réflecteur CD.

En comparant les figures 4-1a et 4-1b, nous pouvons facilement constater que la position géologique du réflecteur CD n'est pas la même que celle du segment de réflexion C'D'. A partir de ce simple exemple, nous remarquons que le segment de réflexion C'D' doit être migré de manière à retrouver sa véritable position du sous-sol. A partir de cette description géométrique, nous pouvons faire les observations suivantes (Fig.4-1):

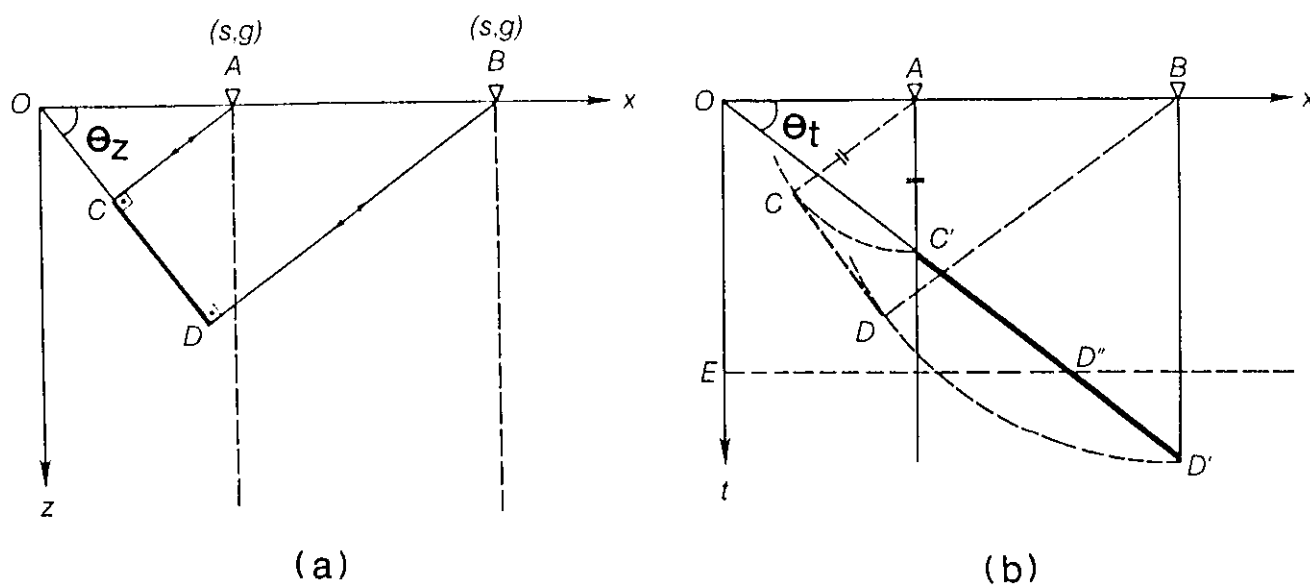


FIG. 4-1: Principes de la migration: le segment de réflexion $C'D'$ sur la coupe en temps est, lors de la migration, déplacé vers l'amont-pendage (b). Il est alors raccourci, et son pendage est accentué (a). (Chun et Jacewitz, 1981).

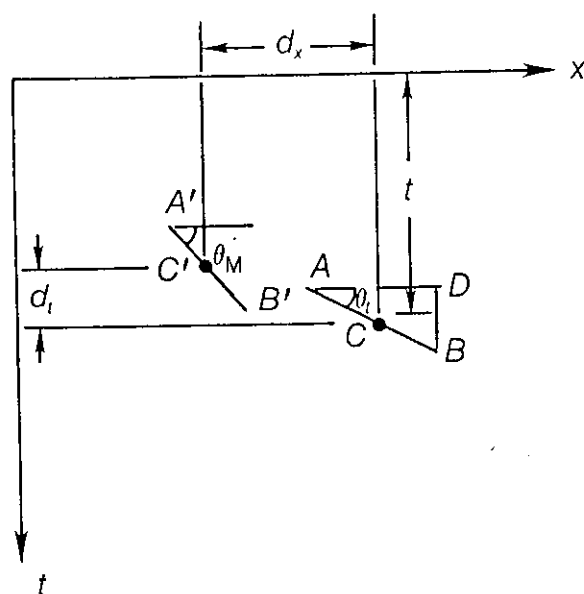


FIG. 4-2: Analyse quantitative de la migration. Le point C du réflecteur penté AB a été déplacé en C' après migration. Ici, $d_x = AD$ et $d_t = DB$ (Yilmaz, 1988).

1- le pendage du réflecteur sur la section géologique est plus important que celui de la coupe sismique en temps: la migration accentue donc les pendages.

2- la longueur du réflecteur sur la section géologique est plus courte que celle sur la coupe sismique en temps: la migration raccourcit donc la longueur des réflexions.

3- la migration déplace les réflecteurs vers l'amont-pendage.

Le résultat de la migration conventionnelle est présenté en temps, comme la coupe somme. Pour distinguer les deux axes de temps, nous notons t l'axe de temps sur la coupe somme et t_m l'axe de temps sur la coupe migrée. La conversion de l'axe de temps en profondeur se fera en utilisant la relation $Z = Vt_m/2$. Nous pouvons aussi quantifier le déplacement horizontal (d_x) et vertical (d_t), lors de la migration du réflecteur penté $C'D'$ à sa véritable position CD .

Considérons un réflecteur penté AB (Fig. 4-2). Supposons que la migration du réflecteur AB soit le segment $A'B'$ et que le point C dans AB migre au point C' dans $A'B'$. Le déplacement vertical (d_t) et horizontal (d_x) et l'angle θ_m après la migration peuvent être exprimés en fonction de la vitesse du milieu V , du temps de parcours t et de la pente apparente θ_t mesurées sur la coupe non-migrée. Chun et Jacewitz (1981) ont obtenu les formules suivantes:

$$d_x = (V^2 t \cdot \text{tg} \theta_t) / 4 \quad (4-1)$$

$$d_t = t [1 - (1 - (V^2 \text{tg}^2 \theta_t) / 4)^{1/2}] \quad (4-2)$$

$$\text{tg} \theta_m = \text{tg} \theta_t / [1 - (V^2 \text{tg}^2 \theta_t) / 4]^{1/2} \quad (4-3)$$

où $\text{tg} \theta_t = dt/dx = p$ est la pente mesurée sur la coupe sismique non-migrée. Par la suite, nous allons démontrer les relations (4-1) et (4-2) en utilisant la méthode de migration par sommation le long des hyperboles de diffraction.

Afin d'avoir une meilleure compréhension de ces expressions, nous considérons un exemple numérique. Considérons huit

réflecteurs situés à différentes profondeurs, et supposons que la vitesse augmente avec la profondeur. Pour simplifier les calculs, nous supposons que la pente ($p=dt/dx$) est constante pour tous les réflecteurs (10 ms par 40 m d'inter-trace, ce qui donne un pendage $p=0.25$ s/km). En utilisant les expressions (4-1), (4-2) et (4-3), nous calculons le déplacement horizontal d_x (en km) et vertical d_t (en s) et le pendage (en s/km) impliqués par la migration. Les résultats sont résumés dans le tableau 4-1.

$t(s)$	$V(km/s)$	$d_x(km)$	$d_t(s)$	$tg \theta t(s/km)$	$tg \theta m(s/km)$
1	2.5	0.390	0.050	0.25	0.263
2	3.0	1.125	0.146	0.25	0.269
3	3.5	2.297	0.302	0.25	0.278
4	4.0	4.000	0.535	0.25	0.288
5	4.5	6.328	0.866	0.25	0.302
6	5.0	9.375	1.316	0.25	0.320
7	5.5	13.234	1.916	0.25	0.344
8	6.0	18.000	2.708	0.25	0.378

Tableau 4-1: Déplacement horizontal (d_x) et vertical (d_t) pour huit réflecteurs situés à différentes profondeurs, et changement de pendage après la migration.

Nous remarquons que les pendages après la migration sont plus grands que les pendages avant la migration. Plus l'événement sismique est profond et plus le déplacement horizontal d_x et vertical d_t est élevé. Par exemple, à 8 s, $d_x = 18$ km et $d_t = 2.7$ s, pour un pendage $p=0.25$ s/km sur la coupe stackée.

Supposons maintenant que la coupe à offset nul de la figure (4-1) ait été enregistrée entre les points A et B. Après migration, nous nous apercevons que l'événement penté C'D' migre en dehors du profil sismique. Par conséquent, les données d'une coupe somme ne représentent pas forcément la structure située au dessous du profil sismique. Ceci montre que le profil sismique doit être assez long afin de migrer toute la

structure. En outre, le temps d'enregistrement doit être suffisamment long. Par exemple, si seulement OE secondes ont été enregistrées (Fig. 4-1), alors le segment enregistré C'D'' ne représente qu'une partie de l'image complète CD.

2- MIGRATION PAR LA METHODE DE SOMMATION LE LONG DES HYPERBOLES DE DIFFRACTION. RESOLUTION LATERALE.

Imaginons que les réflecteurs du sous-sol soient composés de points. Ces points agissent comme des sources secondaires de Huygens et produisent des événements hyperboliques (diffractions) sur la coupe à offset nul (Claerbout, 1985). Ainsi une coupe à offset nul peut être imaginée comme une superposition de toutes les diffractions (le problème direct). Cependant, lorsqu'il y a des discontinuités (les plans de failles) ou des hétérogénéités le long du réflecteur, les diffractions apparaissent sur cette coupe.

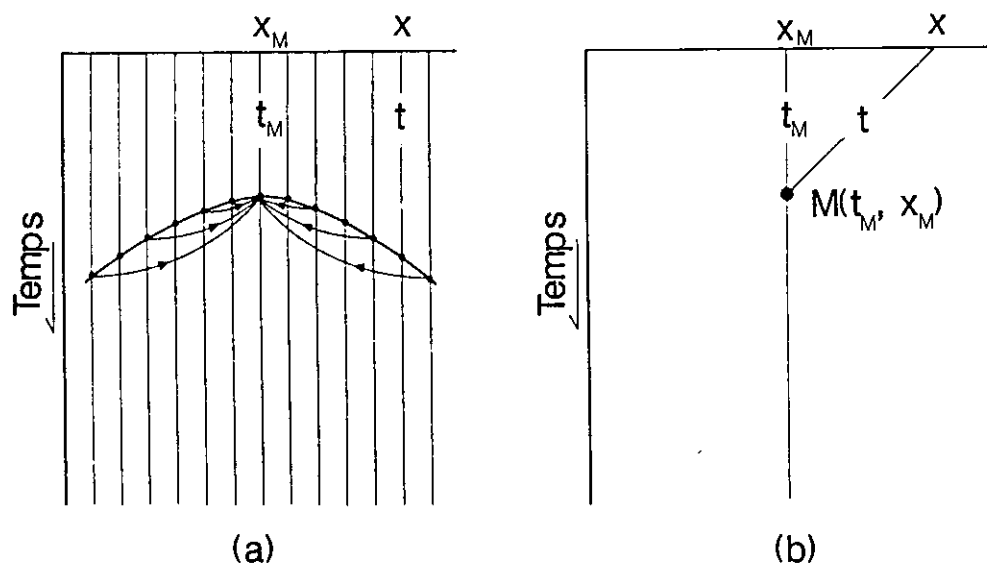


FIG. 4-3: Migration par la méthode de sommation le long des hyperboles de diffraction: (a) Coupe à offset nul. (b) Migration.

Donc, le modèle du sous-sol peut être obtenu par la méthode de sommation le long des hyperboles de diffraction (le problème inverse). Cette méthode consiste à placer la somme des échantillons (sur un certain nombre de traces, "aperture") le long des hyperboles de diffraction, au point (t_M, x_M) qui correspond aux coordonnées du sommet de l'hyperbole (Fig. 4-3). L'équation de cette hyperbole est donnée par:

$$t^2 = t_M^2 + 4 \cdot (x - x_M)^2 / V^2 \quad (4-4)$$

Dans la pratique, une hyperbole de diffraction ne migre jamais en un point. La question qui se pose alors est la suivante: quelle est la résolution latérale après la migration? Pour répondre à cette question, considérons un point diffractant dans une position latérale x_M et à un temps double en réflexion verticale t_M (Fig. 4-3b). Ce point va générer une hyperbole de diffraction sur la coupe sismique à offset nul (Fig. 4-4a). Sur cette coupe, obtenue en calculant le temps de

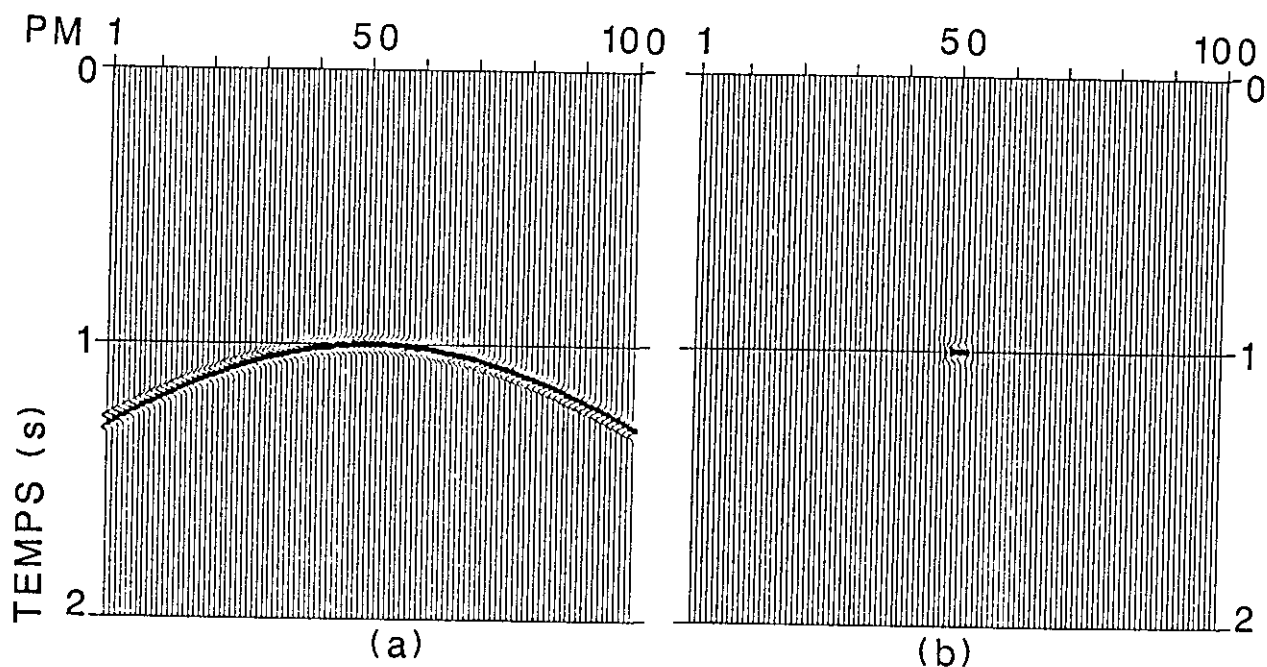


FIG. 4-4: Migration et résolution latérale: (a) Hyperbole de diffraction générée par un point diffractant. (b) La migration de cette hyperbole n'est pas un point, mais un segment de longueur finie.

parcours et en convoluant par un Ricker d'ordre deux de fréquence dominante 20 Hz, nous ne tenons pas compte la diminution des amplitudes avec l'angle d'incidence (θ). Nous nous plaçons donc dans le cas des coupes stackées égalisées. Nous migrons ces données, en appliquant la méthode de migration mentionnée précédemment et en utilisant une vitesse de migration exacte. Sur la figure (4-4b) nous avons présenté le résultat de cette migration.

Nous constatons que les amplitudes, après la migration, sont réparties sur un certain nombre de traces de part et d'autre de la trace qui se trouve au PM 50. Pour calculer l'image migrée à la position $(x_M + dx_M)$, nous déplaçons l'hyperbole de manière à ce que son sommet se positionne au point $(x_M + dx_M)$, et nous additionnons les échantillons le long de cette hyperbole décalée. En ANNEXE E, nous démontrons que l'amplitude de l'image reconstruite au point $(x_M + dx_M)$ s'exprime ainsi (équation E2):

$$\text{Amp}(x_M + dx_M) = A \cdot \text{sinc}(\alpha dx_M)$$

$$\text{où } \alpha = 4\pi f X_{\max} / (tV^2)$$

$$\text{et } \text{sinc}(u) = \sin(u)/u$$

Dans cette expression, A est l'amplitude de l'image reconstruite au point $x = x_M$, f la fréquence dominante du signal, t le temps double sur la coupe stackée, et les données ont été migrées en utilisant une fenêtre ("aperture") de longueur $X_{\max}$. A partir de cette analyse, nous remarquons que, bien que le modèle de diffraction ait été généré par un point diffractant, l'image migrée n'est pas un point mais un segment de longueur finie, et la variation latérale des amplitudes le long ce segment est une fonction sinus cardinal. L'amplitude s'annulera pour $dx_M = R_{\text{mig}}$ tel que:

$$\alpha \cdot R_{\text{mig}} = \pi$$

ou encore:

$$R_{\text{mig}} = tV^2 / (4fX_{\max}) \quad (4-5)$$

d'où nous tirons la résolution latérale de la migration. La longueur de l'image reconstruite d'un point diffractant sera donc donnée par:

$$R_M = 2R_{mig} = tV^2 / (2fX_{max})$$

Pour $t=3$ s, $V=4000$ m/s, $f=30$ Hz et $X_{max}=6000$ m, nous trouvons $R_{mig} = 67$ m, tandis que dans les mêmes conditions pour la zone de Fresnel nous avons trouvé (voir CHAPITRE-II) $Z_f=632$ m. La migration améliore donc de façon significative la résolution latérale.

Cette amélioration est meilleure lors de la migration en 3-D. La migration en 2-D raccourcit la zone de Fresnel (Z_f) seulement dans la direction parallèle à la ligne du profil. La résolution dans la direction perpendiculaire n'est pas effectuée par la migration en 2-D.

La relation (4-5) montre que la résolution latérale qui peut être atteinte sur une coupe migrée dépend de la longueur de la fenêtre X_{max} (le nombre de traces sur lesquelles une hyperbole de diffraction s'étend). Cette fenêtre peut être influencée par la technique d'acquisition et par la chaîne de traitement avant la migration, particulièrement par les corrections dynamiques et la sommation qui, en général, renforcent les réflexions primaires et atténuent l'énergie diffractée. En outre, cette fenêtre dépend aussi du niveau du bruit qui masque l'énergie concernant la diffraction. Pour déterminer la résolution latérale théorique, il faut donc examiner les données avant la migration, afin de déterminer le nombre de traces sur lesquelles l'énergie diffractée est visible.

Pour atteindre cette résolution, il est aussi nécessaire que l'intervalle entre les traces (Δx) soit suffisamment petit. Afin d'éviter l'aliasing, la différence en temps entre deux traces voisines le long de la courbe de diffraction doit être inférieure à la moitié de la période du signal. En dérivant l'équation (4-4) par rapport à x et en appliquant ce critère pour $x = x_M \pm X_{max}/2$, où cette différence en temps est maximale, nous avons:

$$Dt_{\max} = 2X_{\max}Dx/(tV^2) < T/2 = 1/(2f)$$

ou encore :

$$Dx < tV^2/(4fX_{\max})$$

d'où :

$$Dx < R_{\text{mig}}$$

En conclusion, l'intervalle entre les traces (Dx), dans la coupe somme, doit être inférieur à la résolution latérale de la migration (R_{mig}).

3- MIGRATION CONVENTIONNELLE. POURQUOI NE DONNE-T-ELLE PAS DE RESULTATS SATISFAISANTS SUR LES DONNEES DE SISMIQUE PROFONDE?

Les techniques conventionnelles de migration telles que la migration en différences finies, la méthode (f,k) et l'intégrale de Kirchhoff, ne sont pas bien adaptées aux données de la sismique profonde (Warner 1987), même si la vitesse du milieu est bien connue. Toutes ces méthodes supposent que le champ d'onde à migrer est composé de réflexions primaires et de diffractions.

Les réflexions profondes apparaissent généralement sous forme de courts segments sans hyperboles de diffraction associées. Cette segmentation peut être liée à la distortion du champ d'ondes due aux techniques d'acquisition et de traitements (telles que l'utilisation d'un long dispositif, la sommation en PM qui ne tient pas compte des variations latérales de la vitesse le long du dispositif, et l'hypothèse d'offset nul) et aussi par la présence de bruits de toutes natures. La nature segmentée des réflexions profondes peut aussi être due aux hétérogénéités de vitesse (Schilt et al., 1979) et aux "scatterers" (Gibson et Levander, 1988) pouvant exister dans la croûte.

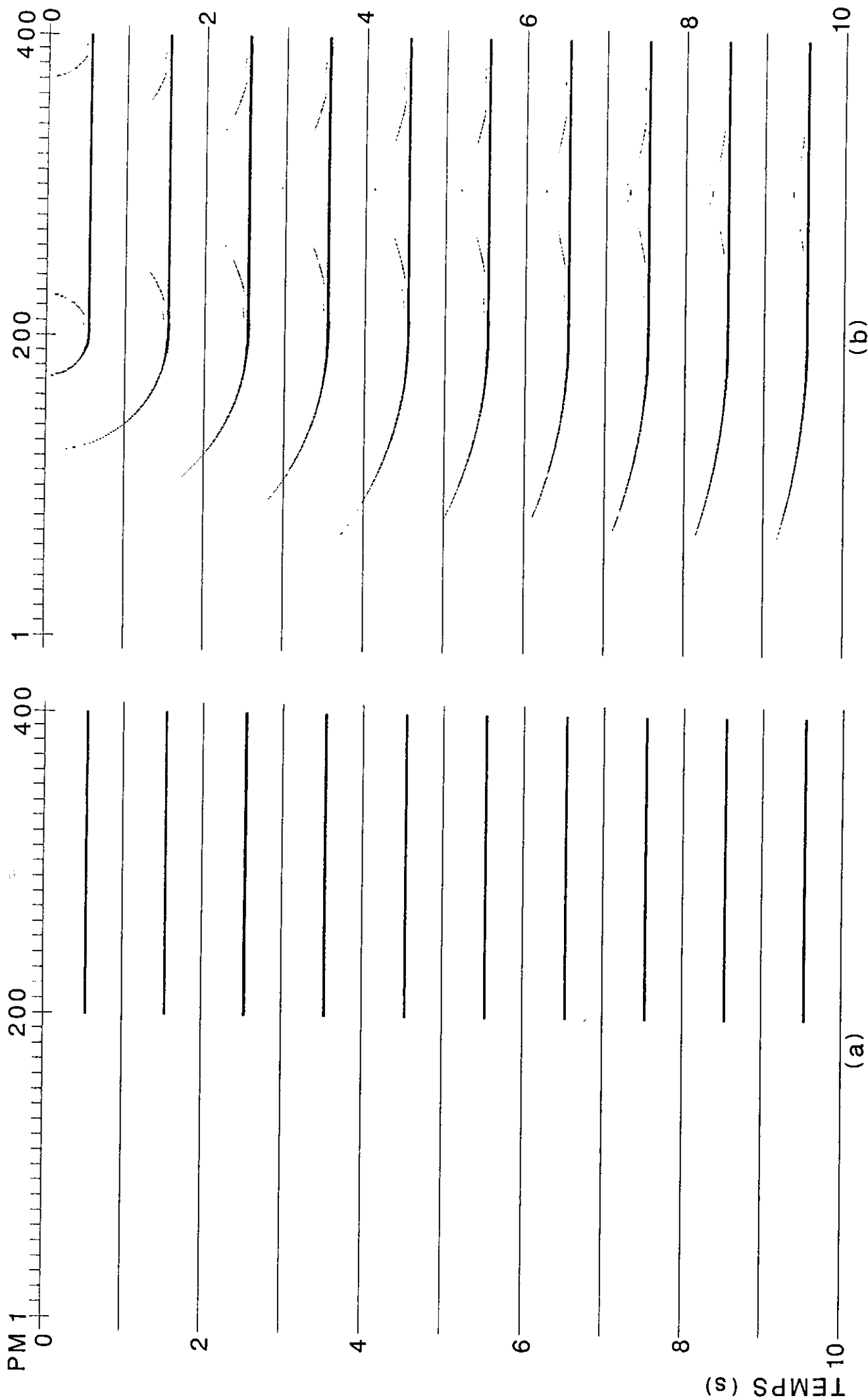


FIG. 4-5: (a) Modèle synthétique à dix réflecteurs à différentes profondeurs. (b) Migration par la méthode (f, k) , à vitesse $V=4$ km/s.

Donc, le champ d'onde (supposé contenir les réflexions primaires et les diffractions) à migrer, est incomplet (l'absence de diffractions). C'est pour cette raison que les méthodes de migration mentionnées précédemment produisent beaucoup d'artéfacts ("sourires"), qui ressemblent à des événements sismiques surmigrés.

Sur la figure (4-5b), nous avons montré la migration par la méthode (f,k) d'un modèle synthétique (Fig. 4-5a) contenant dix réflecteurs à différentes profondeurs. La vitesse de migration a été supposée constante ($V = 4$ km/s). Ces réflecteurs s'arrêtent brusquement au PM 200, et nous supposons qu'il n'y a pas d'hyperbole de diffraction associée à cette interruption. Nous remarquons que les "sourires" deviennent de plus en plus larges avec la profondeur, et qu'ils peuvent ainsi devenir le trait dominant de la coupe migrée.

Sur la figure (4-6b) nous avons montré la migration (f,k) d'un bassin sédimentaire profond issu de données réelles (profil SWAT-2) (Fig. 4-6a), avec une vitesse constante $V=4$ km/s. Avant d'utiliser la migration, un filtre en fréquence variable suivant la profondeur et une égalisation dynamique (Schaming, 1987) ont été appliqués sur les données de la figure (4-6a). Nous pouvons apercevoir les "sourires" de migration entre 0 et 4 s à droite de la coupe. Nous constatons aussi que le bruit incohérent devient de plus en plus organisé, après la migration. Dans la partie la plus profonde, cet effet est dû à la troncature des données en temps.

Warner (1987) a montré que l'application d'une vitesse de migration inférieure (jusqu'à 50 %) à la vraie vitesse donne de meilleurs résultats. La figure (4-7) montre la migration de données de sismique profonde en utilisant deux vitesses différentes (Warner 1987). La coupe de la figure (4-7a) a été migrée avec une vitesse réelle (6 km/s), et les événements sismiques semblent surmigrés. La seconde coupe (Fig. 4-7b) a été migrée en utilisant une vitesse $V=4$ km/s. Elle semble plus correcte que la première coupe, bien que la vitesse soit inférieure à la vraie vitesse.

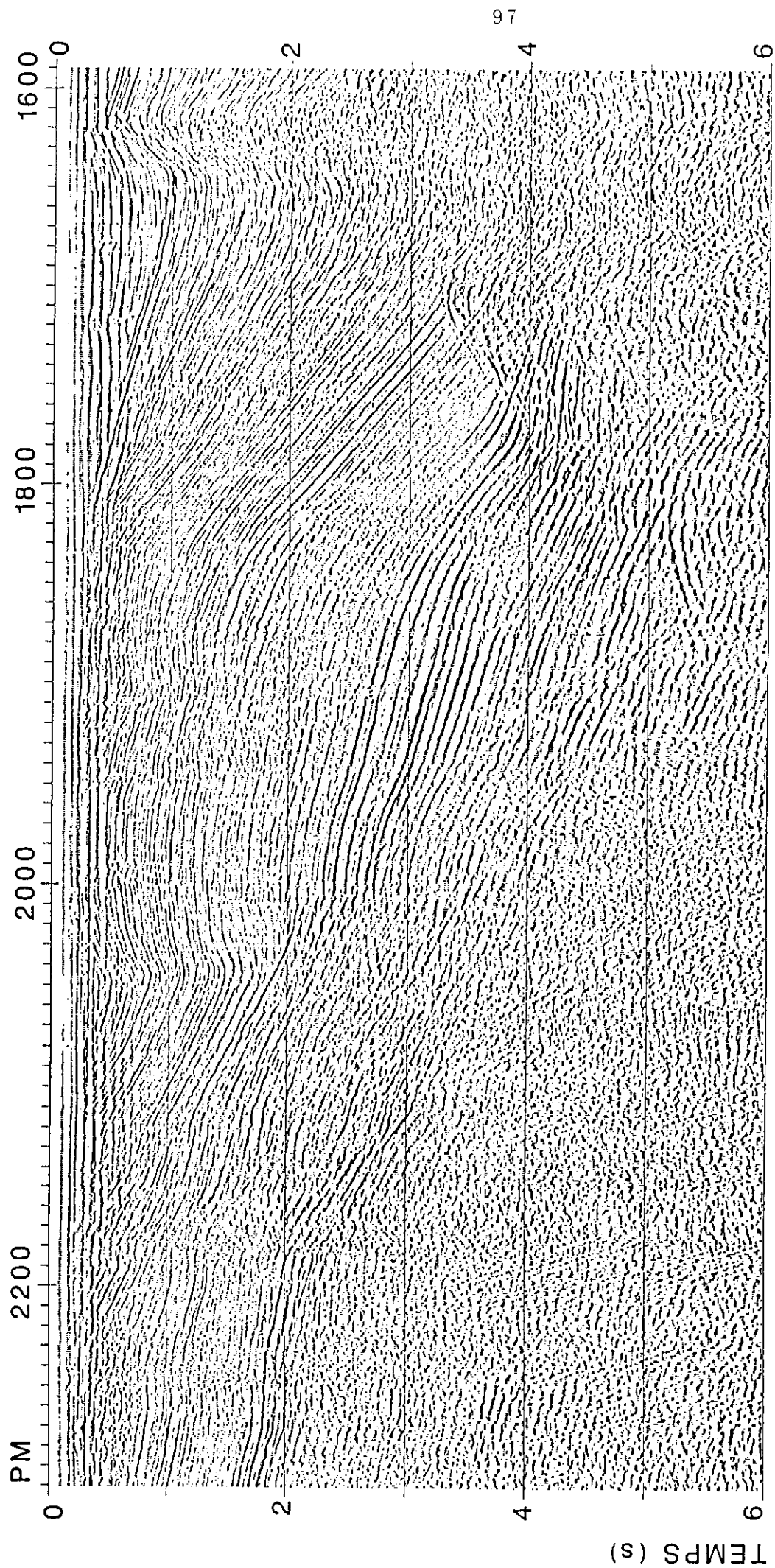


FIG. 4-6a: Partie du profil SWAT-02, montrant un bassin sédimentaire profond (Bassin du Chenal de St Georges).

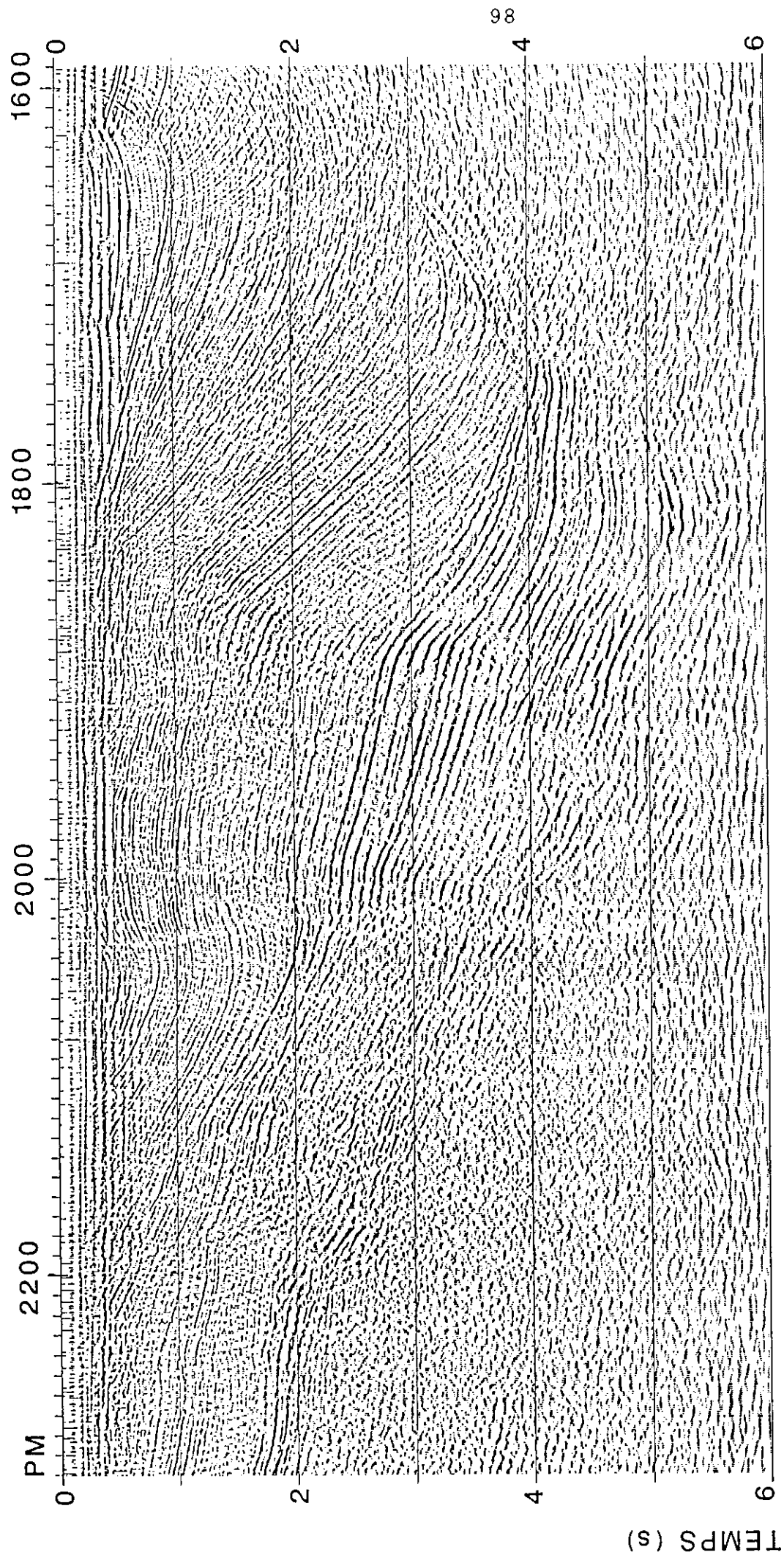


FIG. 4-6b: Migration par la méthode (f,k) de la figure (4-6a). La vitesse est supposée constante de 4 km/s.

Pour pouvoir utiliser la vraie vitesse et afin d'éviter les "sourires", le groupe "BIRPS" a adapté une méthode de migration basée sur la théorie des rais (Raynaud, 1988). Cette méthode migre des coupes pointées manuellement. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle perd une partie de l'information présente sur la coupe sismique (amplitude du signal, réflexions non pointées).

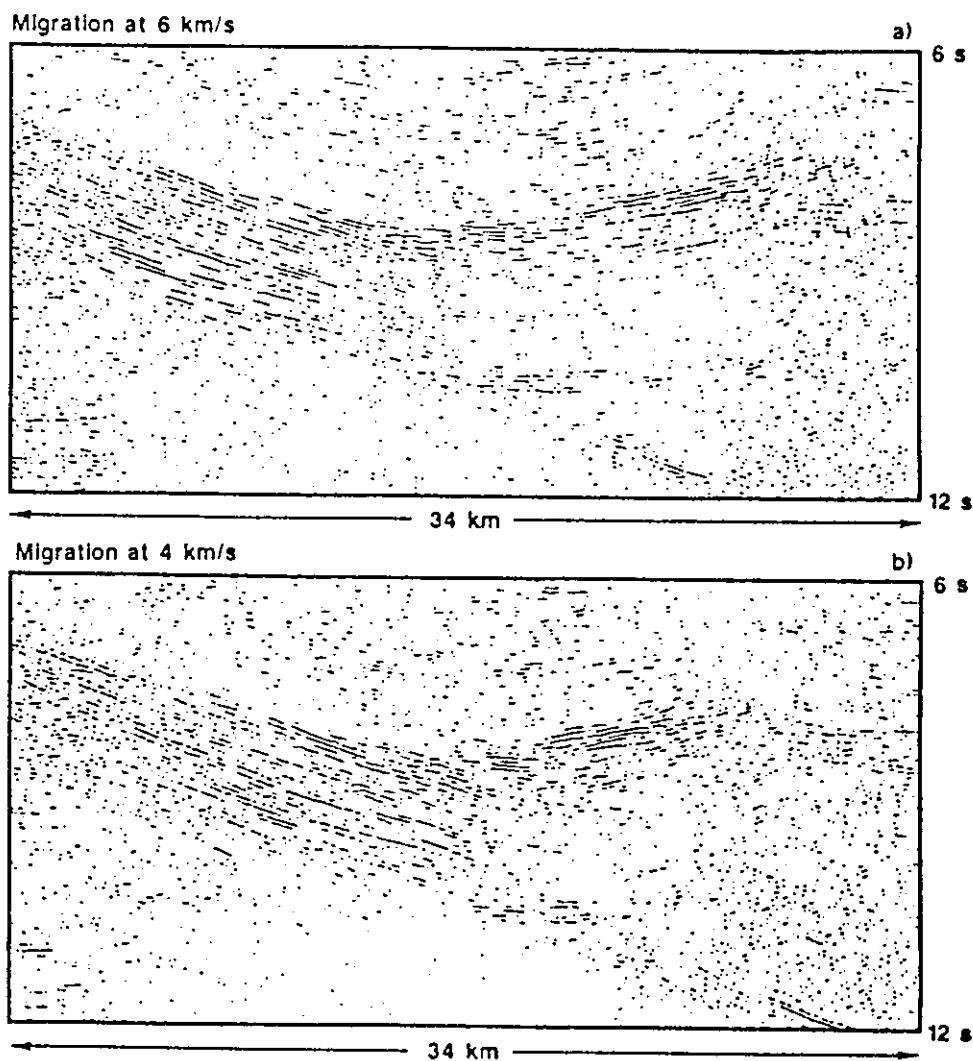


FIG. 4-7: (a) Migration à vitesse $V=6$ km/s; les événements semblent surmigrés. (b) Migration à vitesse $V=4$ km/s (Warner, 1987).

4- COMBINAISON DU FILTRE DE COHERENCE AVEC LA MIGRATION PAR LA METHODE DE SOMMATION LE LONG DES HYPERBOLES DE DIFFRACTION.

Afin d'éviter les artéfacts produits par les méthodes conventionnelles de migration et pour ne migrer que le signal sismique, Milkereit (1987) a migré les données de la sismique profonde (avant et après stack) en utilisant le filtre de cohérence basé sur la transformation $(\tau-p)$ pondéré (voir la relation 3-2 du CHAPITRE III). Nous avons développé une méthode similaire de migration basée sur le même filtre de cohérence et la sommation le long des hyperboles de diffraction dans le plan $(\tau-p)$.

Comme nous l'avons vu précédemment, la sommation des hyperboles permet de placer en chaque point (t_M, x_M) de la section migrée la somme des échantillons le long d'une hyperbole de diffraction dont le sommet est au point (t_M, x_M) . Considérons encore une fois l'équation de cette hyperbole:

$$D: t^2 = t_M^2 + 4 \cdot (x - x_M)^2 / V_{RMS}^2(t_M) \quad (4-6)$$

où (t_M, x_M) sont les coordonnées du sommet de l'hyperbole (Fig. 4-3), et V_{RMS} est la vitesse quadratique moyenne.

La pente de la tangente qui passe par un point quelconque (x, t) de cette courbe de diffraction est donnée par:

$$p = dt/dx = 4 \cdot (x - x_M) / (t V_{RMS}^2) \quad (4-7)$$

A partir des équations (4-6) et (4-7) nous obtenons:

$$t = t_M / (1 - p^2 V_{RMS}^2 / 4)^{1/2}$$

$$D: \quad (4-8)$$

$$x_M = x - tp V_{RMS}^2 / 4$$

Les relations (4-8) sont les équations paramétriques de la courbe de diffraction, en fonction du paramètre p , pente de sa tangente. En considérant ces équations, nous pouvons facilement

trouver les expressions du déplacement vertical (d_t) et horizontal (d_x) (voir les équations (4-1) et (4-2)), comme suit:

$$d_t = t - t_M = t[1 - (1 - p^2 V^2_{RMS}/4)^{1/2}] \quad (4-9a)$$

$$d_x = x - x_M = tpV^2_{RMS}/4 \quad (4-9b)$$

Dans ces équations, $p = dt/dx = \tan \theta_t$, où θ_t est l'angle mesuré sur la coupe non-migrée.

Nous avons montré précédemment (voir CHAPITRE-III), qu'il est possible de décomposer les données sismiques selon le paramètre de rai (p), en utilisant le filtre de cohérence (équation 3-2). Nous appliquons aux données ce filtre dans le but d'augmenter le rapport signal/bruit et pour ne migrer que le signal cohérent, présent sur un certain nombre de traces (X_w traces). Nous plaçons maintenant, en chaque point (x_M, t_M) de la coupe migrée, la somme des données transformées (en p) le long de la courbe de diffraction D donnée par les équations paramétriques (4-8), comme suit:

$$M(t_M, x_M) = \sum_D [P(t=\tau, x=x_c) \cdot C(\tau, x_c, p)] \quad (4-10)$$

où $M(t_M, x_M)$ représente la section migrée, $P(t=\tau, x_c)$ est la trace centrale de la fenêtre, et $C(\tau, x_c, p)$ est le filtre de cohérence calculé par l'équation (3-2).

En dérivant la relation (4-9b) par rapport au pendage (p) et en supposant que l'incrément du déplacement (Dd_x) soit inférieur ou égal à la largeur de la fenêtre (X_w traces) nous obtenons:

$$Dd_x = DpV^2 t/4 \leq X_w D_x$$

ou encore:

$$Dp \leq 4X_w D_x / (tV^2) \quad (4-11)$$

où:

D_x est l'intervalle entre les traces et X_w la largeur de la fenêtre (le nombre de traces) dans laquelle le filtre de cohérence ($C(\tau, x_c, p)$) est calculé.

Pour la migration, contrairement à la transformation ($\tau-p$), le pas d'échantillonnage en paramètres de rais (D_p) est donc contrôlé par la relation (4-11). Le nombre de paramètres de rais (N_p) est calculé par la formule (2-3), et il doit inclure le plus grand pendage (p_{max}) des hyperboles de diffraction présentes sur la section non-migrée.

La fenêtre (le nombre de traces) dans laquelle la sommation (4-10) s'effectue est calculée par:

$$N_{max} = 2(d_x/D_x)+1,$$

où d_x est le déplacement horizontal donné par la relation (4-9b) et D_x l'intervalle entre les traces.

La migration par sommation le long des hyperboles de diffraction est équivalente à la migration de Kirchhoff (Schneider, 1978) si l'on tient compte des facteurs suivants (Claerbout, 1985; Yilmaz, 1987):

1- le facteur de directivité qui décrit la variation des amplitudes en fonction de l'angle; il est donné par le cosinus de l'angle entre la direction de propagation des ondes et l'axe vertical Z .

2- le facteur de divergence sphérique, qui est proportionnel à $(1/r)^2$ pour la propagation en 2-D et $(1/r)$ pour la propagation en 3-D (ici $r=V \cdot t$).

3- le facteur de forme du signal, qui a un spectre de phase constant ($\pi/4$) et un spectre d'amplitude proportionnel à la racine carrée de la fréquence ($w^{1/2}$) pour la migration en 2-D. Pour la migration en 3-D, le changement de phase est $\pi/2$ et l'amplitude est proportionnelle à la fréquence (w).

Dans la pratique, l'ordre de l'application du filtre (spécifié par le facteur 3) et la sommation (équation 4-10) est

interchangeable, parce que la sommation est une application linéaire et le filtre est invariable en temps et en espace.

La combinaison du filtre de cohérence avec la migration par la sommation des hyperboles dans le plan (τ - p) améliore de façon significative le rapport signal/bruit et l'image de la coupe migrée en temps et en profondeur. Sur la figure (4-9), nous avons montré la migration des données SWAT-2 (Fig. 4-6a) en appliquant la méthode décrite précédemment et en utilisant une loi de vitesse variable en profondeur (Fig. 4-8).

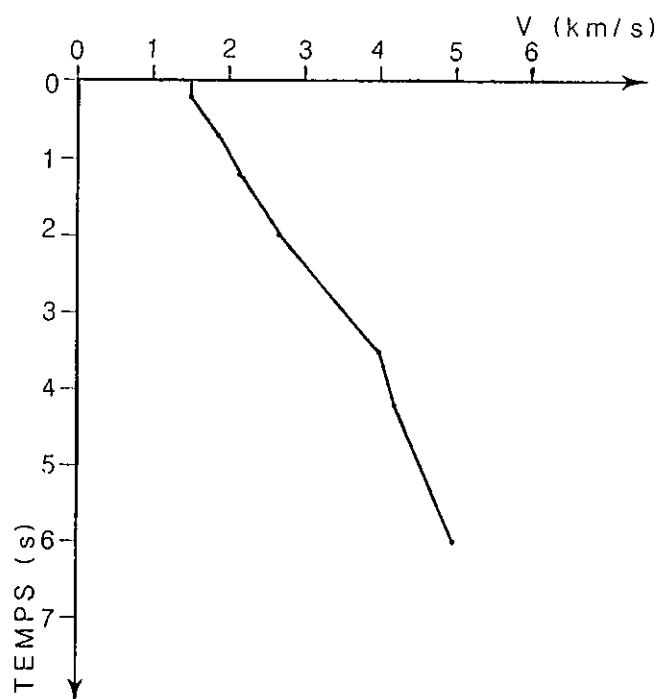


FIG. 4-8: Loi de vitesse utilisée pour la migration des données SWAT-02.

Le filtre de cohérence ($C(\tau, x_c, p)$) a été calculé en prenant une fenêtre de longueur $X_w=7$ traces et un pendage maximum $p_{max}=0.3$ s/km. Sur la figure (4-9), nous constatons une bonne atténuation du bruit incohérent et cohérent, et aussi l'absence des "sourires" impliqués par les techniques conventionnelles de migration (comparer avec la migration (f, k) de la figure 4-6b).

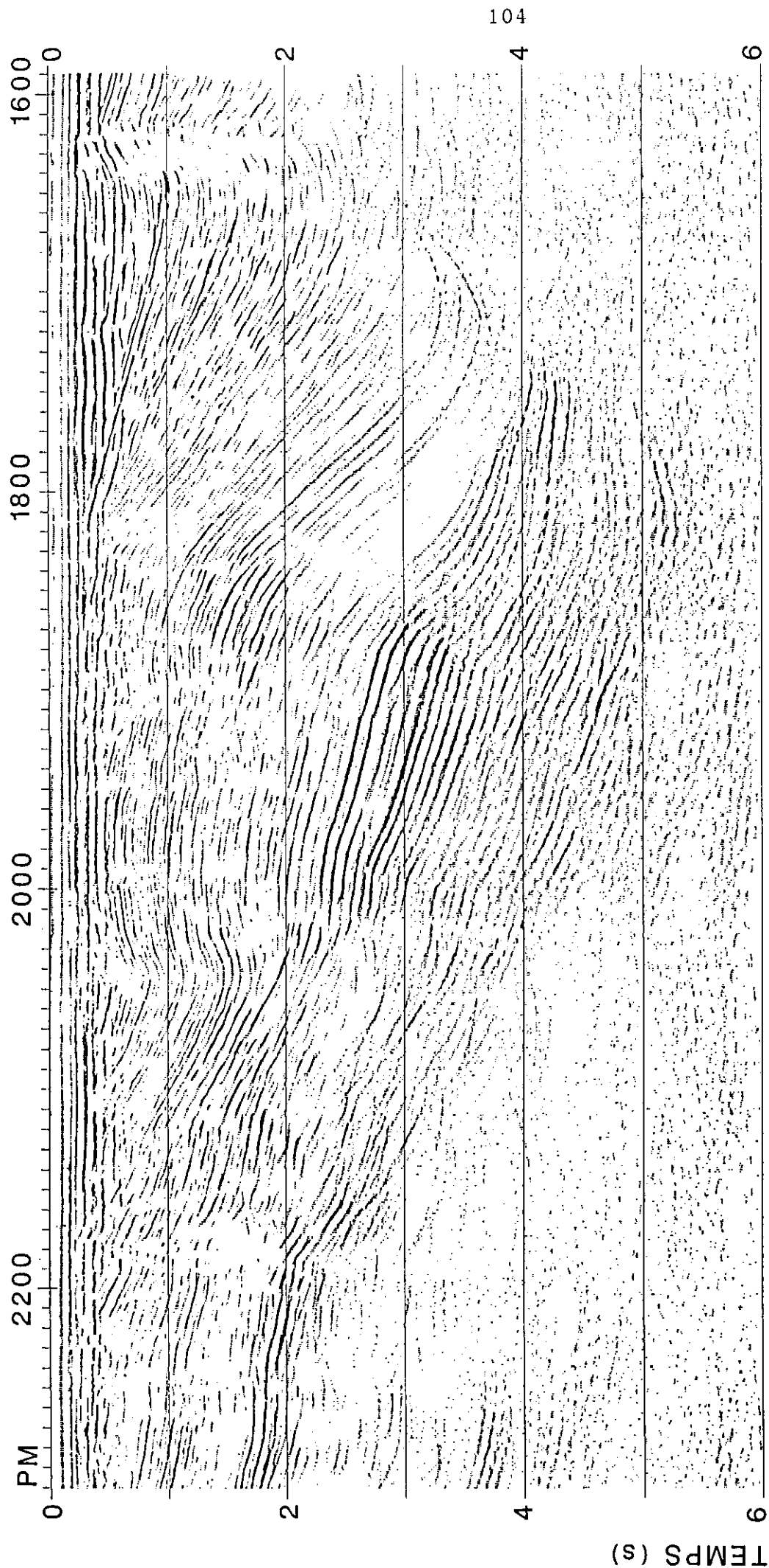


FIG. 4-9: Migration par la méthode de filtre de cohérence et sommation le long des hyperbole de diffraction, avec la loi de vitesse de la figure (4-8).

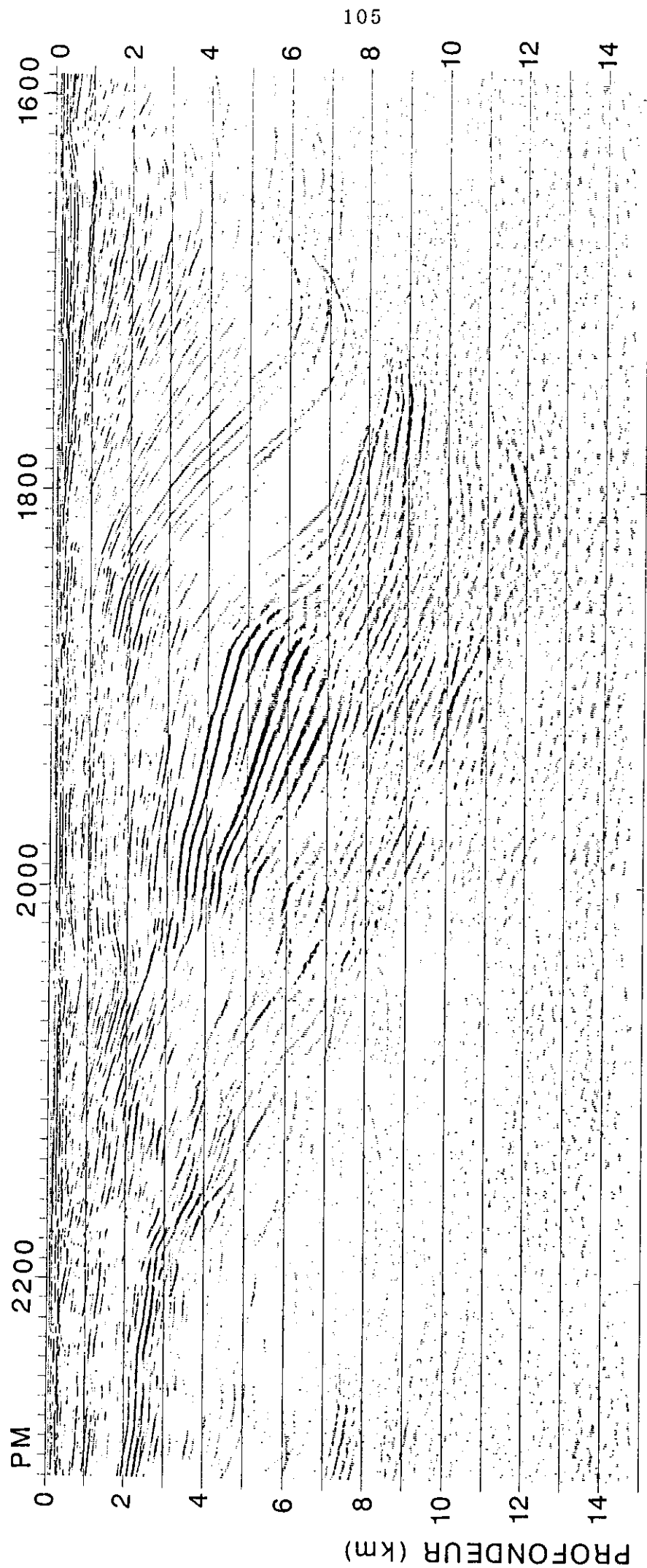


FIG. 4-10: Passage en profondeur de la figure (4-9), en utilisant la loi de vitesse de la figure (4-8). Ce passage a été effectué en appliquant la relation $Z_M = t_M V_{rms} / 2$.

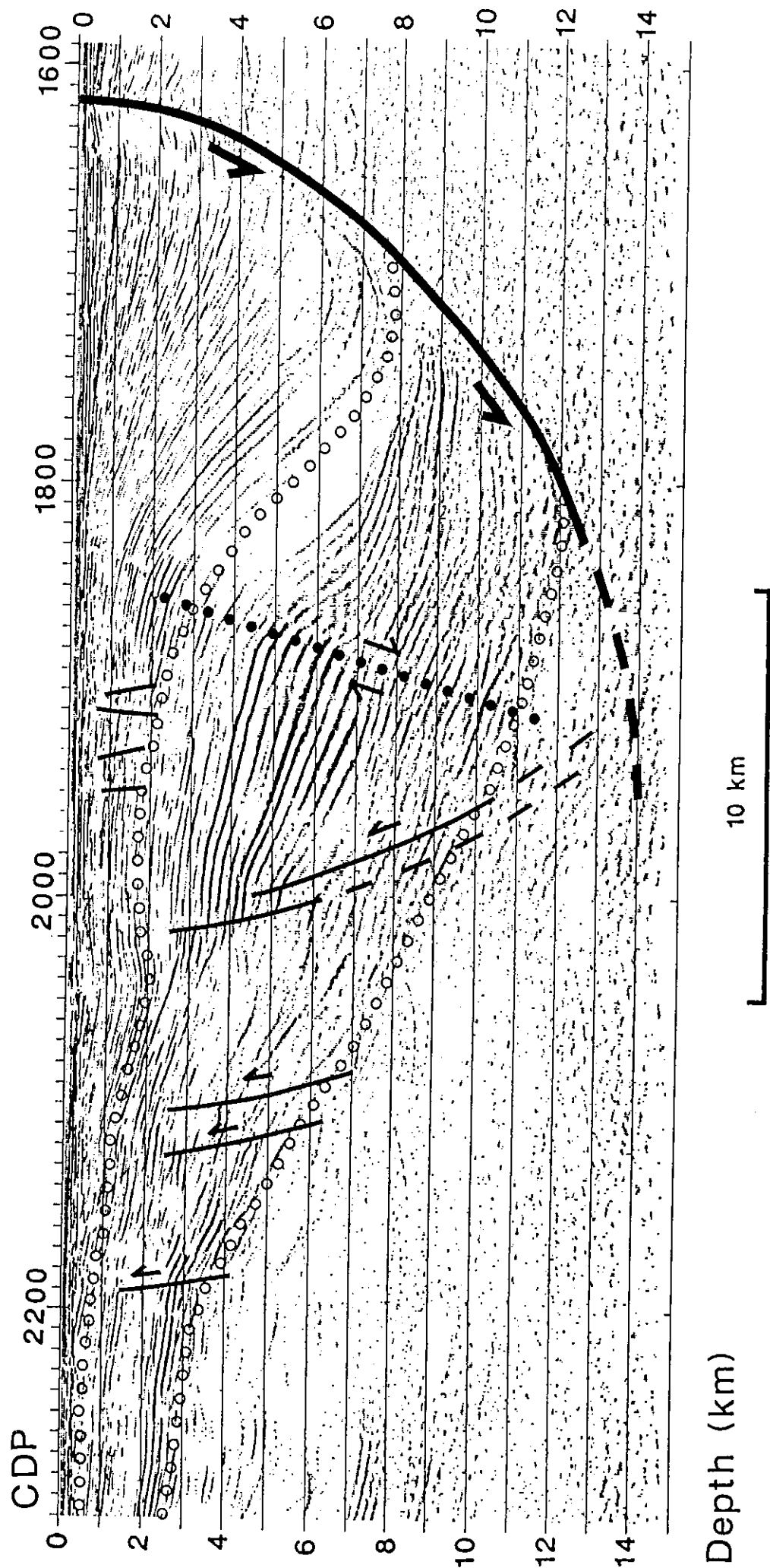


FIG. 4-11: Interprétation réalisée par Dymont et Bano (en préparation).

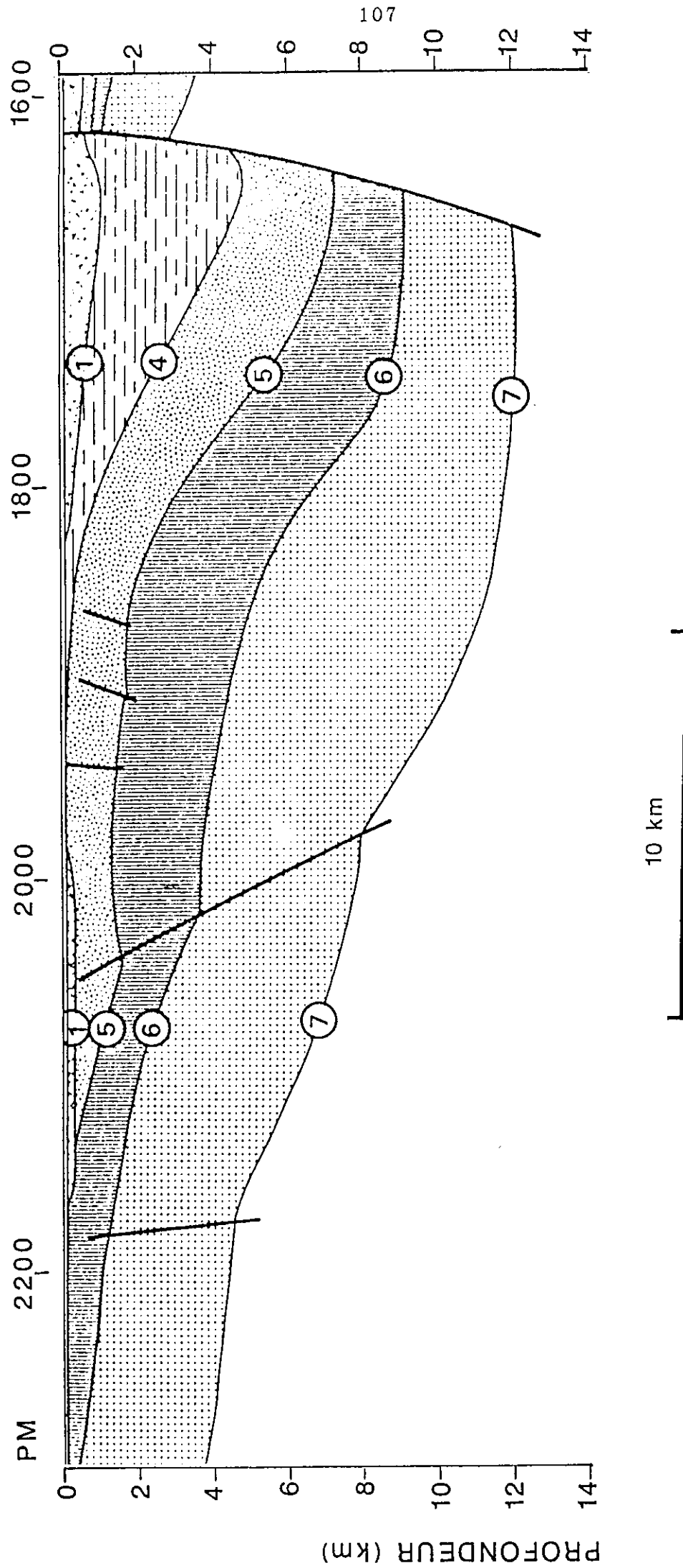


FIG. 4-12: Interprétation géologique (Dyment, 1987). La migration montrée sur la figure (4-10) permet d'améliorer significativement cette interprétation.

La figure (4-10) montre le passage en profondeur de la figure (4-9), en utilisant la loi de vitesse dans la figure (4-8) et en appliquant la relation $Z=t_M V_{RMS}/2$. La figure (4-11) présente l'interprétation (Dyment et Bano, en préparation) de la figure (4-10). Comparer cette coupe avec l'interprétation réalisée par Dyment (1987) (Fig. 4-12).

Ce nouveau schéma de migration a été aussi appliqué sur le profil SWAT-4. La figure (4-13a) montre le bassin Nord Celtique de ce profil (entre 0 et 6 s). Avant migration, un filtre en fréquence variant en fonction de la profondeur et une égalisation dynamique ont été appliqués sur ce profil (Schaming, 1987).

Le résultat de la migration en temps avec une vitesse variable en profondeur est montré sur la figure (4-13b). Afin de calculer le filtre de cohérence ($C(\tau, x_c, p)$), nous avons choisi une fenêtre de longueur $X_w=9$ traces et un pendage maximum $p_{max}=0.25$ s/km.

Les figures (4-14a et 4-14b) présentent respectivement le passage en profondeur et l'interprétation réalisée par Dyment et Bano (en préparation). Le passage en profondeur (Fig. 4-14a) a été effectué en utilisant une loi de vitesse variable suivant la profondeur et en appliquant la même relation que pour la figure (4-10).

La figure (4-15) montre l'extraction automatique des réflexions du profil SWAT-4 (entre 0 et 15 s). La base de la croûte inférieure, environ à 10-11 s, représente la discontinuité du Moho. Dans le manteau supérieur, entre 11 et 15 s, nous constatons des réflexions segmentées à pendage sud. La migration de ces données, en utilisant une vitesse constante ($V=5$ km/s), est indiquée sur la figure (4-16).

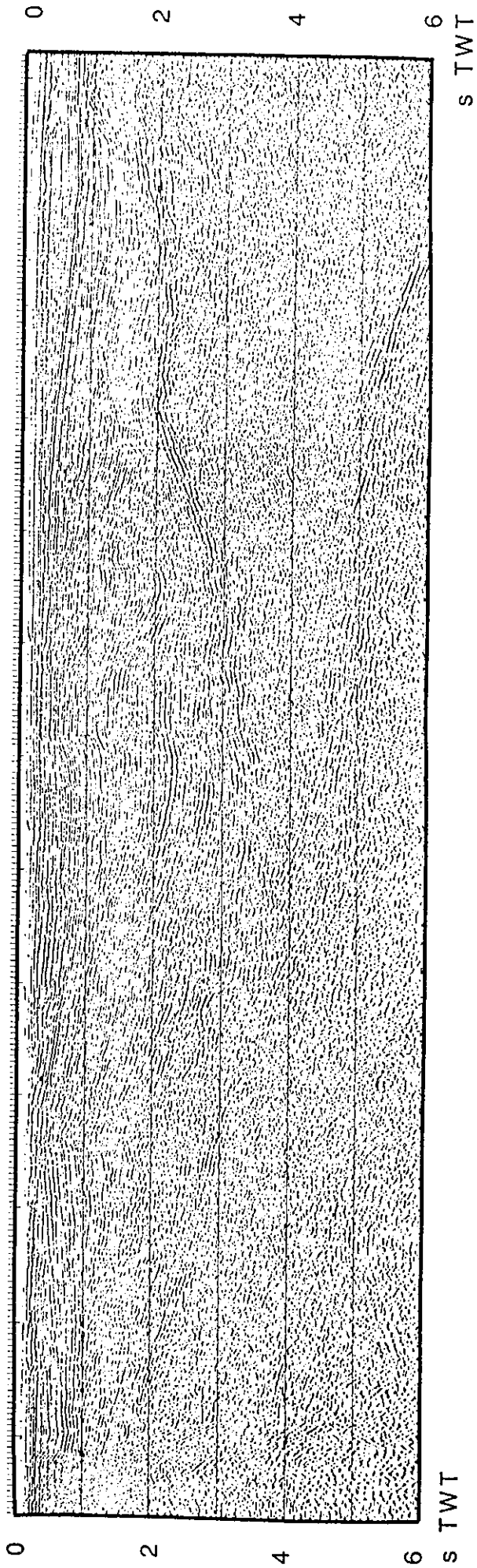


FIG. 4-13a: SWAT 4 unmigrated data

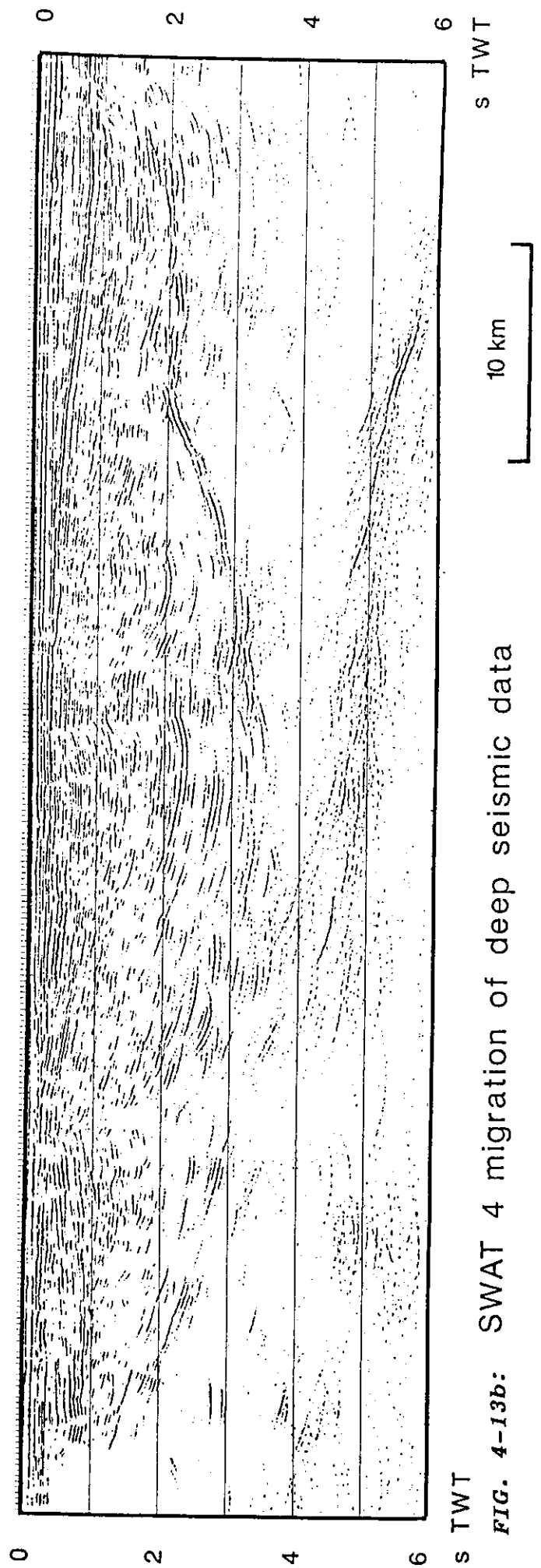


FIG. 4-13b: SWAT 4 migration of deep seismic data

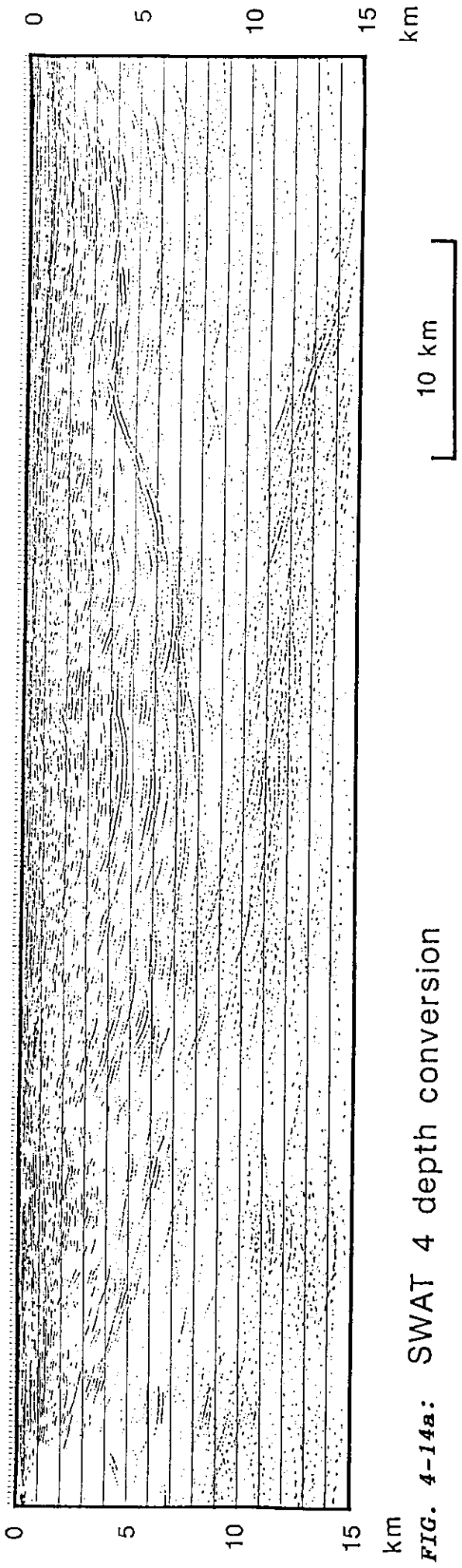


FIG. 4-14a: SWAT 4 depth conversion

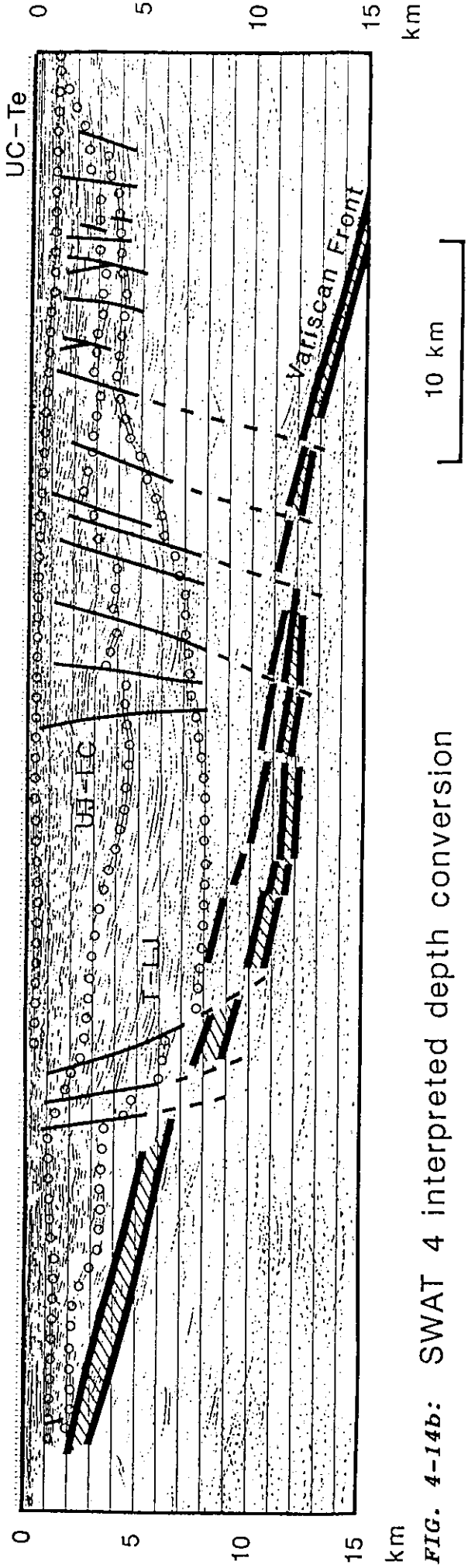
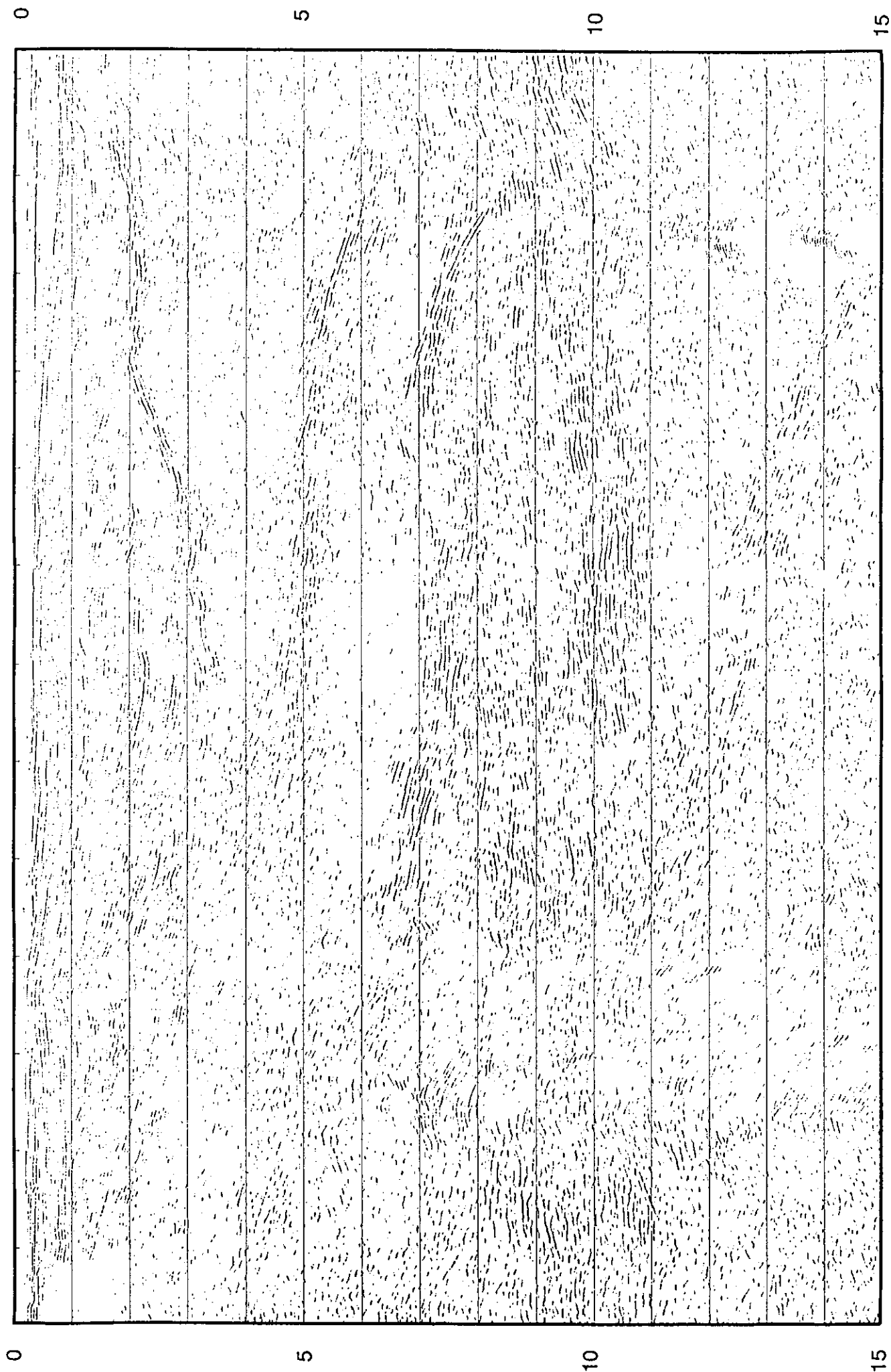


FIG. 4-14b: SWAT 4 interpreted depth conversion



s TWT
 FIG. 4-15: SWAT 4 automatic extraction of reflections

10 km

s TWT

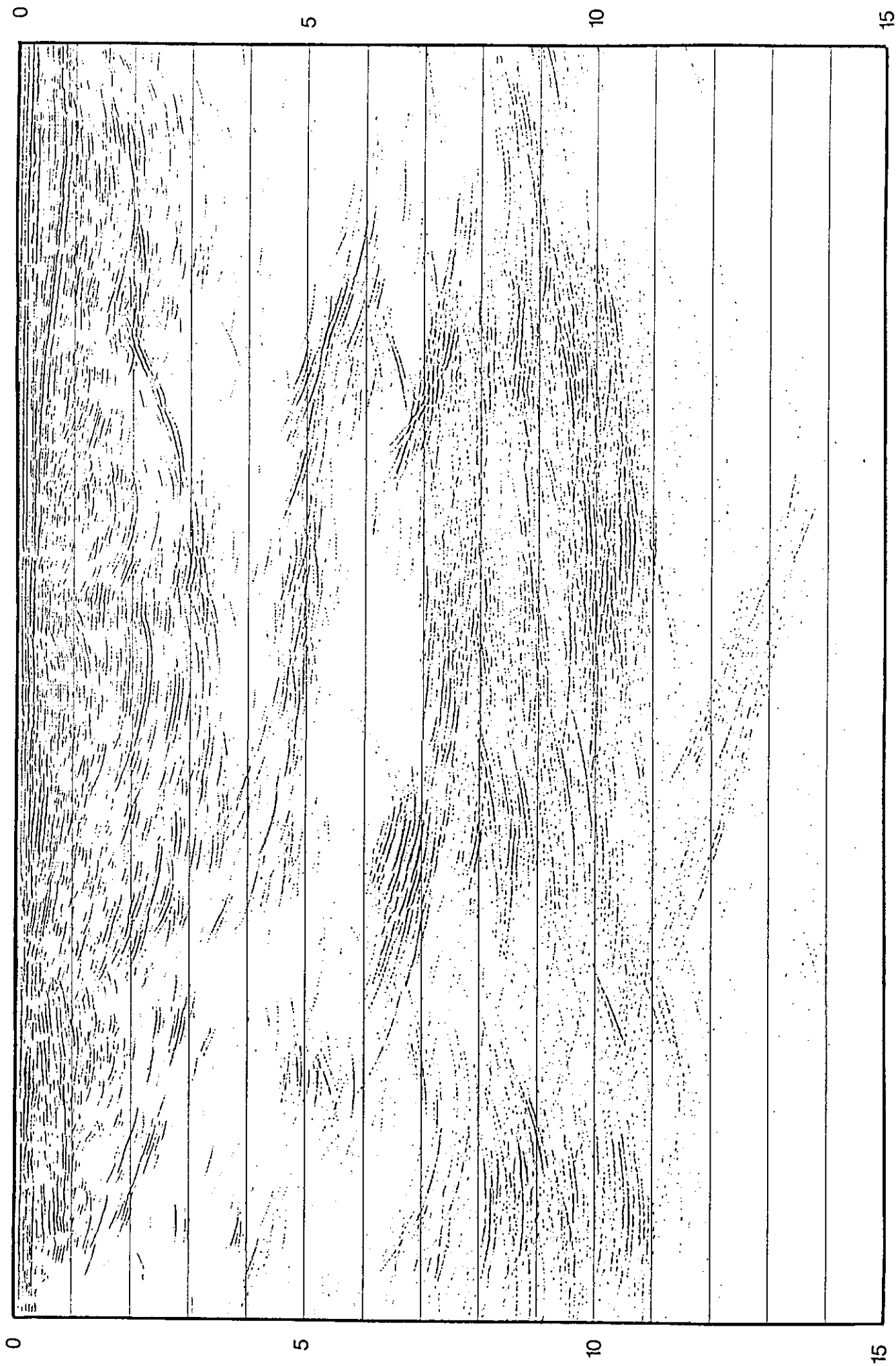


FIG. 4-16: Migration de la figure 4-15 à vitesse $V=5$ km/s.

Enfin, nous pouvons résumer les étapes principales de cet algorithme comme suit:

1- Calculer le filtre de cohérence (équation 3-2) sur un petit nombre de traces ($X_w=7$ à 9 traces), en choisissant une gamme de paramètres de rais (le pendage maximum des hyperboles de diffraction qui sont présentes sur la coupe non-migrée doit être inclu dans cette gamme).

2- Lisser ce filtre (voir ANNEXE D) et utiliser un seuil (nous utilisons un seuil de 0.6).

3- Multiplier la trace centrale de la fenêtre $P(t=\tau, x_c)$ par le filtre $C(\tau, x_c, p)$.

4- Définir, pour chaque t_m , les équations paramétriques (4-8) relatives à p , et calculer t et x_m tel que $|pV_{rms}|/2 < 1$ (les ondes évanescantes). Effectuer la somme de toutes les amplitudes en utilisant l'équation (4-10).

5- Déplacer la fenêtre d'une trace, et répéter les étapes de 1 à 4 jusqu'à ce que la dernière trace transformée soit migrée.

5- REMARQUES SUR LA MIGRATION EN PROFONDEUR

Le passage en profondeur des figures (4-10) et (4-14a) a été fait en utilisant la relation $Z_M = V_{RMS}(t_M) \cdot t_M / 2$. Ce passage est correct dans le cas d'une terre aux couches planes et homogènes, où il n'y a aucune variation latérale de la vitesse.

Considérons un milieu à deux couches homogènes séparées par un réflecteur horizontal. Les vitesses des deux milieux sont respectivement $V_1 = 2$ km/s et $V_2 = 3$ km/s. Un point diffractant M se place dans le deuxième milieu à une position latérale x_M et à une profondeur $Z_M = 1600$ m (Fig. 4-17a). La figure (4-17b) présente l'image sismique de ce point diffractant. Le sommet de cette image se trouve à la même position latérale x_M que celle du point diffractant.

Supposons maintenant que le point diffractant se situe dans un milieu homogène de vitesse $V = 2.4$ km/s et à la même position latérale et verticale (Fig. 4-18a). L'image sismique de ce point est une vraie hyperbole de diffraction (Fig. 4-18b). L'image de la figure (4-17b) diffère légèrement de l'hyperbole de diffraction sur les flancs (Fig. 4-18b), la position latérale x_M restant la même pour les deux images.

Sur la figure (4-19) nous avons présenté la migration en appliquant la méthode décrite dans le paragraphe précédent. La figure (4-19a) montre la migration de l'image de la figure (4-17b) avec une vitesse $V_{RMS} = 2.4$ km/s. La figure (4-19b) indique la migration de l'hyperbole de diffraction sur la figure (4-18b) en utilisant la vitesse du milieu $V = 2.4$ km/s.

Nous constatons que le résultat de la migration en temps par la méthode présentée précédemment d'un modèle aux couches planes et homogènes est correct si l'on utilise la vitesse quadratique moyenne du milieu (V_{RMS}).

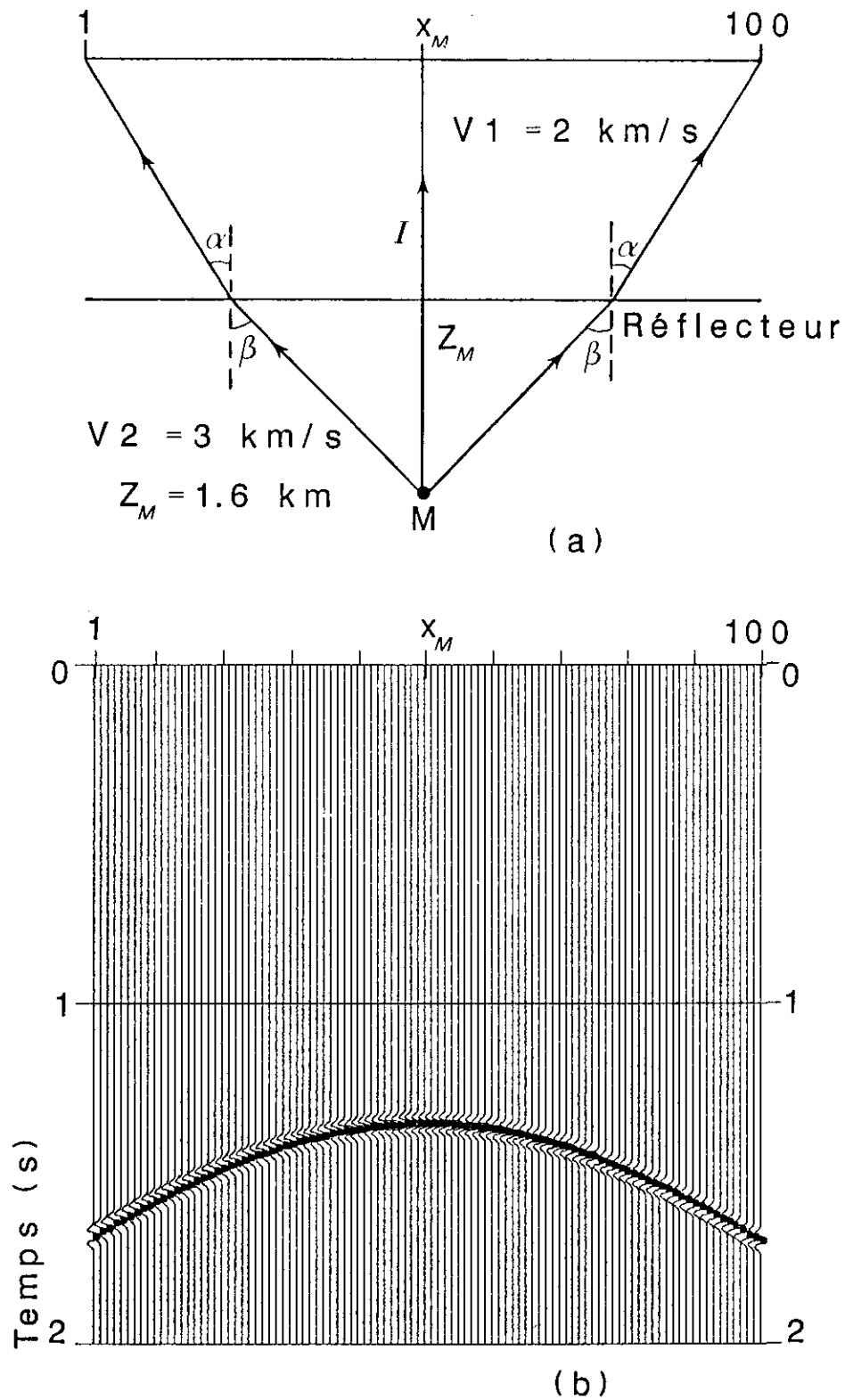


FIG. 4-17: (a) Deux couches homogènes séparées par un réflecteur horizontal. Un point diffractant se trouve dans le deuxième milieu. (b) Image sismique de ce point diffractant.

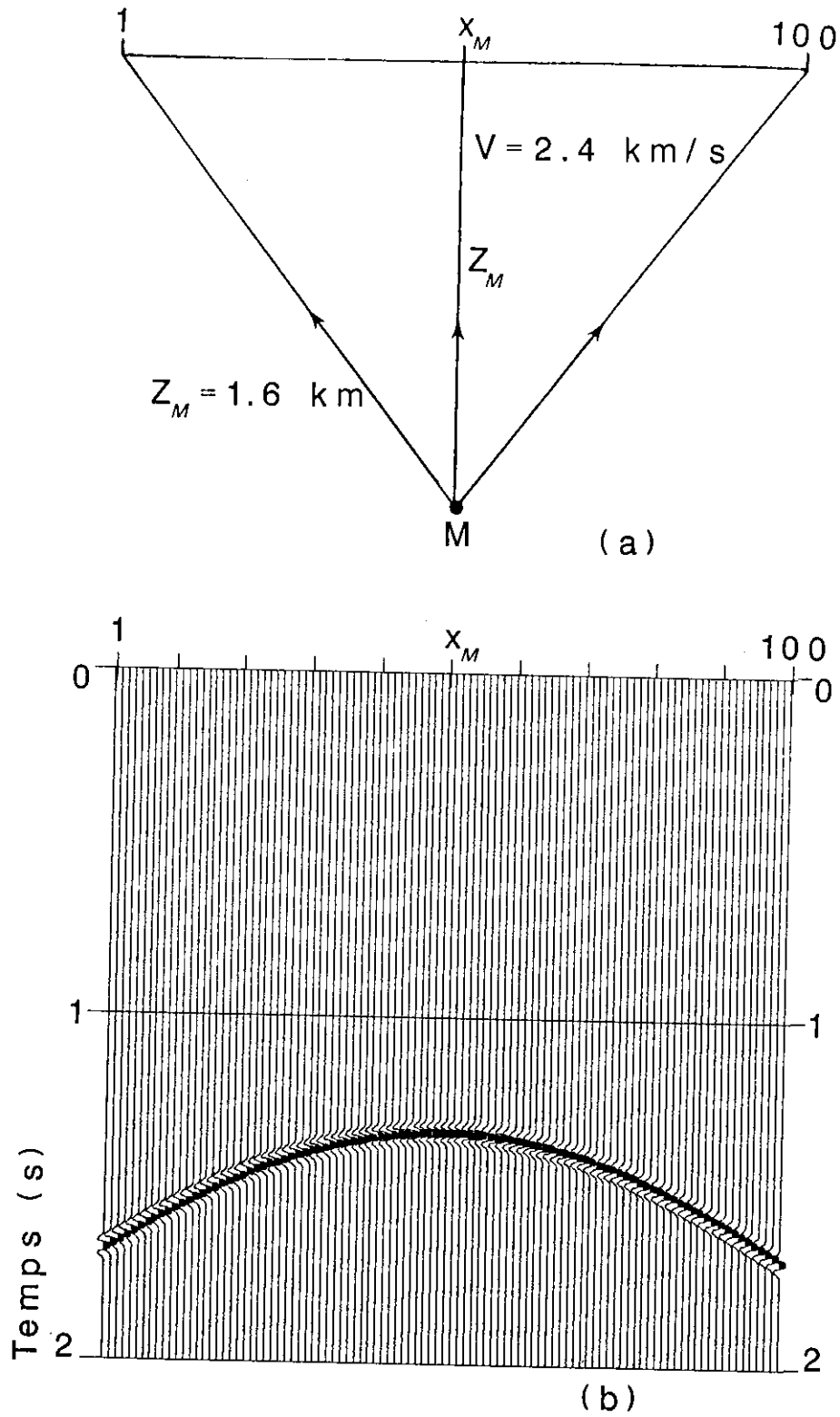


FIG. 4-18: (a) Un point diffractant se trouve dans un milieu homogène à une vitesse $V=2.4$ km/s. (b) Image sismique du point diffractant est une vraie hyperbole.

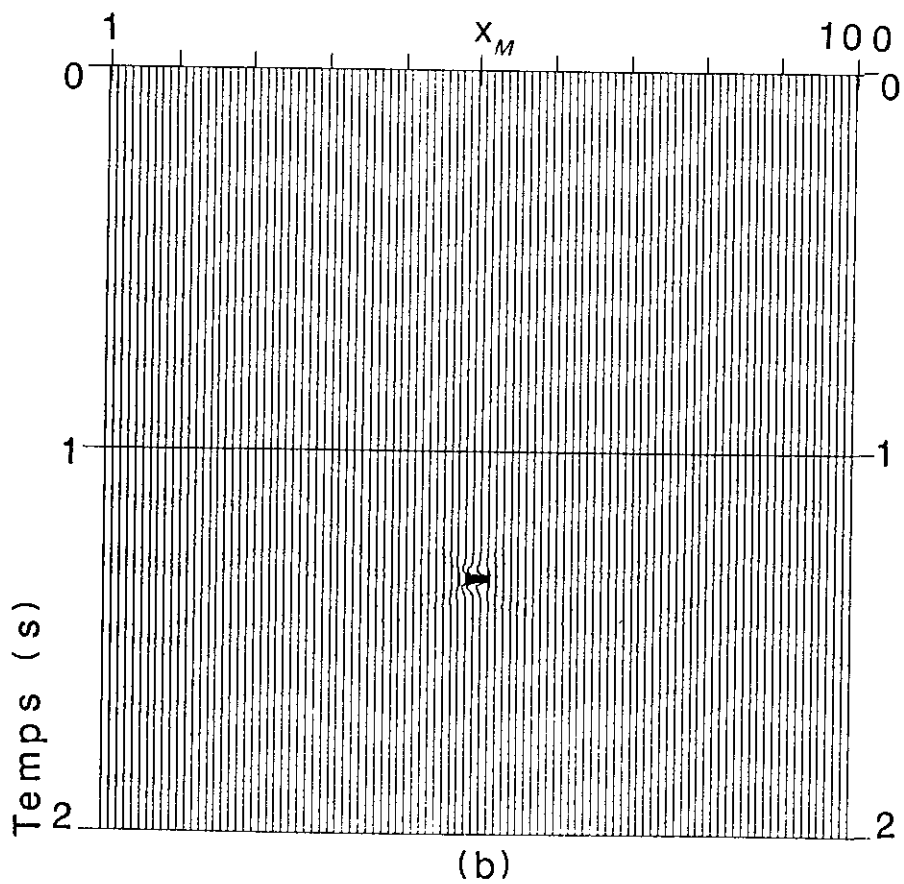
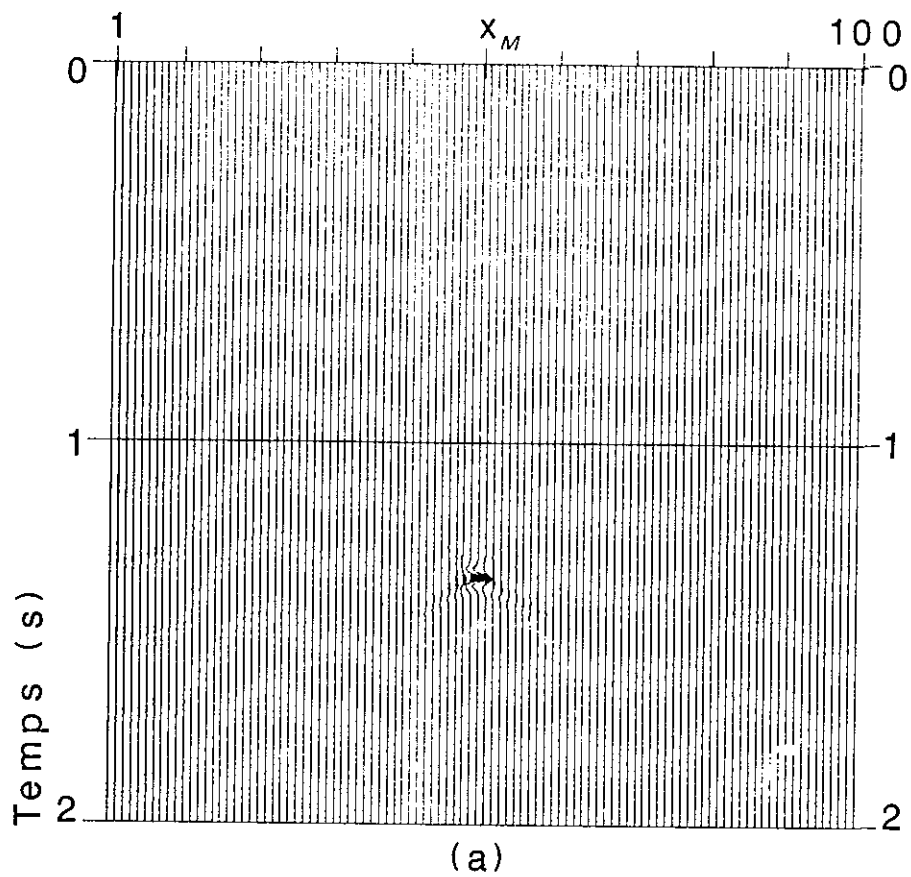


FIG. 4-19: (a) Migration de la figure (4-17b) avec une vitesse $V_{rms}=2.4$ km/s. (b) Migration de la figure (4-18b) avec la vraie vitesse du milieu $V=2.4$ km/s.

Ceci prouve que le passage en profondeur, dans ce cas, peut s'effectuer en utilisant la relation $Z_M = V_{RMS} \cdot t_M / 2$, ce qui implique un tracé de rais verticaux à la surface de la terre ne subissant aucune réfraction en profondeur. Lorsqu'il y a un changement latéral de la vitesse, il faut tenir compte de la réfraction des rais selon la loi de Descartes.

Considérons maintenant un réflecteur penté ($\theta=30^\circ$) séparant ces mêmes milieux (Fig. 4-20a). Le point diffractant M a les mêmes coordonnées x_M et Z_M . Le temps de parcours minimal mis par l'onde jusqu'à la surface de la terre, correspond au temps du rai I vertical à la surface de la terre, dont la position latérale est au point x_0 . Ce rai dit autocollimé a été introduit et appelé "image ray" par Hubral (1977).

L'image sismique de ce modèle est visible sur la figure (4-20b). Nous nous apercevons que non seulement cette image est asymétrique mais aussi que son sommet se trouve à une position latérale x_0 qui correspond à la position latérale du rai autocollimé I sur la figure (4-20a). La position latérale du sommet de la courbe de diffraction (x_0) ne se situe pas au même endroit que la position latérale du point diffractant (x_M).

Nous présentons dans la figure (4-21) un autre modèle avec un réflecteur moins penté ($\theta=15^\circ$) et son image sismique. Sur la figure (4-22) nous montrons le résultat de la migration des figures (4-20b) et (4-21b) en utilisant respectivement les vitesses $V_M = 2.8$ km/s et $V_M = 2.5$ km/s.

Nous constatons premièrement, que les courbes de diffraction ne sont pas complètement focalisées. Ceci est dû au fait que la méthode de migration présentée précédemment utilise un trajet hyperbolique de sommation, tandis que, dans ce cas, les diffractions ne sont plus hyperboliques. Nous voyons ensuite que la majeure partie de l'énergie sur la figure (4-22) est concentrée au point x_0 et que le déplacement latéral $dx = x_M - x_0$ pour la figure (4-22a) est de l'ordre de 320 m (13 traces, pour un intervalle entre les traces de 25 m), et 100 m (4 traces) pour la figure (4-22b).

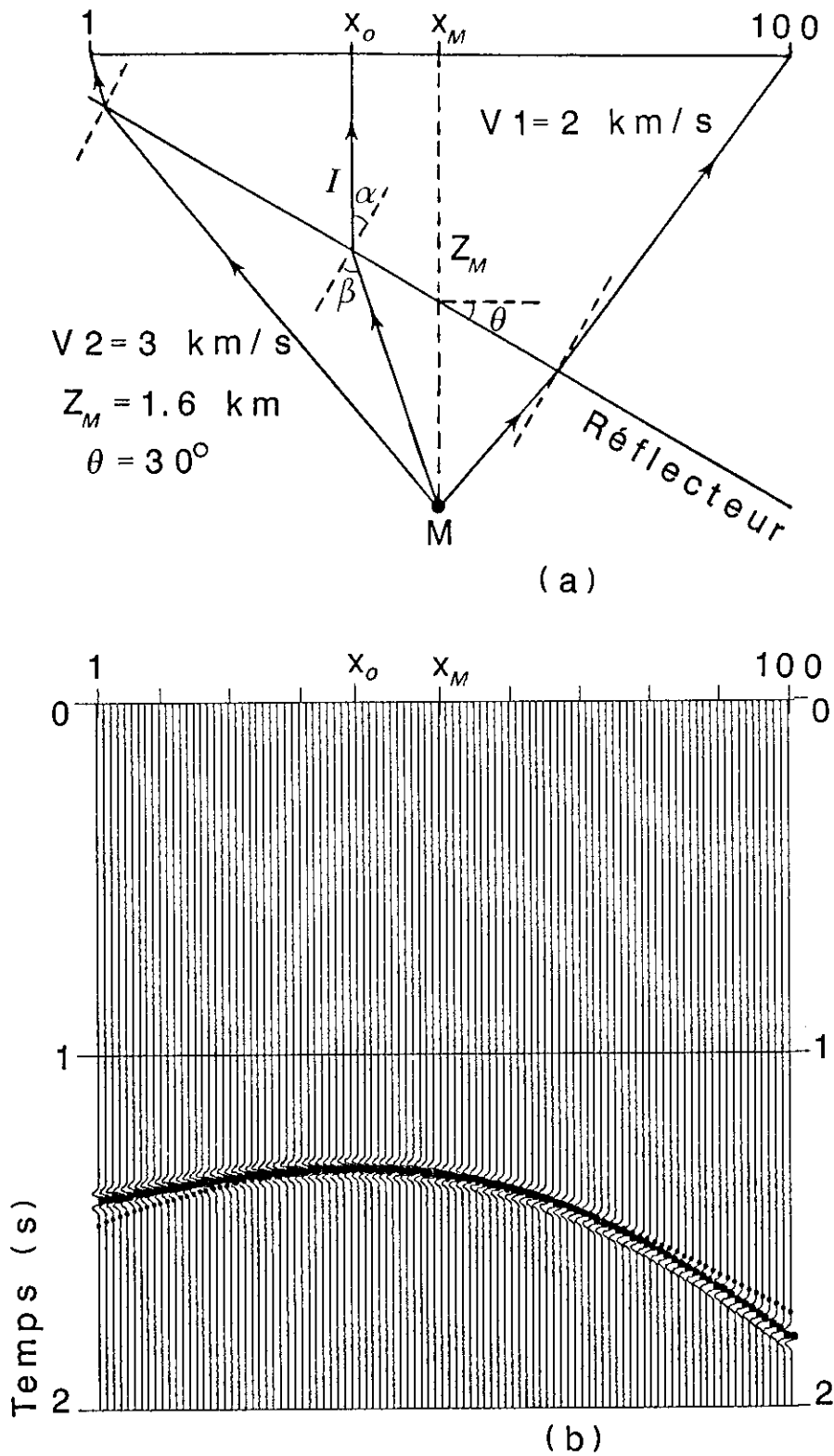


FIG. 4-20: (a) Réflecteur penté ($\theta=30^\circ$) séparant deux milieux homogènes. Le point diffractant se place dans le deuxième milieu. (b) Image sismique de ce point diffractant. Le sommet de cette image est déplacé à la position latérale x_o . En pointillés, est indiquée une hyperbole à une vitesse $V_M=2.8$ km/s.

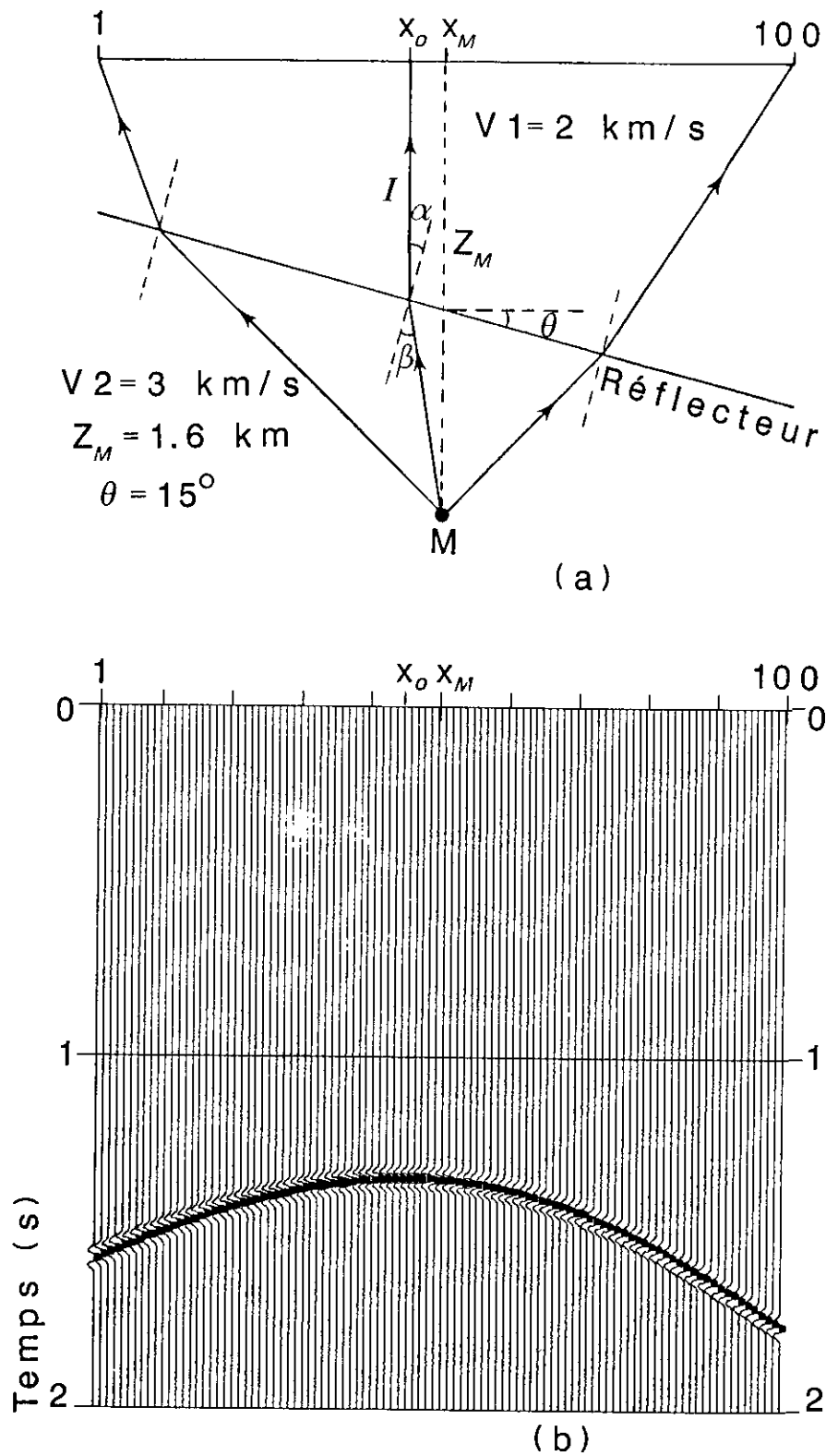


FIG. 4-21: La même que la figure (4-15), mais le réflecteur est moins penté ($\theta = 15^\circ$).

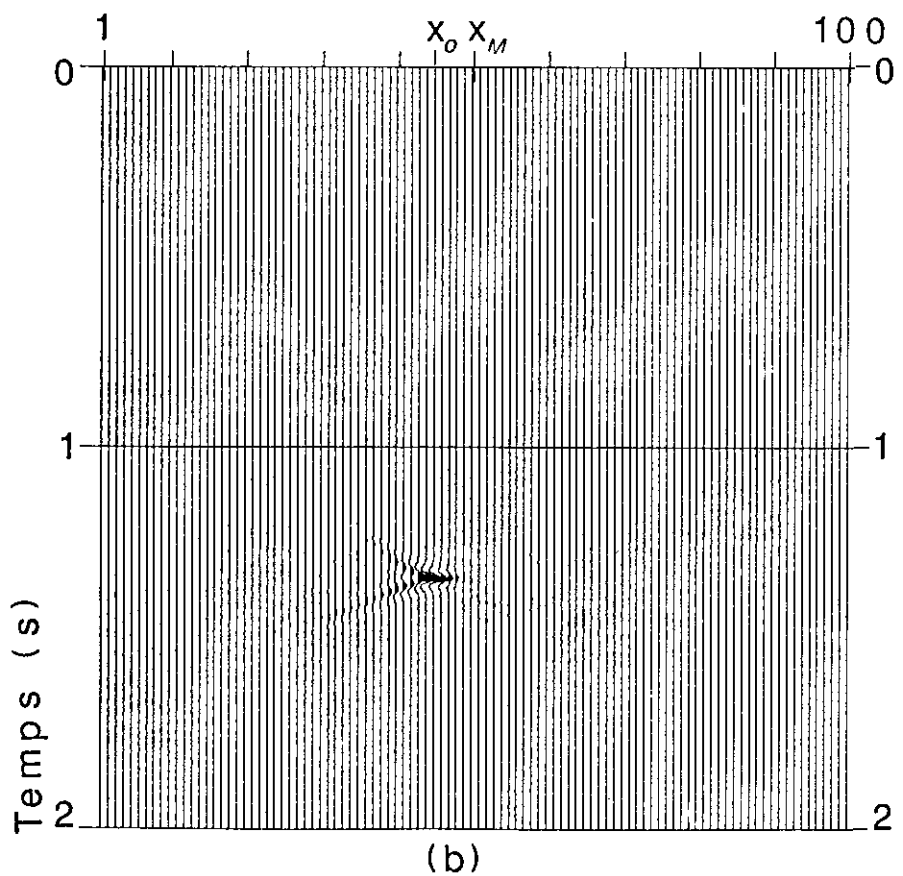
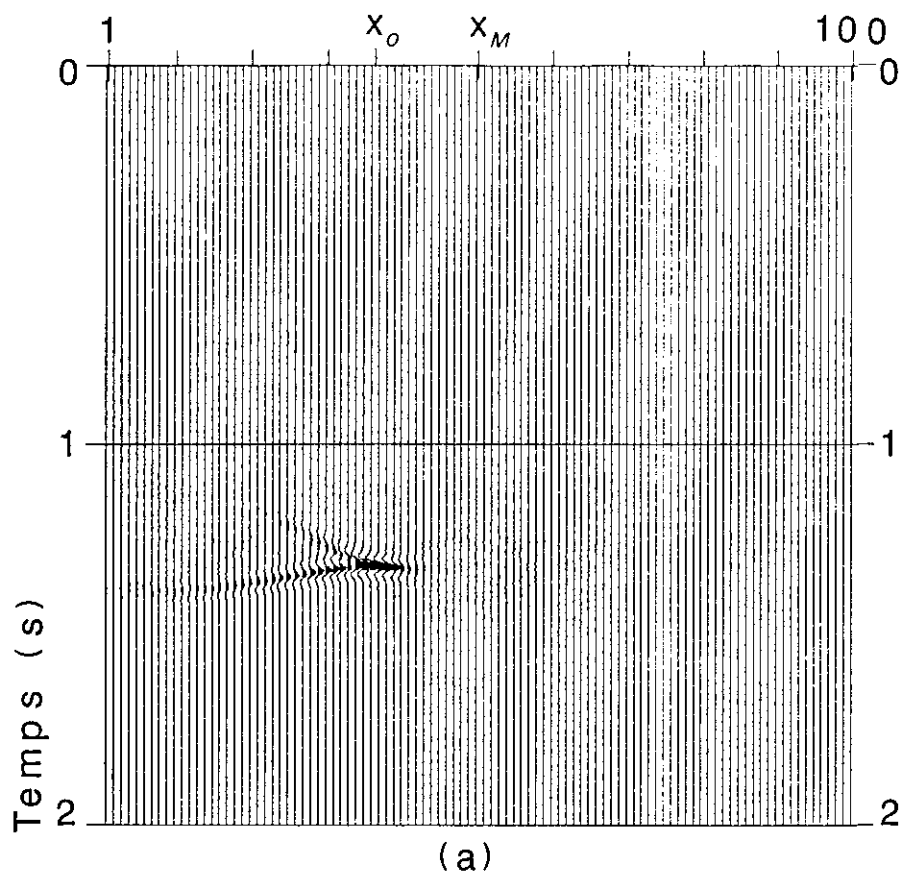


FIG. 4-22: (a) Migration de la figure (4-20b) avec une vitesse $V_M=2.8$ km/s. (b) Migration de la figure (4-21b) avec une vitesse $V_M=2.5$ km/s.

En considérant la focalisation incomplète des diffractions sur la figure (4-22), on peut penser que les vitesses sont un peu petites (les images semblent être sousmigrées). Les vitesses utilisées (respectivement 2.8 et 2.5 km/s), dites "vitesses de migration", ont été calculées le long des rais autocollimés (I) (Hubral, 1975) en appliquant l'équation (F-2) de l'ANNEXE F. Dans cette approche, ces vitesses ont été choisies telles que l'hyperbole de sommation et la courbe de diffraction observée se ressemblent autour de leur sommet.

Lorsque les vitesses varient latéralement, la qualité de la ressemblance se détériore le long des flancs des courbes de diffraction (voir la figure 4-20b); la focalisation incomplète est alors liée à cet effet. Par conséquent, aucun choix de la vitesse de migration ne peut fournir une ressemblance sur plus d'une portion de la courbe de diffraction (Fig. 4-20b). Parmi les choix possibles de la vitesse de migration, celui de Hubral fournit la meilleure focalisation (voir ANNEXE F).

Le résultat de la migration en temps sur la figure (4-22b) est plus au moins satisfaisant. Nous pouvons donc dire que le passage en profondeur dans le cas où les variations latérales de la vitesse ne seraient pas importantes (les pendages se situent entre 0° et 15°), peut s'effectuer en utilisant la relation $Z_M = V_{RMS} \cdot t_M / 2$.

Au contraire, dans le cas de variations latérales importantes de la vitesse, la migration en temps n'est pas correcte (Fig. 4-22a). Il est alors nécessaire d'effectuer la migration en profondeur en utilisant les rais autocollimés (Hubral 1977) partant verticalement à la surface de la terre et se réfractant en profondeur selon la loi de Descartes (voir le rai I sur les figures (4-20a) et (4-21a)).

Si les variations latérales de la vitesse sont très importantes (dans le cas des dômes de sel et des structures imbriquées), il est absolument nécessaire d'effectuer la migration en profondeur.

6- MIGRATION DES POINTS DE TIR

Nous allons à présent montrer la migration des points de tir par une méthode équivalente à celle exposée dans le paragraphe-4. Si l'on considère un point diffractant à une position latérale x_M dans un milieu à une vitesse V , l'équation de l'hyperbole de diffraction générée par ce point dans le plan (x_s, x_g) sera alors donnée par (Fig. 4-23):

$$t_s^2 = t_M^2/4 + (x_s - x_M)^2/V^2 \quad (4-12a)$$

$$t_g^2 = t_M^2/4 + (x_g - x_M)^2/V^2 \quad (4-12b)$$

$$t = t_s + t_g \quad (4-12c)$$

où t_s est le temps source-point diffractant, t_g le temps point diffractant-géophone, t_M le temps double en réflexion verticale, et t le temps de parcours source-point diffractant-géophone (Fig. 4-23).

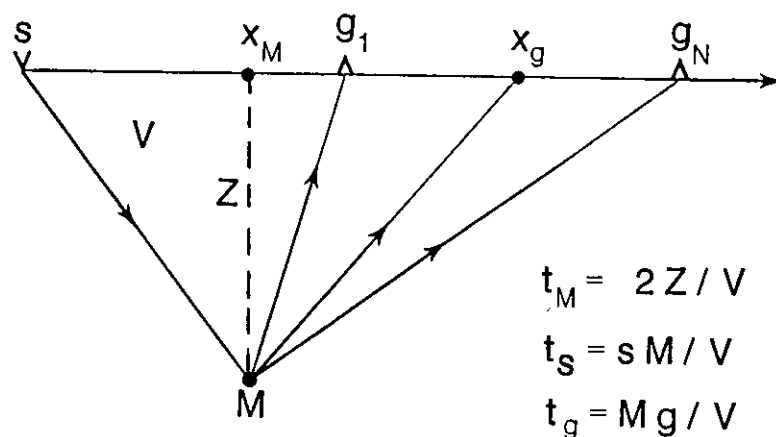


FIG. 4-23: Rais sismiques diffractés par un point diffractant dans le plan source-récepteurs.

Un réflecteur peut être imaginé comme une composition de points diffractants juxtaposés. Une réflexion peut être considérée comme une superposition constructive de toutes diffractions correspondantes (Fig. 4-24). Une interférence destructive se produit entre les diffractions élémentaires hors de la courbe de réflexion. Il s'agit en fait d'une application du principe de Huygens.

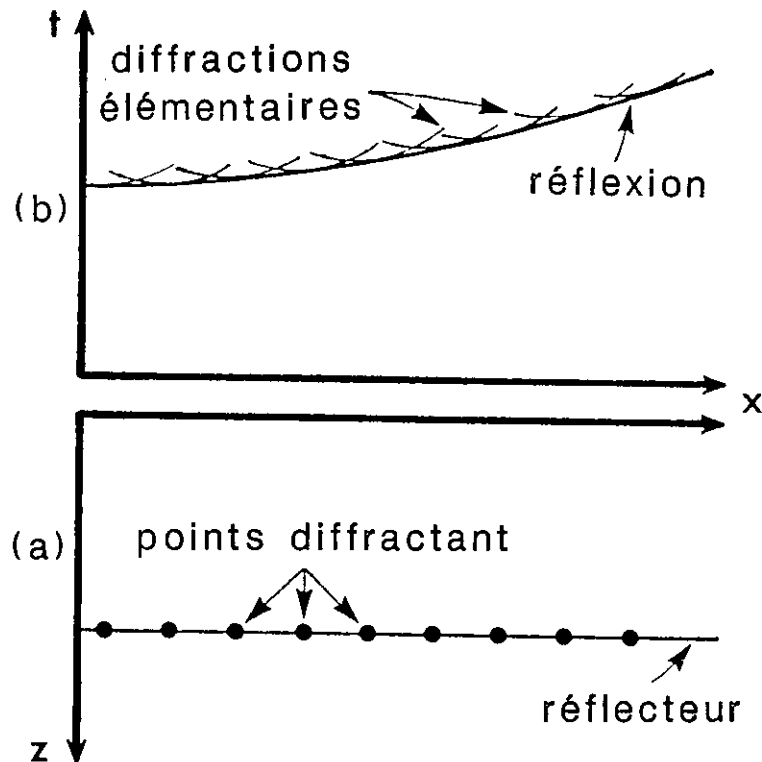


FIG. 4-24: Principe de Huygens: (a) Un réflecteur peut être imaginé comme une composition de points diffractants; (b) Une réflexion peut être calculée comme une superposition des diffractions élémentaires pour chaque point diffractant (McMechan et Fuis, 1987).

En dérivant l'équation (4-12b) par rapport à x_g nous obtenons:

$$p_g = dt_g/dx_g = (x_g - x_M)/(t_g V^2) \quad (4-13)$$

En utilisant les équations (4-12b) et (4-13) nous trouvons:

$$t_g = t_M/[2(1-p_g^2 V^2)^{1/2}] \quad (4-14a)$$

$$x_M = x_g - t_g p_g V^2 \quad (4-14b)$$

A partir des relations (4-14) et (4-12) nous pouvons calculer le temps t_s et t comme suit:

$$t_s = [t_M^2/4 + (x_s - x_g + t_g p_g V^2)^2]^{1/2} \quad (4-15a)$$

$$t = t_s + t_g \quad (4-15b)$$

Les relations (4-14) et (4-15) sont les équations paramétriques de la courbe de diffraction, en fonction du paramètre de rai du géophone p_g .

Dans le CHAPITRE-III nous avons montré qu'il était possible de décomposer les données sismiques selon le paramètre de rai. Comme dans le paragraphe-4, nous appliquons ce filtre dans le but d'augmenter le rapport signal/bruit. Pour chaque point de tir nous plaçons maintenant en chaque point (x_M, t_M) de la coupe migrée la somme des données transformées (en p_g) le long de la courbe de diffraction D donnée par les équations (4-14) et (4-15), comme suit:

$$M_s(t_M, x_M) = \sum_D [P(t=\tau, x_s, x_g=x_c) \cdot C(\tau, x_c, p_g)] \quad (4-16)$$

Une image migrée en temps du sous-sol est finalement obtenue après sommation le long de l'axe des sources x_s (voir Fig. 4-25), afin d'améliorer le rapport signal/bruit:

$$M(t_M, x_M) = \sum_{x_s} M_s(t_M, x_M) \quad (4-17)$$

Considérons le modèle sur la figure (4-26). Deux points diffractants se situent à des profondeurs $Z_1=0.75$ km et $Z_2=1.5$ km et à une position latérale x_M . Supposons l'expérience physique suivante: un dispositif est composé de 48 traces (espacées de 50 m), et la source se trouve au milieu du dispositif (sur la 24^{ème} trace). Tout cet ensemble se déplace à droite tous les 50 m.

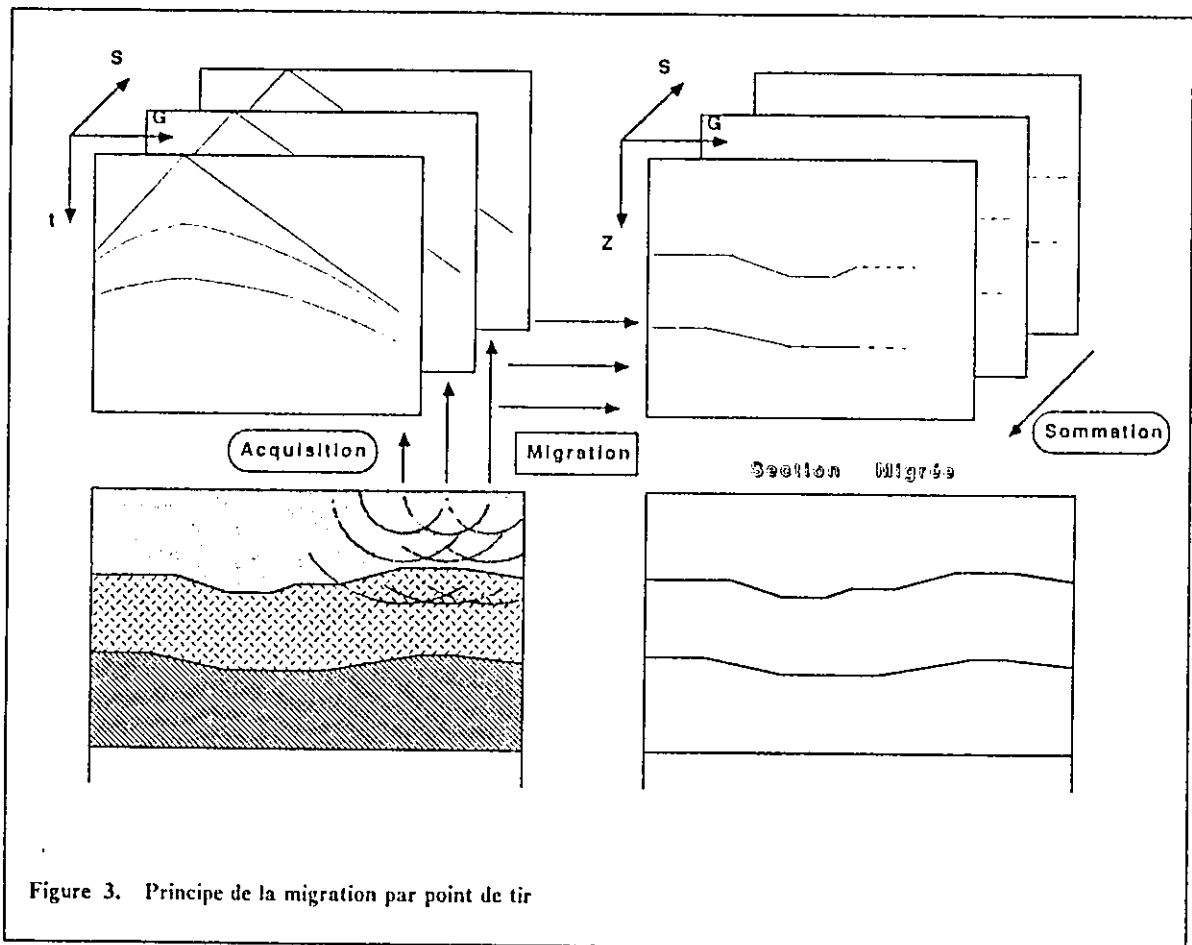


Figure 3. Principe de la migration par point de tir

FIG. 4-25: Schéma expliquant la migration par point de tir (Lemoine, 1988).

A partir de cette expérience physique nous avons synthétisé 10 points de tir. Sur la figure (4-27) nous avons représenté les premier, cinquième et dixième points de tir. La figure (4-28) montre la migration de ces dix points de tir en appliquant la méthode décrite précédemment et en utilisant la vraie vitesse du milieu $V=3$ km/s. Le filtre de cohérence a été calculé en prenant une fenêtre de longueur $X_w=5$ traces et un pendage maximum $p_{\max}=0.5$ s/km.

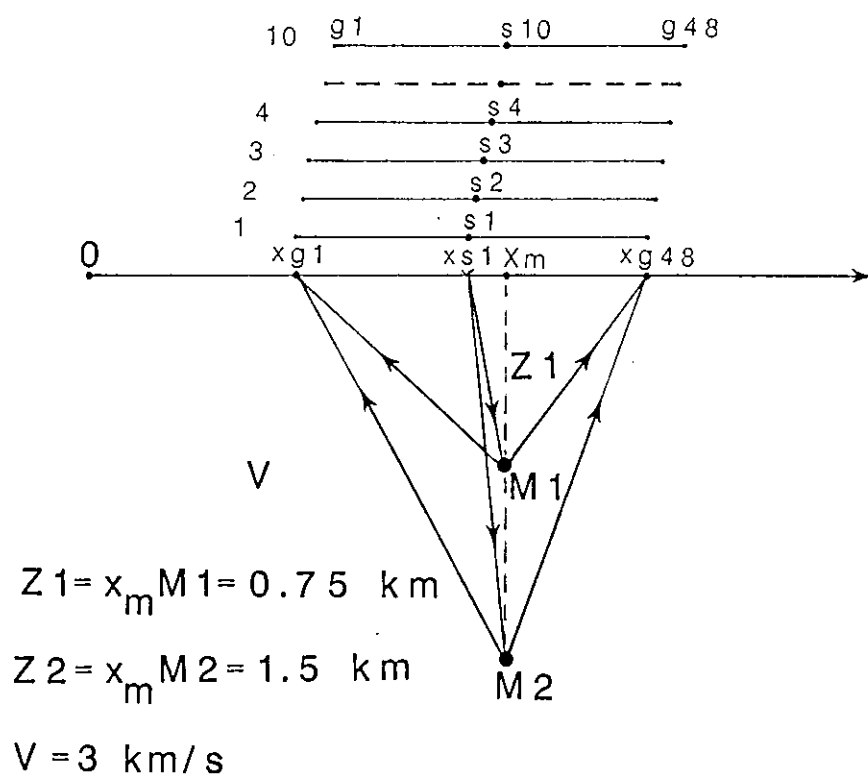


FIG. 4-26: Deux points diffractants placés dans un milieu homogène. Le dispositif composé de 48 traces se déplace à droite tous les 50 m.

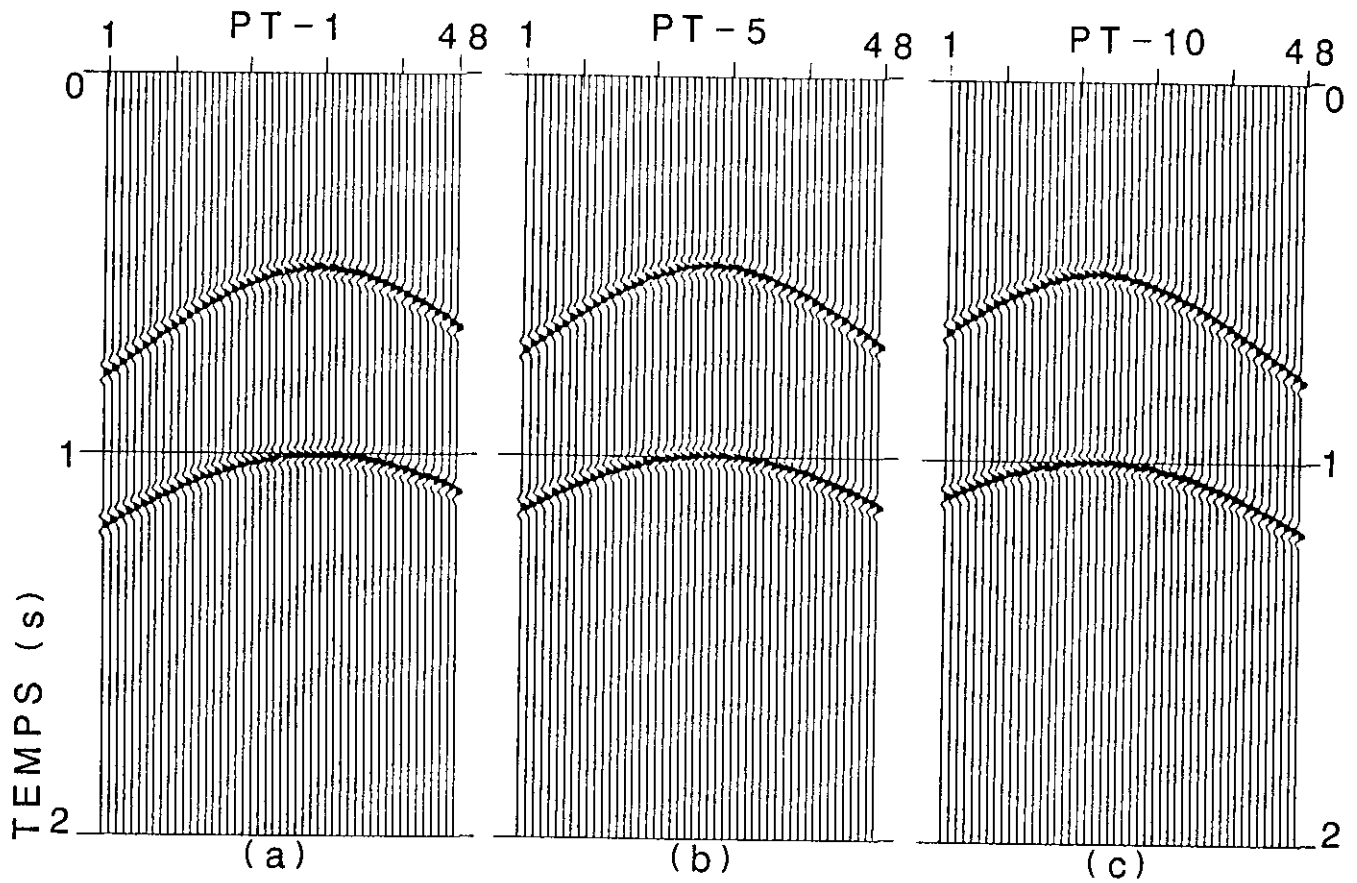


FIG. 4-27: Points de tir synthétisé à partir du modèle de la figure (4-26). (a) Point de tir Nr. 1. (b) Point de tir Nr. 5. (c) Point de tir Nr. 10.

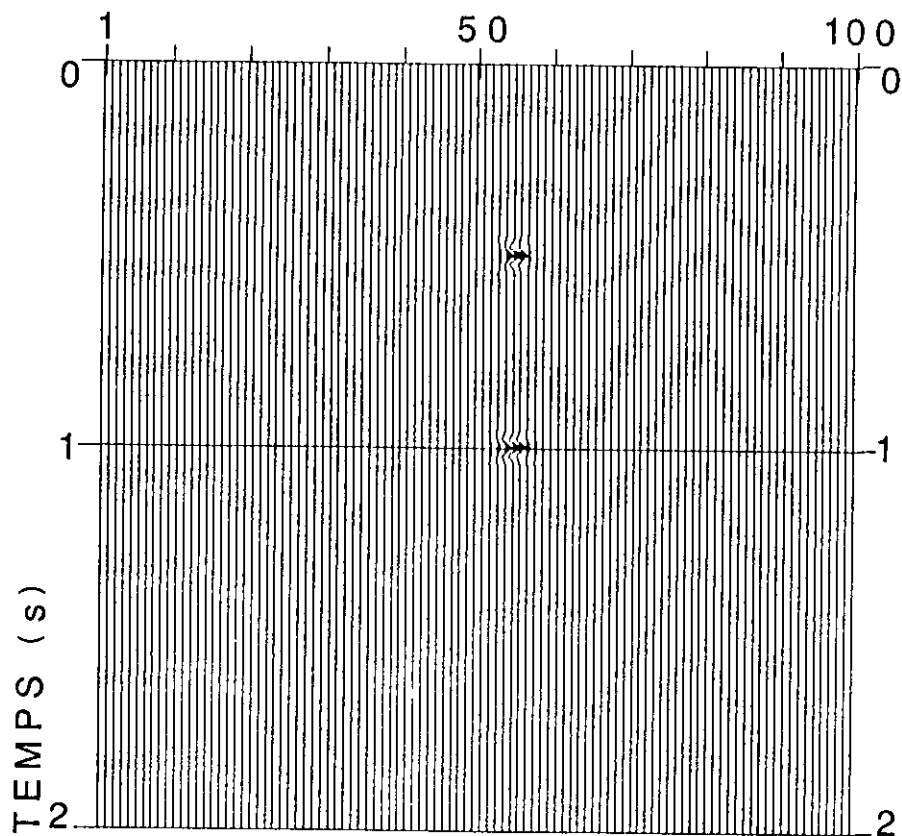


FIG. 4-28: La migration de dix points de tir.

Les étapes principales de cette méthode peuvent être résumées comme suit:

- 1- Prendre un point de tir (x_s).
- 2- Calculer le filtre de cohérence (équation 3-2) sur un petit nombre de traces, en choisissant une gamme de paramètres de rais (p_g).
- 3- Lisser ce filtre (voir ANNEXE D), et utiliser un seuil.
- 4- Multiplier la trace centrale de la fenêtre $P(t=\tau, x_s, x_g=x_c)$ par le filtre $C(\tau, x_c, p_g)$
- 5- Définir, pour chaque t_M , les équations (4-14) relatives à p_g , et calculer t_g tel que $|p_g V| < 1$ et x_M , puis calculer t_s et t en utilisant les équations (4-15). Effectuer la somme de toutes les amplitudes en appliquant l'équation (4-16).
- 6- Déplacer la fenêtre d'une trace, et répéter les étapes de 2 à 5 jusqu'à ce que la dernière trace du point de tir soit migrée.
- 7- Prendre le tir suivant et répéter les étapes de 2 à 6 et effectuer la somme (4-17) jusqu'à ce que le dernier point de tir migré soit sommé.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous avons développé une méthode fiable, reposant sur des critères objectifs, permettant d'extraire les réflexions des images ECORS. Cette méthode présente l'avantage, par rapport au pointé manuel, d'extraire automatiquement toutes les réflexions cohérentes sur un certain nombre de traces et de conserver l'apparence originale du signal sur la section. Elle fournit en outre une image claire et lisible, aisément réductible sans perte d'information. De plus, nous avons appliqué cette méthode non seulement au profil ECORS Nord de la France et aux profils BIRPS-ECORS SWAT, mais aussi aux profils ECORS Pyrénées (partie française) et ECORS-CROP Alpes (parties française et italienne). Il serait souhaitable d'appliquer cette méthode à l'ensemble des profils ECORS dans le but de produire un atlas similaire à celui des profils COCORP (Nelson, 1988). Il serait par ailleurs intéressant, lors de développements ultérieurs, de combiner la méthode d'extraction automatique des réflexions avec le traitement conventionnel des données avant stack (les points de tir).

Les diffractions présentes sur les images de sismique profonde peuvent compliquer l'interprétation car elles sont difficiles à distinguer des réflexions pentées. Nous proposons une méthode simple permettant d'évaluer l'importance des diffractions sur une section sismique. En appliquant un filtre de cohérence aux données, nous isolons les réflexions sub-horizontales ainsi que la zone de Fresnel des événements hyperboliques. En supposant que cette section représente le modèle de la réflectivité de la croûte, nous diffractons ce modèle selon plusieurs vitesses RMS. Parmi les sections synthétiques ainsi obtenues, nous déterminons celle qui ressemble le plus aux données originales. La modélisation 2-D

nous permet d'une part de distinguer la présence, parmi les réflexions profondes, d'hyperboles de diffraction, et d'autre part d'estimer la vitesse RMS de la croûte. Cette modélisation doit cependant être utilisée avec précaution, les structures examinées étant en réalité à trois dimensions.

Les techniques conventionnelles de migration ne donnent pas de résultats satisfaisants sur les données de sismique profonde. Nous avons élaboré une méthode basée sur la combinaison du filtre de cohérence avec la migration par sommation le long des hyperboles de diffraction. Cette méthode présente l'avantage par rapport aux méthodes classiques d'augmenter le rapport signal/bruit et de ne migrer que le signal sismique. Elle améliore de façon significative l'image de la coupe migrée en temps et en profondeur. L'application de ce nouveau schéma de migration aux profils ECORS Pyrénées et ECORS-CROP Alpes est en cours et sera prochainement présentée (Marthelot et Bano, 1989).

Il est à présent indispensable d'aborder les données avant stack, dans le but d'adapter les outils de traitement sismique classique à la nature particulière des données ECORS. Nous avons déjà mis au point une méthode de migration des points de tir (avant stack) similaire à celle de migration après stack. Toutefois, nous ne l'avons testée que sur un exemple synthétique. Il nous paraît intéressant d'appliquer cette méthode aux données réelles avant stack.

En fin de compte, nous avons montré que les données de la sismique profonde nécessitent l'élaboration de traitements spécifiques qui permettent une véritable mise en valeur de l'information qu'elles contiennent. Il convient maintenant de s'intéresser aux données avant stack, afin d'en extraire des informations plus précises concernant les paramètres physiques et mécaniques de la croûte.

DUBRULLE, A.A., 1983, Numerical methods for migration of constant-offset sections in homogeneous and horizontally layered media, *Geophysics* 48, 1195-1203.

DURRANI, T.S. and BISSET, D., 1984, The Radon transform and its properties, *Geophysics* 49, 1180-1187.

DYMENT, J., 1988, SWAT et les bassins celtique: relation avec la croûte hercynienne, Moho néoformé, *Bulltin de la Societé Géologique de France*, (sous presse).

DYMENT, J. and BANO, M., 1989, Deep crustal features on the Celtic Sea from additional processing on the SWAT data. (en préparation).

EDWARDS, J.W.F., 1984, Interpretations of seismic and gravity survays on the eastern part of the Cornubian platform. In: *Variscan Tectonics of the North Atlantic Region*. Eds. Hutton, D.H.W., Sanderson D.J., *Geol. Soc., London*, 119-124.

GIBSON, B. S. and LEVANDER, A. L., 1988, Modelling and processing of scattered waves in seismic reflection surveys, *Geophysics* 53, 466-478.

HALE, L.D. and THOMPSON, G.A. 1982, The seismic reflection character of the continental Mohorovicic discontinuity, *J. Geophys. Res.* 87, 4625-4635.

HALE, D. 1984, Dip moveout by Fourier transform, *Geophysics* 49, 741-757.

HARLAN, W.S., CLAERBOUT, J.F. and ROCCA F. 1984, Signal/noise separation and velocity estimation, *Geophysics* 49, 1869-1880.

HIRN, A., DAMOTTE, B., TORREILLES, G. and ECORS Scientific Party, 1987, Crustal reflection seismics: the contributions of oblique, low frequency and shear wave illuminations, *Geophys. J.R. astr. Soc.* 89, 287-296.

HUBRAL, P., 1975, Locating a diffractor below plane layers of constant velocity and varying dip, *Geophys. Prosp.* 23, 313-322.

HUBRAL, P., 1977, Time migration-Some ray theoretical aspects, *Geophys. Prosp.* 25, 738-745.

HUBRAL, P. and KREY, T., 1980, Interval velocities from seismic reflection measurements: *Soc. Expl. Geophys. Monograph*, 203 p.

JANNANE, M., 1989, Traitement et interprétation de données de sismiques des profils ECORS Pyennées, Nord de la France et Djibouti: Thèse de Doctorat de l'Université Paris 7.

KAMPFMANN, W., 1988, A study of diffraction-like events on DECORP2-S by Kirchhoff theory, *J. Geophys.* 62. 163-174.

KLEINER, B. and GRAEDEL, T.E. 1980, Exploratory data analysis in geophysical sciences, *Reviews of Geophysics and Space Physics* 18, 699-717.

KLEMPERER, S., 1987, Processing BIRPS deep seismic reflection data: A Tutorial review, *Digital Seismology and Fine Modelling of Lithosphere*, Eds., Cassinis, R., Nolet, G. and Panza, G.F.

KLEMPERER, S., HAUGE, T., HAUSER, E., OLIVIER, J. and POTTER, C., 1986, The Moho in the northern Basin and Range province, Nevada, along the COCORP 40 N seismic-reflection transect, *Geol. Soc. Am. Bull.* 97, 603-618.

LARNER, K.L., HATTON, L., GIBSON, B.S. and HSU, I-C., 1981, Depth migration of imaged time sections, *Geophysics* 46, 734-750.

LEMOINE, D., 1988, Migration avant sommation itérative: Diplôme d'ingénieur de l'Ecole de Physique du Globe, Strasbourg.

LEVEN, J.H. and ROY-CHOWDHURY, K. 1984, A semblance-weighted slowness-filter in the time domain, 54th SEG meeting, Atlanta, USA., *Expanded Abstracts*, 432-436.

LEVIN, F.K., 1971, Apparent velocity from dipping interface reflections, *Geophysics* 36, 510-516.

MARTHELOT, J-M. and BANO, M., 1988, Lateral variations in crustal reflectivity beneath the Paris Basin, *Tectonophysics* (sous presse).

MARTHELOT, J-M. and BANO, M., 1989, Migration of deep seismic reflections: Implications for the determination of geometrical relationships between crustal reflectors. Communication présentée à la 5^{ème} réunion de l'union Européenne des Géosciences, Strasbourg, mars 1989.

MATTHWES, D.H., 1987, Can we see granites on seismic reflection profiles? *Annales Geophysicae* 5B (4), 353-356.

MATTHWES, D. and the BIRPS group, 1987, Some unsolved BIRPS problems. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 89, 209-216.

MCGEARY, S., 1987, Nontypical BIRPS on the margin of northern North Sea: the SHET survey. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 89, 231-238.

MCMECHAN, G.A. and FUIS, G.S, 1987, Ray equation migration of wide-angle reflections from southern Alaska, *Journal of Geophysical Research* 92, 407-420.

MILKEREIT, B., 1987, Decomposition and inversion of seismic data-an Instantaneous slowness Approach, *Geophysical Prospecting* 35, 875-894.

MILKEREIT, B., 1987, Migration of noisy crustal seismic data, *Journal of Geophysical Research* 92, 7916-7930.

MOONEY, W.D. and BROCHER, TH.M., 1987, Coincident seismic Reflection/Refraction studies of the continental lithosphere: A global review, *Reviews of Geophysics* 25, 723-742.

NELSON, K.D.(Editor), 1988, The COCORP atlas, Vol. 1, INSTOC, Cornell University, Ithaca, N.Y.

NEIDELL, N. S. and TANER, M. T. 1971, Semblance and other coherency measures for multi-channel data, *Geophysics* 36, 482-497.

O'BRIEN, J. J. and LERCHE I. 1988, Seismic Imaging of Deep Hydrocarbon Reservoirs, *PAGEOPH* 127, 33-61.

PHINNEY, R. A. and JURDY, D.M. 1979, Seismic imaging of deep crust, *Geophysics* 44, 1637-1660.

RAYNAUD, B., 1988, A 2-D, ray-based, depth migration method for deep seismic reflections, *Geophysical Journal* 93, 163-171.

RESTON, T.J., 1987, Spatial interference, reflection character and the structure of lower crust under extension. Results from 2-d modelling, *Annales Geophysicae* 5B (4), 339-348.

RESTON, T.J., 1988, Evidence for shear zones in the lower crust offshore Britain, *Tectonics* 7, 929-945.

ROBINSON, J. and ROBINS, T., 1978, Dip-domain migration of two-dimensional seismic profiles, *Geophysics* 43, 77-93.

SCHAMING, M., 1987, Traitement de profil de sismique réflexion profonde. Cas de deux profils ECORS dans le Golfe de Gascogne. Thèse de doctorat, IPG, Strasbourg, 187 p.

SCHILT, S., OLIVIER, J., BROWN, L., KAUFMAN, S., ALBAUGH, D., BREWER, J., COOK, F., JENSEN, L., KRUMHANS�, P., LONG, G., and STEINER, D. 1979, The heterogeneity of the continental crust: Results from deep crustal reflection profiling using the Vibroseis technique, *Rev. Geophys. Space Phys.* 17, 354-368.

SCHILT, F. S., KAUFMAN, S. and LONG, G. 1981, A three-dimensional study of seismic diffraction patterns from deep basement sources, *Geophysics* 46, 1673-1683.

SCHULTZ, P.S. and CLAERBOUT, J.F., 1978, Velocity estimation by wavefront synthesis, *Geophysics* 43, 691-712.

SCHNEIDER, W., 1978, Integral formulation for migration in two and three dimensions, *Geophysics* 43, 49-76.

SHERIFF, R.E., 1976, Inferring stratigraphy from seismic data: *Am. Assoc. Petr. Geol. Bull.* 60, 528-542.

SHERIFF, R. E., 1977, Limitations on resolution of seismic reflections and geologic detail derivable from them, In: *Seismic stratigraphy-applications to hydrocarbon exploration*, Ed. Payton C.M., *Am. Ass. Petr. Geol., Memoir* 26, 3-14.

SHERIFF, R.E., 1980, *Seismic stratigraphy*, IHRDC, Boston.

SHERIFF, R.E., 1984, Encyclopedic dictionary of exploration geophysics: Soc. Explor. Geophys., Tulsa.

SILIQI, R., 1986, Estimation statistique de la vitesse dans la partie profonde des sections sismiques: application aux données ECORS Nord de la France. Rapport de DEA, EOPGS, Strasbourg, 113p.

STOLT, R.H., 1978, Migration by fourier transform, Geophysics 43, 23-48.

TANER, M.T. and KOEHLER, F. 1969, Velocity spectra-digital computer derivation and application of velocity functions, Geophysics 34, 859-881.

TREITEL, S., GUTOWSKI, P.R. and WAGNER, D.E., 1982, Plane-wave decomposition of seismograms, Geophysics 47, 1375-1401.

TROREY, A., 1970, A simple theory for seismic diffractions, Geophysics 35, 762-784.

TSAI, C. J., 1984, An analysis leading to the reduction of scattered noise on deep marine seismic records, Geophysics 49, 17-26.

TSAI, C. J., 1985, A method to analyze and verify deep crustal reflections offshore Costa Rica, Geophysics 50, 196-206.

WARNER, M.R., 1987, Migration-why doesn't it work for deep continental data?, Geophysical Journal of Royal Astronomical society 89, 21-26.

YILMAZ, O., 1987, Seismic data processing: Soc. Expl. Geophys., Tulsa, 526 p.

YILMAZ, O., and CLAERBOUT, J., 1980, Prestack partial migration, Geophysics 45, 1753-1779.

ZHENG, L. and BROWN, L.D., 1988, Application of coherency enhancement to deep seismic reflection data, Geophysics (sous presse)

ZHU T. and BROWN, L.D., 1987, Two-dimensional velocity inversion and seismogram computation, Geophysics 52, 37-50.

ANNEXE A

TRANSFORMATION (τ - p) EN DOMAINE DE FOURIER

Soit $P(t,x)$ la fonction représentant le champ d'onde (dans notre cas une coupe à offset nul enregistré à la surface de la terre), où x représente la coordonnée spatiale du couple source-géophone confondu, et t le temps double en réflexion verticale. Dans le cas général, la transformation τ - p de cette coupe est définie par:

$$S(\tau, p) = \int P(t=\tau+p \cdot x, x) dx \quad (A1)$$

Où τ dans ce cas est le temps d'intersection en $x=0$.

Considérons la transformation de Fourier de ce champ d'onde comme suit:

$$P(w, k_x) = \iint \exp(iwt - ik_x x) \cdot P(t, x) dx dt \quad (A2)$$

Où k_x et w sont respectivement le nombre d'onde spatial et la fréquence correspondat à x et à t .

Sachant que le paramètre du rayon p en domaine de Fourier est donné par (Claerbout 1985):

$$p = k_x / w, \quad (A3)$$

et en le remplaçant dans l'équation (A2) nous obtenons:

$$P(w, wp) = \iint \exp[iw(t - p \cdot x)] \cdot P(t, x) dx dt \quad (A4)$$

En changeant la variable de t à τ et en sachant que $\tau = t - p \cdot x$, nous avons :

$$P(w, wp) = \int \exp(iw\tau) \cdot [\int P(\tau + p \cdot x, x) dx] d\tau \quad (A5)$$

En considérant l'expression (A1) nous trouvons :

$$P(w, wp) = \int \exp(iw\tau) \cdot S(\tau, p) d\tau \quad (A6)$$

Ce qui montre que la transformation de Fourier relative au temps d'intersection (τ) de la transformation ($\tau - p$) ($S(\tau, p)$) est égale à la transformation de Fourier à deux dimensions du champ d'onde estimé le long de la droite $k_x = pw$.

En prenant la transformation inverse de Fourier de l'équation (A6) nous obtenons :

$$S(\tau, p) = \int \exp(-iw\tau) \cdot P(w, wp) dw \quad (A7)$$

Pour calculer cette expression et afin d'éviter l'aliasing dans le cas des fonctions échantillonnées, le pas d'échantillonnage en paramètre de rayon doit être tel que : $Dp \leq Dk_x / w_{max}$ (voir équation A3), où d'après les analyses de Fourier des fonctions échantillonnées $Dk_x \leq 2 \cdot \pi / (N_x \cdot D_x)$, et $w_{max} = \pi / Dt$ est la fréquence de Nyquiste en temps. Donc, nous trouvons :

$$Dp \leq 2 \cdot Dt / (N_x \cdot D_x) \quad (A8)$$

où N_x est le nombre de traces sur la coupe somme et D_x l'intervalle entre les traces, d'où l'équation (2-2) du CHAPITRE-II pour $N_x = X_w$.

ANNEXE B

POUVOIR DE RESOLUTION EN PENDAGE DE LA TRANSFORMATION (τ - p)
LOCALE

Considérons un événement sismique avec une pente p_0 (Fig. B1a). Nous voulons étudier l'image obtenue par la transformation (τ - p) sur un certain nombre de traces de cet événement.

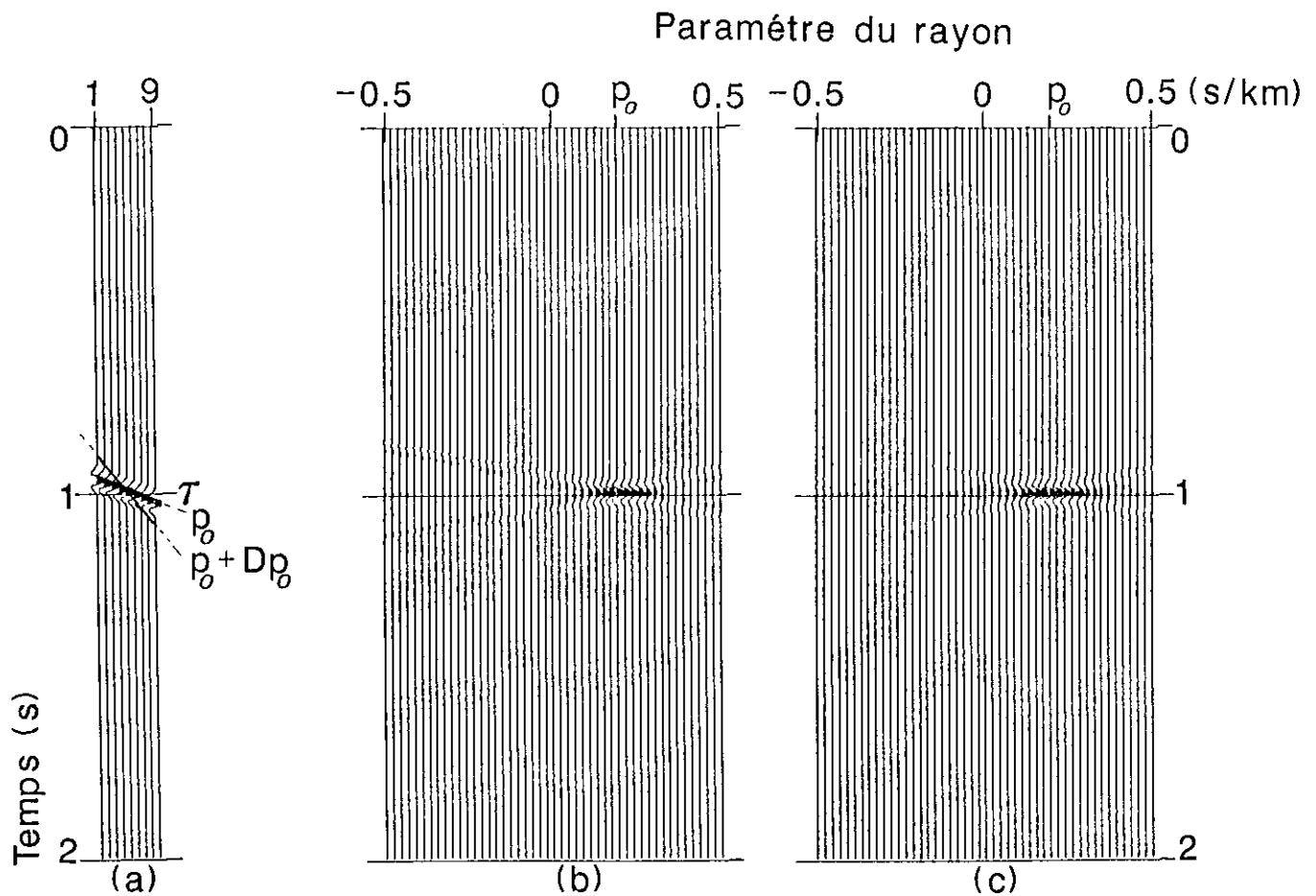


FIG. B1: (a) Neuf traces synthétiques. (b) Transformation (τ - p) sans pondération. (c) Transformation (τ - p) en utilisant une fonction de pondération.

Supposons que cet événement contienne un signal de fréquence f . L'amplitude de l'image après la transformation $(\tau-p)$ sera:

$$\text{Amp}(p_0) = A_0 \int_{x_c - X_w/2}^{x_c + X_w/2} \sin(2\pi f t) dx \quad (B1)$$

Cette intégrale est estimée le long de la droite de pente p_0 en supposant que tous les signaux soient en phase tout au long de cette droite (Fig. B1a).

Maintenant, considérons un point voisin $(p_0 + dp_0)$, i.e. pivotons la droite avec dp_0 autour du point (τ, x_c) , (Fig. B1a). Cette rotation est équivalente à l'introduction d'un déphasage $d\Phi$ dans l'argument de l'équation (B1).

La valeur de ce déphasage peut être estimée en utilisant l'équation de la droite:

$$t = \tau + p_0 \cdot (x - x_c)$$

Donc, une rotation avec dp_0 introduit un changement en temps dt donné par:

$$dt = dp_0 \cdot (x - x_c),$$

qui correspond à un déphasage $d\Phi$ donné par:

$$d\Phi = 2\pi f dt = 2\pi f dp_0 \cdot (x - x_c)$$

Estimons maintenant l'intégrale (B1) le long de la droite de pente $p_0 + dp_0$, l'amplitude de l'image sera:

$$\text{Amp}(p_0 + dp_0) = A_0 \int_{x_c - X_w/2}^{x_c + X_w/2} \sin[2\pi f (t + dp_0 \cdot (x - x_c))] dx$$

En résolvant cette intégrale nous trouvons:

$$\text{Amp}(p_0 + dp_0) = A_0 \cdot \sin(2\pi f t) \cdot \sin(\pi f dp_0 X_w) / (\pi f dp_0)$$

Notons $\alpha = X_w \pi f$ et $A = A_0 X_w \cdot \sin(2\pi f t)$ l'amplitude de l'image de pente p_0 , nous obtenons:

$$\text{Amp}(p_0 + dp_0) = A \cdot \sin(\alpha dp_0) / (\alpha dp_0)$$

ou bien:

$$\text{Amp}(p_0 + dp_0) = A \cdot \text{sinc}(\alpha dp_0) \quad (\text{B2})$$

En conclusion, les amplitudes réparties sur un court segment dans le plan $(\tau-p)$ varient comme un sinus cardinal (Fig.B1b). Sur la figure B1c nous avons également montré la transformation $(\tau-p)$ de la figure B1a en utilisant une fonction de pondération $W(x) = \exp(-\pi x^2)$ (voir équation (2-1) du CHAPITRE-II).

ANNEXE C

ETIREMENT DU SIGNAL LORS DES CORRECTIONS DYNAMIQUES

L'expression des corrections dynamiques est donnée par la relation suivante (voir équation (2-9) du CHAPITRE II):

$$Dt_{NM0} = t - t_0 \quad (C1)$$

Où t est le temps double mis par l'onde pour parcourir le trajet source-rélecteur-géophone, t_0 est le temps double en réflexion verticale.

Notons $t_0 = a \cdot t$, où $0 < a \leq 1$, pour $a = 1$ on est alors dans le cas d'offset nul ($t = t_0$), et pour $a < 1$ on est dans le cas de large offset ($t_0 < t$).

Considérons un signal réel $f(t)$ avant les corrections dynamiques dont la transformation de Fourier est $F(w)$. Après les corrections dynamiques ce signal se transformera en:

$$f_0(t_0) = f(t_0/a).$$

Calculons la transformation de Fourier du signal $f_0(t_0)$:

$$F_0(w) = \int f_0(t_0) \exp(iwt_0) dt_0$$

$$F_0(w) = \int f(t_0/a) \exp(iwt_0) dt_0$$

$$F_0(w) = \int a f(t) \exp(iwat) dt$$

où encore :

$$F_0(w) = aF(aw)$$

Cette relation montre :

- que le spectre du signal corrigé est comprimé
- et multiplié par un facteur a

Donc un changement en fréquence Dw (de w en aw) sera donné par :

$$Dw = w - aw = w(1 - a)$$

En remplaçant a par t_0/t dans cette relation, nous obtenons :

$$Dw = w(1 - t_0/t) = w(t - t_0)/t$$

Ou bien :

$$Dw/w = Df/f = Dt_{NM0}/t \quad (C2)$$

d'où l'équation (2-15) du CHAPITRE II.

ANNEXE D

FILTRE MEDIAN ET HANNING

Prendre la médiane, au même titre que faire la moyenne arithmétique, correspond à la recherche d'un minimum.

Faire une moyenne arithmétique correspond au critère des moindres carrés, ou à la minimisation au sens de la norme L_2 .

Il faut minimiser $\Sigma(x_i - m)^2$, soit en dérivant par rapport à m :

$$\frac{\partial}{\partial m} \Sigma(x_i - m)^2 = 0$$

$$-2 \Sigma(x_i - m) = 0$$

$$\Sigma x_i - \Sigma m = \Sigma x_i - Nm = 0$$

$$\text{d'où } m = \frac{1}{N} \Sigma x_i$$

La médiane correspond quant à elle à la minimisation au sens de la norme L_1 . Il faut minimiser $\Sigma|x_i - m|$, en dérivant par rapport à m nous avons:

$$\frac{\partial}{\partial m} \Sigma|x_i - m| = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial m} |x_i - m| = \begin{cases} -1 & \text{si } x_i - m > 0 \\ 1 & \text{si } x_i - m < 0 \end{cases}$$

d'où l'égalité que doit vérifier m :

$$\sum \text{sign}(x_i - m) = 0$$

Ceci signifie qu'il y a autant de valeurs x_i supérieures à m que de valeurs inférieures.

Pour une suite des valeurs dont la distribution suit une loi de Gausse, la valeur moyenne est la médiane sont identiques.

Un filtre numérique médian n'est pas difficile à expliquer, mais du point de vue des entrées-sorties n'est pas facile à comprendre. Pour une trace de N échantillons, nous appliquons le filtre médian sur une fenêtre glissante de $2L+1$ échantillons, le long de toute la trace. Chaque fenêtre étant centrée au temps voulu, les valeurs dans cette fenêtre sont alors triées, et la valeur centrale (la médiane) est considérée comme la sortie. La trace de sortie est ensuite refiltrée itérativement avec la fenêtre glissante de longueur $2L+1$ jusqu'à ce que la trace d'entrée et la trace de sortie soient égales. Les L premiers et les L derniers échantillons ne changent pas au cours de ce filtre.

A titre d'exemple, soit la suite numérique suivante:

a_i : 5;6;7;15;6;9;3;1;17;6;4

Appliquons la médiane glissante sur trois échantillons, la première et la dernière valeur ne changeront pas, on obtient la suite suivante:

a_i : 5;6;7;7;9;6;3;3;6;6;4

Une deuxième application de ce filtre nous donnera la suite:

a_i : 5;6;7;7;7;6;3;3;6;6;4

qui ne changera pas après une troisième application du même filtre médian.

Pour pouvoir lisser encore cette suite on peut appliquer un filtre Hanning donné par la relation suivante:

$$\hat{a}_H i = 0.25\hat{a}_i - 1 + 0.5\hat{a}_i + 0.25\hat{a}_i + 1$$

Après l'application du filtre Hanning la dernière suite se transformera en:

$$\hat{a}_H i : 5;6;6.75;7;6.75;5.5;3.75;3.75;5.25;5.5;4$$

Si nous la comparons avec la suite du début, nous constatons que les valeurs aberrantes 15 et 17 ont été éliminées.

ANNEXE E

MIGRATION DE L'IMAGE GÉNÉRÉE PAR UN POINT DIFFRACTANT.

Considérons un point diffractant à l'endroit (x_M, t_M) , où x_M est la coordonnée latérale et t_M le temps double en réflexion verticale. L'image sismique de ce modèle est une hyperbole de diffraction illustrée dans la figure (E1).

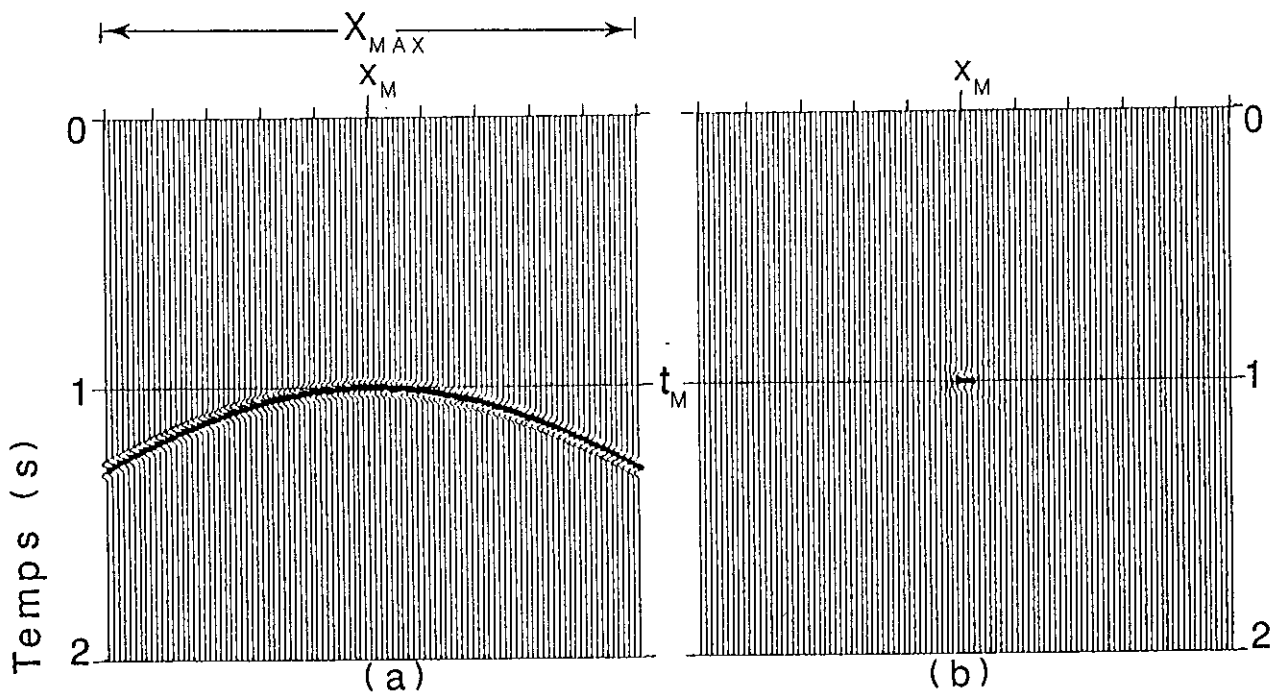


FIG. E1: (a) Hyperbole de diffraction, x_{MAX} étant l'"aperture". (b) Migration de cette hyperbole.

Nous voulons étudier l'image obtenue par la migration de cette coupe sismique en utilisant une fenêtre de sommation (aperture) de longueur X_{max} . En appliquant la migration par la méthode de sommation le long des hyperboles de diffraction, nous pouvons estimer cette image en additionnant les amplitudes le long de cette hyperbole de diffraction.

Donc, si nous supposons un signal de fréquence f et que nous possédions une bonne connaissance de la vitesse du milieu, l'amplitude de l'image en x_M après la migration sera:

$$\text{Amp}(x_M) = A_0 \int_{x_M - X_{max}/2}^{x_M + X_{max}/2} \sin(2\pi f t) dx \quad (E1)$$

Cette intégrale est estimée le long de l'hyperbole de diffraction, dont le sommet est à l'endroit (x_M, t_M) , en supposant que tous les signaux soient en phase tout au long de cette hyperbole.

Considérons, maintenant un point voisin $(x_M + dx_M)$, i.e. déplaçons l'hyperbole de diffraction tel que son sommet soit placé en $(x_M + dx_M)$. Comme en ANNEXE B, ce déplacement est équivalent à l'introduction d'un déphasage $d\phi$ dont la valeur peut être estimée en utilisant l'équation de l'hyperbole de diffraction:

$$t^2 = t_M^2 + 4 \cdot (x - x_M)^2 / V^2$$

Le déplacement du sommet de l'hyperbole avec dx_M introduit un changement en temps donné par:

$$dt = -4 \cdot (x - x_M) dx_M / (t V^2)$$

qui correspond à un déphasage $d\phi$ exprimé par:

$$d\phi = 2\pi f dt = -8\pi f (x - x_M) dx_M / (t V^2)$$

En utilisant cette relation, nous obtenons l'expression suivante pour l'amplitude de l'image à l'endroit $(x_M + dx_M)$ après la migration:

$$\text{Amp}(x_M + dx_M) = A_0 \int \sin[2\pi f(t - 4 \cdot (x - x_M) dx_M / (tV^2))] dx$$

En résolvant cette intégrale nous trouvons:

$$\text{Amp}(x_M + dx_M) = A_0 tV^2 \sin(2\pi ft) \sin[4\pi f X_{\max} dx_M / (tV^2)] / (4\pi f dx_M)$$

Notons $\alpha = 4\pi f X_{\max} / (tV^2)$ et $A = X_{\max} A_0 \sin(2\pi ft)$ i.e. l'amplitude de l'image à l'endroit x_M après la migration, nous obtenons:

$$\text{Amp}(x_M + dx_M) = A \cdot \sin(\alpha dx_M) / (\alpha dx_M) \quad (E2)$$

Cette équation décrit la variation latérale des amplitudes de l'image reconstruite à partir d'un point diffractant. Comme en ANNEXE B, les amplitudes après la migration sont réparties sur un court segment, et varient comme un sinus cardinal.

ANNEXE F

LA VITESSE DE MIGRATION

Pour la méthode de migration présentée dans le CHAPITRE IV (presque équivalente à l'intégrale de Kirchhoff) la meilleure vitesse pour effectuer la migration en temps est celle qui fournit la meilleure ressemblance entre la courbe hyperbolique de sommation et la courbe de diffraction observée sur les données sismiques. Cette ressemblance n'est exacte que pour un milieu homogène. Dans ce cas, la vitesse de migration (V_M) est la vraie vitesse du milieu.

Pour un modèle de terre stratifiée horizontalement, les effets de diffraction peuvent être approchés par des hyperboles caractérisées par la vitesse quadratique moyenne (V_{RMS}) donnée par:

$$V_{RMS}^2 = 1/t_0 \sum_{i=1}^N V_i^2 Dt_i \quad (F-1)$$

où:

V_i est la vitesse d'intervalle (constante) de la $i^{ème}$ couche,
 Dt_i le temps en réflexion verticale à travers la $i^{ème}$ couche
 et

$$t_0 = \sum Dt_k$$

Cette vitesse peut servir de vitesse de migration seulement pour des réflexions qui ne montrent pas de fort pendage (les variations latérales de la vitesse ne sont pas très importantes). Dans ces circonstances, les vitesses de sommations calculées par l'analyse de vitesse sont souvent

utilisées comme vitesses de migration et permettent de faire migrer les pendages inférieurs à 15°.

Rappelons que lorsque la vitesse varie latéralement (pendage supérieur à 15°) la migration en temps ne focalise pas les diffractions autour de leurs sommets (apex) et que ces sommets sont déplacés par rapport à la position latérale du point de diffraction. Le sommet de la courbe asymétrique observée coïncide avec celui de l'hyperbole de diffraction. Ainsi l'unique portion de cette courbe ressemblant à l'hyperbole se situe dans la zone du sommet.

Pour le cas spécial d'un milieu aux couches planes avec des pendages arbitraires, Hubral (1975) a obtenu une expression pour la vitesse de migration fournissant la ressemblance requise autour du sommet. Les vitesses de migration utilisées dans les exemples synthétiques du CHAPITRE IV sont basées sur le résultat de Hubral:

$$V_M^2 = 1/t_N \sum_{i=1}^N \prod_{k=0}^{i-1} (\cos \alpha_k / \cos \beta_k)^2 V_i^2 Dt_i \quad (F-2)$$

où:

Dt_i est le temps à travers la $i^{\text{ème}}$ couche le long du rai autocollimé,

$$t_N = \sum Dt_i,$$

α_k l'angle d'incidence du rai descendant autocollimé dans la $k^{\text{ème}}$ interface et

β_k l'angle de réfraction du rai autocollimé lorsqu'il quitte la $k^{\text{ème}}$ interface (voir la figure F-1).

Dans l'équation (F-2) nous prenons $\alpha_0 = \beta_0 = 0$. (β_0 est l'angle d'émergence du rai autocollimé à la surface de la terre).

Simplifions l'expression (F-2) en définissant une nouvelle variable de la vitesse d'intervalle σ_i :

$$\sigma_i = \prod_{k=0}^{i-1} (\cos \alpha_k / \cos \beta_k) V_i \quad (F-3)$$

L'expression de la vitesse de migration (V_M) ressemble alors

à l'expression de la vitesse V_{RMS} (voir équation F-1).

$$V_M^2 = 1/t_N \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 Dt_i \quad (F-4)$$

La seule différence entre V_M et V_{RMS} réside alors dans le remplacement de la vraie vitesse d'intervalle dans l'expression de V_{RMS} par la vitesse modifiée σ_i . Nous notons aussi que Dt_i dans l'équation (F-1) est mesuré le long du trajet vertical à travers la $i^{\text{ème}}$ couche, tandis que, dans l'équation (F-4), il est mesuré le long du rai (oblique) autocollimé (Fig. F-1). Cependant, cette distinction disparaît pour un milieu stratifié horizontalement; le rai autocollimé étant vertical, l'expression (F-4) donne la vitesse V_{RMS} .

Regardons de plus près la vitesse σ_i . A partir de l'équation (F-3), le rapport σ_{i+1}/σ_i est donné par:

$$\sigma_{i+1}/\sigma_i = (\cos\alpha_i/\cos\beta_i)(V_{i+1}/V_i) \quad (F-5)$$

Cette expression nous permet de calculer la nouvelle vitesse σ_i de façon récursive. Etant donné que pour $\alpha_0=\beta_0=0$ nous avons $\sigma_1=V_1$, nous obtenons:

$$\sigma_{i+1} = \sigma_i (V_{i+1}/\cos\beta_i)(V_i/\cos\alpha_i) \quad (F-6)$$

pour $i=1,2,\dots,N-1$.

L'expression de la vitesse de migration pour un modèle en 2-D aux couches planes pentées, a une forme généralisée de la vitesse V_{RMS} (voir équation F-4). Dans cette expression, la "pseudo"-vitesse d'intervalle σ_i est la vraie vitesse d'intervalle V_i modifiée par la géométrie du rai autocollimé.

Notons que la quantité $V_i/\cos\alpha_i$ correspond exactement à la "vitesse apparente", normale à l' $i^{\text{ème}}$ interface, d'une onde plane avec un angle d'incidence α_i . De même, $V_{i+1}/\cos\beta_i$ est la vitesse apparente dans la direction normale pour l'onde réfractée (Fig. F-1). Pour un milieu stratifié horizontalement nous avons $\alpha_i=\beta_i=0$ pour tous les i , et, par conséquent, $\sigma_i=V_i$ pour tous les i . Ainsi, pour un milieu stratifié horizontalement, la vitesse de migration V_M équivaut à la

vitesse V_{rms} .

Ici, par le terme de "vitesse de migration" nous entendons la perspective de la méthode de sommation le long des hyperboles de diffraction (méthode de Kirchhoff) dans laquelle la vitesse de migration est une vitesse moyenne à partir de la surface de la terre jusqu'à la profondeur du point diffractant. Un schéma de migration en différence-finie emploie la "vitesse d'intervalle" comme paramètre de la migration. Lorsque le milieu est composé de couches pentées, les quantités σ_i doivent être utilisées de préférence aux vitesses d'intervalles V_i .

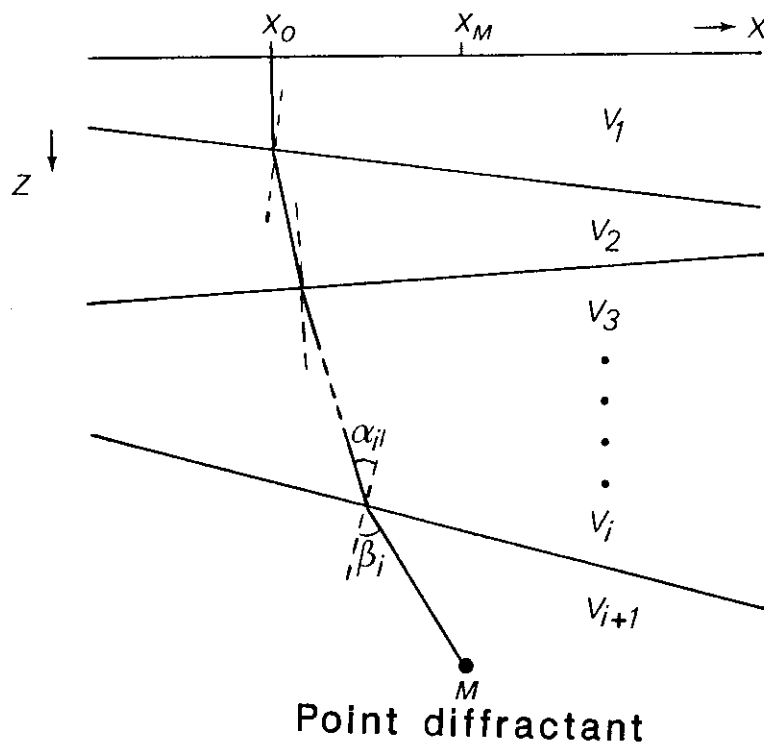


FIG. F1: Point diffractant surmontant un milieu à couches homogènes ayant des pendages arbitraires, et son rai autocollimé.