HAL
open science

Modélisation bidimensionnelle de la croûte terrestre en vitesse et atténuation des ondes sismiques : implications géodynamiques pour les Alpes occidentales

François Thouvenot

To cite this version:

François Thouvenot. Modélisation bidimensionnelle de la croûte terrestre en vitesse et atténuation des ondes sismiques : implications géodynamiques pour les Alpes occidentales. Géophysique [physics.geoph]. Universite Scientifique et Medicale de Grenoble, 1981. Français. NNT : . tel-00585480

HAL Id: tel-00585480

https://theses.hal.science/tel-00585480

Submitted on 13 Apr 2011

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

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

Arnaud PECHER

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GEOLOGIE ET DE MECANIQUE

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR - INGÉNIEUR

par

François THOUVENOT
Ingénieur - Géophysicien

SUJET

Modélisation bidimensionnelle de la croûte terrestre en vitesse et atténuation des ondes sismiques. Implications géodynamiques pour les Alpes occidentales.

Soutenue le 12 Juin 1981 devant la Commission d'Examen

M. G. PERRIER	Président - Rapporteur
M. J. BONNIN M. G. GRAU M. L. LLIBOUTRY M. P. VIALON	Examinateurs

GRENOBLE

TABLE DES MATIÈRES

AVANT-PROPOS 1

RÉSUMÉ 3

PREMIÈRE PARTIE : MODÉLISATION BIDIMENSIONNELLE DE LA CROÛTE TERRESTRE EN VITESSE IMPLICATIONS GÉODYNAMIQUES POUR LES ALPES OCCIDENTALES 5

CHAPITRE I - LE TRACÉ DE RAI À DEUX DIMENSIONS 7
I.1 - INTRODUCTION 9
I.2 - FORMULATION MATHEMATIQUE DU PROBLEME 12
I.2.1. Transformation de l'équation de l'eikonal 12
I.2.2. Courbure du rai 15
I.2.3. Principe du tracé de rai à deux dimensions 18
I.3 - CONSTRUCTION DES MODELES 20
I.3.1. Lissage par splines bicubiques 21
I.3.2. Lignes d'égale vitesse sous forme analytique 23
I.3.3. Interfaces polygonales 25
I.4 - UTILISATION PRATIQUE DU TRACE DE RAI A DEUX DIMENSIONS 28
I.4.1. Les programmes 28
I.4.1.a. Programme PROMOS (Will, 1975) 28
I.4.1.b. Programme allégé sur calculateur de bureau avec table traçante 30
I.4.1.c. Programme conversationnel sur console avec écran graphique 30
I.4.2. Procédé d'interprétation 34
I.5 - CONCLUSION 39

CHAPITRE II - APPLICATION DU TRACÉ DE RAI À L'ÉTUDE D'UNE CROÛTE LATÉRALEMENT HÉTÉROGÈNE - IMPLICATIONS GÉODYNAMIQUES POUR LES ALPES OCCIDENTALES 41
INTRODUCTION 43
II.1 - LES ALPES ET LA TECTONIQUE DES PLAQUES 44
II.2 - ACQUISITION ET TRAITEMENT DES DONNEES DE GRANDS PROFILS 48
II.3 - LE CHEVAUCHEMENT CRUSTAL DES ALPES OCCIDENTALES
Seismic evidence of a crustal overthrust in the Western Alps, F. Thouvenot & G. Perrier, Pageoph, 119, pp. 163-184, 1976 51
II.4 - PRINCIPAUX RESULTATS DE L'INTERPRETATION BIDIMENSIONNELLE 73
II.4.1. Les deux types de croûte 73
II.4.2. La position du socle sous les chaînes subalpines 74
II.4.3. Le problème des zones à moindre vitesse intracrustales 74
II.4.4. Le chevauchement crustal des Alpes Occidentales 78
II.4.5. Autres arguments en faveur d'un chevauchement crustal 79
II.5 - SIGNIFICATION TECTONIQUE DU SEISME DE FAVERGES (2 DECEMBRE 1980) 84
II.5.1. Le séisme de Faverges 84
II.5.2. Mécanisme au foyer 90
II.6 - IMPLICATIONS GEODYNAMIQUES POUR LE SUD-EST DE LA FRANCE 92

ANNEXE 1 - EXTRAITS DE : A LITHOSPHERIC SEISMIC PROFILE ALONG THE AXIS OF THE ALPS, 1975 - I : FIRST RESULTS, ALPINE EXPLOSION SEISMOLOGY GROUP, PAGEOPH, 114, PP. 1109-1130, 1976 97

ANNEXE 2 - RÉFLEXION D'UNE ONDE SISMIQUE SUR UN PLAN D'AZIMUT QUELCONQUE PAR RAPPORT AU PROFIL 107

1 - RESOLUTION ANALYTIQUE 109
2 - RESOLUTION GRAPHIQUE 112

ANNEXE 3 - MESURES IN SITU DE VITESSES SISMIQUES À UNE ÉCHELLE MÉTRIQUE 115

SECONDE PARTIE : L'ATTÉNUATION DANS LA CROÛTE SUPÉRIEURE 121

INTRODUCTION 123

CHAPITRE I - HYPOTHÈSES DE MODÉLISATION DU MILIEU 127
I.1 - DISTRIBUTION DES VITESSES 129
I.2 - ANELASTICITE DU MILIEU 131
I.3 - INCONVENIENTS PRESENTES PAR LES MODELES COMPORTANT DES COUCHES A GRADIENT DE VITESSE CONSTANT 131

CHAPITRE II - DIFFÉRENTES APPROCHES DU PROBLÈME 139
II.1 - VARIATION LINEAIRE DE LA VITESSE ET DU FACTEUR DE QUALITE DANS CHAQUE COUCHE 141
II.1.1. Cas $\bar{F} \neq \bar{Q}$ 142
II.1.2. Cas $\bar{F} = \bar{Q}$ 144
II.2 - "AMPLITUDE A LA SOURCE" 146
II.3 - LISSAGE DE LA LOI DE VITESSE 149
II.3.1. Introduction 149
II.3.2. Interpolation polynomiale 150
II.3.3. Interpolation hyperbolique 152
II.3.4. Interpolation par fonctions splines 157
II.3.4.a. Splines cubiques 157
II.3.4.b. Splines exponentielles 161

CHAPITRE III - EVALUATION NUMÉRIQUE ET ANALYTIQUE DES INTÉGRALES DU RAI 165
III.1 - INTEGRATION NUMERIQUE PAR LA METHODE DE GAUSS GENERALISEE 167
III.2 - INTEGRATION ANALYTIQUE 171

CHAPITRE IV - APPLICATION A L'INVERSION DU FACTEUR DE QUALITÉ DANS LA CROÛTE SUPÉRIEURE 177
IV.1 - INTRODUCTION 179
IV.2 - LISSAGE DES AMPLITUDES EXPERIMENTALES 180
IV.3 - PROCESSUS ITERATIF D'INVERSION 182
IV.4 - APPLICATION A LA DETERMINATION DU FACTEUR DE QUALITE DANS LES PREMIERS KILOMETRES DE LA CROUTE SOUS LE MASSIF CENTRAL 188
IV.5 - CONCLUSION 194

ANNEXE - INTERPOLATION PAR SPLINES EXPONENTIELLES 197

CONCLUSIONS GÉNÉRALES 207

RÉFÉRENCES 209

AVANT-PROPOS

On peut se poser des questions, au terme de la rédaction d'une thèse, sur la meilleure façon de présenter ses remerciements aux personnes qui, de près ou de loin — selon l'expression consacrée — , ont contribué à son aboutissement. Entre la formule lapidaire qui bâcle la chose en dix mots et le dithyrambe qui s'étale sur cinq pages, peut-on trouver un juste milieu où les phrases ne contiennent ni trop de sécheresse ni trop de basse flagornerie ? Comme il est prouvé par ailleurs que l'avant-propos d'une thèse est la partie de l'ouvrage parcourue par le plus grand nombre de lecteurs, il va me falloir abandonner toute idée trop farfelue si je veux conserver un minimum de crédit pour la suite de cet exposé. Ces lignes de remerciements naissent donc de la symbiose de deux passions : joie de pouvoir m'exprimer sur le papier, mais aussi tristesse de devoir m'imposer une sorte d'autocensure.

Mes remerciements peuvent d'abord s'articuler comme une charade. Mon premier, G. Perrier, Directeur du Laboratoire de Géophysique Interne de Grenoble, m'a toujours témoigné sa confiance en me laissant beaucoup de liberté et d'initiative dans mon travail ; j'espère ne pas avoir trop déçu ses espérances. Mon second, J. Bonnin, Professeur à l'Ecole d'Ingénieurs-Géophysiciens de Strasbourg, et mon troisième, G. Grau, Directeur de Département à l'Institut Français du Pétrole, apportent respectivement les jugements du géodynamicien et du géophysicien appliqué. J'ai également beaucoup de plaisir à remercier mon quatrième, L. Lliboutry, Directeur du Laboratoire de Glaciologie du C.N.R.S., qui m'a fait l'honneur de s'intéresser à mon travail. Enfin, mon cinquième, P. Vialon, Directeur de l'I.R.I.G.M., m'a toujours apporté son aide bienveillante pour éclaircir certains points de tectonique alpine ; je voudrais lui exprimer ici ma gratitude.

Mon tout forme un jury de cinq membres que je suis bien sûr très heureux de remercier ici, mais auprès duquel mes camarades de travail, fugaces ou permanents de l'I.R.I.G.M., tiennent une place tout aussi importante. Qu'ils soient petit et bavard, grande et tendre, compagnons de terrain ou de dînette, catalans ou bretons, savoyards ou kabyles, bûcherons du dimanche ou skieurs de fond, leur présence quotidienne à mes côtés a toujours été une source de stimulation, de réconfort et de franche rigolade.

Enfin, je voudrais remercier plus particulièrement les autres personnes qui m'ont apporté leur concours, à un moment ou à un autre. Il s'agit de l'ensemble du personnel du Centre de Calcul de Grenoble ; de C. Di Crescenzo et C. Gasquet (Mathématiques Appliquées, Grenoble) ; de V. Červený (Institut de Géophysique, Prague) ; de J. Ansorge (ETH, Zürich) et H. Miller (Institut de Géophysique, Münich) pour certaines remarques qui m'ont permis de me clarifier les idées ; enfin et surtout, de M. Will (Institut Minier de Wesphalie, Bochum) pour son programme de tracé de rai.

A tous, merci.

RESUME

Les structures profondes et les minéralisations qui y sont éventuellement associées ne peuvent prendre toute leur signification sans une étude détaillée de la croûte terrestre. On est maintenant en possession, depuis le dernier quart de siècle, d'une bonne image de celle-ci ainsi que du manteau supérieur, image à laquelle la sismologie expérimentale, avec les sondages sismiques profonds, a apporté une contribution décisive. Il est désormais possible de mettre en évidence non seulement des discontinuités intracrustales, mais aussi des hétérogénéités de la croûte inférieure et des failles profondes qui sont des sources potentielles de courants ascendants entraînant des minéralisations diverses . L'étude de la croûte terrestre a donc une importance économique considérable.

Bien que les méthodes d'interprétation de sondages sismiques profonds soient désormais bien développées, on pouvait s'interroger sur les limites de celles-ci. Tire-t'on vraiment tout le profit possible des données de sismologie expérimentale, acquises sur le terrain au prix d'une logistique souvent importante ? Ce travail est en fait une réflexion sur deux problèmes liés à une meilleure rentabilisation de ces données.

Dans une première partie, consacrée à la modélisation bidimensionnelle de la croûte, on passe d'abord en revue les différentes possibilités de faire varier les paramètres sismiques de la croûte, non seulement verticalement, mais encore horizontalement. La formulation mathématique du tracé des rais sismiques dans un tel milieu inhomogène est également abordée : on aboutit à une relation entre la courbure du rai et sa position par rapport au gradient local de la vitesse sismique. On examine plus en détail une modélisation de la croûte par des interfaces polygonales qui délimitent des couches à gradient de vitesse constant.

Cette modélisation est utilisée au second chapitre dans une application aux Alpes Occidentales. On met d'abord en évidence un enfoncement rapide du socle antétriasique et plus ancien qui forme une fosse péri-alpine longeant les Massifs Cristallins Externes. Sous Grenoble et le Sud du Lac d'Annecy, on trouve une épaisseur de sédiments post-paléozoïques de dix kilomètres environ. On montre de plus que la croûte a une structure totalement différente sous les chaînes subalpines septentrionales et sous la partie interne de l'arc alpin. Dans le premier cas, elle présente des réflecteurs intermédiaires bien marqués qui plongent vers l'intérieur de l'arc à 30° environ alors que dans le second cas, aucune stratification n'apparaît clairement. On met en évidence, sous les Massifs Cristallins Externes, une zone à moindre vitesse centrée sur quinze kilomètres de profondeur et l'on interprète ce schéma structural comme l'expression d'un

chevauchement crustal, la croûte supérieure intra-alpine pouvant se décoller de la croûte inférieure au niveau de cette zone à moindre vitesse. La signification physique de telles inversions de vitesse intracrustales est aussi abordée : elles n'apparaissent peut être que dans les régions tectoniques actives, là où les densités de dislocations intracristallines sont élevées. Enfin, après avoir examiné le mécanisme au foyer du séisme de Faverges (02.12.80), nous présentons en guise de conclusion un schéma d'évolution tectonique du Sud-Est de la France. Il fait ressortir l'importance d'une ligne SW-NE, mise en évidence par la sismologie expérimentale et la sismicité régionale mais confirmant les déductions géologiques, qui aurait joué un rôle essentiel dans la surrection des Massifs Cristallins Externes.

La seconde partie de ce travail porte sur l'atténuation des ondes sismiques dans la croûte supérieure, également sur des bases de sondages sismiques profonds. Après avoir émis un certain nombre d'hypothèses pour pouvoir modéliser la croûte aussi bien en vitesse qu'en anélasticité, nous présentons les inconvénients liés à certains modèles, notamment lorsque le gradient de vitesse est discontinu.

Au chapitre suivant, le "facteur de qualité", qui caractérise l'atténuation, est introduit dans un modèle stratifié avec une variation linéaire de l'atténuation en profondeur. On montre que l'amplitude des ondes émergentes peut encore être calculée analytiquement. On présente ensuite les difficultés auxquelles on se heurte quand on veut lisser la loi de vitesse pour éliminer les discontinuités de gradient. En sus des lissages classiques par splines cubiques, nous proposons un lissage par splines exponentielles qui présente l'avantage d'éliminer définitivement tout point d'inflexion indésirable.

Le troisième chapitre est consacré à l'évaluation des intégrales du rai dans le cas d'une variation continue au second ordre de la vitesse dans le milieu et d'une variation continue à l'ordre zéro du facteur de qualité. Deux procédés -numérique et analytique- sont successivement présentés.

On expose enfin au dernier chapitre une méthode itérative d'inversion qui, à partir des amplitudes de l'onde Pg (propagée dans la croûte supérieure) observées à différentes distances le long d'un profil, donne une image détaillée de l'atténuation en fonction de la profondeur jusqu'à sept kilomètres environ. Cette méthode, plus exacte que celles utilisées précédemment, fournit des valeurs relativement élevées du facteur de qualité qui pourraient avoir des répercussions au niveau du calcul du risque sismique.

La valeur d'une idée n'a rien a voir avec
la conviction de celui qui l'exprime.

Oscar Wilde

PREMIERE PARTIE

MODELISATION BIDIMENSIONNELLE DE LA CROUTE TERRESTRE EN VITESSE IMPLICATIONS GEODYNAMIQUES POUR LES ALPES OCCIDENTALES

C'est folie, oui, pure folie de vouloir sortir du monde et, comme si tout l'intérieur en était déjà parfaitement connu, sonder l'extérieur, comme si l'on pouvait mesurer un objet quand on ignore sa propre mesure ou l'esprit de l'homme voir des choses que le monde lui-même ne comprend pas !

Pline l'Ancien

I - LE TRACE DE RAI A DEUX DIMENSIONS

I.1 - INTRODUCTION

I.2 - FORMULATION MATHÉMATIQUE DU PROBLÈME

I.3 - CONSTRUCTION DE MODÈLES

I.4 - UTILISATION PRATIQUE

I.5 - CONCLUSION

I.1 - INTRODUCTION

Jusqu'à ces dernières années, les efforts de la sismologie expérimentale ne se sont guère portés au-delà d'une interprétation unidimensionnelle (dépendance des paramètres sismiques en fonction de la profondeur uniquement). Et, malgré l'introduction de plus en plus fréquente dans les modèles de vitesse proposés de couches à gradients de vitesse, une interprétation de grands profils sismiques n'est encore bien souvent exprimée que sous la forme d'un empilement de couches planes homogènes.

En effet, bien que les bases du tracé de rai dans un milieu constitué de couches présentant des pendages quelconques aient été jetées il y a plus de vingt ans, aussi bien pour la réfraction (Adachi, 1954) que pour la réflexion (Steinhart et Meyer , 1961), les faibles moyens de calcul de l'époque ne permettaient pas de tirer profit de cette méthode.

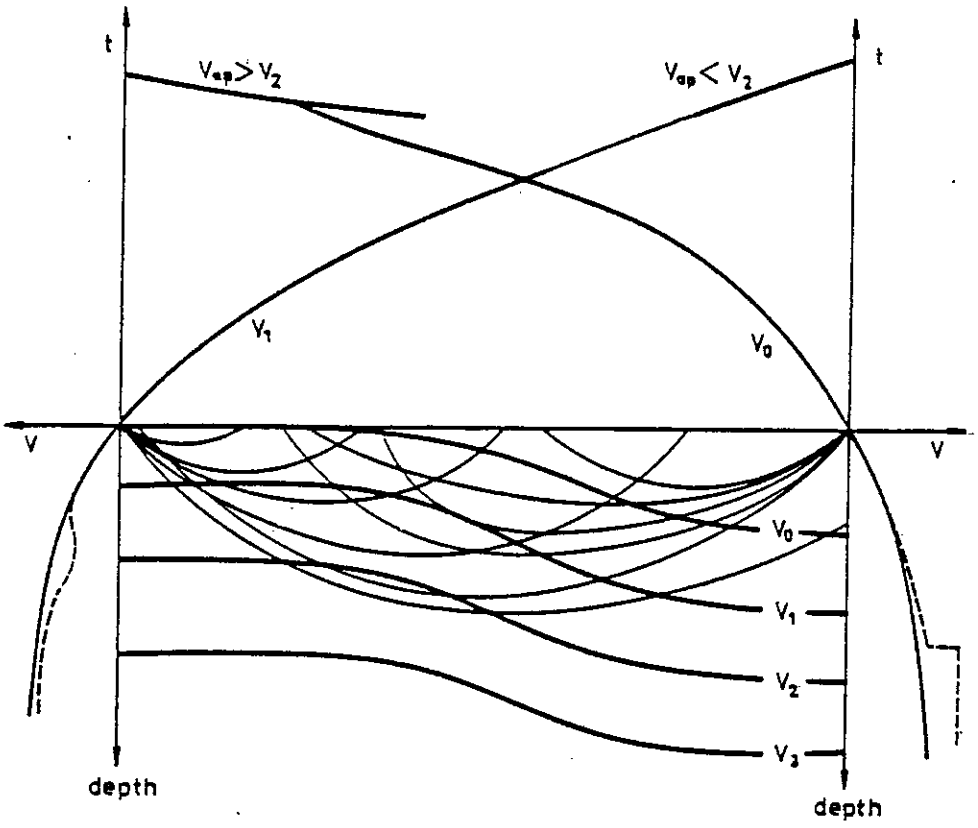


Fig. 1 - Exemple d'interprétation unidimensionnelle erronée : les profils de vitesse estimés à une dimension (pointillés) donnent de fausses indications sur la distribution de la vitesse le long du profil (Pavlenkova et Pšenčík, 1977) .

Si les tout premiers travaux de sismologie expérimentale ont apporté, dans les années 50, une profusion d'informations sur la structure de la lithosphère, on pouvait cependant éprouver un sentiment de frustration en constatant la stagnation des procédés d'interprétation un quart de siècle plus tard.

De plus, l'interprétation unidimensionnelle dans une zone de structures compliquées peut conduire à de fausses conclusions. L'exemple de la figure 1, tiré de Pavlenkova et Pšenčík (1977), illustre bien ce danger. Considérons un milieu avec un accroissement monotone de vitesse et une légère variation horizontale de vitesse qui se produit dans une région limitée du profil (Fig. 1). On peut par exemple considérer que cette modélisation représente une zone de fracture ou un contact entre deux unités géologiques. Quand on étudie les hodochrones des ondes réfractées dans un tel milieu pour des points de tir situés aux frontières du modèle, on constate que :

1 - Si le point de tir est situé à gauche, les vitesses apparentes sont élevées à courtes distances ; dans la zone de fracture, et au-delà, les amplitudes diminuent ; enfin, à l'extrémité droite du profil, l'onde réfractée se renforce.

2 - Si le point de tir est situé à droite, les vitesses apparentes sont faibles à courtes distances et la zone de fracture produit, à grandes distances, une brusque augmentation de la vitesse apparente qui peut être associée à une boucle.

Si l'on interprète les deux profils isolément en supposant que le milieu est inhomogène verticalement, on obtient deux distributions de vitesse (lignes pointillées) qui ne correspondent pas au modèle originel.

Pour le point de tir à gauche, l'atténuation des premières arrivées à partir de la zone de fracture peut être interprétée comme l'indication d'une zone à moindre vitesse. Pour le profil inverse, la boucle de l'hodochrone ou le brusque accroissement des vitesses apparentes pourraient indiquer une réflexion sur une discontinuité du premier ordre.

Dans le cas précis que l'on vient d'étudier, l'interprétation unidimensionnelle ne fournit donc même pas d'indications sur la distribution moyenne des vitesses le long du profil : elle conduit à des résultats qui n'ont qu'un lointain rapport avec la réalité. La solution logique pour éviter de telles erreurs est l'introduction d'une modélisation bi- ou tridimensionnelle. Comme les données de sismologie expérimentale sont le plus souvent acquises le long de profils rectilignes (le cas des tirs en éventail n'étant pas considéré ici), nous nous limiterons, dans la suite de cette étude, au problème posé par une interprétation à deux dimensions.

Plusieurs approches sont alors possibles : soit l'on cherche une méthode d'inversion globale qui, à partir d'hodochrones et de courbes d'amplitude observées, fournit une coupe des vitesses le long du profil ; soit l'on modélise directement les structures à deux dimensions en essayant d'expliquer au maximum les temps de propagation observés.

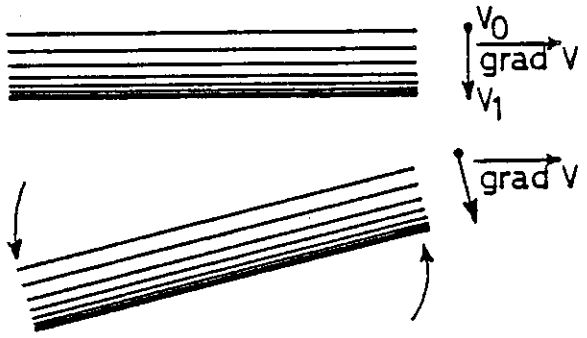
Les méthodes d'inversion standard ne sont cependant applicables que pour des classes relativement simples de modèles -accroissement monotone des vitesses, empilement restreint de couches à vitesse constante avec des interfaces à pendage-. Comme les propriétés de l'intérieur de la Terre s'écartent généralement de ces différentes hypothèses, ces méthodes présentent le danger de ne donner que des résultats très grossiers -quand elles n'échouent pas purement et simplement-. Une modélisation plus complète -donc plus réaliste- passe par conséquent nécessairement par un calcul direct des temps de propagation le long des rais.

Il faut en effet être bien conscient que toute modélisation, que ce soit une modélisation de la croûte supérieure ou de la lithosphère toute entière, doit se faire en utilisant toutes les données ou toutes les hypothèses géologiques disponibles. Ainsi, en sus des nouvelles données que l'inversion va fournir sur la structure profonde de la croûte, va-t'on pouvoir infirmer ou confirmer tel ou tel schéma structural.

Le problème se pose donc de pouvoir modéliser une lithosphère sous la forme d'une coupe analogue aux coupes géologiques, c'est-à-dire que l'on doit pouvoir inclure dans le modèle des structures à géométrie quelconque (chevauchements, compartiments faillés, inclusions), dans lesquelles les vitesses sismiques sont constantes ou varient continûment. Un raffinement supplémentaire est apporté par l'introduction de gradients de vitesse non verticaux qui permettent par exemple de modéliser une couche sédimentaire compactée puis inclinée (Fig. 2).

Enfin, il est souhaitable, pour compléter la modélisation, de pouvoir tenir compte du relief, ce qui permet de s'affranchir ultérieurement de toute correction d'altitude ou de sédiments.

La mise en oeuvre d'une telle modélisation ne rend pas bien sûr caduques les classiques procédés d'inversion unidimensionnelle. Bien au contraire, le grand nombre de paramètres qui entrent en ligne de compte lors de l'élaboration d'un modèle bidimensionnel rend plus que jamais décisifs les résultats préliminaires qui sont utilisés en première approche.



(a) Compaction de la couche par pression lithostatique

(b) Après un épisode tectonique, le gradient de vitesse n'est plus vertical

Fig. 2 - Modélisation d'une couche sédimentaire compactée puis inclinée.

I.2 - FORMULATION MATHEMATIQUE DU PROBLEME

I.2.1. Transformation de l'équation de l'eikonal

L'équation de base du calcul des rais et des temps de propagation dans un milieu isotrope hétérogène est l'équation de l'eikonal (Jobert, 1973 ; Červený et al., 1977 ; Aki et Richards, 1980). Pour des raisons de commodité, nous utiliserons le vecteur lenteur $\vec{p}$ pour désigner le gradient de la fonction de phase τ :

$$\vec{p} = \vec{\nabla}\tau$$

L'équation locale de l'eikonal en M

$$\vec{\nabla}^2\tau = \frac{1}{v^2} \qquad (1)$$

s'écrit alors :

$$\vec{p}^2 = \frac{1}{v^2} \qquad (2)$$

v étant la vitesse du milieu au point considéré.

Si nous paramétrisons un rai sous la forme :

$$\vec{M} = \vec{M}\ (\zeta),$$

ζ variant continûment le long du rai, on peut alors écrire :

$$\frac{d\vec{M}}{d\zeta} = g\ (\vec{M})\ \vec{p} \qquad (3)$$

la quantité $g(\vec{M})$ étant un scalaire liant $\vec{p}$ à $\frac{d\vec{M}}{d\zeta}$ puisque, par définition $d\vec{M}$ et $\vec{p}$ sont colinéaires. Choisissons $g(\vec{M}) = v^2$ et cherchons quel paramètre ζ on doit utiliser pour parvenir à ce résultat. (3) devient :

$$\frac{d\vec{M}}{d\zeta} = v^2\ \vec{p} \qquad (4)$$

Or :

$$\frac{d\tau}{d\zeta} = \frac{\partial\tau}{\partial x}\ \frac{dx}{d\zeta} + \frac{\partial\tau}{\partial z}\ \frac{dz}{d\zeta} = \vec{\nabla}\tau\ .\ \frac{d\vec{M}}{d\zeta}$$

Donc, d'après (4) :

$$\frac{d\tau}{d\zeta} = \vec{p}\ .\ v^2\ \vec{p},$$

et, en utilisant (2) :

$$\frac{d\tau}{d\zeta} = 1.$$

On en déduit que ζ a la signification d'un temps de propagation le long du rai et par conséquent, on peut l'assimiler à la fonction de phase τ . (4) s'écrit alors :

$$\frac{d\vec{M}}{d\tau} = v^2\ \vec{p} \qquad (5)$$

D'autre part, cherchons une expression du vecteur $d\vec{p}/d\tau$ (Kline et Kay, 1966). En appelant p_x et p_z les composantes du vecteur lenteur, on a :

$$\frac{dp_x}{d\tau} = \frac{\partial p_x}{\partial x}\frac{dx}{d\tau} + \frac{\partial p_x}{\partial z}\frac{dz}{d\tau},$$

soit, en utilisant (5) pour exprimer $dx/d\tau$ et $dz/d\tau$:

$$\frac{dp_x}{d\tau} = v^2\left(p_x\frac{\partial p_x}{\partial x} + p_z\frac{\partial p_x}{\partial z}\right) \qquad (6)$$

En remarquant que :

$$\frac{\partial p_x}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial \tau}{\partial x}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \tau}{\partial z}\right) = \frac{\partial p_z}{\partial x}$$

(6) devient :

$$\frac{dp_x}{d\tau} = v^2\left(p_x\frac{\partial p_x}{\partial x} + p_z\frac{\partial p_z}{\partial x}\right)$$

$$\frac{dp_x}{d\tau} = \frac{v^2}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left(p_x^2 + p_z^2\right).$$

Et, en utilisant l'équation de l'eikonal (2) :

$$\frac{dp_x}{d\tau} = \frac{v^2}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{v^2}\right)$$

$$\frac{dp_x}{d\tau} = -\frac{\partial}{\partial x}(\text{Log } v)$$

L'équation de l'eikonal s'exprime donc sous la forme de deux équations différentielles vectorielles ordinaires du premier ordre :

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{d\tau} &= v^2\,\vec{p} \\ \frac{d\vec{p}}{d\tau} &= -\,\vec{\nabla}\,(\mathrm{Log}\ v) \end{aligned}} \qquad (7)$$

I.2.2. Courbure du rai

Caractérisons un rai, dans le plan (x, z), par l'angle i qu'il fait par rapport au gradient de vitesse (Fig. 3). Et appelons $\vec{\theta}$ le vecteur unitaire de la tangente au rai et $\vec{\nu}$ le vecteur unitaire de la normale au rai.

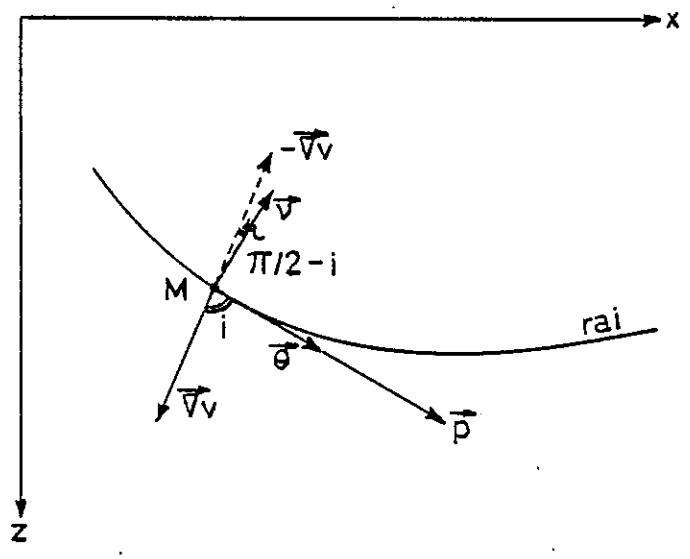


Fig. 3 - Paramétrisation d'un rai dans un milieu à gradient de vitesse quelconque.

Si s est l'abscisse curviligne sur le rai, un élément d'arc du rai $d\vec{M}$ (de longueur ds) est colinéaire au vecteur lenteur :

$$d\vec{M} = ds \cdot \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}$$

c'est-à-dire, d'après (2) :

$$\frac{d\vec{M}}{ds} = v\,\vec{p}\,. \tag{8}$$

D'autre part, en prenant le gradient de (2) :

$$\vec{\nabla}\,\vec{p}^2 = \frac{2}{v}\,\vec{\nabla}\left(\frac{1}{v}\right)$$

Multiplions par $d\vec{M}$ membre à membre :

$$\vec{\nabla}\,\vec{p}^2 \cdot d\vec{M} = \frac{2}{v}\,\vec{\nabla}\left(\frac{1}{v}\right) \cdot d\vec{M},$$

et, en vertu de (8) :

$$\vec{\nabla}\,\vec{p}^2 \cdot d\vec{M} = 2\,\vec{\nabla}\left(\frac{1}{v}\right) \cdot \vec{p}\,ds$$

$$2\,\vec{p} \cdot d\vec{p} = 2\,\vec{\nabla}\left(\frac{1}{v}\right) \cdot \vec{p}\,ds$$

$$d\vec{p} = \vec{\nabla}\left(\frac{1}{v}\right) \cdot ds \tag{9}$$

Dérivant maintenant l'expression vectorielle de $\vec{p}$

$$\vec{p} = \frac{1}{v}\,\vec{\theta}$$

on obtient :

$$\frac{d\vec{p}}{ds} = \frac{d}{ds}\left(\frac{1}{v}\,\vec{\theta}\right),$$

soit, d'après (9) :

$$\vec{\nabla}\left(\frac{1}{v}\right) = \frac{1}{v}\,\frac{d\vec{\theta}}{ds} + \vec{\theta}\,\frac{d}{ds}\left(\frac{1}{v}\right)$$

Introduisons le rayon de courbure ρ du rai en M par la formule de Frénet $d\vec{\theta}/ds = \vec{\nu}/\rho$:

$$v\,\vec{\nabla}\left(\frac{1}{v}\right) = \frac{\vec{\nu}}{\rho} + \frac{\vec{\theta}}{ds}\,v\,d\left(\frac{1}{v}\right)$$

$$\frac{\vec{\nabla}v}{v} = -\frac{\vec{\nu}}{\rho} + \frac{\vec{\theta}}{v}\,\frac{dv}{ds} \qquad (10)$$

En multipliant scalairement cette équation par $\vec{\nu}$, il vient :

$$\frac{1}{\rho} = -\vec{\nu}\,.\,\frac{\vec{\nabla}v}{v}$$

$$\boxed{\frac{1}{\rho} = \frac{|\vec{\nabla}v|\,.\,\sin i}{v}} \qquad (11)$$

I.2.3. Principe du tracé de rais à deux dimensions

La base physique du tracé de rais à deux dimensions est contenue dans la loi de Descartes et dans la relation (11) qui exprime la courbure du rai en fonction de sa position par rapport au gradient de vitesse.

Dans le cas de discontinuités de vitesse du premier ordre, la variation de la direction du rai est donnée par la loi de Descartes : si i_1 est l'angle entre le rai et la normale à la discontinuité dans le premier milieu de vitesse v_1, l'angle i_2 dans le second milieu de vitesse v_2 est donné par la relation bien connue :

$$\frac{\sin i_1}{v_1} = \frac{\sin i_2}{v_2}$$

à condition que $\sin i_1 < v_1/v_2$. Si ce n'est pas le cas, le rai n'est pas réfracté dans le second milieu mais est réfléchi sur la discontinuité avec l'angle $-i_1$ (Fig. 4).

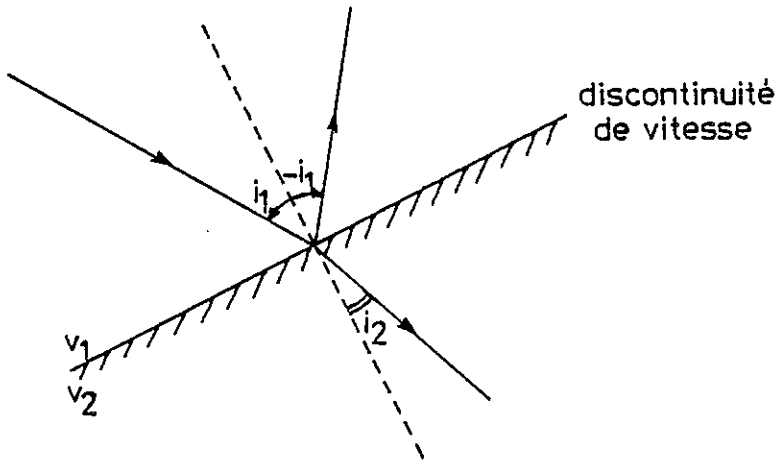


Fig. 4 - Réfraction d'un rai sur une discontinuité de vitesse du premier ordre.

Dans le cas d'une variation continue de la vitesse, les rais ne sont pas réfractés de façon discontinue mais sont courbés continûment. La courbure du rai est donnée par l'équation (11).

Dans les modèles à deux dimensions, la direction et le module de $\vec{\nabla}v$ varient généralement d'un point à un autre. Pour le calcul pratique du rai, on suppose que le gradient reste constant localement et que, par conséquent, le rayon de courbure reste lui aussi constant. Entre A et B (Fig. 5), le rai est donc assimilable à un arc de cercle.

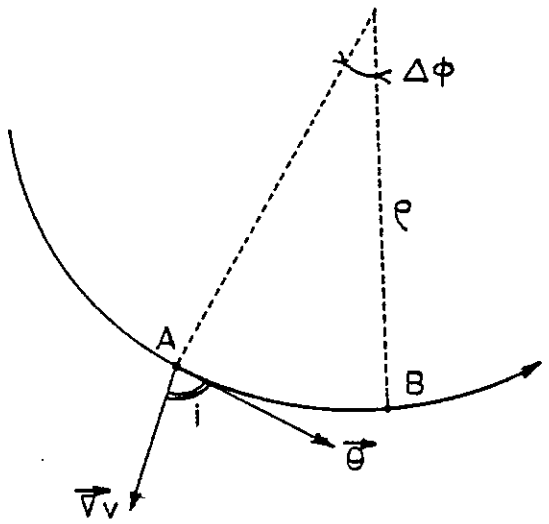


Fig. 5 - Courbure d'un rai dans le cas d'une variation continue de la vitesse.

Du point de vue pratique, le tracé d'un rai d'un point A à un point B suffisamment voisin peut alors se scinder en plusieurs étapes :

1 - Détermination en A du vecteur $\vec{\nabla}v$.

2 - Détermination en A de l'angle i entre $\vec{\nabla}v$ et la tangente au rai.

3 - Calcul des coordonnées du point B en assimilant AB à un arc de cercle de rayon ρ et d'angle au centre $\Delta\Phi$.

4 - Calcul du temps de propagation Δt le long du rai (Gebrande, 1976) :

$$\Delta t = \frac{1}{|\vec{\nabla} v|} \left\{ \arg th \left[\cos i \right] - \arg th \left[\cos (i + \Delta\Phi) \right] \right\} \qquad (12)$$

5 - Détermination en B de la tangente au rai.

On doit traiter à part les deux cas particuliers du gradient de vitesse nul et du rai colinéaire au gradient de vitesse. Dans les deux cas, le rai est rectiligne (d'après (11)). Si le gradient est nul, le temps mis par le rai pour parcourir le segment AB est tout simplement :

$$\Delta t = \frac{AB}{v}$$

Si le rai est colinéaire au gradient de vitesse, l'expression du temps de propagation est (Gebrande, 1976) :

$$\Delta t = \frac{1}{|\vec{\nabla} v|} \quad \text{Log} \quad \frac{v\ (B)}{v\ (A)}$$

I.3 - CONSTRUCTION DES MODELES

On peut considérer qu'il existe trois méthodes d'approche bien distinctes qui permettent de paramétriser de façon satisfaisante les variations de vitesse le long d'un profil.

I.3.1. Lissage par splines bicubiques

C'est le procédé largement utilisé par l'école tchèque (Pretlová, 1976 ; Červený et al., 1977). A partir d'une distribution ponctuelle de vitesses, on est en mesure de calculer, en un point quelconque du modèle, la vitesse et le gradient de vitesse par l'intermédiaire d'un lissage par splines bicubiques. Dans une telle modélisation, la notion même d'interface disparaît complètement, le lissage par splines fournissant dans l'ensemble du modèle un champ de vitesse continu au second ordre. On peut cependant définir des lignes d'égale vitesse qui sont des splines cubiques (Fig. 6).

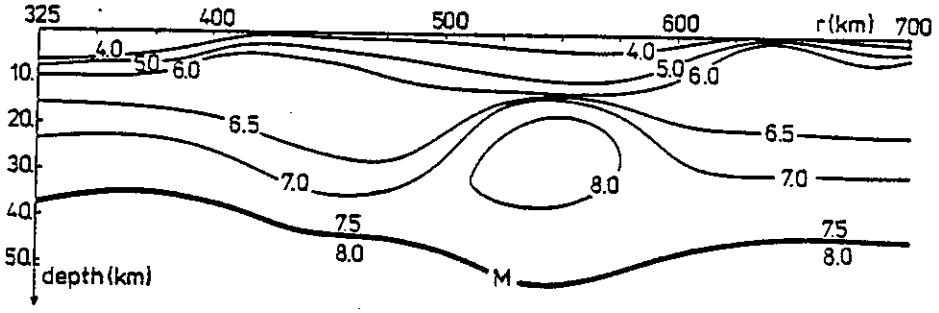


Fig. 3.22

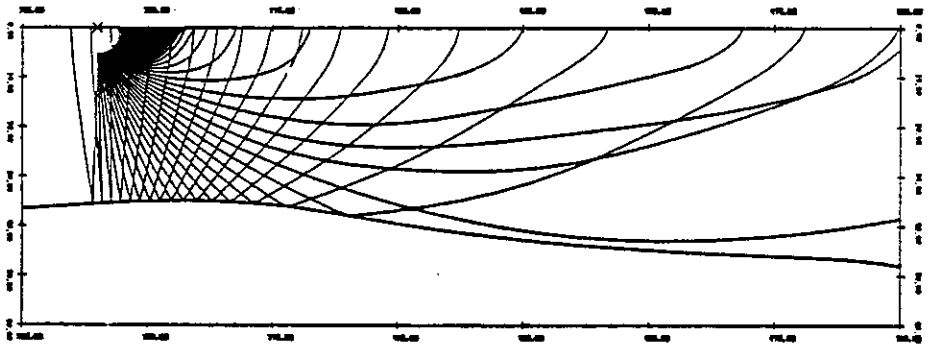


Fig. 6 - Tracé de rai dans une structure à champ de vitesse continu au second ordre. Le tracé de rai (diagramme du bas) n'est en fait réalisé que dans la partie gauche de la structure montrée en haut (Červený et al., 1977) .

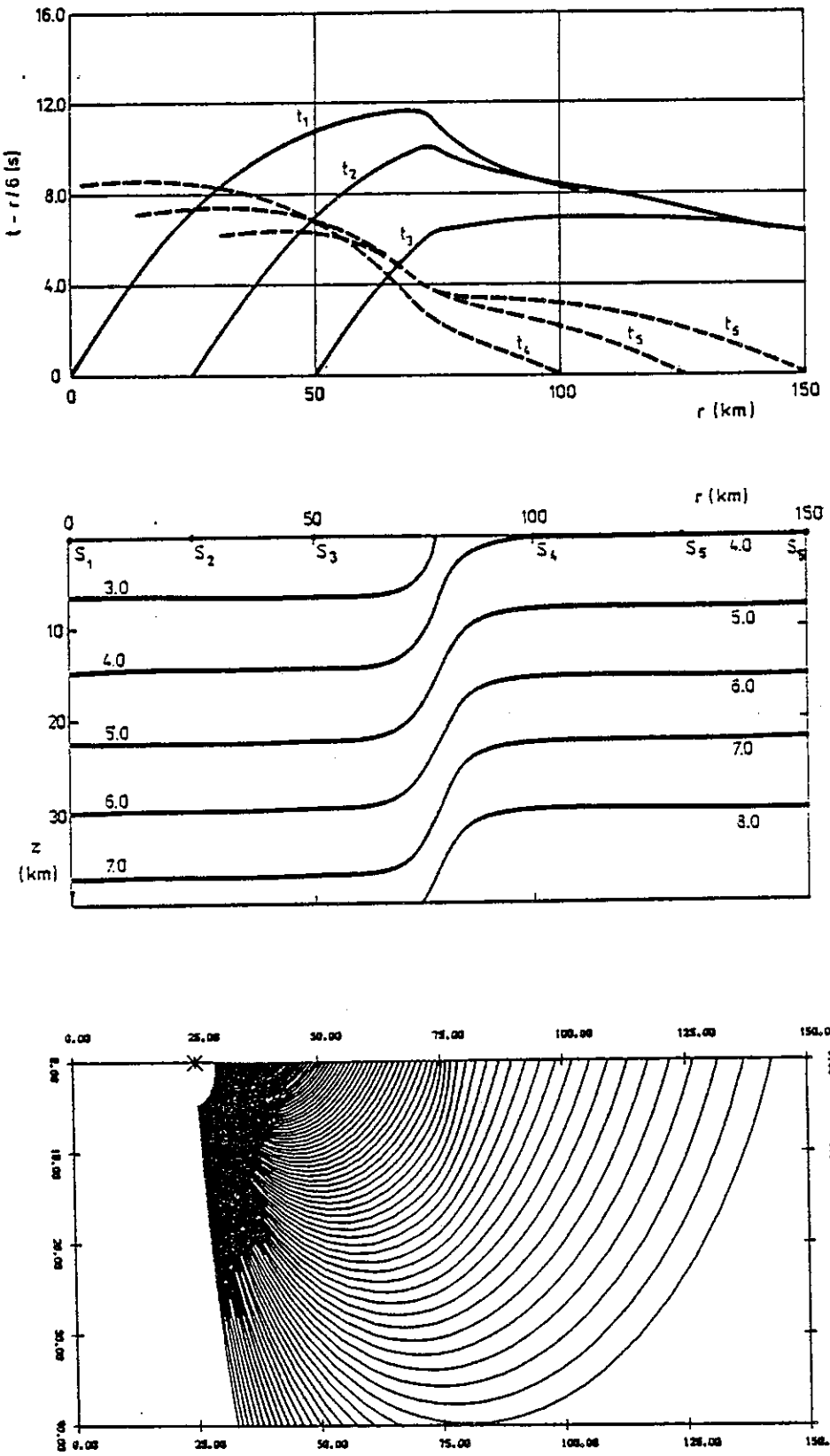


Fig. 7 - Tracé de rai pour le point de tir S_2 dans une distribution de vitesses donnée analytiquement (cf. texte) . Le tracé de rai lui-même est peu affecté par l'hétérogénéité latérale mais les hodochrones le sont. t_i = hodochrone relative au point de tir S_i (Červený et al., 1977) .

Bien que, mathématiquement, une telle modélisation soit satisfaisante sous tous les points, elle pose un certain nombre de difficultés lorsqu'on veut l'appliquer à des structures réelles. En particulier, paramétriser le modèle par la donnée des vitesses sur une grille de points n'est guère approprié en sismologie expérimentale où l'on raisonne plus en termes de "couches" ou de "zones". Il faut cependant souligner qu'un tracé de rai dans un tel modèle lissé présente l'avantage de pouvoir tester des coupes lithosphériques à grande échelle en assurant la continuité des hodochrones.

I.3.2. Lignes d'égale vitesse sous forme analytique

La méthode consiste à définir les interfaces et/ou les lignes d'égale vitesse sous une forme analytique. Entre les interfaces, la vitesse peut être constante ou posséder un gradient dont les composantes verticale et horizontale sont à estimer par le procédé d'interpolation jugé le plus adéquat.

Deux formes analytiques ont été utilisées couramment. La première consiste à définir l'interface (ou la ligne d'égale vitesse) par un ensemble de points qui est ensuite lissé par spline cubique (Červený et al., 1977). La seconde alternative utilise des fonctions arc tangente. Par exemple, Červený et al. (1977) ont défini la distribution de vitesse de leur modèle donné figure 7 par la fonction analytique :

$$v(x, z) = 3 + 0.133\, z + \frac{2}{\pi}\ \mathrm{arctg}\left(\frac{x}{2} - 37.5\right) \qquad (13)$$

Comme le font remarquer Červený et al., le tracé de rai lui-même ne semble pas trop affecté par l'hétérogénéité latérale du modèle. Par contre, les hodochrones pour des points de tir situés à des abscisses différentes sur le profil présentent des écarts non négligeables. Une telle modélisation est bien sûr alléchante du point de vue mathématique, puisque la relation (13) définit à elle seule le champ de vitesse et le champ de gradient. Elle n'est cependant guère utilisable pratiquement quand il s'agit de modéliser une structure géologique plus complexe.

Gebrande (1976) utilise également les fonctions arc tangente pour définir des lignes d'égale vitesse mais sous une forme un peu différente qui rend son programme

de tracé de rai très intéressant du point de vue pratique. Les fonctions utilisées sont du type :

$$\Delta z_k \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \text{ arc tg } \frac{x - x_k}{b_k} \right) \tag{14}$$

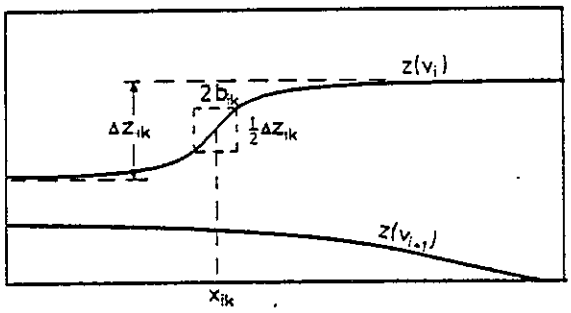


Fig. 8 - Exemple simple illustrant la modélisation d'une ligne d'égale vitesse par une fonction arc tangente. Δz_{ik} et $2b_{ik}$ déterminent le rejet et la demi-largeur d'une inflexion de l'interface centrée en x_{ik} (Gebrande, 1976) .

La signification physique de chaque fonction est donnée figure 8 : la ligne d'égale vitesse v_i est supposée avoir une inflexion en x_{ik} d'amplitude Δz_{ik}. La pente de l'inflexion est contrôlée par le paramètre b_{ik}. En combinant des fonctions du type (14) avec différents paramètres x_{ik}, Δz_{ik} et b_{ik}, en

$$z_i = z\,(x, v_i) = z_{io} + \sum_{k=1}^{n_i} \Delta z_{ik} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \text{ arc tg } \frac{x - x_{ik}}{b_{ik}} \right),$$

on peut modéliser de nombreuses structures géologiques telles que synclinaux, anticlinaux, horsts ou grabens. Entre deux lignes d'égale vitesse, Gebrande interpole la vitesse suivant la verticale. Le vecteur gradient de vitesse ne reste donc pas vertical mais a aussi une composante horizontale. La figure 9 présente un exemple simple à deux interfaces traité par la méthode de Gebrande.

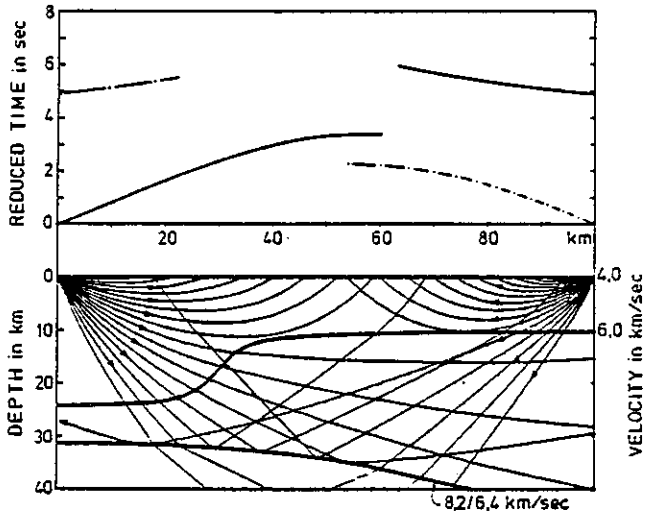


Fig. 9 - Tracé de rai et hodochrones dans un milieu paramétrisé par trois lignes d'égale vitesse (arc tangente) . La vitesse en un point quelconque est obtenue par interpolation linéaire verticale entre les deux lignes d'égale vitesse voisines (Gebrande, 1976) .

I.3.3. Interfaces polygonales

C'est en fait la modélisation qui semble la plus simple : les interfaces sont des lignes brisées délimitant des couches à vitesse constante ou à gradient de vitesse constant. Dans chaque couche, le rai est alors soit rectiligne, soit en arc de cercle et les calculs sont simplifiés.

Le problème a été résolu en partie par Stein (1969). Will (1975) a complété cette modélisation en introduisant des gradients de vitesse dans des directions arbitraires et des tracés d'interfaces permettant d'atteindre n'importe quelle géométrie. Comme son programme est celui qui nous a semblé le plus approprié, nous le décrivons ci-dessous un peu plus en détail.

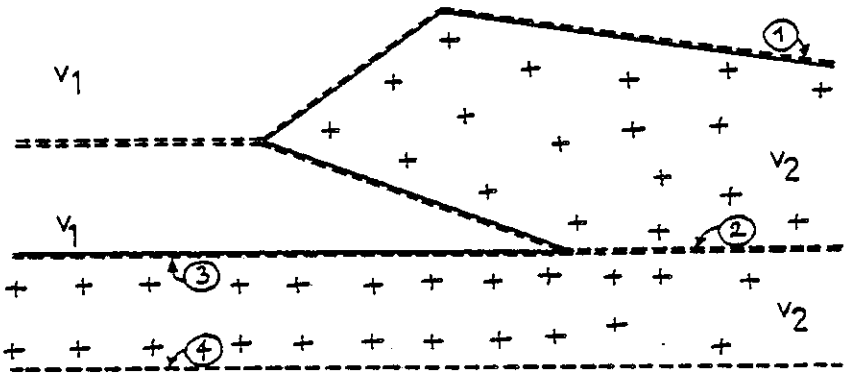


Fig. 10 - Modélisation d'un chevauchement par quatre interfaces polygonales qui sont des fonctions univoques de la distance horizontale. Chaque interface va du bord gauche au bord droit du modèle sans retour en arrière et en se confondant avec l'interface précédente si besoin est.

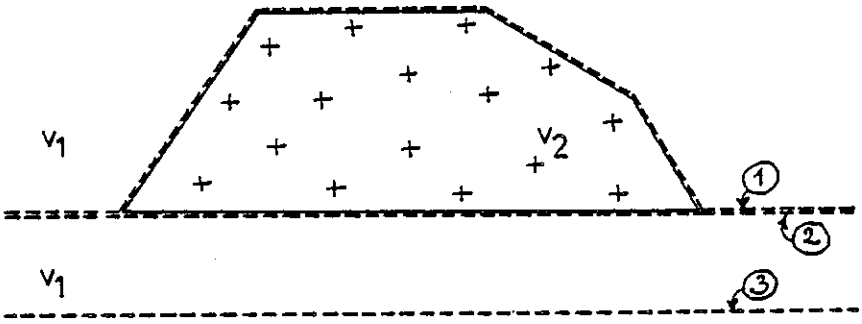


Fig. 11 - Modélisation d'une structure lenticulaire (inclusion) .

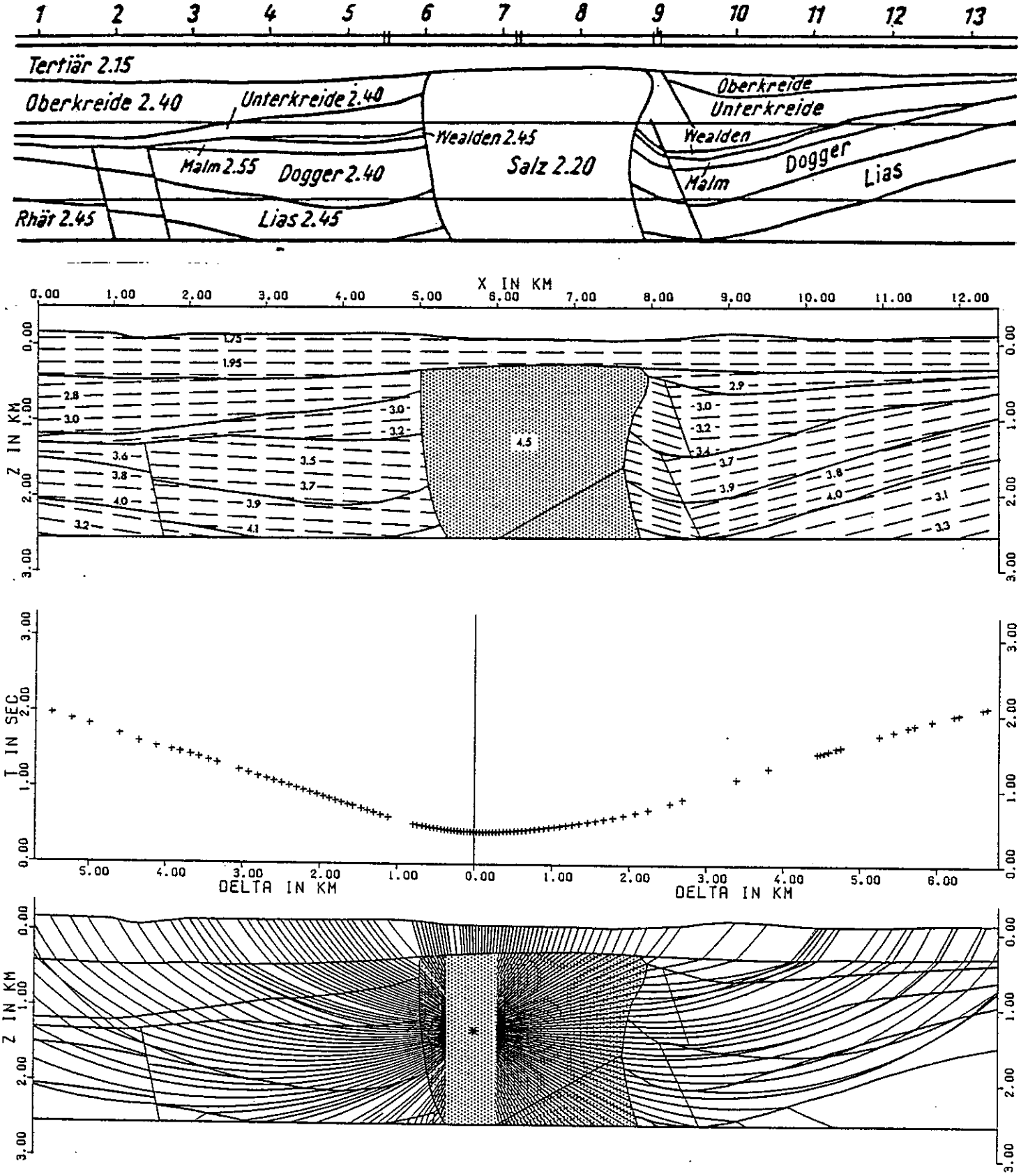


Fig. 12 - Coupe géologique avec densités (haut), modélisation avec lignes d'égale vitesse (milieu) et tracé de rai correspondant avec hodochrone (bas) pour un séisme situé dans le dôme de sel (en pointillés) (Will, 1975) .

Dans les modélisations réalisables avec le programme de Will, les interfaces sont des lignes polygonales qui sont des fonctions univoques de la distance horizontale. Malgré tout, on a la possibilité de modéliser des chevauchements ou des structures lenticulaires. Les figures 10 et 11 donnent des exemples de telles modélisations.

On peut alors modéliser une structure géologique absolument quelconque. La figure 12 en fournit un bon exemple (Will, 1975). Elle est basée sur un profil gravimétrique et sismique effectué en Allemagne du Nord. La prospection géophysique avait été complétée par des forages. La coupe géologique a été en partie simplifiée en regroupant des séries voisines qui, a priori, ne présentent pas de grandes différences de vitesse : ainsi, le Malm a été rattaché au Dogger et le Wealdien au Crétacé inférieur. On a tenu compte de la déformation des couches au voisinage du dôme de sel lors de la montée de celui-ci pour introduire des gradients de vitesse obliques. Le profil topographique est également pris en compte.

I.4 - UTILISATION PRATIQUE DU TRACE DE RAI A DEUX DIMENSIONS

I.4.1. Les programmes

I.4.1.a. Programme PROMOS (Will, 1975)

Nous avons utilisé le programme PROMOS de Will, décrit ci-dessus, pour le calcul de tracé de rai. Comme celui-ci était écrit en ALGOL 60, nous l'avons traduit dans un langage qui soit acceptable par les compilateurs de l'ordinateur HB68 du Centre Interuniversitaire de Calcul de Grenoble (CICG) .

Le choix de PL1 comme langage de travail nous a semblé être un bon compromis car, d'une part, la conversion ALGOL 60/PL1 est relativement simple, et d'autre part, le PL1 est devenu une sorte de langage-roi -au CICG comme ailleurs-, ce qui offre de nombreux avantages pratiques.

Bien que nous ayons entièrement ré-écrit et remanié le programme, nous n'insisterons pas plus longtemps sur son utilisation, l'essentiel des entrées-sorties conçues par son auteur ayant été conservé. Will (1975) en donne une description approfondie.

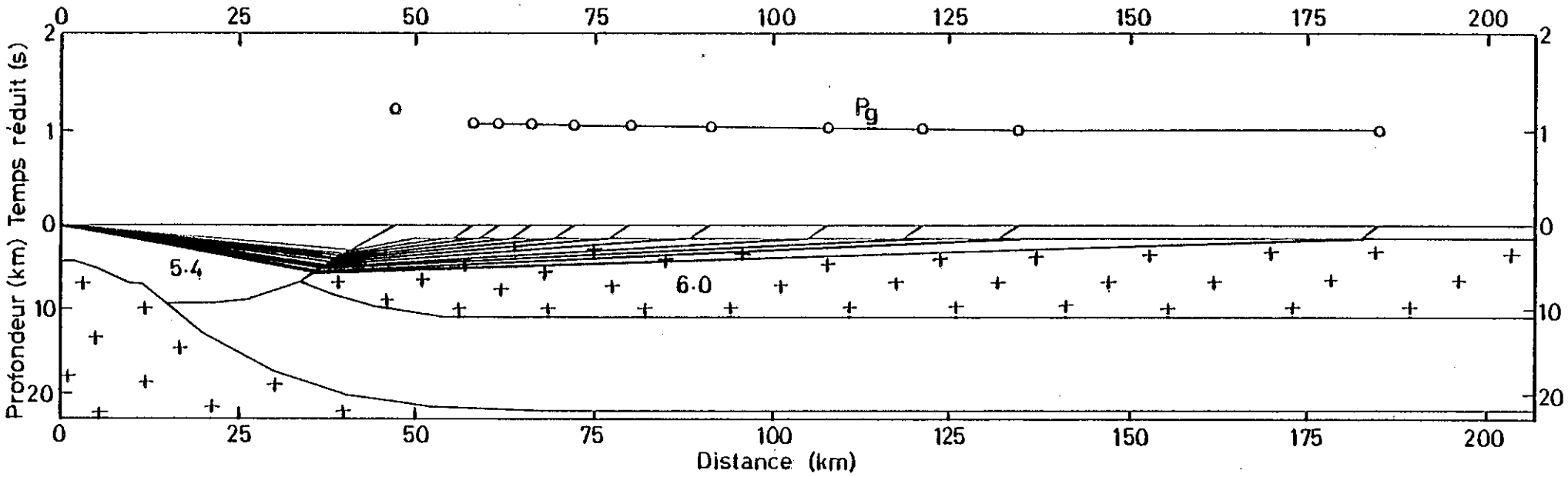


Fig. 13 - Tracé de rai avec calculateur de bureau : étude d'ondes Pg qui traversent des sédiments avant de se réfracter dans le socle.

I.4.1.b. Programme allégé sur calculateur de bureau avec table traçante

A l'époque où nous avons débuté ce travail, PROMOS n'était pas utilisable en version conversationnelle (cf. § 1.4.1.c). Celà signifiait dans la pratique qu'on ne pouvait avoir instantanément les résultats des calculs, même dans le cas d'une structure simplifiée. Les dessins correspondants ne pouvaient être récupérés que dans un délai encore plus long.

Pour obvier à cette déficience, et comme l'utilisation du tracé de rai implique des interventions fréquentes pour modifier le modèle, on a mis en oeuvre un programme allégé sur calculateur de bureau. Il permet d'étudier le tracé de rai dans des structures relativement simples où les vitesses sont constantes dans chaque "couche". La figure 13 donne un exemple de calcul du trajet d'ondes Pg qui traversent des sédiments avant de se réfracter dans le socle.

L'utilisation du programme allégé est facile et surtout peu coûteuse. On parvient ainsi à une modélisation bidimensionnelle préliminaire qui est ensuite affinée par PROMOS.

I.4.1.c. Programme conversationnel sur console avec écran graphique

Enfin, PROMOS a été retraduit intégralement de PL1 en Basic pour pouvoir fonctionner localement en mode conversationnel sur un calculateur Hewlett-Packard HP9845B (Fig. 14). L'allongement du temps de calcul (5 secondes par rai en moyenne dans un modèle comportant une dizaine de couches) est compensé :

1 - par l'instantanéité des résultats graphiques obtenus sur l'écran de visualisation ;

2 - par la souplesse du système en ce qui concerne des interventions fréquentes en cours d'exécution ;

3 - par le coût de revient pratiquement nul d'un tel procédé.

Pour le tracé définitif d'un modèle sur Benson, le fichier de données peut être transféré au Centre de Calcul en utilisant le HP9845B comme terminal léger.

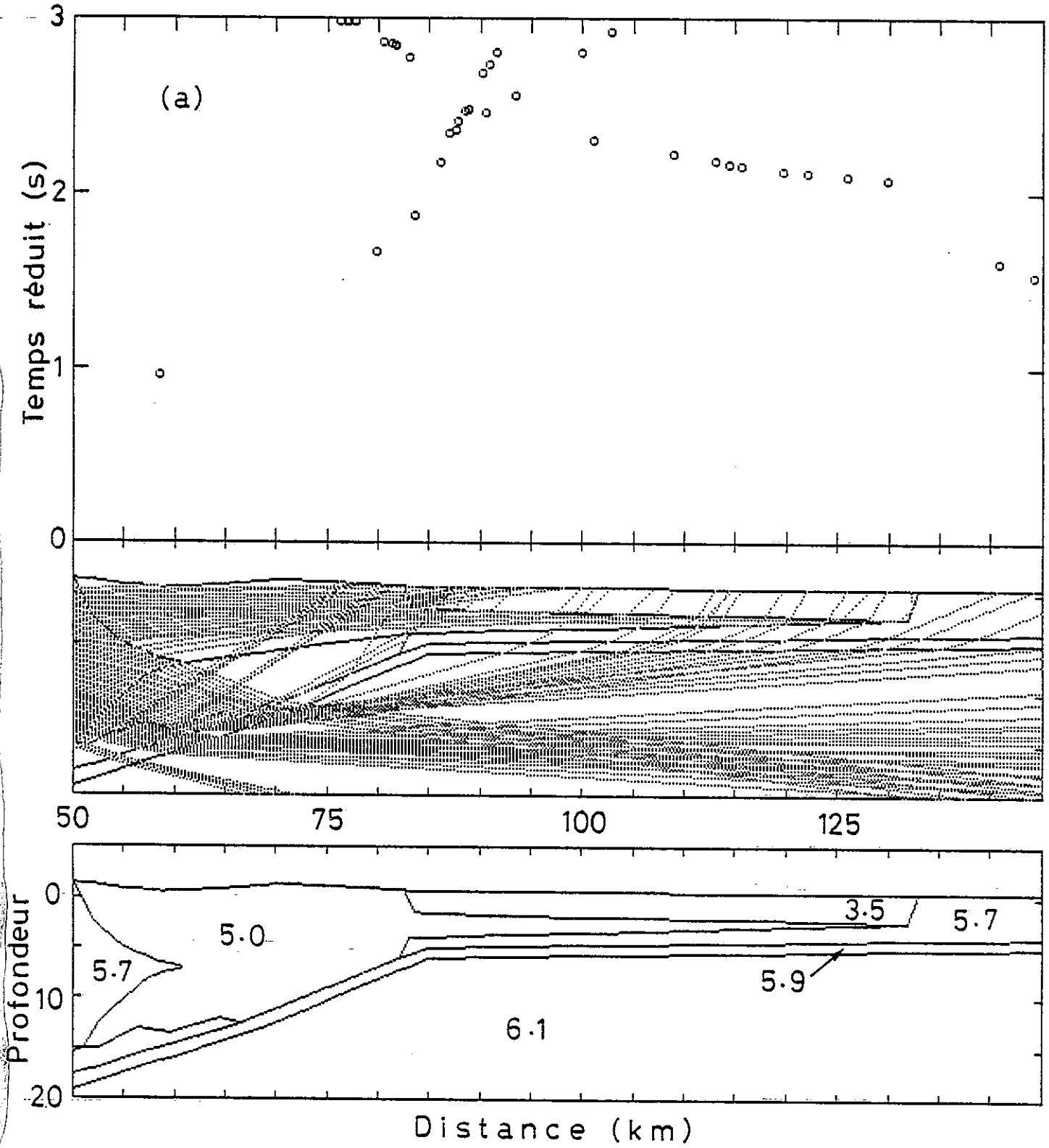


Fig. 14 - Exemples de tracés de rai avec visualisation sur écran cathodique. (a) Pour un point de tir situé en dehors du cadre à gauche ; (b) Pour un séisme à 10 km de profondeur ; (c) Pour un séisme à 6 km de profondeur . Le temps de calcul moyen d'un rai est de 3 s . Les temps de propagation sont réduits avec une vitesse de 6 km/s .

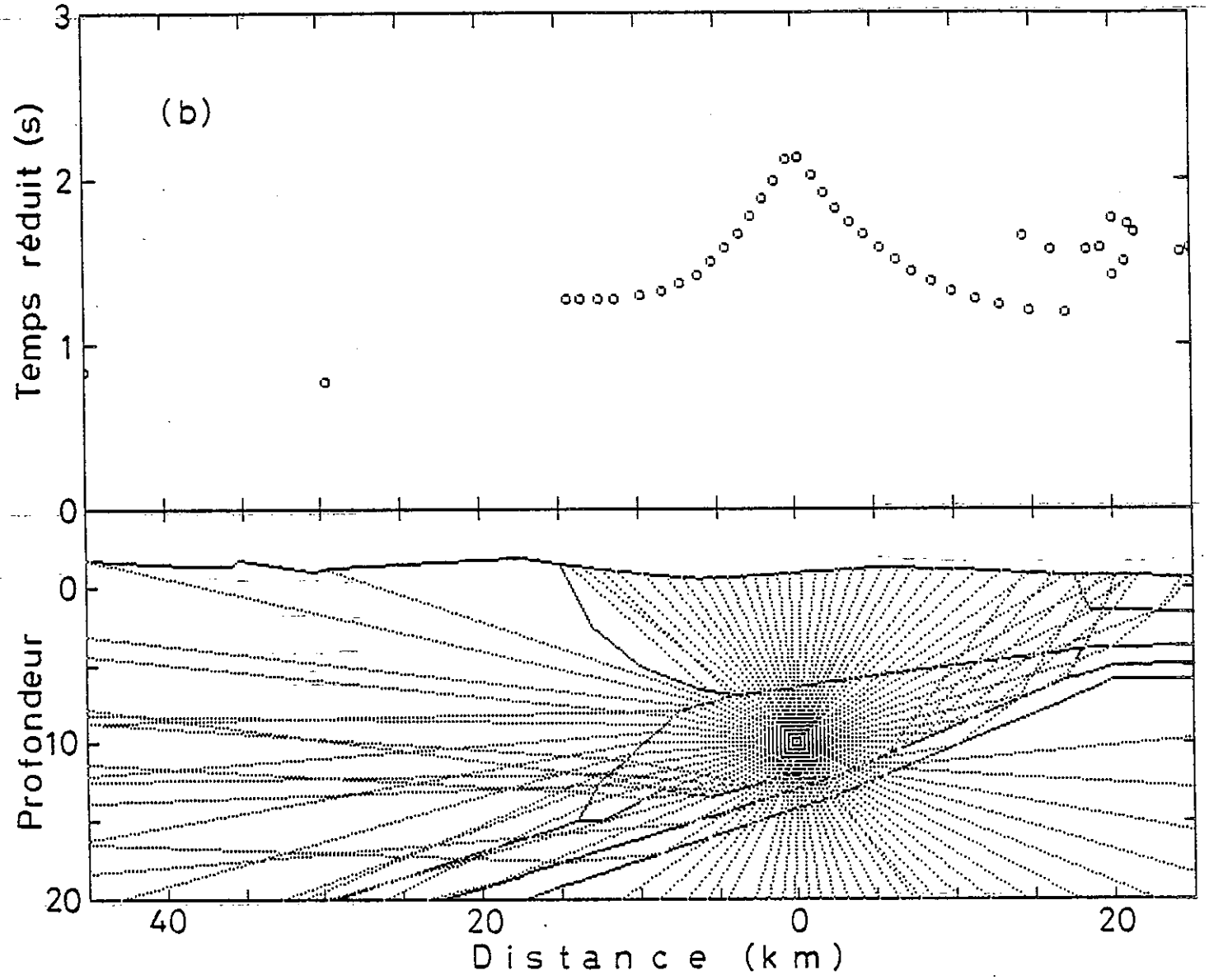


Fig. 14.b

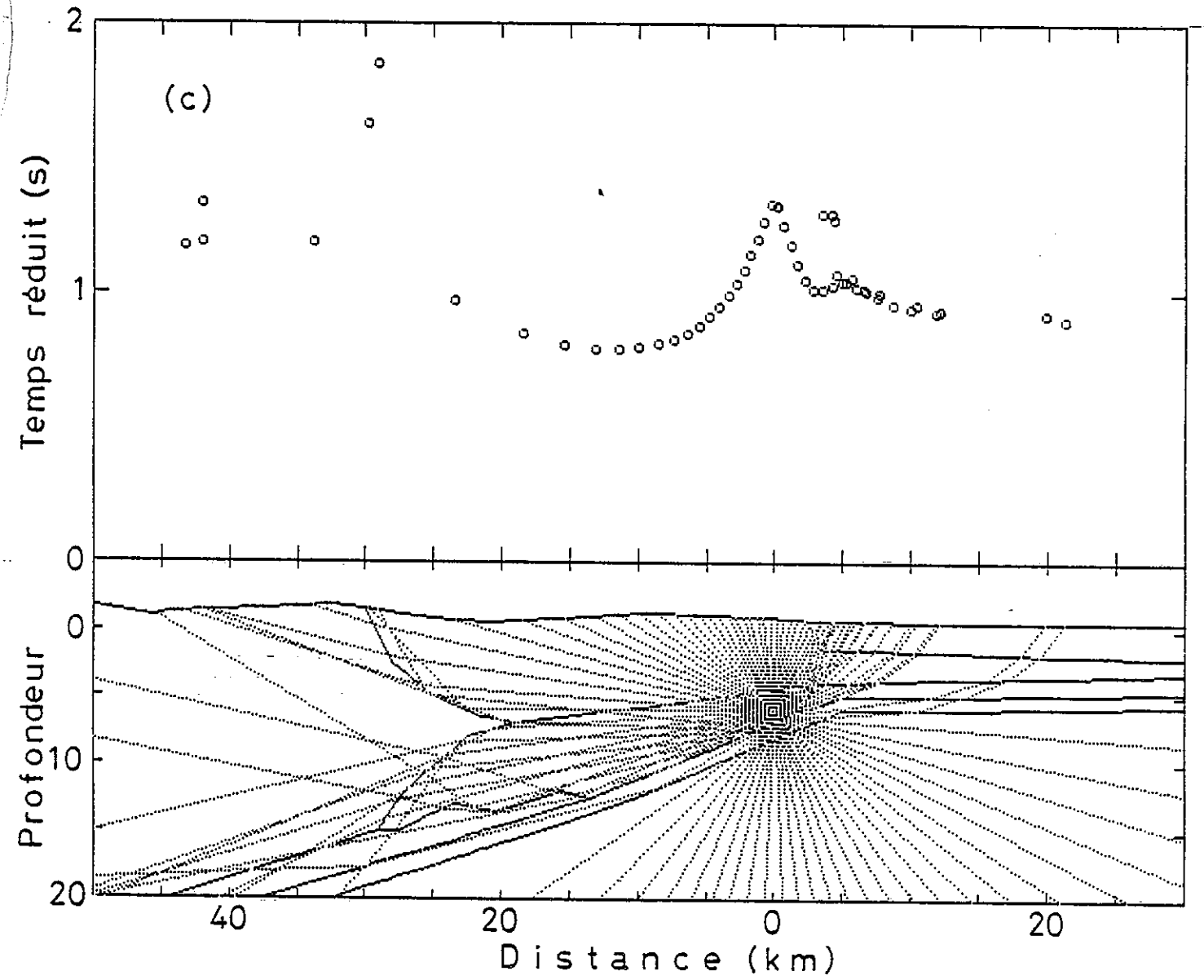


Fig. 14.c

I.4.2. Procédé d'interprétation

On n'a pas utilisé à proprement parler un procédé d'interprétation : la construction des modèles s'est toujours faite en considérant chaque corrélation de phases et en cherchant à les expliquer au mieux, l'une après l'autre, en commençant par interpréter les phases les plus superficielles.

Plutôt qu'un long exposé abstrait, il est peut-être préférable d'aborder la question sous un angle concret. En l'occurence nous avons choisi, pour illustrer ce paragraphe, de présenter, étape par étape, l'élaboration du modèle de croûte supérieure sous les chaînes subalpines (cf. chapitre II).

Le problème se pose de la façon suivante : on a pu déterminer, pour un point de tir situé dans les chaînons calcaires des Bauges, la forme du socle qui plonge avec un fort pendage pour atteindre une profondeur maximale de dix kilomètres. On cherche à expliquer des ondes de fortes amplitudes que l'on interprète comme des ondes réfléchies sur une discontinuité dans la croûte supérieure (Fig. 15.a). Lors d'une première estimation (Thouvenot, 1976), on avait déterminé la profondeur de ce réflecteur qui était la base d'une zone à moindre vitesse (5,8 km/s) à vingt quatre kilomètres environ, en faisant l'hypothèse de couches planes homogènes.

Or, l'examen de la figure 15.a fournit d'emblée deux renseignements qui infirment cette hypothèse :

1 - les temps observés ne constituent pas une hodochrone unique ;

2 - la pente de l'hodochrone, au voisinage du point de tir, est très faible et ne correspond pas à la pente que donnerait une réflexion sur une interface horizontale.

Si l'on voulait interpréter ces différents points en utilisant une modélisation plane, on serait par exemple conduit, pour expliquer la segmentation de l'hodochrone, à introduire différents niveaux de réflexion à quelques kilomètres d'intervalle en profondeur. Pour garder des contrastes de vitesse suffisants, d'un réflecteur à un autre, tout en conservant des valeurs raisonnables pour les vitesses, on serait amené à inclure, entre chaque réflecteur, des zones à moindre vitesse. Encore resterait-il à expliquer pourquoi seule la réflexion la plus profonde est visible à courte distance (trois premiers points d'observation) ; pourquoi la pente des hodochrones est si faible ; etc. On le voit bien, la modélisation unidimensionnelle est, dans ce cas, mal adaptée à résoudre le problème.

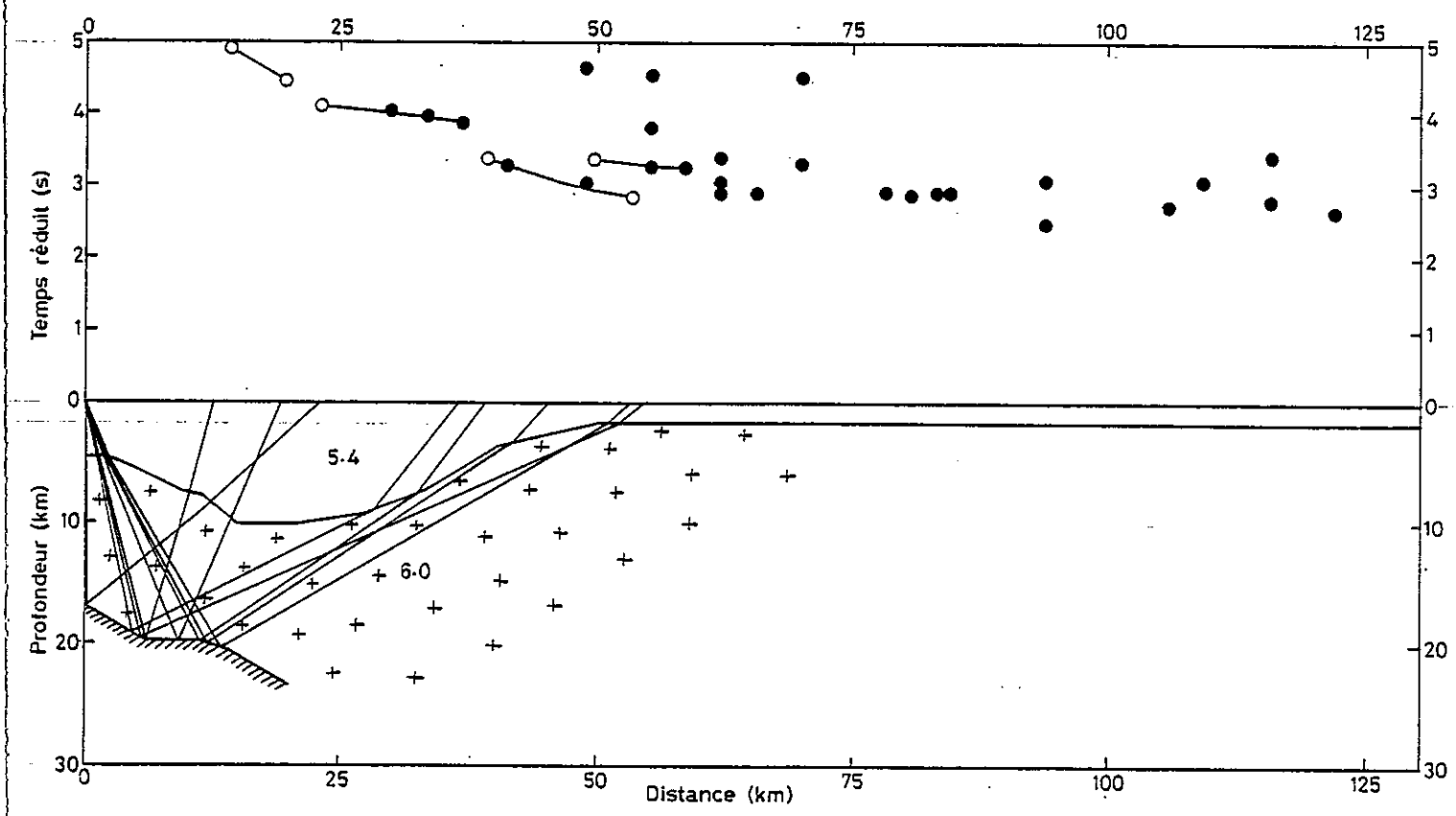


Fig. 15.a

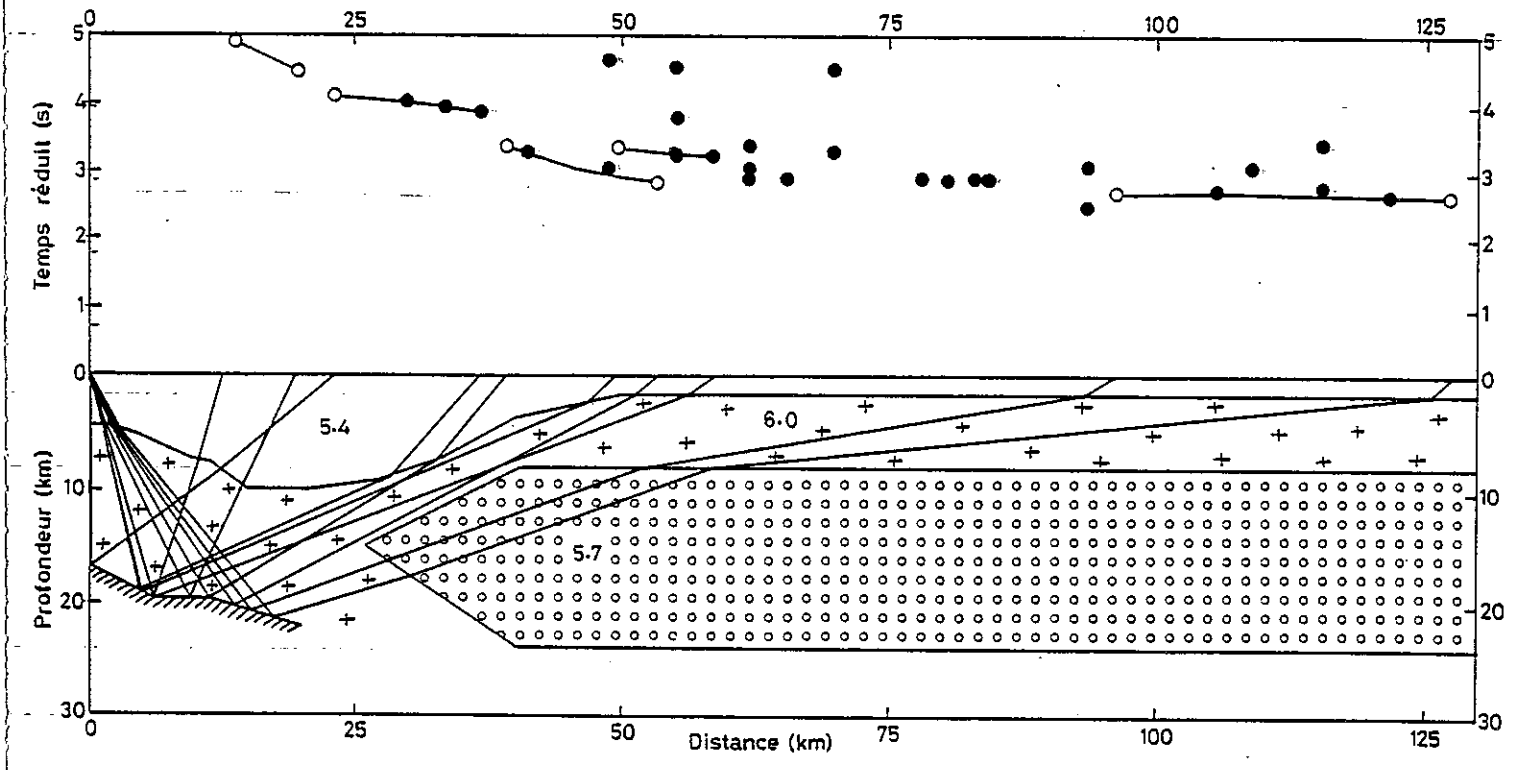


Fig. 15.b

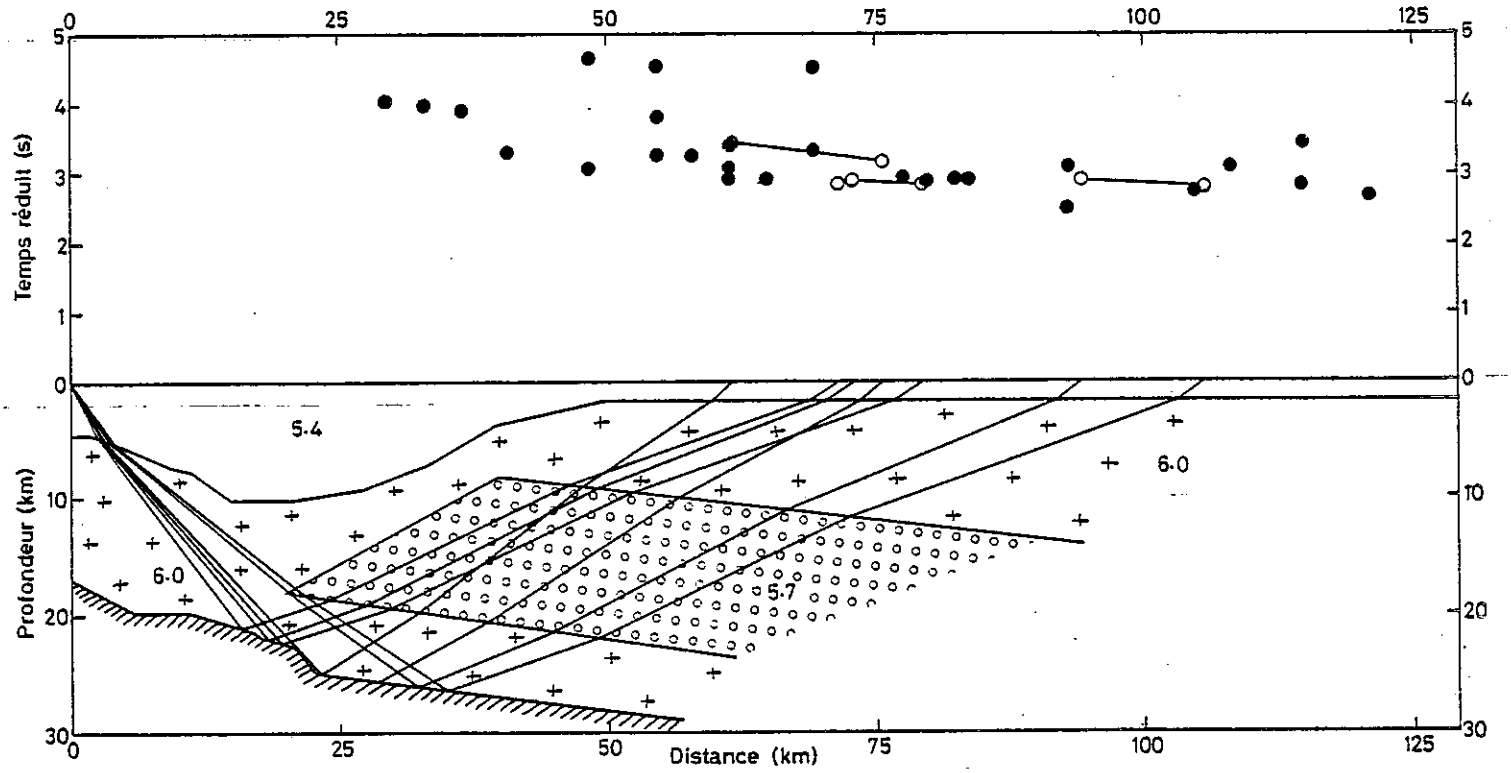


Fig. 15.c

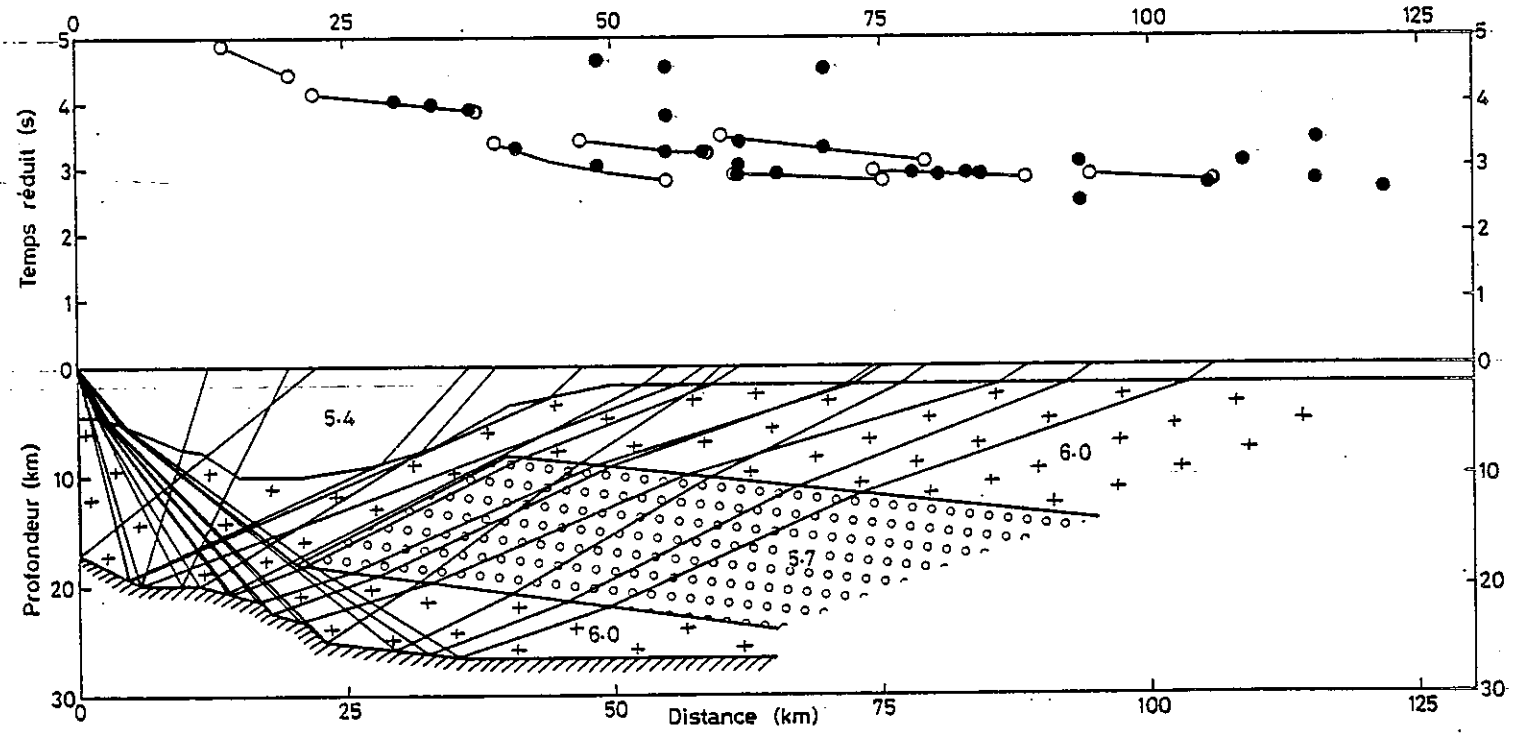


Fig. 15.d

Par contre, à deux dimensions, les difficultés s'estompent presque complètement. Avec un peu de "savoir-faire", on réalise vite que la segmentation de l'hodochrone peut très facilement s'expliquer par un réflecteur unique présentant des variations de pendage. Il devient ainsi aisé d'interpréter des sauts d'hodochrone, même si ceux-ci atteignent des valeurs importantes (0,5 s).

On peut noter au passage que l'introduction d'anomalies latérales de vitesse le long du profil permettrait tout aussi bien d'expliquer la segmentation de l'hodochrone. Dans le cas présent, on n'a pas retenu cette hypothèse parce qu'elle nous contraignait à postuler l'existence dans la croûte supérieure, soit de faibles hétérogénéités très étendues mais à bords francs, soit d'hétérogénéités très locales mais avec un très fort contraste de vitesse. Bien que nous ne rejetions pas a priori l'idée d'une croûte supérieure hétérogène, les modèles auxquels mènent cette voie sont complexes et difficilement interprétables. Par souci de simplicité, nous avons, dans la suite de l'interprétation, attribué la totalité des sauts de l'hodochrone à des variations de pendage du réflecteur. La figure 14.a montre une première étape de la modélisation de ce réflecteur qui explique le saut de l'hodochrone vers quarante kilomètres. On a supposé que la vitesse dans la croûte supérieure était égale à 6,0 km/s.

Si l'introduction d'une zone à moindre vitesse (LVZ) dans la croûte supérieure n'est pas indispensable pour interpréter les réflexions les plus proches, elle devient impérative si l'on veut expliquer, à grandes distances (au-delà de 70 km), le fait que l'"hyperbole" de réflexion soit décalée de plus d'une seconde de l'hodochrone des Pg (cf. chapitre II). On est par conséquent conduit à introduire une LVZ dans notre modèle, mais seulement dans la partie droite, c'est-à-dire seulement sous l'arc alpin cristallin (Fig. 15.b).

Le choix de la vitesse à adopter dans la LVZ est guidé par des considérations de deux types :

1 - la décroissance de vitesse doit rester physiquement vraisemblable ;

2 - la valeur adoptée et la position de la LVZ doivent rester compatible avec d'autres données (réflexions sur des horizons plus profonds, ondes Pg du tir inverse,...).

Ce problème du choix de la vitesse dans la LVZ est abordé plus en détail au chapitre suivant. Dans tous les modèles proposés, on a toujours fait des calculs avec une vitesse de 5,7 km/s.

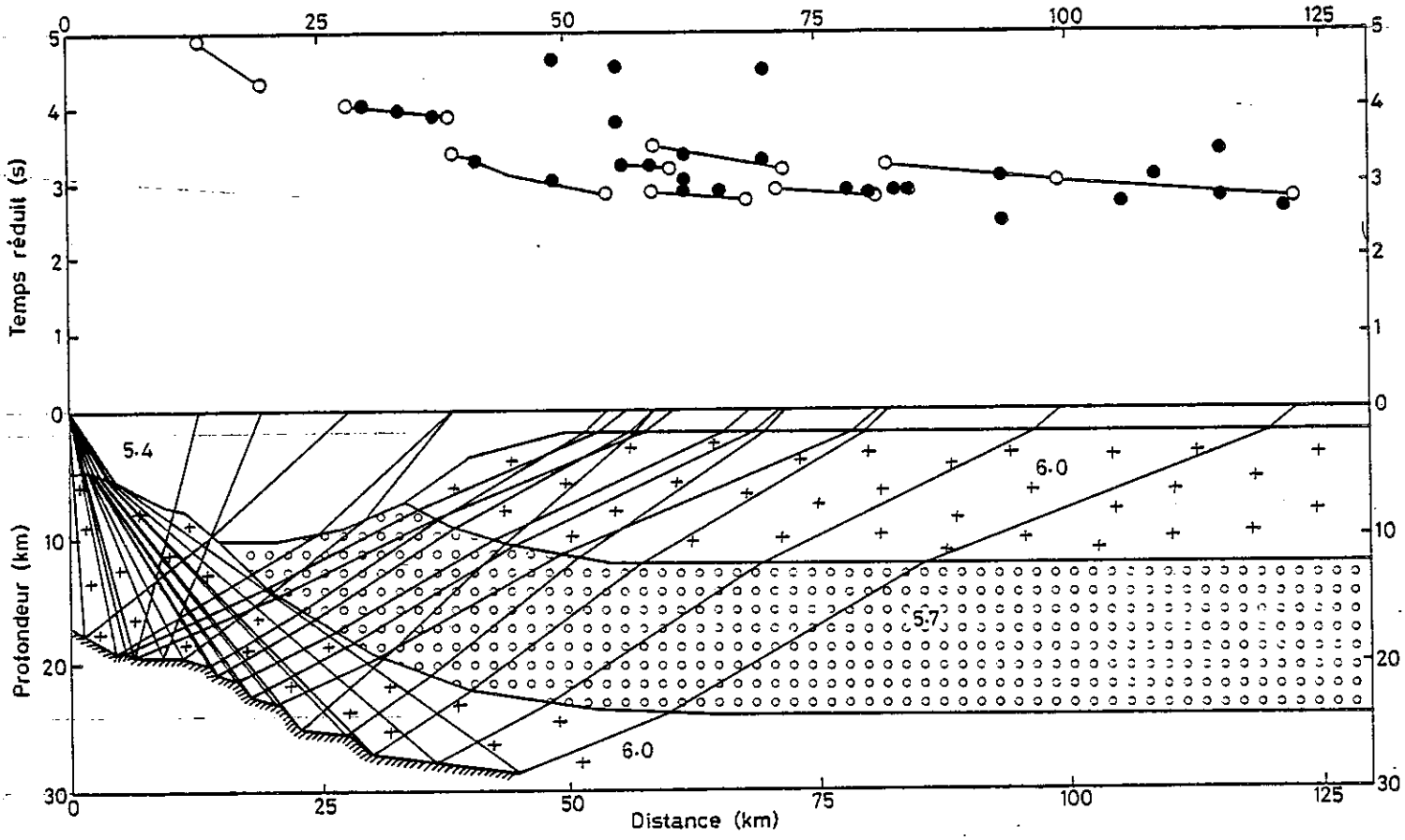


Fig. 15.e

Fig. 15 - Evolution d'un modèle de tracé de rais à deux dimensions.
(a) effet de pendage du réflecteur expliquant l'horizontalité de l'hodochrone au voisinage du point de tir ;
(b) introduction d'une zone à moindre vitesse (LVZ) ;
(c) décalages du réflecteur expliquant des arrivées plus tardives ;
(d) la modélisation est presque parfaite du point de vue mathématique ;
(e) on tient compte de la tectonique locale pour transformer le modèle (d) en un schéma structural où apparaît l'idée d'un chevauchement crustal favorisé par la LVZ .

La figure 15.c donne un aperçu un peu plus complet de la géométrie à caractère cassant du réflecteur et montre en particulier que des arrivées plus tardives observées par endroit peuvent être expliquées par des décalages du niveau réflecteur.

On aboutit ainsi au modèle de la figure 15.d qui est mathématiquement satisfaisant puisqu'on est parvenu à interpréter l'essentiel des anomalies observées. Une dernière étape est franchie avec le modèle suivant (Fig. 15.e) qui tient compte de la tectonique locale et, en modifiant légèrement la forme de la LVZ, suggère déjà beaucoup plus l'idée d'un chevauchement crustal favorisé par l'inversion de vitesse.

I.5 - CONCLUSION

Il faut donc retenir de tout ceci que, bien que le modèle final possède un certain nombre de caractères indéniables -fort pendage du réflecteur, comportement cassant de la croûte supérieure, présence d'une LVZ- il ne représente pas forcément la réalité dans les détails. On a simplement voulu montrer que cette modélisation expliquait plutôt bien les réflexions observées et était plausible tectoniquement.

Une telle démarche est discutable, mais elle nous a semblé infiniment supérieure à celles utilisées classiquement et qui aboutissent à des modèles crustaux tabulaires complètement détachés de la tectonique, parce que, précisément, on s'est refusé à la prendre en ligne de compte lors de l'interprétation.

Poursuis ton vol vers l'Ouest, hardi navigateur ;
La terre que tu cherches s'éléverait,
Quand même elle n'existerait pas,
Du fond des eaux à ta rencontre ;
Car la nature est d'intelligence avec le génie.

Schiller

II - APPLICATION DU TRACE DE RAI A L'ETUDE D'UNE CROUTE LATERALEMENT HETEROGENE. IMPLICATIONS GEODYNAMIQUES POUR LES ALPES OCCIDENTALES.

II.1 - LES ALPES ET LA TECTONIQUE DES PLAQUES

II.2 - ACQUISITION ET TRAITEMENT DES DONNÉES DE GRANDS PROFILS

II.3 - LE CHEVAUCHEMENT CRUSTAL DES ALPES OCCIDENTALES : SEISMIC EVIDENCE OF A CRUSTAL OVERTHRUST IN THE WESTERN ALPS, F. THOUVENOT & G. PERRIER, PAGEOPH 119, 163-184 (1980)

II.4 - PRINCIPAUX RÉSULTATS DE L'INTERPRÉTATION BIDIMENSIONNELLE

II.5 - SIGNIFICATION TECTONIQUE DU SÉISME DE FAVERGES (2 DÉCEMBRE 1980)

II.6 - IMPLICATIONS GÉODYNAMIQUES POUR LE SUD-EST DE LA FRANCE

INTRODUCTION

On a vu, au chapitre précédent, de quelle façon l'interprétation unidimensionnelle de données sismiques pouvait conduire non seulement à une inversion grossière mais aussi à des conclusions erronées. C'est particulièrement vrai dans le cas du domaine alpin, où des extensions, compressions, obductions et subductions successives sont susceptibles d'avoir modelé la croûte d'une façon difficilement concevable.

Pour se faire une idée des forces mises en jeu lors de la formation de l'arc alpin ainsi que des déformations qui y sont liées, il suffit de promener son regard, dans la région grenobloise, des chaînes subalpines aux massifs cristallins. Les premières, aux reliefs abrupts leur donnant l'allure de bastions, exposent localement des dalles calcaires plissées, faillées ou redressées à la verticale. Les seconds, par delà le sillon alpin, frappent par l'importance de leur dénivelée par rapport à la vallée de l'Isère.

Comment concevoir, dans ces conditions, qu'un peu plus en profondeur, la croûte ne soit pas affectée par ces mêmes processus orogéniques dont on ne voit peut-être en surface que des effets atténués ? En voulant à tout prix raisonner en structures tabulaires dans une telle région, ne ferme-t-on pas délibérément les yeux sur la partie cachée de l'iceberg ?

Cette transition que l'on peut observer dans la croûte au moment où l'on pénètre dans l'Arc Alpin fait l'objet de ce présent chapitre. On donnera auparavant un bref aperçu des modèles géodynamiques qui ont déjà été proposés pour la formation des Alpes, ainsi que du mode d'acquisition et de traitement des données de grands profils sismiques. Après avoir développé les résultats principaux de l'analyse bidimensionnelle

des données, on conclura sur l'examen d'un séisme local, sur sa signification tectonique et sur les implications géodynamiques inférées pour la surrection des Massifs Cristallins Externes.

II.1 - LES ALPES ET LA TECTONIQUE DES PLAQUES

Depuis que Suess, en 1885, a supposé l'existence, dans les temps géologiques, d'une aire océanique s'étendant entre l'Afrique et l'Eurasie, les hypothèses se sont multipliées quant à sa disparition et quant à ses liens avec l'orogenèse alpine. Si Suess ne reliait pas la disparition de la Thétys à la dérive continentale et encore moins à la tectonique des plaques, Argand, quarante ans plus tard, attribuait la formation et l'évolution de la chaîne alpine aux mouvements relatifs entre l'Eurasie et l'Afrique, proposant même une reconstruction de l'Espagne, des îles Baléares, du bloc corso-sarde, de la Sicile et de l'Italie.

Depuis, de nombreuses tentatives de reconstruction ont été faites, en introduisant de plus la Yougoslavie, la Grèce et la Turquie dans le puzzle, sur les bases d'ajustement d'isobathes, de données paléomagnétiques ou de progradation tectonique.

Dewey et Bird (1970) ont jeté les bases des collisions continent-continent en appliquant ce concept aux Alpes : le linéament périadriatique en est alors considéré comme la suture. Le premier modèle quantitatif de l'évolution du domaine alpin n'a été en réalité abordé qu'en 1971 par Smith. Encore ce modèle était-il intégré à un contexte beaucoup plus large (ouverture de l'Atlantique Nord), dans lequel les Alpes n'étaient considérées que brièvement.

La majorité des modèles présentés par la suite dont le plus connu est probablement celui de Dewey et al. (1973), ne font intervenir qu'un seul bassin océanique pris en étau entre l'Eurasie d'une part, et d'autre part une sous-plaque aussi difficile à définir géographiquement que toponymiquement : c'est la plaque insubrienne de Laubscher (1971), la plaque carnique de Dewey et al. (1973), la plaque adriatique de Frisch (1979), la plaque sud-alpine de Debelmas (1975). Ce dernier auteur fait par

ailleurs remarquer la difficulté d'interpréter les Alpes comme le produit de l'affrontement de deux plaques aux marges bien nettes : le microcraton briançonnais et celui de la zone de Sésia sont considérés par Debelmas comme des lanières de croûte continentale séparées par extension des plaques eurasiatique et sud-alpine.

Dans le même ordre d'idées, l'un des modèles les plus récents, et à notre avis l'un des plus intéressants, est celui formulé par Frisch (1979) : disposant d'une bonne évidence pour le fonctionnement successif de deux bassins océaniques dans les Alpes, Frisch, lors de l'ouverture de l'Atlantique Sud (fin du Jurassique), ouvre un océan piémontais qui détache la plaque sud-alpine de l'Eurasie. A la fin du Crétacé inférieur (fig. 16), l'ouverture de l'Atlantique Nord entraîne une rotation du bloc ibérique et arrache à l'Eurasie la plaque briançonnaise, créant ainsi l'océan valaisan. Cette plaque porte les deux microcratons briançonnais et sésiens mentionnés plus haut. On peut éventuellement faire un parallèle entre le détachement de la plaque briançonnaise et celui de la plaque Arrata dans la région de l'Afar (fig. 17). Le rift de l'Erta Ale marquerait ainsi le début de l'ouverture d'un océan analogue à l'océan valaisan.

Dans le même temps, la compression de l'Afrique bloque la plaque sud-alpine et l'océan piémontais entre en subduction. Ces processus se poursuivent jusqu'au Crétacé supérieur, époque à laquelle l'océan piémontais se trouve entièrement refermé dans sa partie nord par suite de la rotation anti-horaire de la plaque sud-alpine. A la même époque, l'océan valaisan entre en subduction. Celle-ci se poursuit jusqu'à la fermeture complète qui intervient à l'Eocène supérieur, accompagnée du début de la rotation du bloc corso-sarde. A partir de l'Oligocène, il n'existe donc plus de croûte océanique dans le domaine alpin, et, pendant tout le Néogène, la chaîne gagne en altitude par les effets conjoints de l'isostasie et de la compression africaine. Sur la marge continentale européenne se creuse simultanément une fosse molassique sur laquelle est charrié tout un ensemble de nappes.

Ce schéma global peut être affiné localement par l'introduction de microplaques aux frontières encore plus ou moins visibles actuellement. Dans le Sud-Est de la France, domaine qui nous intéresse plus particulièrement, nous mentionnerons la microplaque provençale, postulée par Westphal et al. (1978), qui aurait joué en coulissage uniquement (principalement sénestre) lors de la rotation de l'Ibérie et du bloc corso-sarde. L'importance de ce coulissage, ou plus exactement l'importance de la zone transformante qui l'a autorisé est discutée plus en détail dans l'article donné en II.3.

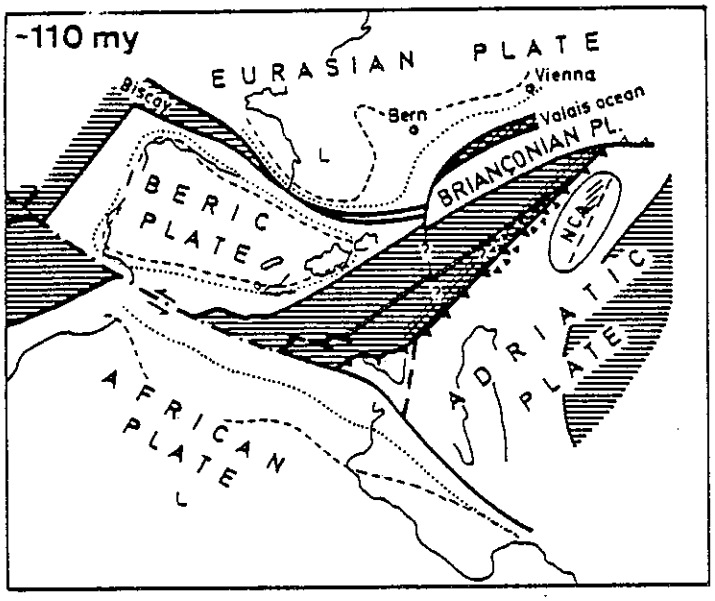


Fig. 16 - Reconstitution de la Méditerranée occidentale à la fin du Crétacé inférieur (Frisch, 1979) . L'océan piémontais subit une subduction vers la plaque adriatique (≈ plaque sud-alpine de Debelmas), tandis que s'ouvre l'océan valaisan, détachant de l' Eurasie la plaque briançonnaise.

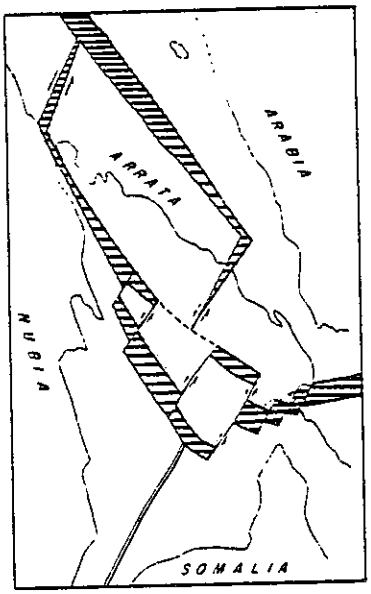


Fig. 17 - Représentation schématique de la dernière phase d'expansion en Afar (Varet, 1976) . L'axe d'expansion de la Mer Rouge, bien défini jusqu'à la proximité des îles Haniches, disparaît soudain contre une structure transverse de direction NE-SW . La limite sud de la microplaque Arrata (horst Danakil) s'ouvre également en coin (rift de l'Erta Ale) . On retrouve peut-être dans cette région le mode d'ouverture de l'océan piémontais (= Mer Rouge), arrachant à l'Eurasie (= Nubie) la plaque briançonnaise (= Arrata) .

Enfin, on ne saurait conclure cette trop brève présentation des modèles d'évolution tectonique du système alpin en Méditerranée sans évoquer les travaux de Tapponnier (1977), pour lequel une description cinématique de la tectonique en termes de déplacements relatifs entre plaques ou microplaques rigides est insuffisante ou inexacte dans un contexte de collisions continentales. En effet, les mécanismes de déformation de la lithosphère continentale ne sont pas simplement comparables à ceux de la lithosphère océanique, moins déformable. Cette dernière se fracture ou se résorbe en étroites zones, ce qui autorise une description simple du champ des déplacements en termes de rotations entre plaques rigides (Le Pichon et al., 1973). Il semble délicat de décrire de la même façon le champ des déplacements dans la déformation intracontinentale qui se répartit de façon diffuse dans de vastes zones, comme le souligne par exemple la sismicité.

La méthode utilisée par Tapponnier pour l'étude de la tectonique alpine en Méditerranée est fondée sur une analogie avec la déformation continue des métaux plastiques : les virgations des chaînes alpines sont ainsi interprétées comme le résultat de poinçonnement ou d'écrasement d'une saillie continentale lors d'une convergence entre deux continents. Le mode de déformation qui en résulte est un "écoulement" plan latéral de la lithosphère continentale, guidé par de grands décrochements.

En particulier, la virgation des Alpes Occidentales s'apparente à une situation d'écrasement, le "coin" italo-hongrois entrant en collision avec la marge stable de l'Europe transalpine dès le Crétacé supérieur. La partie nord-ouest de l'Italie est alors expulsée latéralement vers l'Ouest, fermant progressivement le bassin piémontais, tandis que la lithosphère hongroise subit un écoulement plan vers le Nord-Est, fermant à son tour le bassin carpathique. A une compression éocène liée en Méditerranée Occidentale à un blocage généralisé qui engendre des épaississements crustaux spectaculaires succède à l'Oligocène un régime d'extension tectonique : la pression exercée par l'Afrique sur l'Europe orientale fissure l'Europe Atlantique de l'Espagne à la mer du Nord en une série de grabens intracontinentaux. La reprise du mouvement convergent entre Afrique et Europe au Néogène réactive les Alpes françaises, suisses et italiennes, en raison de la rotation sénestre de l'Italie et d'une compression généralisée à toutes les zones de faiblesse crustale. On aboutit ainsi, au Quaternaire, à la situation de blocage actuel, l'Italie se trouvant désormais suturée à l'Europe stable.

II.2 - ACQUISITION ET TRAITEMENT DES DONNEES DE GRANDS PROFILS

Nous ne nous étendrons pas ici sur l'acquisition des données de grands profils. On trouvera dans l'Annexe 1 une description approfondie du matériel utilisé -qui est d'ailleurs le matériel classique des années 70 pour ce genre d'investigations (Perrier et Ruegg, 1973)- et du dispositif retenu en 1975 pour sonder l'Arc Alpin dans sa zone axiale entre la France et la Hongrie.

Bien que les enregistrements analogiques aient été aussitôt numérisés à l'Institut de Géophysique de Karlsruhe dans un souci de centralisation et d'homogénéité, nous avons ensuite développé à Grenoble un certain nombre de programmes de traitement des données (filtrages, rotations de composantes, enveloppes, assemblages). Cet outil informatique n'a pas été construit du jour au lendemain et nous avons cru bon d'en dire ici quelques mots en en présentant deux aspects (fig. 18 et 19).

La figure 18 fournit trois exemples de rotations de composantes et de l'amélioration du rapport signal/bruit qui peut en résulter (ou non). On a recherché l'angle d'incidence qui maximisait ce rapport. Dans les deux premiers cas (a) et (b), on parvient par ce simple procédé à éliminer pratiquement tout bruit de fond, qu'il soit haute fréquence ou basse fréquence. Malheureusement (fig. 18 c), cette technique n'est pas universelle et il arrive bien souvent que le signal roté ait un rapport signal/bruit peu différent des signaux originels. Il faut alors utiliser des procédés de filtrage numérique.

La figure 19 illustre bien l'intérêt d'un tel filtrage pour faire ressortir certaines phases d'un bruit de fond, même important. Un même assemblage est présenté non filtré en (a) et filtré en (b). Chaque trace a été filtrée individuellement, compte tenu du contenu spectral du bruit de fond de l'enregistrement originel. On peut par exemple noter l'amélioration obtenue pour la trace située à cent-quatre-vingt-quinze kilomètres de distance. On utilise classiquement des filtres passe-haut, passe-bas ou passe-bande. Exceptionnellement, on peut compliquer le filtrage : par exemple passe-bande combiné à un réjecteur de fréquence. Les sous-programmes de filtrage récursif dont nous nous sommes servis sont ceux mis au point par Souriau et Veinante à l'Institut de Physique du Globe de Paris pour l'équipe Grands Profils Sismiques.

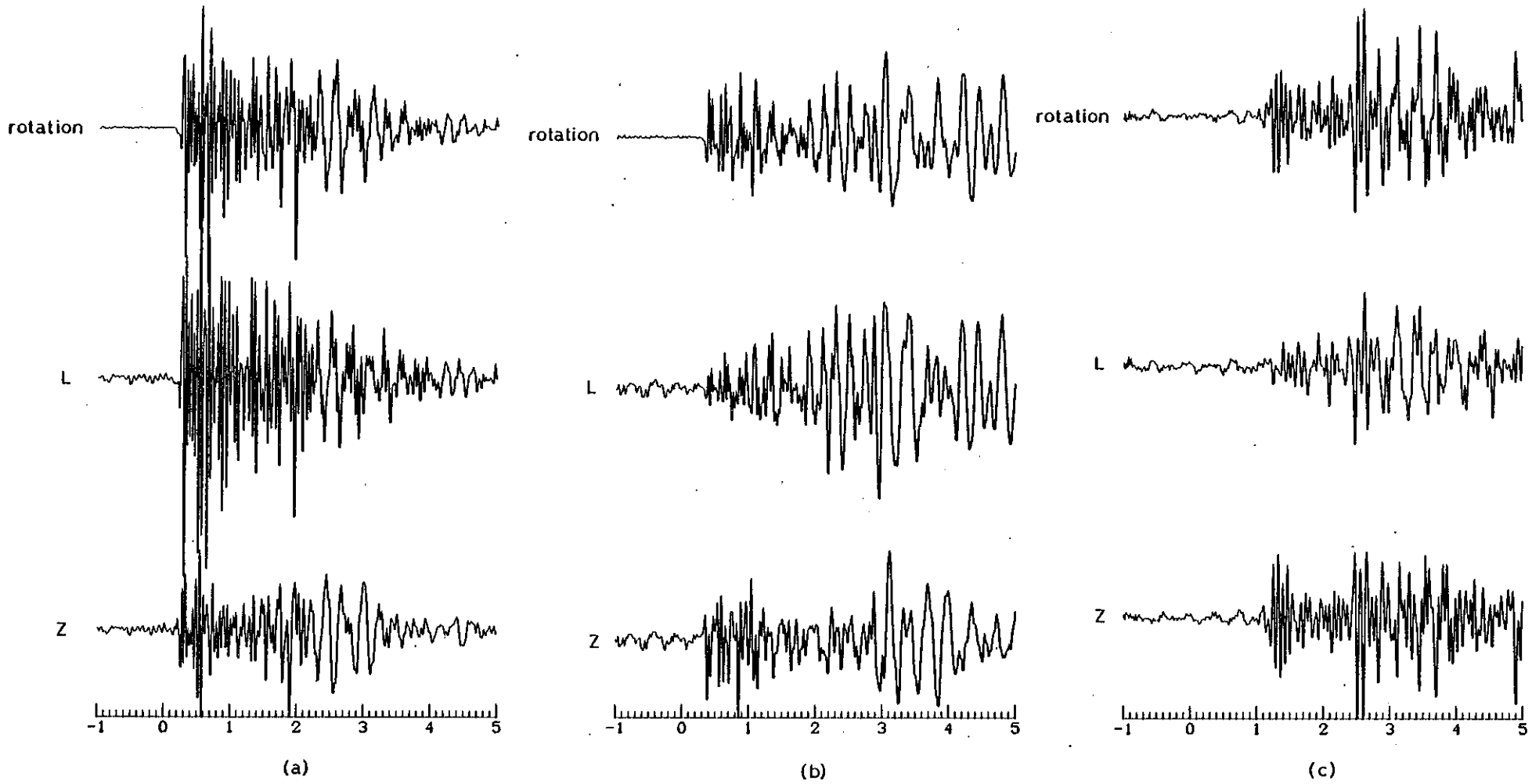


Fig. 18 - Rotations de composantes. Pour chacune des trois stations considérées — (a) Δ = 5.857 km ; (b) Δ = 8,735 km ; (c) Δ = 173,582 km — on présente, de bas en haut, la composante verticale du signal, sa composante longitudinale (dans la direction du point de tir) et le signal roté, composition de Z et L, qui fournit le meilleur rapport signal/bruit. La technique est valable dans les deux premiers cas (a) et (b), mais échoue dans le troisième cas (c) . L'échelle est en temps réduit t - Δ/6 (en secondes) .

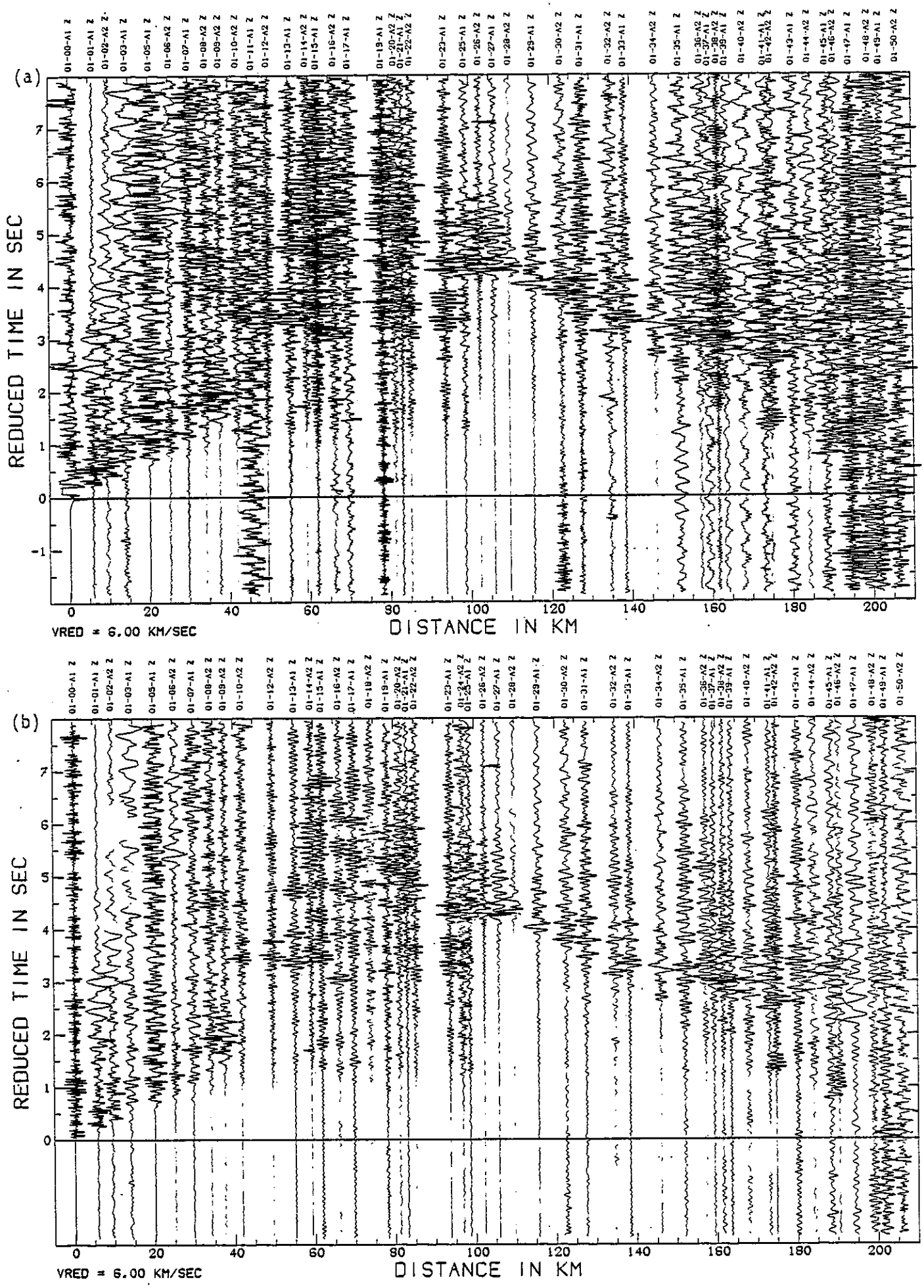


Fig. 19 - Exemple de filtrage numérique : (a) assemblage non filtré ; (b) filtré.

II.3 - LE CHEVAUCHEMENT CRUSTAL DES ALPES OCCIDENTALES

PAGEOPH, Vol. 119 (1980/81), Birkhäuser Verlag, Basel

Seismic Evidence of a Crustal Overthrust in the Western Alps[1])

By FRANÇOIS THOUVENOT and GUY PERRIER[2])

Abstract – Seismic data provided by the ALP75 experiment in the northwestern part of the Alpine Arc has been re-evaluated using ray-tracing techniques in a laterally inhomogeneous medium, thus improving a previous interpretation. The structure of the crust definitely appears to be different in the Northern Subalpine Chains where it is layered with an ESE mean dip of 30° and in the inner part of the Alpine Arc where no clear stratification can be derived from the available data.

In the Northern Subalpine Chains the boundary between the upper and lower crust is found to be extremely uneven whereas the Moho discontinuity underneath as well as a boundary in the lower crust shows no evidence of unevenness. This pattern can be ascribed to the rheological properties of the crust which has a brittle behaviour at shallow depths and a more plastic behaviour underneath. A velocity reversal is found under the inner part of the Alpine Arc at a depth of 11 to 23 km.

An attempt is made to synthesize deep seismic sounding data which have been accumulated since 1956 in southeastern France. The crust is stratified to the north of a line Cévennes–Aiguilles Rouges and amorphous to the south. This line, which is the former boundary between the European plate and the Provence sub-plate, is thought to have acted as a weak zone during the Alpine orogeny. A crustal overthrust could have occurred in this region which would have been furthered by the higher plasticity of the low-velocity zone. Finally we speculate on the physical significance of intracrustal velocity reversals and suggest they are associated with active tectonic areas where dislocation densities are high.

Résumé – Une nouvelle interprétation des données sismiques ALP75 acquises dans la partie nord-ouest de l'arc alpin est présentée sur la base de la méthode du tracé de rai en milieu bi-dimensionel. La structure de la croûte est totalement différente sous les chaînes subalpines septentrionales et sous la partie interne de l'arc alpin. Dans le premier cas, la croûte présente des réflecteurs intermédiaires qui plongent vers l'est-sud-est à 30° environ alors que dans le second cas, aucune stratification n'apparaît clairement.

Sous les chaînes subalpines septentrionales, la limite croûte inférieure et supérieure est très irrégulière tandis que le Moho et une discontinuité dans la croûte inférieure ne présentent pas ce même caractère. On peut mettre cette particularité en relation avec la rhéologie de la croûte qui a un comportement plus cassant en surface et plus ductile en profondeur. Une zone à moindre vitesse est mise en évidence sous la partie interne de l'arc alpin entre 11 et 23 km de profondeur.

On présente une tentative de synthèse des résultats obtenus par sondages sismiques profonds dans le sud-est de la France depuis 1956. La croûte est stratifiée au nord d'une ligne Cévennes-Aiguilles Rouges et amorphe au sud. Cette ligne, qui est l'ancienne limite entre la plaque européenne et la sous-plaque provençale, s'est peut-être comportée comme une zone de faiblesse lors de l'orogenèse alpine. Elle a pu favoriser le développement d'un chevauchement crustal au niveau de la zone à moindre vitesse, de comportement plus plastique. La signification physique des inversions de vitesse dans la croûte est finalement abordée: elles n'apparaissent peut-être que dans les régions tectoniques actives, là où les densités de dislocations sont élevées.

---

[1]) *A Lithospheric Seismic Profile along the Axis of the Alps: Paper No. V.*

[2]) Laboratoire de Géophysique Interne, I.R.I.G.M., E.R.A. C.N.R.S. No. 603, Université de Grenoble, B.P. 53 X, 38041 Grenoble Cedex, France.

Key words: Deep seismic soundings; Crustal structure; Western Alps; Low-velocity zone; Overthrust; Alpine orogenesis.

1. *Introduction*

This paper is the fifth in a series in which the results of the Lithospheric Seismic Alpine Longitudinal Profile, 1975 (ALP75) are presented. Extending from France to Hungary the profile runs across the following geological units: the Northern Calcareous Subalpine Chains (Bauges Massif), the Crystalline External Massifs (Aiguilles Rouges, Mont-Blanc, Aar and Gotthard Massifs) with a cut across the Penninic Domain (Bernhard and Silvretta Nappes), the Austro-Alpine Domain (Oetztal Nappes) through the Engadin and Tauern windows, and finally the Pannonian Depression.

The joint experiment which was carried out by nine European nations has been described exhaustively by ALPINE EXPLOSION SEISMOLOGY GROUP (1976) where the very first results concerning the bulk structure of the crust can also be found. The second contribution to this series (MILLER *et al.*, 1977) proposes an improved structural model for the Eastern Alps while the next paper (MILLER *et al.*, 1978), gives the broad outlines of the velocity distribution along ALP75. The fourth paper (ITALIAN EXPLOSION SEISMOLOGY GROUP, 1979) sets out a preliminary interpretation of a fan profile across the Dolomitic Alps which was carried out jointly with ALP75.

The aim of this paper is to give a detailed picture of the crust in the westernmost part of ALP75 (Fig. 1) between shotpoint A (Mont Revard, near Aix-les-Bains, France) and shotpoint B (Nufenen Pass, near Gletsch, Switzerland). Up to now only

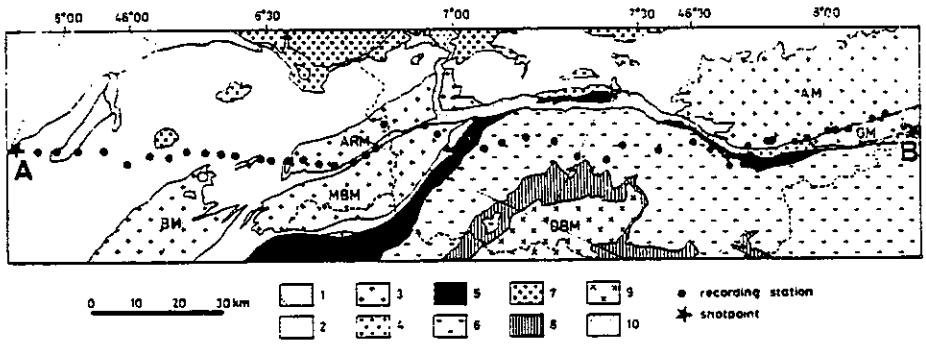


Figure 1

Location of the ALP75 recording stations along the segment AB on a background of geological units (geological map after COMMISSION GEOLOGIQUE SUISSE, 1972). (1) Extra-alpine sediments; (2) delphino-helvetic zone; (3) 'Massifs Externes'; (4) ultra-helvetic nappes; (5) Sion-Courmayeur zone; (6) Bernhard Nappe and Simplon–Tessin Nappes; (7) Klippen Nappes; (8) 'schistes lustrés'; (9) Dent Blanche Nappe; (10) Quaternary; BM, Belledone Massif; MBM, Mont Blanc Massif; ARM, Aiguilles Rouges Massif; GM, Gotthard Massif; DBM, Dent Blanche Massif.

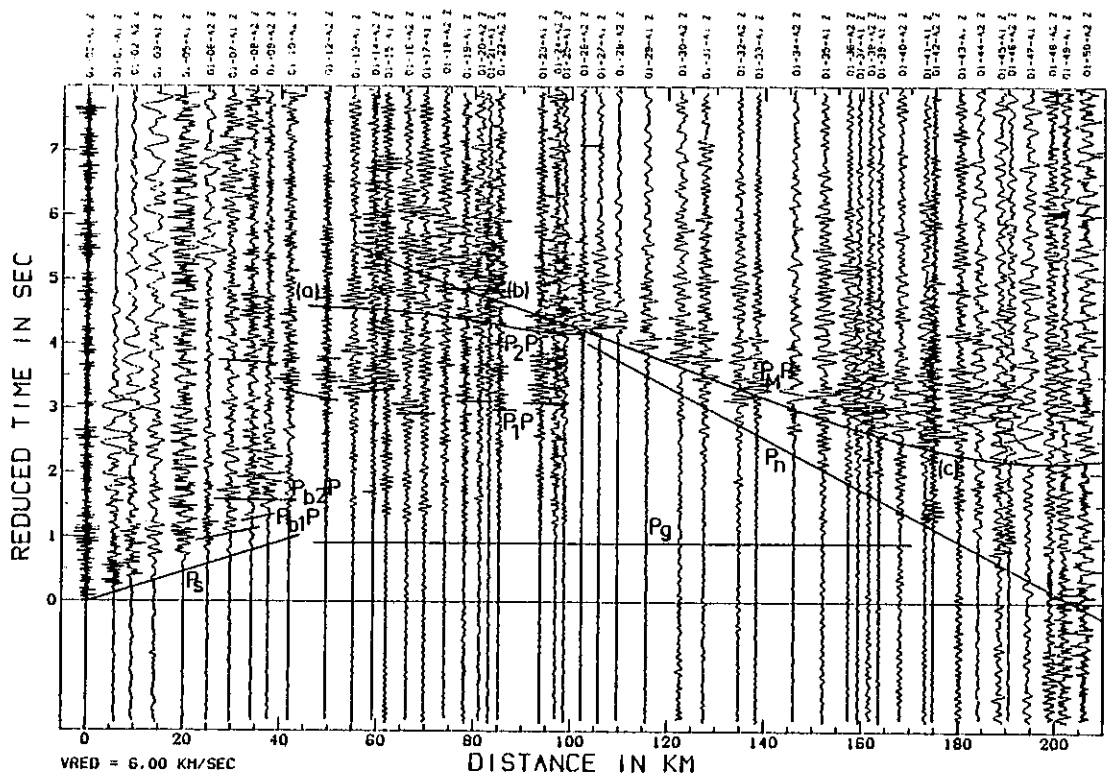


Figure 2

Record-section from shotpoint A (Mont Revard). Ps, sedimentary wave; Pg, wave propagating in the upper crust; PbP, waves reflected from the basement; P1P and P2P, intracrustal discontinuities; PMP (branches b and c), wave reflected from the Moho; Pn, wave propagating in the upper mantle.

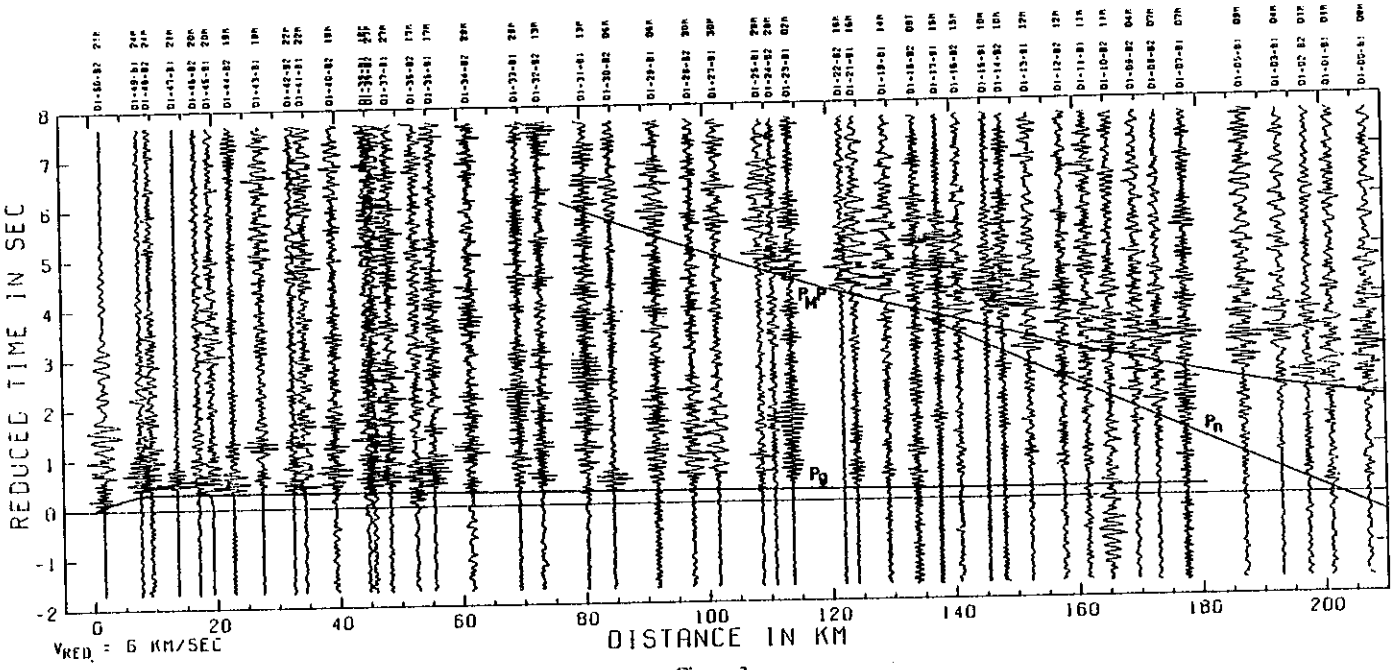


Figure 3
Record-section from shotpoint B (Nufenen Pass). Refer to Fig. 2 caption for abbreviations.

preliminary results have been obtained for this segment (THOUVENOT, 1976; OTTINGER, 1976) using flat-layered models with velocity gradients. Velocity-depth functions showed some discrepancies according to these authors but three points were agreed on: the presence of a velocity reversal in the upper crust; a mean crustal velocity of 6.2 km/sec; and a Moho depth of about 43 km in the northeastern part of the segment. The Moho discontinuity was indeed found to be shallower (37 km) towards the southwest, thus suggesting the presence of a rather steep dip between the two levels which could occur in the Penninic Domain. The original model (THOUVENOT, 1976) was checked through the computation of the Bouguer anomaly, with the assumption of two-dimensional structures. The deviation between the calculated anomaly and the observed data (15 mgal at most) was not found to be significant, given that the profile runs obliquely to the strike of the Alps and that the two-dimensional assumption is reaching its validity limit.

One only needs to have a look at Figs. 2 and 3, which display the record-sections along segment AB for shotpoint A and shotpoint B respectively, to realize that such an attempt to invert the data can lead to some misinterpretation. The flat-layered model which can be looked at as a valuable approximation in poorly tectonized regions is obviously insufficient here because of the fact that some layers appear to exist only locally. Furthermore, dipping interfaces cannot be excluded and should moreover be considered as a general rule. A third factor making the need for a two-dimensional seismic re-evaluation more necessary was the bent, or even broken, pattern of the observed travel-time curves which could not be explained at all by the flat-layer approximation.

Two approaches were used to model the crust: accepting the 1976 preliminary results, we proceeded to a quick 2-D adjustment on a desk-top calculator which afforded more pliability than a time-consuming computer program. In this first step a constant velocity was assumed in each layer and the height of the stations was not taken into account. We utilized then a slightly modified version of Will's PROMOS program which allows the introduction of velocity gradients in any direction and computes height corrections (WILL, 1975; WILL, 1976). Any crustal geometry can be attained by this ray-tracing program which proved very helpful in the present interpretation.

2. *Field of investigation*

In the previous explosion seismology experiments which were carried out in the Western Alps (CLOSS and LABROUSTE, 1963; CHOUDHURY *et al.*, 1971) shotpoints were always situated either in the crystalline basement of the so-called 'Massifs Externes' (Roselend and Lac Nègre) or in the Penninic Domain (Mont Cenis and Lac Rond des Rochilles). Except for the quarry blasts in Roselend and Mont Cenis, this was mainly due to logistic reasons: the bore-hole firing techniques for a large amount of explosives

were inefficient at that time and cheap support was available through armed forces. Two criteria were therefore instrumental in deciding the shotpoints: the vicinity of military shotfields and adequate highland lakes which allowed easy underwater firings.

Although these goals were achieved and the experiments could display a satisfactory picture of the Moho discontinuity, two disadvantages rested in the geographic setting of the shotpoint in the case of quarry blasts or in the low-frequency content of the source signal in the case of underwater firings. Moreover, the recording system used prior to 1969, which had low dynamics because of the use of photographic recording, consisted of one-sec short-period pendulums connected to galvanometers with a natural frequency of 2.2 Hz. The resulting bandwidth was consequently narrow with a sharp maximum between 1 Hz and 2 Hz which prevented the observation of high-frequency intracrustal reflections.

It should be stressed therefore that shotpoint A in Mont Revard was the first to be fired in the Dauphinois Zone, and therefore the first in the Northern Subalpine Chains, in association with wide band-pass recording systems such as the ones used since 1970 in conventional DSS surveys (PERRIER and RUEGG, 1973).

From the morphological point of view, Mont Revard is one of these fortress-like plateaux exposing an Urgonian cliff of massive reef-rock limestones which are the characteristic features of the landscape in this area. The stratigraphy of the Subalpine Chains is dominated by the intercalation of marly and limestone series, the most prevalent of the latter being, besides the Urgonian (Schrattenkalk of the Helvetian facies), the Tithonique (Hochgebirgskalk) represented here by fresh-water limestones. The most important marl horizons are those of the Oxfordian and the Valanginian, the latter forming a slope between the two calcareous steps.

The stratigraphy becomes more complex further below. The overthrust of these Mesozoic series over the Lac du Bourget Miocene resulting in a recumbent folding which would increase the thickness of the sediments to the east has been well stated (DEBELMAS, 1974). According to RUTTEN (1969), there is a general consensus that 'décollement' occurring in the evaporate horizons of the Triassic has never been very significant in the Subalpine Chains, but other 'décollement' horizons are likely to be found in the 'Lias schisteux' or the 'terres noires' series (GOGUEL, 1952). Therefore, as Rutten points out, 'a drilling program in the Subalpine Chains might well come up with some unexpected facts'. Drilling results in the Dauphiné-Savoie area (Fig. 4) could be of some interest but one should bear in mind that the drilling sites are all situated in the peri-Alpine Molasse Basin, in other words, they do not take account of the frontal overthrusting.

Accepting these results we can estimate that the depths of the Permian series as indicated in Fig. 4 are likely to be only minimum values further east. An expected depth of the ante-Triassic basement under Mont Revard would be therefore at least 3000 m[3]).

[3]) All depths given in this study refer to sea-level, except where otherwise stated.

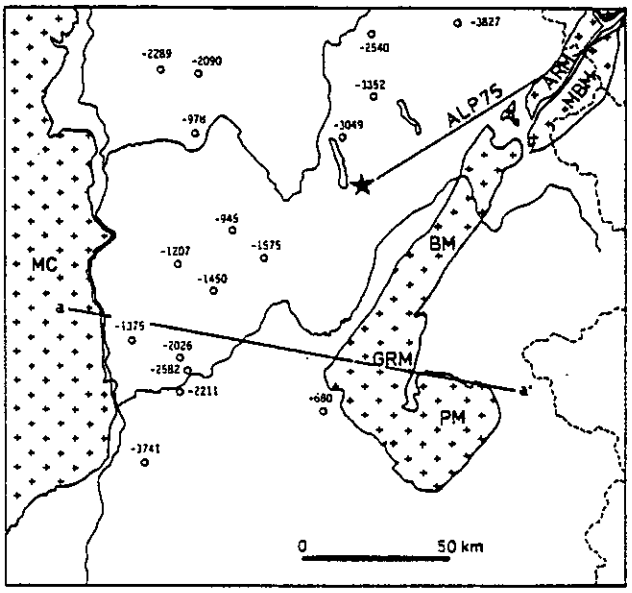


Figure 4
Position of the Palaezoic basement (referred to sea-level) between the French Massif Central and the Alpine Arc on the basis of deep boreholes results (after MENARD, 1979). aa', Position of the cross-section Fig. 5; MC, Massif Central; BM, Belledonne Massif; GRM, Grandes Rousses Massif; PM, Pelvoux Massif; ARM, Aiguilles Rouges Massif; MBM, Mont Blanc Massif.

Nevertheless the position of the basement up to the crystalline outcrop of the Aiguilles Rouges Massif (Fig. 1) is far from being clear. In a recent work MENARD (1979) suggested that the basement is quite deep (about 8000 m) under the Subalpine Chain of Vercors and under the Alpine Groove near Grenoble, and that the Belledonne Massif is possibly overthrusting the Subalpine basement (Fig. 5). His approach is supported by a re-evaluation of the profile Lac des Rochilles-Rhône, 1956 in which Pg waves are delayed by about 2 sec. One could assume that the same feature occurs

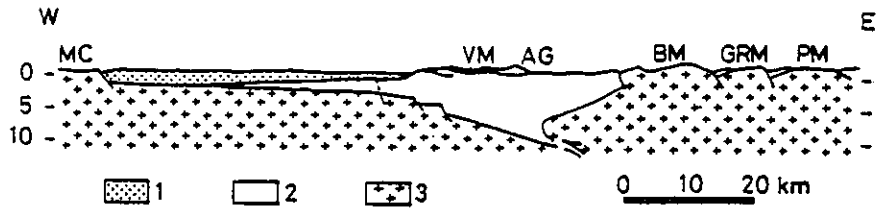


Figure 5
Deep cross-section of the central part of the French Alps, showing the structure of the main zones and the postulated high dip of the Belledonne Massif under the Northern Subalpine Chains (after MENARD, 1980). (1) Cainozoic; (2) Mesozoic; (3) Palaeozoic basement; VM, Vercors Massif; AG, Alpine Groove ('Sillon Alpin'). Refer to Fig. 4 caption for other abbreviations.

further north with the Aiguilles Rouges Massif and we will take account of this possibility later.

The tectonics of the frontal zone of the Penninic Domain (Bernhard Nappe) will not be discussed in detail here since, as will soon become evident, the distance between the shotpoints was too long to provide usable data on the sub-surface features of the Wallis area. We will rather concentrate the last part of this section on the next geological units encountered by ALP75: the Aar and Gotthard Massifs.

The recording stations were actually sited in the Aar Massif (Fig. 1). The Gotthard Massif, where shotpoint B was fired in Nufenen Pass, occurs only in the very last kilometres of the segment. The two massifs are independent since, after the formation of the Helvetic Nappes, the Gotthard Massif is believed to have approached the Aar Massif over a distance of 'at least 20 km' (TRUMPY, 1963), thus compressing and vertically tectonizing the Tavetscher Zwischenmassiv which can be looked at as the root zone of the Helvetic Nappes. Whether or not seismic rays from Mont Revard did travel much in the southwestwards continuation of the Tavetscher Zwischenmassiv is an open question, since the trend of the three massifs is the same as that of the profile and side effects of a few kilometres cannot therefore be excluded. It is obvious, however, that seismic rays leaving Nufenen Pass with a high take-off angle have to go through the remnants of this tectonized zone. Travel-time anomalies should therefore be expected for the Pg wave.

3. Sub-surface features in the vicinity of the shotpoints: Position of the Palaeozoic basement under the Northern Subalpine Chains and velocity-depth function in the Aar-Gotthard Complex

Shotpoint A provided the only data which will be used in this study to estimate the position of the ante-Triassic[4]) horizon under the Northern Subalpine Chains. As will be seen later on, the Pg wave from shotpoint B becomes too weak in this part of the profile to be relied on.

The most obvious feature of the record-section originating from shotpoint A in the first two seconds of reduced travel-time (Fig. 6) is the rather low-velocity wave observed over the first 40 km. This wave, denoted Ps, is superseded further on by the Pg wave with an intercept time of about 1 sec. The Ps wave, interpreted as a sedimentary wave, can be correlated in a straight line yielding a 5.4 km/sec velocity, although the rather high value could lead to some scepticism.

The doubt disappeared after we checked the velocity through further field measurements with the seismic hammer method in an Urgonian outcrop near Grenoble: two 20 m-long profiles yielded a 5.7 km/sec velocity, thus proving that

[4]) One should bear in mind that Carboniferous and Permian series are likely to be included in the sedimentary cover from the seismic point of view.

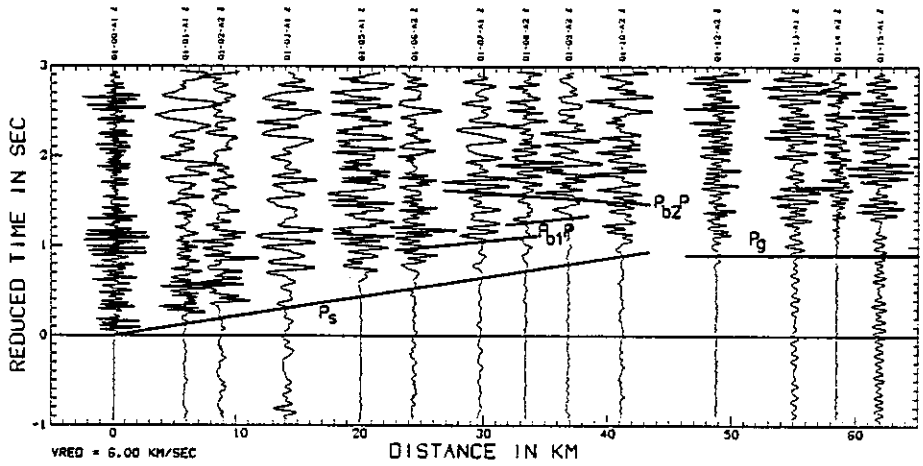


Figure 6
Main wave groups used to estimate the position of the basement under shotpoint A. Ps, Sedimentary wave; Pb1P, wave reflected from the dipping part of the basement (as seen from the shotpoint); Pb2P, wave reflected from the rising part of the basement.

highly compacted limestones might not be seismically distinguishable from weathered crystalline rocks[5]). This state of fact is also reported by MILLER *et al.* (1977) or WILL *et al.* (1978) in the Northern Limestone Alps, where similar and even higher P-wave velocities can be found in the sediments. As the tectonics of the Mesozoic cover are rather complex in the Subalpine Chains, the Ps wave is believed to have integrated the various layers, the expected velocity increase with depth being tempered by low-velocity series such as the Oxfordian marls, the 'Lias schisteux' or the Triassic evaporites. It is nevertheless rather puzzling to note the straightness of the Ps travel-time curve although the waves propagate in such an inhomogeneous medium as a jumble of extremely folded Mesozoic sediments.

The Ps wave could also have been interpreted as a head wave refracted in the roof of a dipping basement. But the minute intercept-time would imply that the basement is very shallow under Mont Revard – at least as high as sea-level – which is inconsistent both with geological considerations (Fig. 5) and with drilling results (Fig. 4). Furthermore such a dipping model would make rather critical the interpretation of strong late-arrival waves (P-basement-P or PbP) which are the prevailing phases in the 30–40 km range of the profile (Fig. 6).

These PbP waves can be split into two groups of branches, Pb1P and Pb2P. Because of their high-energy aspect both groups were interpreted as waves reflected from the ante-Triassic horizon, Pb1P being reflected from a dipping interface and Pb2P from a

[5]) Laboratory experiments on limestone samples from the same place yielded a 5.35 km/sec velocity (Thiercelin, private communication).

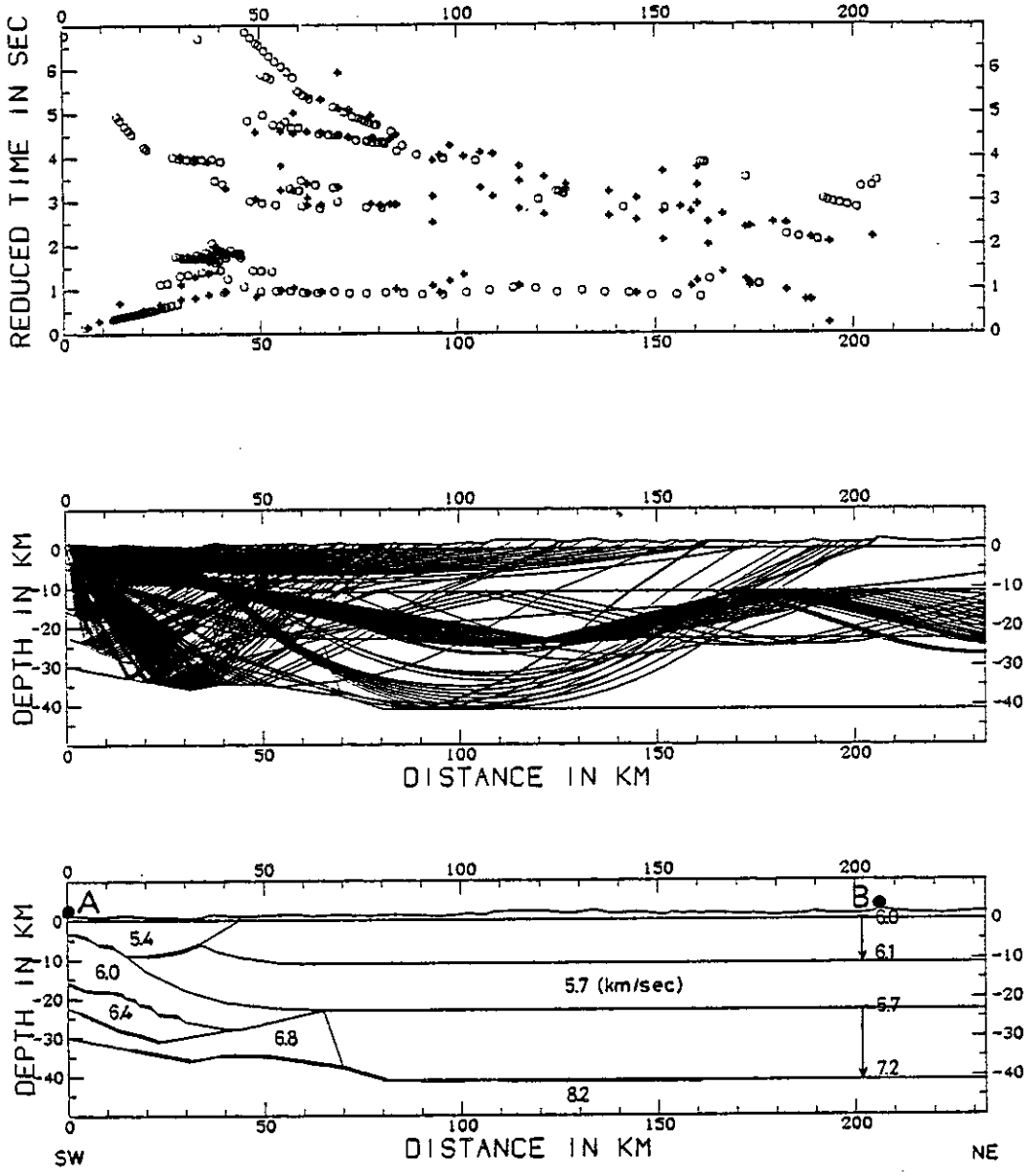


Figure 7

Results of model calculations for the segment AB (shotpoint A). Cross-section (lower part), ray-paths (middle part) and calculated travel-times (circles, upper part) with observed travel-times (crosses). In the cross-section, reflecting elements are shown in heavy lines. Discontinuities shown in thin lines are assumed.

rising interface (Fig. 7). Moreover the Pb2P signal looks rather like a single reflection at a distance of 30 km and becomes more complex and stretched in time further on. This feature can be explained by the lens effect of the concave rising part of the basement which focuses the reflected energy at distances of around 40 km.

To derive the shape and position of the Palaeozoic basement we assumed that the velocity found just under the surface (5.4 km/sec) was the mean velocity in the sedimentary cover. *The final model (Fig. 7) shows a 3500 m deep basement under the shotpoint, with a maximum depth of 9000 m being reached under the southern end of the Lac d'Annecy depression.*

This shape of the basement can be likened with the model postulated by MENARD (1980) for the boundary between the Vercors Subalpine Chain and the Belledonne Massif (Fig. 5) or with the trough-like feature described by RYBACH *et al.* (1978) to the north of the Aar Massif. But, although it is the first clue to a possible overthrusting of the Aiguilles Rouges Massif over the western basement, we would expect the rising part to be convex rather than concave. There is probably not enough seismic data available to allow a thorough study of this point. Moreover a concave shape can also be explained by a palaeo-relief prior to the overthrust. In such a model (Fig. 7) the Pg waves which can be ovserved up to about 160 km cannot be looked at as true head waves, since Pg rays must travel in the upper part of the sedimentary cover before being refracted in the crystalline basement. This model is suitable because of the very poor quality of the Pg phase over long distances (Fig. 2).

On the other hand, the record-section originating from shotpoint B (Fig. 3) shows a Pg curve which is typical for a crystalline medium: over the first few kilometres in distances the apparent velocity is low and then increases up to a maximum of 6.0 km/sec. The corresponding velocity–depth function shows a strong velocity gradient (1 sec^{-1}) between the surface (+2000 m) and a depth of about 2 km (sea-level). The velocity found immediately under the surface (4.0 km/sec) seems to have quite a low value compared with the velocity–depth distributions which have already been arrived at for crystalline rocks in Western Europe.

For instance OTTINGER (1976) found a velocity–depth distribution conformable to the normal in the Simplon–Tessin area. The anomaly we are dealing with is ascribed to the fact that Nufenen Pass is in the Gotthard Massif whereas the stations are sited on the southern edge of the Aar Massif and that *over the first kilometres of the profile the Pg wave goes through the low-velocity Gotthard verrucano.*

4. The stratified western crust and the amorphous eastern crust

Another striking feature which can be observed on the record section A (Fig. 8) is the high-energy reflection at a reduced travel-time of about 3 sec. This reflection cannot be satisfied by a single 'hyperbola' but by several branches, with important offsets (up to 0.5 sec) occurring between each of them. These offsets could be due to

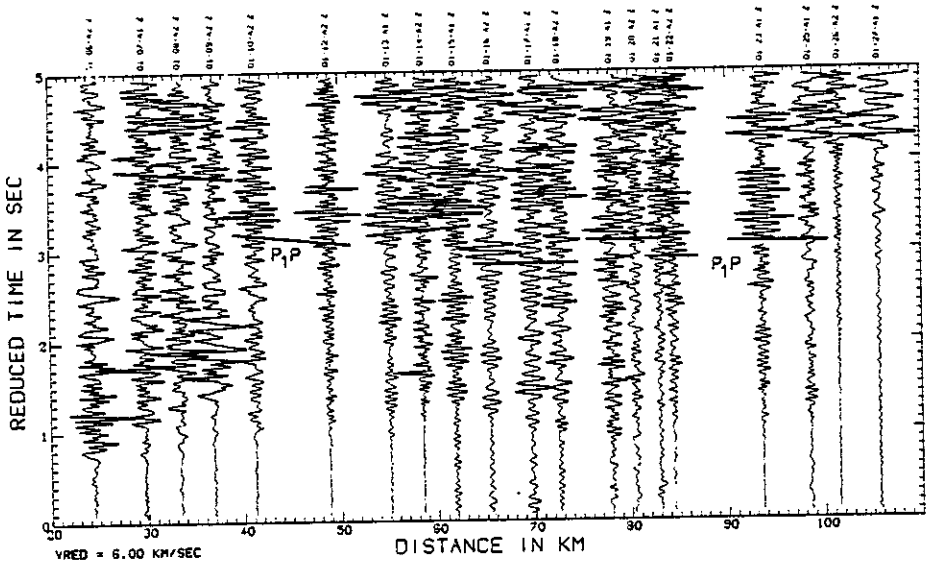


Figure 8
Broken pattern of the P1P reflection as observed on the record-section (shotpoint A) in the 30–90 km range. Travel-time jumps can reach 0.5 sec and can, with difficulty, be explained by crustal heterogeneities.

either lateral crustal heterogeneities or to local variations of the reflector. However, if heterogeneities do occur within the upper crust they could not be the sole reason for such travel-time jumps. In this interpretation, the split nature of the reflection (denoted P1P) has been entirely ascribed to various elements of a discontinuity between the upper and lower crust.

Moreover the almost horizontal trend of the branches, even over short distances, infers rather a strong dip of the reflector, and the 2 sec time-lag between the P1P asymptote and the Pg curve suggests the presence of a low-velocity zone (LVZ) in the upper crust, at least on a good deal of the ray-path[6]). The model shown in Fig. 7 was constructed assuming a constant velocity of 6.0 km/sec in the upper crust under the Subalpine Chains while an LVZ is introduced further east to fit the data.

The upper boundary of the LVZ cannot in any account be shallower than 10 km because otherwise it would prevent the observation of the Pg wave from shotpoint B over large distances (Fig. 9). On the other hand, a maximum depth of the lower boundary can be estimated at about 23 km: if the LVZ were extending deeper into the lower crust it would be rather critical and brain-racking to make the model consistent with the deep reflections. *But it stands to reason that other ray-tracing models can be calculated for so many other parametrizations of the LVZ, each parameter – depth of the*

[6]) GIESE *et al.* (1970), in a first attempt to synthesize geological and geophysical results in the Western Alps, already suggested the presence of a velocity inversion in the upper crust under the Mont Blanc Massif.

upper boundary, depth of the lower boundary, mean velocity, shape of the frontal zone – being chosen within a domain of likelihood. Because these domains are rather tight we stress that the model proposed in Fig. 7 is stable though not unique.

The mean velocity in the inversion zone (5.7 km/sec) was chosen so that it is still possible to correlate this velocity inversion with the expected increase in temperature, as will be seen in the next section. Lower values (e.g. 5.5 km/sec) would make this correlation impossible while higher values are prohibited by the considerations above.

One should take care, when modelling the shape of the LVZ, that many of the rays can be trapped inside if the upper and lower boundaries are not carefully chosen. The shape of the LVZ shown in Fig. 7 was taken because it is in fact the simplest: the LVZ is present in the crust under the 'Massifs Externes' but not under the Subalpine Chains. The shape of the frontal zone was assumed having regard to surface tectonics as described for instance by MENARD (1979 and 1980). Because the upper and lower boundaries are parallel, the effect of the LVZ on the seismic rays is one of an optical dioptre. Such a shape allows no loss of energy and a lens effect in fact focuses the rays at around 60 km where the reflections are strongest.

Once the geometry of the LVZ has been chosen, ray-tracing techniques can be applied to derive the position of the P1P reflector, in order to explain the travel-time jumps observed on the record-section (Fig. 8). *We stress once more that, although the proposed model is not unique, the strong dip of the reflector as well as its unevenness should be considered as established results.*

The broken pattern of the P1P reflection 'hyperbola' contrasts strongly with the smooth reflection curves which can be observed from 50 km up to shotpoint B (Fig. 2). As was previously pointed out for the P1P reflection, the horizontal trend of branch (a) suggests again a dipping boundary. In an earlier evaluation (THOUVENOT, 1976), this boundary has been interpreted as the Moho discontinuity, but it seems more likely that branch (c) is linked to the less defined branch (b), with the two of them together being looked at as the actual PMP reflection. Branch (a) would then be only another intracrustal reflection (P2P).

Looking now at the model Fig. 7, one can note that all the dips of the crustal layers are consistent under the Subalpine Chains. The mean dip is 15°, but it is only an apparent dip, since the profile runs obliquely to the Alpine Arc in this area. Assuming that the dipping occurs straight towards the Arc – which follows from evident geological and tectonic considerations – and that the angle between the trend of the profile and the strike of the dipping crust is approximately 40°, *the corresponding true dip would be 30°. This considerable dipping of the crust at the western margin of the Alps is another important result.*

When observing the record-section originating from Nufenen Pass (Fig. 3) it is surprising to note the lack of any sharp reflection within the crust. If energy can be traced on a few isolated recordings around 3 sec in reduced travel-time, which suggests an intracrustal boundary in a 20–25 km depth range, it does not seem wise to try any

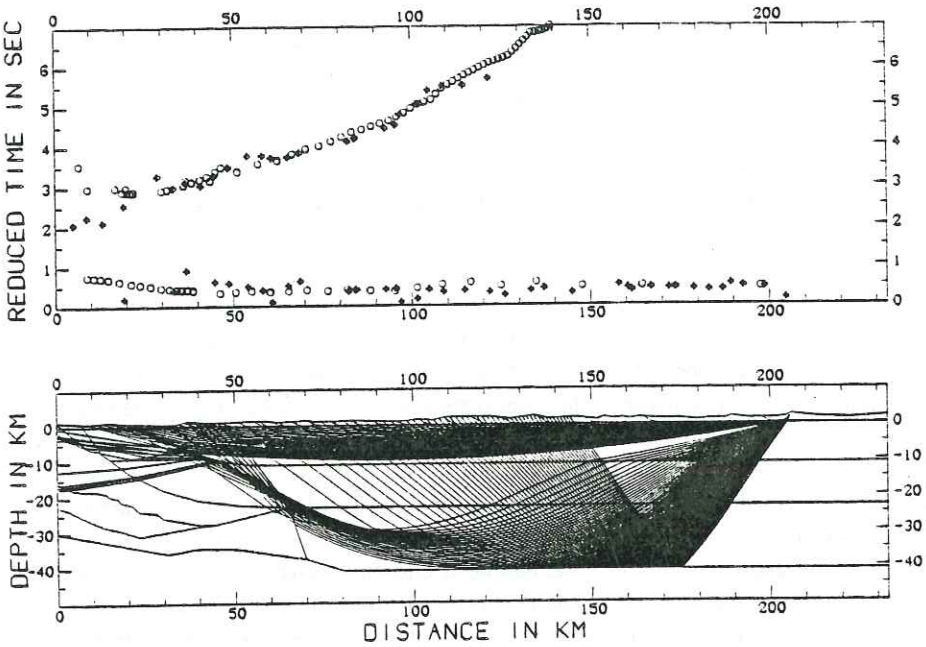


Figure 9
Results of model calculations for the segment AB (shotpoint B).

correlation. In our opinion the crust underneath the inner part of the Alpine Arc is rather 'amorphous'[7]) and the lower crust is probably a wide zone with a strong velocity gradient, although local boundaries allowing reflections of energy are likely to occur in the middle part of the crust. Such discontinuous reflectors have already been postulated by SMITHSON (1978) following COCORP surveys in the United States.

Contrasting with these evanescent reflections, the PMP reflection from the Moho discontinuity is very pronounced. In the ray-tracing model proposed for shotpoint B (Fig. 9), a layer with a velocity gradient of 0.75 sec^{-1} is introduced in the lower crust to fit the data. The Moho is approximately level at a depth of 41 km.

The crustal model shown in Fig. 7 (shotpoint A) or Fig. 9 (shotpoint B) is supported by the observation of the Pn waves refracted in the uppermost mantle where a mean velocity of 8.2 km/sec was calculated.

5. *Geodynamic implications: Evidence of a crustal overthrust*

The aim of this section is to draw speculative geodynamic conclusions from the very peculiar structural pattern arrived at in this study. The juxtaposition of a stratified

[7]) 'Unstratified' in this context.

crust in the southwest next to an amorphous crust in the northeast can be easily understood if we refer to VIALON (1974) or to MENARD (1979, 1980). VIALON (1974) suggested that an important strike–slip process took place during the late Cretaceous period along a belt running in a SW–NE direction from the Cevennes Mountains (southeastern part of the French Massif Central) towards the Northern Alps. There would be a direct connection between this SW–NE trend and that of the tear fault net which appeared in the Alpine basement as a result of the Hercynian orogenesis and which was re-activated during the Alpine orogenesis. The strike–slip was interpreted as a continental sinistral transform faulting process due to a general N–S compression. From the plate tectonics point of view this zone should be looked at as the boundary between the European plate and the Provence sub-plate (WESTPHAL *et al.*, 1978). It is generally agreed that the sinistral transform faulting process was initially activated by the rotations of the Iberic plate and of the Corsican and Sardinian sub-plates and that dextral processes possibly occurred afterwards following the differential motion of the

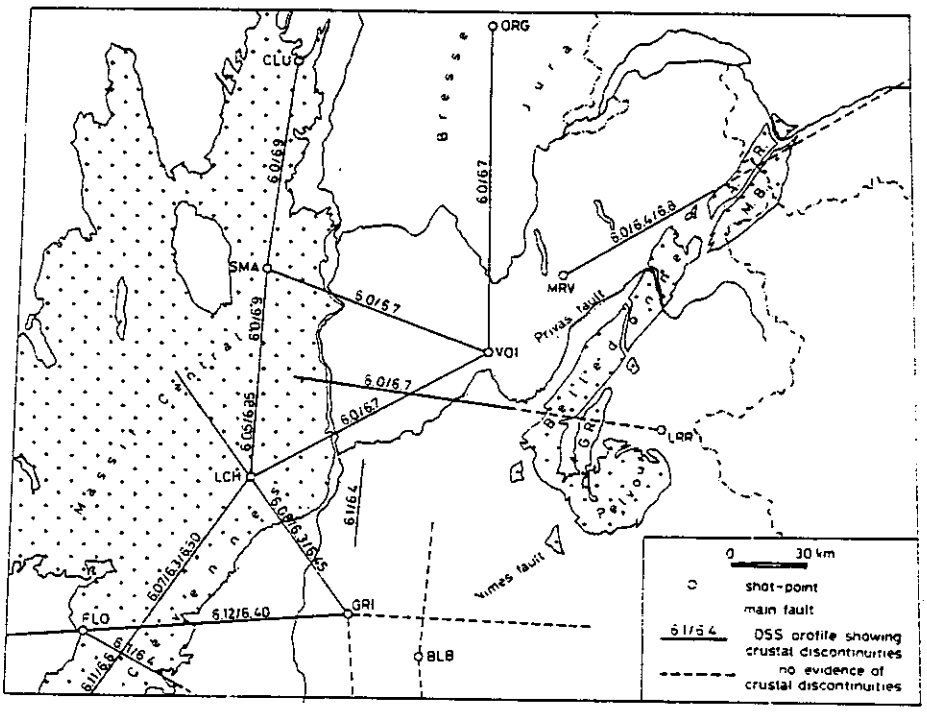


Figure 10

Synoptical map of the Rhône valley and the adjacent area showing the crustal structure as derived from deep seismic soundings. Compilation of results by TARDI (1957), PERRIER and RUEGG (1973), SAPIN and HIRN (1974), EGLOFF and ANSORGE (1976), MICHEL (1978) and THOUVENOT and PERRIER (this study). Main fault system after VIALON (1974). Shotpoints: BLB, Buis-les-Baronnies; CLU, Cluny; FLO, Florac; GRI, Grignan; LCH, Le Cheylard; LRR, Lac Rond des Rochilles; MRV, Mont Revard; ORG, Orgelet; SMA, Saint Martin; VOI, Voiron.

European plate and of the African plate. In the structural scheme proposed by Vialon, the northernmost fault of this strike-slip belt (Privas fault) has a N50 trend and extends up to the Chamonix synclinorium whereas the southernmost fault (Nîmes fault) runs through the Pelvoux Massif (Fig. 10).

MENARD (1979 and 1980) corroborated Vialon's assumptions and improved the previous model in the sense that his synthesis of available geophysical and geological data on the upper crust in southeastern France showed unequivocal differences in the seismic properties of the basement: if we put aside the L-shaped arc of the 'Massifs Externes' (Aiguilles Rouges, Mont Blanc, Belledonne, Grandes Rousses, Pelvoux, Argentera) which seems to have acted as a rigid wedge during the Alpine orogeny, the basement is shallow with high Pg-velocities (6.0 km/sec or more) to the northwest of the strike–slip belt, while the depth of the basement can reach drastic values to the southeast (10 km under the 'fosse vocontienne') together with low Pg-velocities (5.8 km/sec). This drop in velocity is believed to be the expression of a more plastic behaviour of the basement in this area.

Figure 10 is a synoptical map of southeastern France which shows the crustal structure derived from deep seismic soundings experiments from 1956 up to 1975: we differentiated profiles where no crustal stratification was found from profiles where such a stratification does occur. It is striking to note the consistency of the results with Vialon's structural scheme: *the crust definitely appears to be stratified to the northwest of the strike–slip belt and amorphous to the southeast.* This would only be a

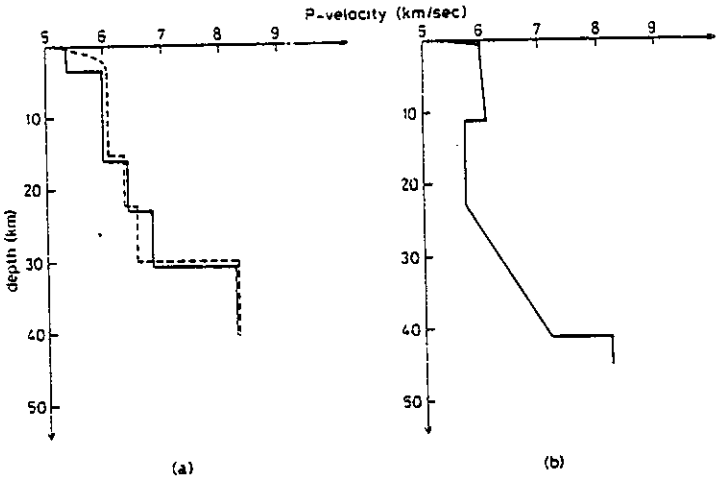


Figure 11
Evolution of the velocity-depth function along segment AB. (a) Comparison of V(z) under the Northern Subalpine Chains (full line) and under the Cevennes Mountains (south-eastern part of the French Massif Central, dashed line); (b) the velocity-depth function under the inner part of the Alpine Arc shows a low-velocity zone in the upper crust together with a wide-transition zone in the lower crust. There is no more evidence of intracrustal boundaries.

prolongation in the whole thickness of the crust of Ménard's differentiation of the basement.

A comparison between the crustal structure of the Northern Subalpine Chains and of the southeastern margin of the French Massif Central (PERRIER and RUEGG, 1973; SAPIN and HIRN, 1974) brings still more confidence in this structural scheme (Fig. 11). Both selected areas are part of the stratified crustal block and the corresponding velocity–depth functions show an undeniable similarity with regard to the velocity values as well as to the depth of the reflectors or to their number.

The second point which we would like to stress is the presence of a low-velocity zone under the inner part of the Alpine Arc (Fig. 11) and the important dip of the subalpine crust. We suggest that the differentiation found in the crustal structure north and south of the strike–slip belt does apply for the low-velocity zone: *there is no velocity inversion in the upper crust to the northwest of the belt while it possibly exists to the southeast*. The dip of the subalpine crust expresses the crustal overthrust which was furthered by the LVZ during the Alpine orogeny. Thus, *the strike-slip belt postulated by* VIALON *(1974) acted as a weak zone at that time and allowed a crustal overthrust furthered by the presence of the low-velocity zone.*

The physical and rheological meaning of this LVZ can give rise to many speculations. As for rheology, AHORNER *et al.* (1972) and FRECHET (1978) have already pointed out that most seismic events in the Western Alps are located in the first 10 kilometres of the crust. This is consistent with our crustal model if we assume that *the upper crust has a brittle behaviour whereas, at depths greater than 10 km, a more plastic behaviour occurs in connection with the low-velocity zone.* An evidence of such a rheological transition is found in the unevenness of the boundary between the upper and lower crust under the Northern Subalpine Chains, while the Moho discontinuity and the boundary in the lower crust are both very smooth (Fig. 7). An open question is whether this plastic behaviour should be looked at as an acting power in the crustal overthrust or as a consequence.

Referring to RUTTER (1976) and to NICOLAS and POIRIER (1976), one can try to investigate the mechanisms which are believed to be potentially able to produce pseudo steady-state flow in natural rock deformation processes and therefore to determine which mechanism is prevailing in the LVZ. Besides cataclasis, dislocation mechanisms and solid state diffusion processes, Rutter points out the importance of the pressure solution process, where diffusive mass transport is assisted by the presence of water at grain boundaries. Effective diffusivities in the aqueous phase may, at temperatures of about 200–400°C, be of the order of solid state diffusivities at very much higher temperatures.

To go further into the rheology of the LVZ, one needs therefore to know the magnitudes of the local state and microstructural variables. Most of them are not known uniquely, and at best they can only be assigned upper and lower limits. A reasonable temperature distribution can be derived from HURTIG and OELSNER (1977) whose computations result from heat flow analysis in Europe: one can expect a

temperature of 300°C at a depth of 10 km under the Swiss Alps while a temperature of 500°C can be found 10 km deeper. Their results are consistent with those by POTY *et al.* (1974) which are derived from temperatures and pressures of formation of Alpine fissures and which yield an average temperature of 400°C at a depth of 10 km *when the 'Massifs Externes' rose up*. This drop of 100°C in temperature seems to be quite reasonable given that the surrection took place some 15 My ago.

As for the likely differential stress in the crust, an upper bound is provided by faulting mechanisms of earthquakes and by theoretical dynamic model calculations for earthquake sources. Even the introduction of cracks-with-barriers models does not yield stress drops higher than 500 bars (BOUCHON, 1978), although HANKS (1974) computed a drastic value of 1500 bars for the San Fernando Earthquake. Accordingly a reasonable upper bound for likely stress drops in the crust can be estimated at 1000 bars while the lower bound is arbitrarily assigned the value of 1 bar, which seems to be typical of low-stressed areas.

Adopting now a likely quartz grain size of 0.1 mm and assuming that the rheology of the upper crust is governed by the steady-state flow in quartz, bounds for the temperature and stress can be used to plot a box onto the appropriate deformation mechanism maps for quartz as given by RUTTER (1976) and consequently one can investigate the processes which develop in the low-velocity zone. Without pressure solution the predominant mechanism is dislocation creep, although solid state diffusion processes – Coble creep and Nabarro-Herring creep – occur at low stress values but with very low strain rates. By the addition of a pressure solution, the dislocation creep field recedes and the prevailing mechanism is pressure solution diffusion. It is worth noting that, in this case, even at a low stress value of 10 bars, the strain rate is about four orders of magnitude higher than without pressure solution. This is why RUTTER and MAINPRICE (1977) speculated that pressure solution might be a significant process helping to determine the rate at which aseismic slip occurs in fault zones at shallow to moderate crustal depths. Using a grain size of 0.1 mm and sensible diffusivity parameters, they estimated that a fault zone 1 m to 10 m wide would slip at a rate of the order of 1 cm/yr under a shear stress level of 100 bars and at a temperature of 300°C. This proves that such a mechanism could be held responsible for the surrection of the 'Massifs Externes' and for the push forwards of the Subalpine Chains, as a result of the crustal 'décollement' occurring in the more plastic low-velocity zone.

From the physical point of view, the meaning of the LVZ is not well stated and it can give rise to much more speculation that its rheological significance. The main point is whether or not this zone can be likened to a layer with a strong attenuation. This question will remain open since we are not in a position to investigate the anelasticity of the LVZ – precisely because this is a low-velocity layer and no ray turning-point occurs in the relevant depth range. We cannot therefore use direct waves to estimate the quality factor in the LVZ and the sole way to achieve it would be eventually the use of under-critically reflected waves – e.g. from the Moho discontinuity. We have not gone more deeply into this problem in spite of its importance.

If there is no higher attenuation in the LVZ than anywhere else within the crust, a good deal of the velocity drop can be explained by a pure temperature-effect. Assume the upper crust to be granitic and suppose the temperature to be 400°C at a depth of 15 km (HURTIG and OELSNER, 1977). Then, according to FIELITZ (1976), the relative velocity-drop would be 2%. Since the study of the Pg wave from Nufenen Pass yielded a 6.1 km/sec at a depth of 10 km, it is likely that the temperature effect cannot lower the velocity to less than 6.0 km/sec in the middle of the LVZ. This is in agreement with compressional wave velocity measurements by CHRISTENSEN (1979) who stresses that, if crustal velocity inversions produced by high temperature are likely to be common within the crust, the velocity decreases usually reported for crustal LVZ in explosion seismology studies are much greater than the decrease which can be accounted for by temperature alone. As Fielitz's laboratory experiments refer only to dry rocks, the remaining 0.3 km/sec velocity-drop should be ascribed to the presence of fluid components in the crust. In an extensive survey of physics of high pressures and temperatures, DMOWSKA and HANYGA (1974), among others, have emphasized the strong influence on the strength of silicates which is exerted by the weakening behaviour of pore water. According to HOBBS *et al.* (1972) and to GRIGGS (1974) the hydrolysis of bonds Si—O—Si can occur even in the presence of a small amount of water. The result is a higher dislocation mobility in quartz which furthers an eventual plastic deformation, alters the attenuation and the elastic moduli, and therefore modifies the velocity (Gueguen, private communication).

If a high attenuation were to be discerned in the LVZ, another possible mechanism could be a relaxation process in dislocations such as the one analysed in olivine by GUEGUEN (1974) in connection with the upper mantle LVZ. This process yields a high attenuation and drastic drops in elastic moduli at low frequencies and high temperatures. Unfortunately, and although deformed quartz crystals obviously display high dislocation densities, no experimental data on dislocation relaxation in quartz is available at the moment. Explaining crustal low-velocity zones by such a mechanism could be nevertheless fascinating because *we feel that crustal low-velocity zones are associated with active tectonic areas where dislocation densities are high.*

6. *Conclusion*

A two-dimensional evaluation of seismic data provided by the ALP75 experiment in the northwestern part of the Alpine Arc shows that the crustal structure under the Northern Subalpine Chains is completely different from that under the inner part of the Arc. Intracrustal reflectors with an ESE mean dip of 30° are found in the first case, whereas no clear stratification is displayed in the second case. Moreover the boundary between the upper and lower crust is very uneven under the Subalpine Chains while the Moho discontinuity underneath shows no evidence of unevenness. In contrast with these stratification features, a low-velocity zone is found under the inner part of the

Alpine Arc at a depth of 11 to 23 km, with a wide transition zone between the upper and lower crust.

The structural cross-section arrived at shows a speculative overthrust of the intra-Alpine upper crust over the pre-Alpine upper crust. The high plasticity of the low-velocity zone could be the result of the temperature effect, hydrolytic weakening in quartz and high dislocation densities together, therefore furthering a 'décollement' in the basement around 15 km in depth. The front of this overthrust would be sited on a line with a SW–NE trend running along the western boundary of the 'Massifs Cristallins Externes'. This interpretation is consistent with former speculations by VIALON (1974) according to which the great suture lines of the Alpine basement, which were present at the end of the Hercynian orogenesis and which are believed to be the prolongation in the Alpine domain of the N50 Cévennes faults of the eastern margin of the French Massif Central, would have played a very prominent part during the Alpine orogenesis.

Acknowledgments

This research was sponsored by the Institut National d'Astronomie et de Géophysique under INAG grant ATP 32-46. We are very grateful to M. Will who made available to us his ray-tracing program and we would like to express our thanks to G. Ménard for his constant interest in the progress of this work. We thank also J. P. Gratier, Y. Gueguen, A. Pécher and P. Vialon for many fruitful discussions and helpful suggestions. Special mention must be made too of the contributions of A. Gifford and A. Siddans who improved the syntax of this paper.

REFERENCES

AHORNER, L., MURAWSKI, H. and SCHNEIDER, G. (1972), *Seismotektonische Traverse von der Nordsee bis zum Apennin*, Geol. Rundschau *61*, 915–942.

ALPINE EXPLOSION SEISMOLOGY GROUP (1976), *A Lithospheric Seismic Profile along the axis of the Alps, 1975 – I: First results*, Pageoph *114*, 1109–1130.

BOUCHON, M. (1978), *A dynamic source model for the San Fernando Earthquake*, Bull. seism. Soc. Am. *68*, 1555–1576.

CHOUDHURY, M. A., GIESE, P. and DE VISINTINI, G. (1971), *Crustal structure of the Alps: Some general features from explosion seismology*, Boll. Geofis. teor. ed app. *XIII*, 211–240.

CHRISTENSEN, N. I. (1979), *Compressional wave velocities in rocks at high temperatures and pressures, critical thermal gradients, and crustal low-velocity zones*, J. geophys. Res. 84, 6849–6857.

CLOSS, H. and LABROUSTE, Y. (1963), *Recherches séismologiques dans les Alpes Occidentales au moyen de grandes explosions en 1956, 1958 et 1960*, Année Géoph. Internat., Part. française, série XII, fasc. 2, C.N.R.S.

COMMISSION GEOLOGIQUE SUISSE (1972), *Carte tectonique de la Suisse*, Service topographique fédéral, Wabern-Bern.

DEBELMAS, J. (1974), 'Les Alpes franco-italiennes', in *La Géologie de la France*, vol. 2, Doin, Paris, pp. 387–437.

DMOWSKA, R. and HANYGA, A. (1974), *Physics of High Pressures and Temperatures – Geophysical Applications*, Gerlands Beitr. Geophysik, Leipzig 83/5, 363–388.

EGLOFF, R. and ANSORGE, J. (1976), *Die Krustenstruktur unter dem Faltenjura*, 36th Annual Meeting of the Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, Bochum.

FIELITZ, K. (1976), 'Compressional and shear wave velocities as a function of temperature in rocks at high pressure, in *Explosion Seismology in Central Europe – Data and Results*, ed. by P. Giese, C. Prodehl and A. Stein, Springer, Berlin, pp. 40–44.

FRECHET, J. (1978), *Sismicité du Sud-Est de la France et une nouvelle méthode de zonage sismique*, Thèse 3ème cycle, Grenoble.

GIESE, P., GUENTHER, K. and REUTTER, K. J. (1970), *Vergleichende geologische und geophysikalische Betrachtungen der W. Alpen und des N-Apennin*, Z. dt. geol. Ges. *120*, 151–195.

GOGUEL, J. (1952), *Tectonics*, Freeman & Co., San Francisco.

GRIGGS, D. T. (1974), *A model of hydrolytic weakening in quartz*, J. geophys. Res. *79*, 1653–1661.

GUEGUEN, Y. (1974), *Modèles géophysiques du manteau supérieur et interprétation de la couche à faible vitesse*, Thèse 3ème cycle, Nantes.

HANKS, T. C. (1974), *The faulting mechanism of the San Fernando Earthquake*, J. geophys. Res. *79*, 1215–1229.

HOBBS, B. E., MCLAREN, A. C. and PATERSON, M. S. (1972), 'Plasticity of single crystals of synthetic quartz', in *Flow and fracture of rocks*, Amer. Geophys. Union Monogr. *16*, pp. 29–53.

HURTIG, E. and OELSNER, C. (1977), *Heat flow, temperature distribution and geothermal models in Europe: Some tectonics implications*, Tectonoph. *41*, 147–156.

ITALIAN EXPLOSION SEISMOLOGY GROUP (1979), *A lithospheric seismic profile along the axis of the Alps, 1975: Paper no. IV – Preliminary interpretation of the profile HD across the Eastern Alps*, Boll. di Geofis. teor. ed appl., in press.

MENARD, G. (1979), *Relations entre structures profondes et structures superficielles dans le sud-est de la France – Essai d'utilisation de données géophysiques*, Thèse 3ème cycle, Grenoble.

MENARD, G. (1980), *Profondeur du socle anté-triasique dans le sud-est de la France*, Comptes-rendus Acad. Sciences, Paris *290*, 299–302.

MICHEL, B. (1978), *La croûte entre Vallée du Rhin et Vallée du Rhône: interprétation de profils sismiques et résultats structuraux*, Thèse 3ème cycle, Paris.

MILLER, H. GEBRANDE, H. and SCHMEDES, E. (1977), *Ein verbessertes Strukturmodell für die Ostalpen, abgeleitet aus refraktionsseismischen Daten unter Berücksichtigung des Alpen-Längsprofil*, Geol. Rundschau *66*, 289–308.

MILLER, H., ANSORGE, J., ARIC, K. and PERRIER, G. (1978), 'Preliminary results of the Lithospheric Seismic Alpine Longitudinal Profile 1975 from France to Hungary', in *Alps, Apennines, Hellenides*, ed. by H. Closs, D. Roeder and K. Schmidt, Schweizerbart, Stuttgart, pp. 33–39.

NICOLAS, A. and POIRIER, J. P. (1976), *Crystalline Plasticity and Solid State Flow in Metamorphic Rocks*, Wiley-Interscience, London.

OTTINGER, T. (1976), *Der Aufbau der Erdkruste unter dem schweizerischen Teil des Refraktionsseismischen Alpenlängsprofils von 1975*, Diploma thesis, Zürich.

PERRIER, G. and RUEGG, J. C. (1973), *Structure profonde du Massif Central Français*, Ann. Géoph. *29*, 435–502.

POTY, B. P., STALDER, H. A. and WEISBROD, A. M. (1974), *Fluid inclusions in quartz from fissures of western and central Alps*, Schweiz. Mineral. Petrogr. Mitt. *54*, 717–752.

RUTTEN, M. G. (1969), *The Geology of Western Europe*, Elsevier, Amsterdam.

RUTTER, E. H. (1976), *The kinetics of rock deformation by pressure solution*, Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. A. *283*, 203–219.

RUTTER, E. H. and MAINPRICE, D. H. (1977), *On the possibility of slow fault slip controlled by a diffusive mass transfer process*, Proc. symp. 'Physics of Earthquakes Sources', Durham 1977 IAVCEI/IASPEI Joint Symposium.

RYBACH, L., BODMER, P., PAVONI, N. and MUELLER, S. (1978), *Siting criteria for heat extraction from hot dry rocks; application to Switzerland*, Pageoph *116*, 1211–1224.

SAPIN, M. and HIRN, A. (1974), *Results of explosion seismology in the southern Rhone valley*, Ann. Géoph. *30*, 181–202.

SMITHSON, S. B. (1978), *Modelling continental crust: structural and chemical constraints*, Geoph. Res. Letters *5*, No. 9, 749–752.

TARDI, P. (1957), *Expériences séismiques dans les Alpes Occidentales en 1956; résultats obtenus par le Groupe d'Etudes des Explosions Alpines*, Comptes-rendus Acad. Sciences Paris *244*, 1114–1117.

THOUVENOT, F. (1976), *Sondages sismiques profonds Alpes 75 – Premiers résultats sur la structure de la lithosphère entre les massifs du Revard (France) et du Gothard (Suisse)*, Dipl. Ing.-Géoph., Strasbourg.

TRUEMPY, R. (1963), 'Sur les racines des nappes helvétiques', in *Livre à la mémoire du Professeur Paul Fallot*, II, ed. by M. Durand Delga, Soc. Géol. France, Paris, pp. 419–428.

VIALON, P. (1974), *Les déformations 'synschisteuses' superposées en Dauphiné – Leur place dans la collision des éléments du Socle Préalpin – Conséquences pétrostructurales*, Bull. suisse Min. Pétrogr. *54* 2/3, 663–690.

WESTPHAL, M., EDEL, J. B. and SCHOTT, J. J. (1978), *Essai de synthèse des données paléomagnétiques et de la tectonique des plaques en Méditerranée Occidentale*, Comptes-rendus somm. Soc. Géol. France *1*, 12–15.

WILL, M. (1975), *Refraktionsseismik im Nordteil der Ostalpen zwischen Salzach und Inn, 1970–1974; Messungen und deren Interpretation*, Diss. Univ. München.

WILL, M. (1976), 'Calculation of travel times and ray paths for lateral inhomogeneous media', in *Explosion Seismology in Central Europe – Data and Results*, ed. by P. Giese, C. Prodehl and A. Stein, Springer, Berlin, pp. 168–177.

WILL, M., MILLER, H. and GEBRANDE, H. (1978), 'Upper crustal structure in the Northern Alps derived from seismic refraction measurements', in *Alps, Apennines, Hellenides*, ed. by H. Closs, D. Roeder and K. Schmidt, Scheizerbart, Stuttgart, pp. 80–82.

(Received 15th August 1979; revised 21st March 1980)

II.4 - PRINCIPAUX RESULTATS DE L'INTERPRETATION BIDIMENSIONNELLE

Nous reprendrons ici l'essentiel des résultats qui se dégagent de l'article donné ci-dessus.

II.4.1. Les deux types de croûte

Le long du profil étudié, qui va des Bauges au Gothard, deux types de croûte totalement différents sont rencontrés. D'une part, dans les chaînes subalpines, comme dans tout le domaine péri-alpin, la croûte est stratifiée, avec des discontinuités intracrustales permettant des réflexions très nettes. Cette stratification de la croûte subalpine n'est pas horizontale et l'on peut mettre en évidence un pendage d'environ 15° (moyenne prise sur l'ensemble des réflecteurs) . Il faut bien être conscient cependant que ce pendage de 15° n'est probablement qu'un pendage apparent. En effet, si l'on suppose que la croûte plonge vers l'intérieur de l'Arc Alpin (Fig. 20) alors que le profil fait un angle d'approximativement 30° avec ce dernier, le pendage vrai de la croûte subalpine vers le Sud-Est serait de l'ordre de 30° (cf. Annexe 2) .

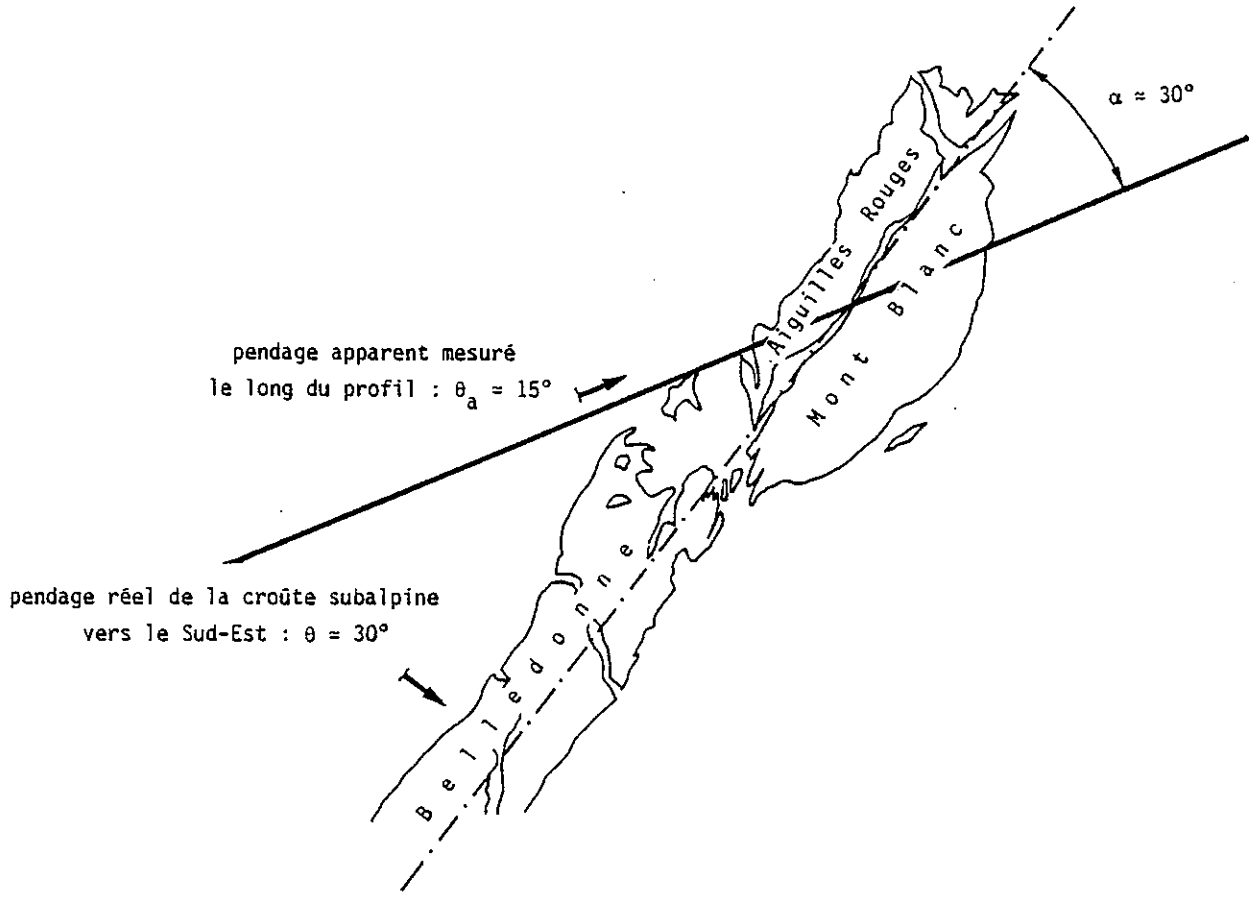


Fig. 20 - Schéma utilisé pour calculer le pendage réel de la croûte subalpine à partir du pendage apparent mesuré le long du profil.

Ce pendage important de la croûte subalpine, sa nature stratifiée jointe au caractère cassant de certains de ses réflecteurs sont trois points que l'on peut considérer comme certains dans l'interprétation que nous proposons.

Plus à l'Est, quand on rentre véritablement dans l'Arc Alpin, la croûte change de nature : c'est une croûte sans discontinuités intracrustales franches, ou du moins sans réflecteur bien continu. Elle se caractérise en outre par une couche à moindre vitesse entre 11 et 23 km de profondeur. Au-dessus et en dessous de cette couche s'étendent des zones à gradients de vitesse positifs. Par contraste avec l'aspect structuré et différencié de la croûte subalpine, la croûte intra-alpine, du moins dans cette région, semble "amorphe".

II.4.2. La position du socle sous les chaînes subalpines

En sus de ces informations sur les structures profondes, le profil étudié donne des indications sur la position du socle sous les chaînes subalpines. A 3500 m sous le point de tir (Mont Revard, près d'Aix-les-Bains), le socle plonge pour atteindre une profondeur maximale de 9000 m sous le Sud de la cluse d'Annecy. On a de plus la surprise d'observer, dans le remplissage de cette fosse, des vitesses anormalement élevées pour des sédiments (5,4 km/s). On doit lier ces fortes valeurs à l'extrême compaction des séries calcaires urgoniennes et tithoniques. Des mesures complémentaires réalisées sur des affleurements urgoniens près de Grenoble ont permis de s'en convaincre (cf. Annexe 3).

II.4.3. Le problème des zones à moindre vitesse intracrustales

On a mis en évidence, pour la première fois de façon incontestable, une zone à moindre vitesse (LVZ) bien développée sous la partie interne de l'Arc Alpin. Il est remarquable de constater que les LVZ, quand on peut les localiser correctement, sont toujours situées entre 10 et 20 km de profondeur. La valeur de 10 km, toit de la LVZ, est à rapprocher du niveau inférieur observé pour la sismicité alpine, 90% des séismes se produisant entre 0 et 10 km de profondeur. Les LVZ intracrustales, quand elles existent, auraient donc une signification rhéologique en sus de leur réalité sismologique.

En ce qui concerne la diminution de vitesse, celle-ci ne peut en aucun cas être interprétée comme un effet de température, ce paramètre étant pris isolément. Les expériences de laboratoire effectuées sur des roches ignées sous pression et à haute température (Fielitz, 1976 ; Christensen, 1979) montrent en effet que la décroissance maximum de vitesse liée à l'élévation de température ne peut excéder 2% pour les roches sèches. Vers 10 km de profondeur, étant donné le gradient de vitesse dans la croûte supérieure, on aurait une vitesse de l'ordre de 6,1 km/s et la LVZ (5,7 km/s) correspondrait à une chute de 7%. Ces 5% résiduels ont donc une signification autre que thermique. Deux mécanismes sont en fait envisageables, qui sont, nous le verrons, plus ou moins directement liés à un éventuel comportement plastique de la LVZ.

Plusieurs auteurs (Guegen, 1974 ; Bolland, 1981) ont proposé, pour la décroissance de vitesse observée dans l'asthénosphère, un mécanisme lié à la présence de dislocations dans le réseau cristallin de l'olivine. On a pu par exemple observer par microscopie électronique que certaines transformations de phase — olivine α à spinel γ — sont accompagnées d'un accroissement très important de la densité de dislocations. Cet accroissement peut induire des modifications des modules élastiques et par conséquent des chutes de vitesse.

Nous suggérons qu'un mécanisme analogue se produise dans la croûte supérieure continentale lors de la transition de phase quartz α - quartz β. Bien que celle-ci ne survienne qu'à hautes températures (plus de 600°C) et que le quartz n'existe sous sa forme hexagonale stable (quartz β) que dans des conditions bien particulières (Fig. 21), de récentes mesures de vitesse sur des roches à forte teneur en quartz (Kern, 1978 ; Kern, 1979) montrent une importante variation à des températures même très inférieures à celle de la transition de phase (Fig. 22).

Par ailleurs, et bien que la présence d'eau dans la croûte à grande profondeur soit depuis longtemps l'objet de débats et que la question soit loin d'être tranchée, nous devons prendre en compte cette hypothèse car le quartz est un minéral dont la fragilité est favorisée par une hydrolyse des liaisons Si — O — Si. Il en résulte, même si très peu d'atomes d'oxygène sont remplacés par des OH, une mobilité de dislocations accrue, avec une éventuelle déformation plastique, une modification de l'atténuation et des modules élastiques, et par suite une chute de vitesse.

Ces deux mécanismes interpénètrent étroitement l'aspect rhéologique du problème en ce sens que tous deux favorisent soit l'apparition de dislocations, soit leur propagation. La présence d'eau pourrait également favoriser un mécanisme de glissement asismique par dissolution-recristallisation, mais cette hypothèse est spéculative.

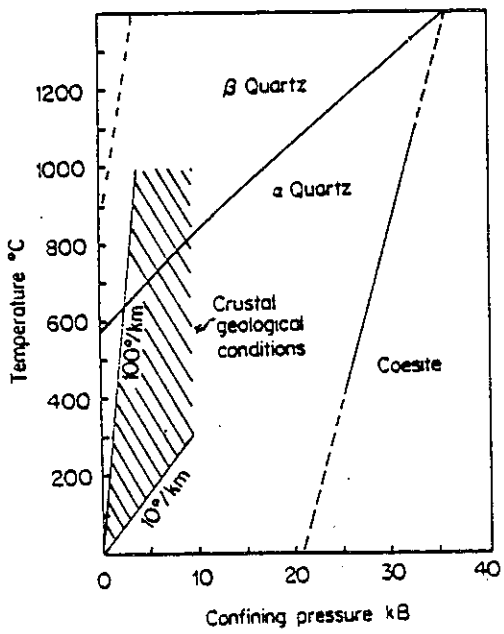


Fig. 21 - Diagramme pression-température du quartz (Nicolas et Poirier, 1976) .

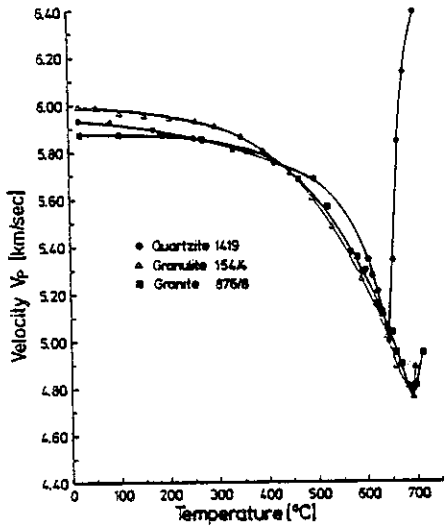


Fig. 22 - Vitesse des ondes P en fonction de la température à une pression de confinement de 2 kbar dans des roches à forte teneur en quartz (Kern, 1979) . La transition quartz α - quartz β fait chuter la vitesse entre 600°C et 700°C, mais cette diminution de vitesse est déjà sensible à des températures de l'ordre de 400°C .

Par contre, un élément important entrant en ligne de compte dans l'interprétation de la LVZ comme une zone de cisaillement intracrustal est l'activation du glissement basal intracristallin du quartz, favorisé par une forte densité de dislocations et par une température suffisamment élevée.

Ainsi, tandis que pour l'olivine l'accroissement de la densité de dislocations entraîne automatiquement une diminution de vitesse dans l'asthénosphère, le développement d'une LVZ liée à la transformation du quartz dans la croûte supérieure ne pourrait survenir spontanément mais seulement en présence de certains catalyseurs : gradient géothermique élevé, hydratation de la croûte et état des contraintes régionales. Ce dernier point est à notre avis primordial parce que nous avons l'impression que les zones à moindre vitesse intracrustales ne peuvent se développer que dans des régions tectoniques actives.

On pourrait finalement retracer l'histoire d'une LVZ intracrustale de la façon suivante :

1 - Au sein d'une croûte primitivement au repos tectoniquement,

2 - qui subit une hydratation jusqu'à de grandes profondeurs (≃ 15 km) lors d'épisodes d'extension tectonique

3 - et qui voit son régime thermique modifié (élévation éventuelle du gradient géothermique),

4 - se développe, lors d'un régime de compression, une zone où une transition, même partielle, quartz α - quartz β fait chuter la vitesse ;

5 - l'augmentation de la densité de dislocations qui est liée à cette transition et la mobilité de ces dislocations qui est favorisée par l'affaiblissement hydrolytique du quartz activent un glissement basal intracristallin

6 - qui permet la formation d'un horizon de décollement généralisé se calquant sur la LVZ.

II.4.4. Le chevauchement crustal des Alpes occidentales

Cette présence de la LVZ sous les massifs cristallins externes, jointe au fort plongement du socle anté-triasique en direction de Belledonne et des Aiguilles Rouges, suggèrent un niveau de décollement à l'intérieur du socle vers 15 km de profondeur. La croûte supérieure intra-alpine se comporterait comme un énorme bull-dozer plissant et broyant les chaînes subalpines en avant du front de chevauchement (Fig. 23).

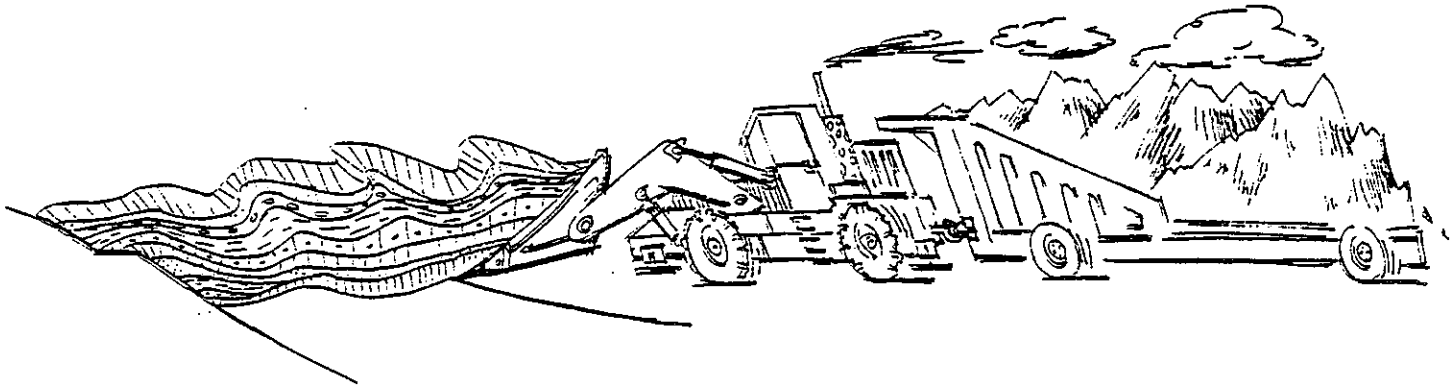


Fig. 23 - Le chevauchement crustal des Alpes occidentales (vision d'artiste).

Plusieurs auteurs (Oxburgh, 1972 ; Müller et al., 1976 ; Müller, 1977 ; Hsü, 1979) ont déjà proposé de relier les LVZ intracrustales à des horizons de décollement permettant des épaississements de la croûte. Dans notre schéma, la croûte supérieure intra-alpine glisse sur la LVZ, avec une évolution, dans les parties frontales, en faille listrique remontant vers le fond de la fosse péri-alpine à la suite de blocages. Au niveau du contact socle-couverture, ce chevauchement peut aisément se poursuivre par un décollement de la couverture sur son socle, par exemple dans les niveaux évaporitiques triasiques qui, dans les Alpes, ont toujours joué le rôle d'horizons-savonnettes. Celui-ci peut à nouveau évoluer, avec les mêmes modalités, vers l'avant et vers la surface, à la faveur par exemple, d'un décollement dans les Terre Noires oxfordiennes ou d'un cisaillement plus profond dans toute l'épaisseur des schistes liasiques, comme l'a observé Pijolat (1978). Ainsi, chevauchements internes et profonds seraient anciens, et se poursuivraient en des temps plus récents par des homologues plus externes, les relais étant assurés à différents niveaux possibles de décollement dans la couverture (Ménard, 1979). Ce point, ainsi que l'analogie avec le front oriental des Rocheuses Canadiennes, est discuté plus en détail par Perrier et Vialon (1980).

Enfin, il est intéressant de constater, sur les schémas structuraux que nous présentons en II.3, la concordance des pendages des horizons intracrustaux subalpins avec celui de la faille listrique de la LVZ. Compte-tenu des corrections d'azimut du § II.4.1, ils sont tous voisins de 30°. Or, dans les régions de compression tectonique, la croûte terrestre peut être affectée par des failles crustales faiblement pentées (Hsü, 1979). Le profil de réflexion COCORP, effectué à travers les Wind River Mountains au Wyoming, indique précisément la présence d'une telle faille inverse, d'un pendage de 30° et se prolongeant jusque vers 25 km de profondeur (Smithson, 1978 ; Smithson et al., 1978). Cette valeur-clé de 30° est en accord avec le critère de Navier-Coulomb lorsqu'on se fixe, pour des roches granitiques, un coefficient de friction de 0,5 - 0,6.

II.4.5. Autres arguments en faveur d'un chevauchement crustal

A ce niveau peut s'articuler une dialectique sur l'opportunité de développer de telles hypothèses de chevauchements crustaux en ne s'appuyant que sur l'interprétation d'un profil. Nous présenterons, pour étayer notre thèse, les résultats d'un tracé de rais à deux dimensions pour un ancien profil, réalisé en 1956, du Lac des Rochilles en direction W-NW.

Le profil coupe la chaîne de Belledonne, le nord du Vercors et la vallée du Rhône pour finir en bordure du Massif Central. Pour les stations situées sur le cristallin ou les collines liasiques adjacentes (Fig. 24), on observe une onde Pg bien corrélable, malgré une certaine dispersion. Pour les stations situées plus à l'Ouest dans le Vercors et la vallée du Rhône, les retards accusés sont très importants (plusieurs secondes). Ménard (1979), dans une tentative de ré-interprétation qualitative avait déjà souligné la difficulté d'attribuer ces retards à des effets de stations, le socle n'étant qu'à une profondeur de 3000 m à 1500 m sous le Bas Dauphiné et la vallée du Rhône. Reprenant des idées plus anciennes de Goguel, il proposait alors, pour Belledonne, un chevauchement vers le NW lié à un écaillage de la croûte.

On peut donc tenter d'expliquer ces anomalies par un chevauchement crustal analogue à celui mis en évidence pour les Aiguilles Rouges. Le tracé de rais est présenté en deux figures (Fig. 25 et 26). Sur la première (partie est du profil), l'onde Pg se propage dans le socle sain à une profondeur de 1500 m avec une vitesse de 6,0 km/s. Pour la partie occidentale (Fig. 26), on a modélisé le chevauchement en tenant compte de la couverture molassique des Terres Froides et du remplissage de la vallée du Rhône (3,5 km/s). Pour le sédimentaire mésozoïque, on a choisi une vitesse de 5,0

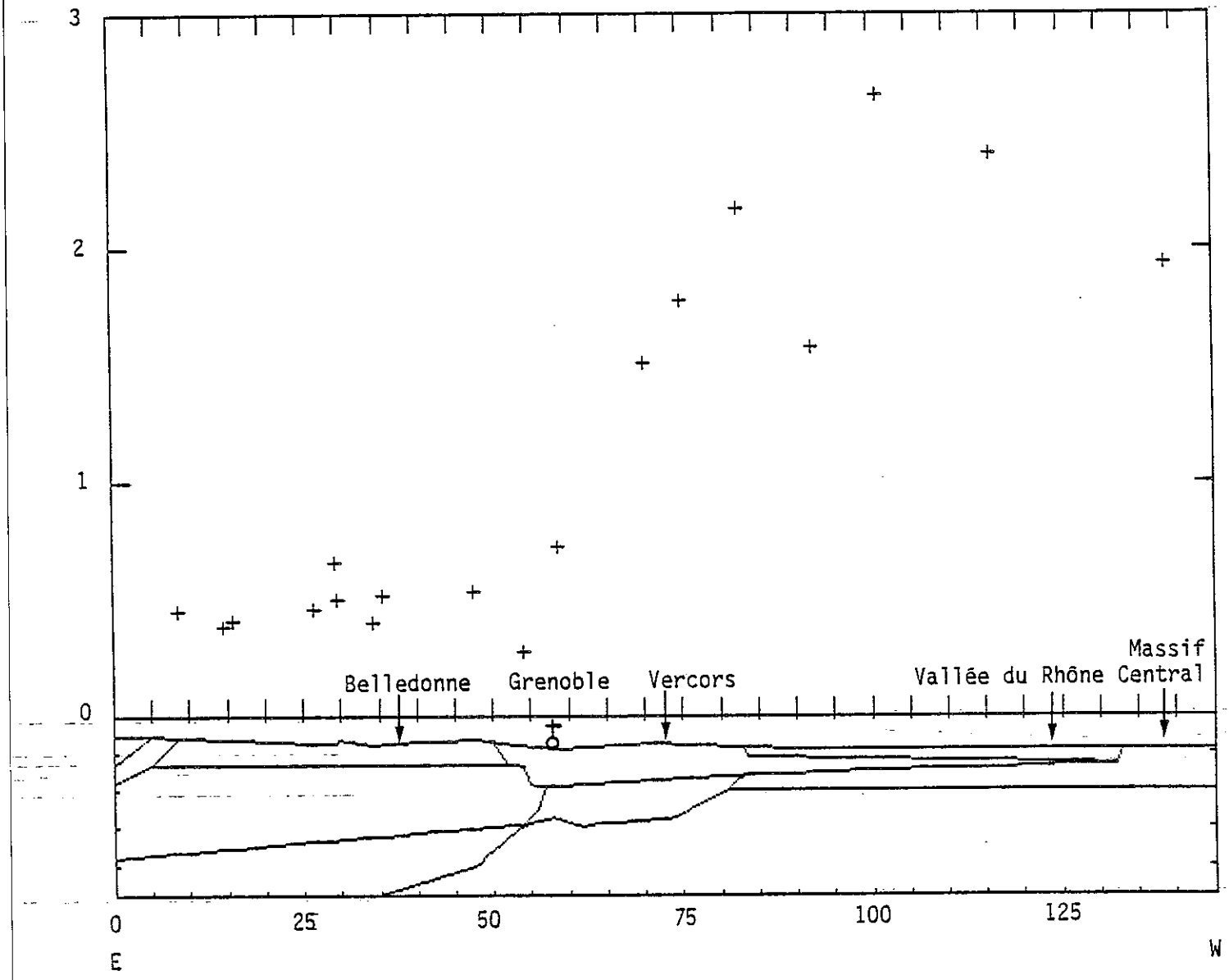


Fig. 24 - Profil Lac des Rochilles - Rhône (1956). Le point de tir est à l'extrême gauche (attention, la coupe est EW avec l'Est à gauche !). Pour les stations situées sur le cristallin, on observe une onde Pg "normale" (vitesse de 6 km/s environ) alors que les stations situées dans le Vercors et la vallée du Rhône accusent des retards très importants. La coupe interprétative est présentée aux figures 25 et 26. Les échelles des coupes sont graduées en kilomètres et l'échelle des temps de propagation en secondes (temps réduit t - Δ/6) .

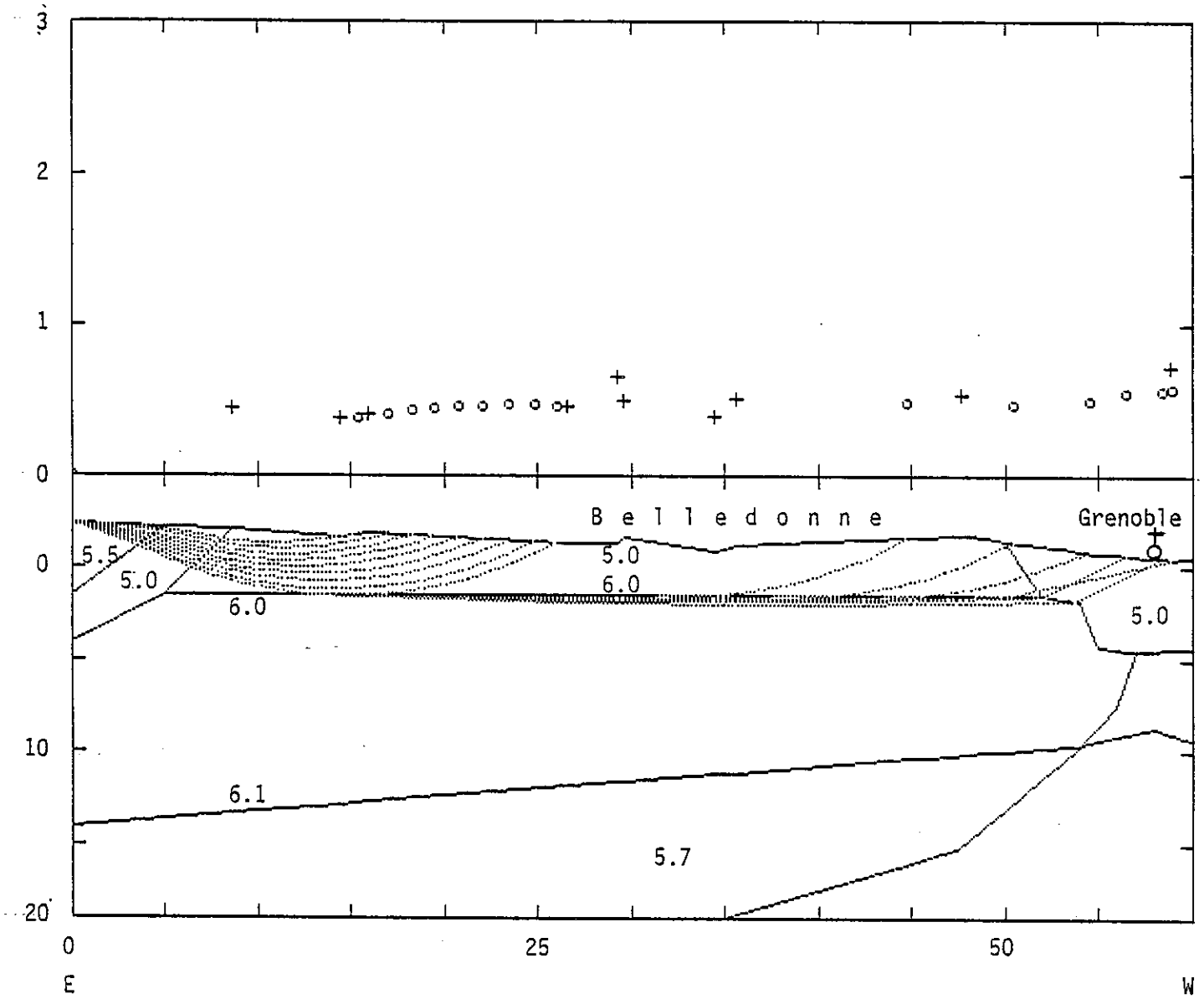


Fig. 25 - Profil Lac des Rochilles - Rhône (partie Est) . Modèle avec tracé de rais (pointillés) et temps d'arrivée calculés (o) comparés au temps observés (+) .

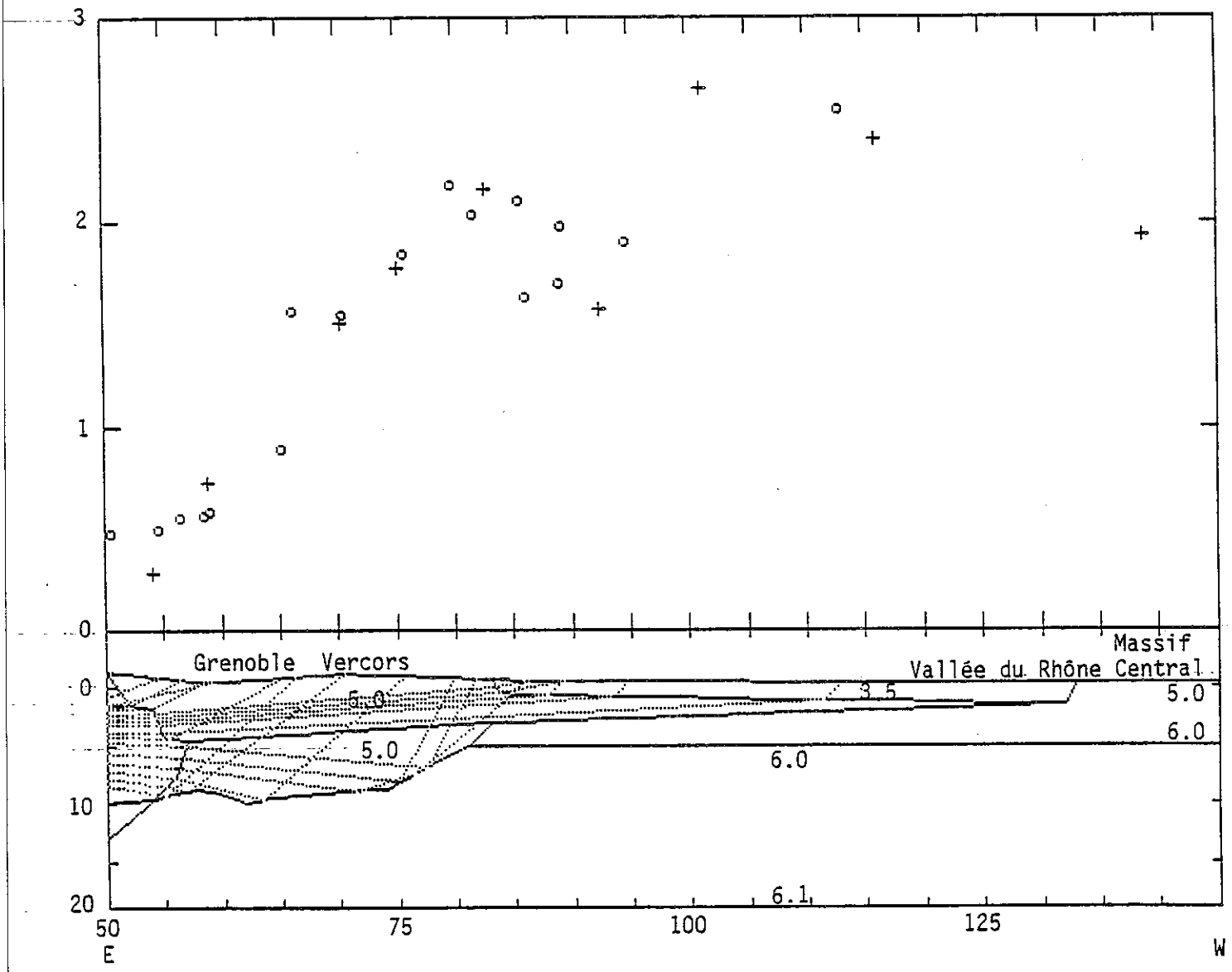


Fig. 26 - Profil Lac des Rochilles - Rhône (partie Ouest) .

km/s, valeur en dessous de laquelle il est difficile de descendre étant donné les vitesse élevées observées plus au Nord dans les chaînes subalpines.

Pour les stations situées entre 70 et 90 km de distance par rapport au point de tir, les arrivées sont interprétées comme des réflexions sur le fond de la fosse péri-alpine. L'onde directe, diffractée par le front de chevauchement, serait en fait peu ou pas visible dans cette partie du profil. Au-delà de 90 km, on la retrouve sous la forme d'une onde mixte propagée dans le cristallin de Belledonne et dans la partie supérieure des sédiments mésozoïques. Le modèle proposé à la figure 26 mériterait d'être encore affiné dans sa partie la plus occidentale : la station située dans le Massif Central enregistre probablement une pseudo onde Pg réfractée dans la croûte subalpine après avoir traversé le remplissage sédimentaire.

L'hypothèse d'un chevauchement crustal des Massifs Externes est aussi en bon accord avec les résultats de nivellement comparatif qui indiquent une surrection des massifs de Belledonne et du Mont Blanc à une vitesse de l'ordre de 1,5 mm par an (Levallois, 1972 ; Jeanrichard, 1975 ; Fourniguet, 1977). Cette remontée étant asymétrique par rapport à l'axe de la chaîne, il semble possible de ne pas rechercher la cause de ce mouvement dans un simple réajustement isostatique mais dans la poursuite actuelle des chevauchements. Les mouvements verticaux positifs représenteraient alors la composante verticale de la translation des massifs cristallins sur la croûte subalpine.

On peut ajouter pour conclure que la gravimétrie est peu susceptible de confirmer ou d'infirmer ce que nous venons d'exposer, et ceci parce que la densité des roches sédimentaires des chaînes subalpines est anormalement élevée (voisine de 2,7 pour les calcaires par exemple) et que le contraste avec les roches cristallines adjacentes est vraiment très faible.

On pouvait par contre attendre beaucoup des études de mécanismes au foyer de séismes locaux. Un important tremblement de terre s'étant produit dans la région en 1980, nous l'analyserons ci-dessous en le replaçant dans son contexte tectonique.

II.5 - SIGNIFICATION TECTONIQUE DU SEISME DE FAVERGES (2 DECEMBRE 1980)

II.5.1. Le séisme de Faverges

Le 2 décembre 1980, vers 5^h58^{mn} T.U., une secousse de magnitude $M_L = 4,2$ (C.S.E.M.) ébranlait la région du Beaufortin (Albertville, Savoie). Particulièrement ressenti à Faverges, Ugine et Albertville où il provoqua quelques dégâts mineurs (chutes de plâtre, bris de vitres) qui permettent de fixer l'intensité maximale à VI ou VII degrés MSK, le séisme a été perçu dans les départements voisins et jusqu'en Ardèche. Dans la région épicentrale, à Faverges et St-Ferréol, la population a cédé en partie à la panique, un grand nombre d'habitants se précipitant dans les rues et y séjournant jusqu'au lever du jour. Le choc principal a été suivi, à 6^h15^{mn} et à 6^h43^{mn}, de deux répliques de magnitude 3,1 et 2,9 respectivement.

La localisation épicentrale faite par le C.S.E.M.

$$\begin{cases} H_o = 5^h58^{mn}13,8^s \\ \phi = 45,83°N \\ \lambda = 6,28°E \\ Z = 1 \text{ km} \end{cases}$$

situe l'événement dans le massif de la Tournette, à environ 8 km au Nord de Faverges et à 1 km de profondeur (Fig. 27). Une détermination préliminaire du C.S.E.M. le lendemain du séisme donnait, pour un épicentre sensiblement voisin, une profondeur focale de 11 km.

En l'absence de stations proches, la détermination d'une profondeur focale est souvent hasardeuse. La station la plus proche (RSL) est en l'occurence distante de près de 30 km. Il semble en fait que l'on doive admettre une faible profondeur focale si l'on veut tenir compte des arrivées aux trois stations les plus proches (RSL, LNS et GRN), pour lesquelles un séisme crustal donne des résidus importants (Fig. 28 et 29).

Cependant, une profondeur focale d'1 km, si elle explique bien aussi une onde observée en seconde arrivée à la station de Grenoble 4 secondes environ après la Pg (Fig. 30) et qui peut être interprétée comme une réflexion sur le Moho, est en désaccord indéniable avec les observations macrosismiques (Fig. 31).

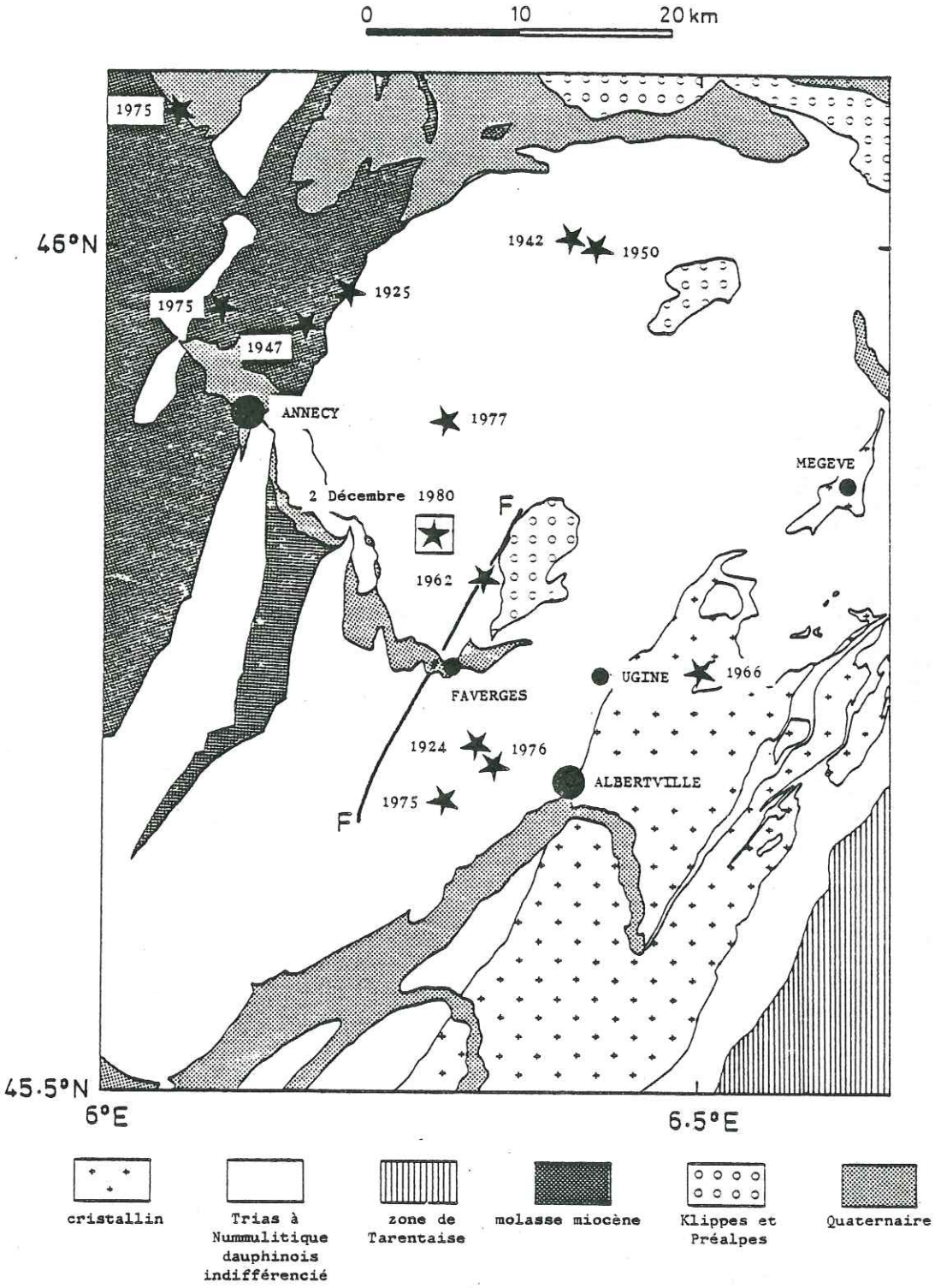


Fig. 27 - Sismicité de la région Annecy-Albertville de 1900 à nos jours. FF = faille d'Arcalod. Les séismes localisés à l'intérieur des chaînes subalpines sont-ils tous plus ou moins liés à cette faille, comme l'alignement le suggérerait ?

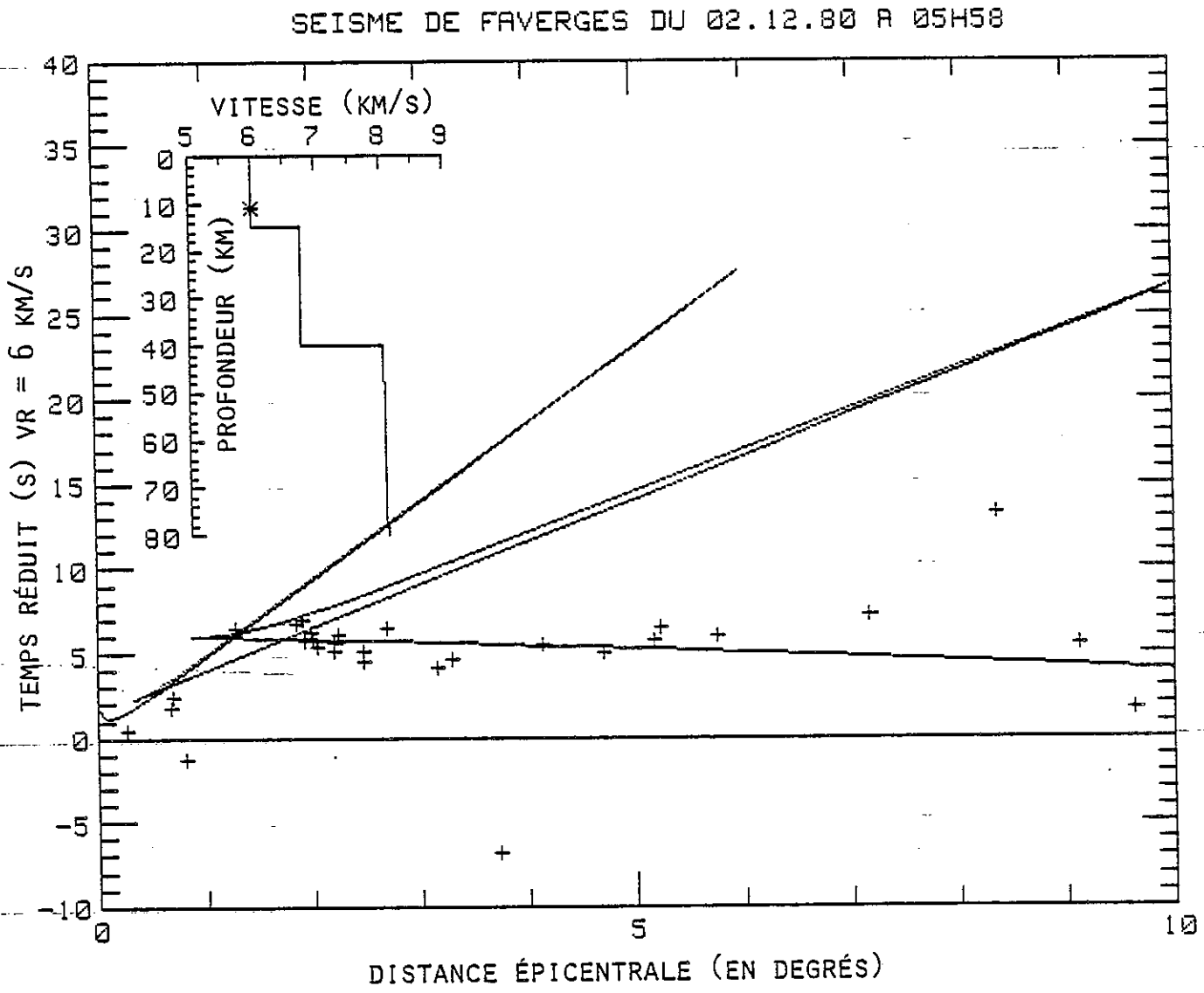


Fig. 28 - Hodochrone pour un séisme à 11 km de profondeur (première détermination du C.S.E.M.) . La loi de vitesse utilisée est celle de Herrin. Les croix représentent les phases observées rapportées à une heure origine H_o = 05h58mn14.7s .

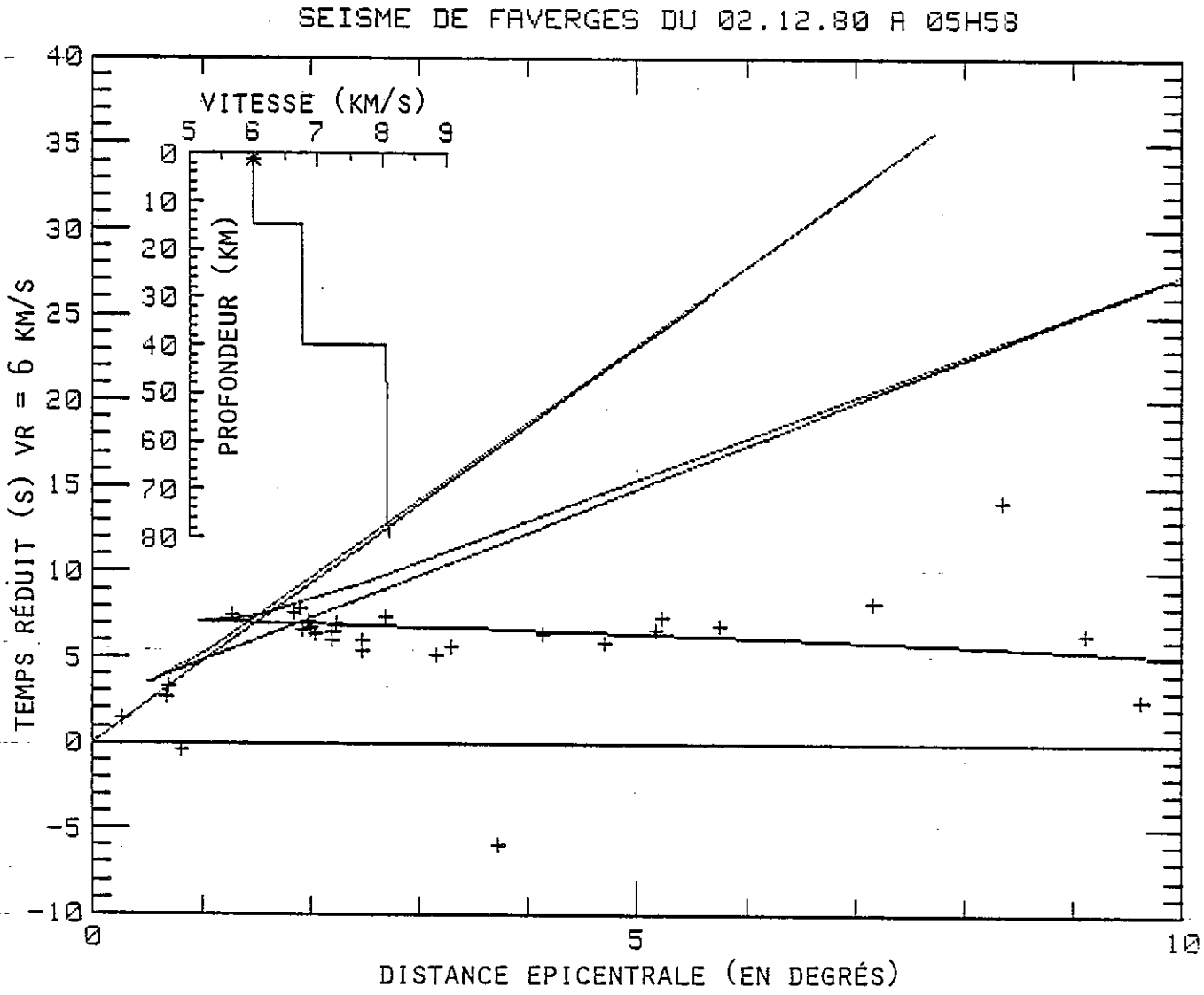


Fig. 29 - Hodochrone pour un séisme à 1 km de profondeur, les phases observées étant rapportées à une heure origine H_o = 05h58mn13.8s . On améliore notablement l'accord avec les trois stations les plus proches (Roselend, Lans-le-Villard et Grenoble) qui contribuent ainsi à préciser la profondeur focale. Mais ne reporte-t'on pas alors sur ce paramètre la totalité des anomalies de station ?

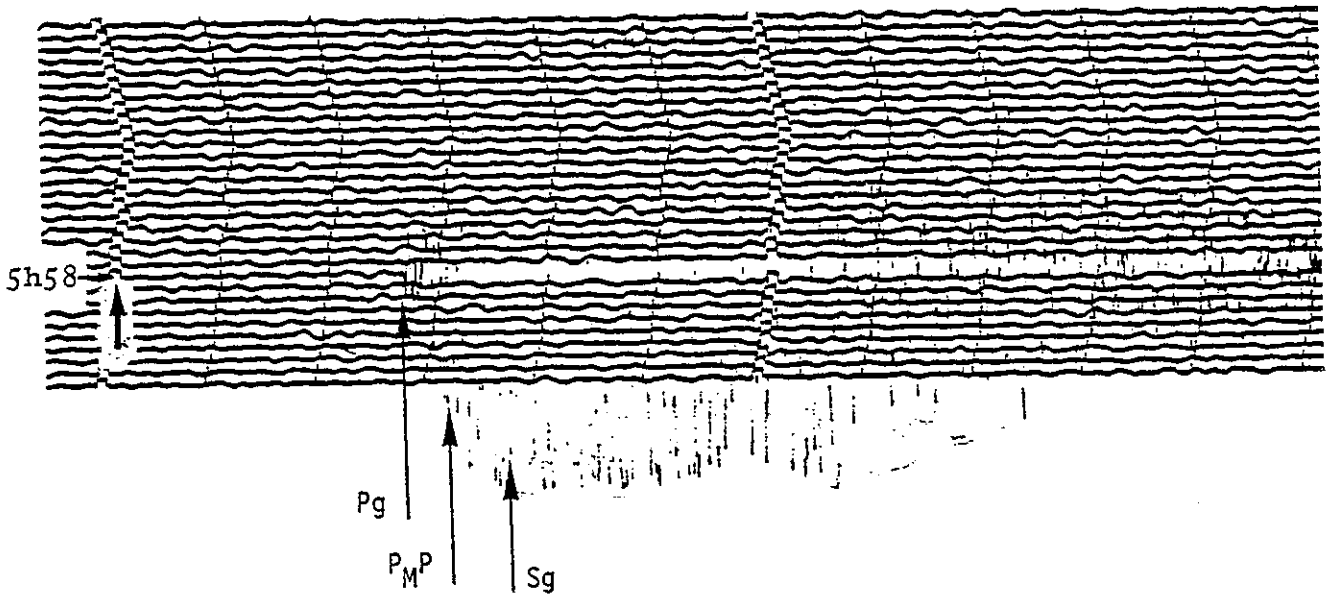


Fig. 30 - Enregistrement à Grenoble (Δ = 77 km) du séisme de Faverges du 2.12.80. L'onde PMP , observée 4 secondes environ après l'onde directe, serait un bon indice de foyer superficiel.

Bien que le tracé des isoséistes soit assez délicat du fait de l'interaction des vallées, il est possible, d'une part d'estimer le rayon moyen de l'aire où le séisme a été ressenti (entre 50 et 80 km) et d'autre part le rayon moyen de l'isoséiste V (environ 20 km). On trouve, en utilisant des formules plus ou moins empiriques dues à Gutenberg et à Sponheuer, des profondeurs focales variant entre 6 et 14 km dans le premier cas, entre 5 et 10 km dans le second cas. Enfin, en se servant de la formule établie par Richter pour relier la magnitude à l'intensité maximale et à la profondeur focale, on obtient comme fourchette de profondeur 2 à 7 km.

Un recoupement fournirait par conséquent une valeur de 6 ou 7 km. Nous préférerons nous limiter à dire que le séisme s'est produit dans les sédiments, puisque la couverture a dans cette région une épaisseur de près de 10 km (cf. II.3).

Du point de vue de la sismicité (Fig. 27), la région d'Annecy-Albertville, sans présenter une forte activité, n'est pas exempte d'événements significatifs. L'ensemble des séismes est concentré dans les chaînes subalpines, la chaîne de Belledonne pouvant être considérée comme très peu active sismiquement. Une partie des séismes semble être liée au front externe des chaînes subalpines, alors que l'autre partie, au coeur des chaînes, s'étire dans une direction N20.

On ne connaît pas dans la région de séismes vraiment importants si ce n'est celui du 21 juillet 1925, au Nord d'Annecy, d'une intensité maximale de VI ou VII, qui a lézardé quelques maisons (Cadiot et al., 1979). Le tremblement de terre du 2 décembre 1980 semble bien être l'événement le plus important depuis cette date.

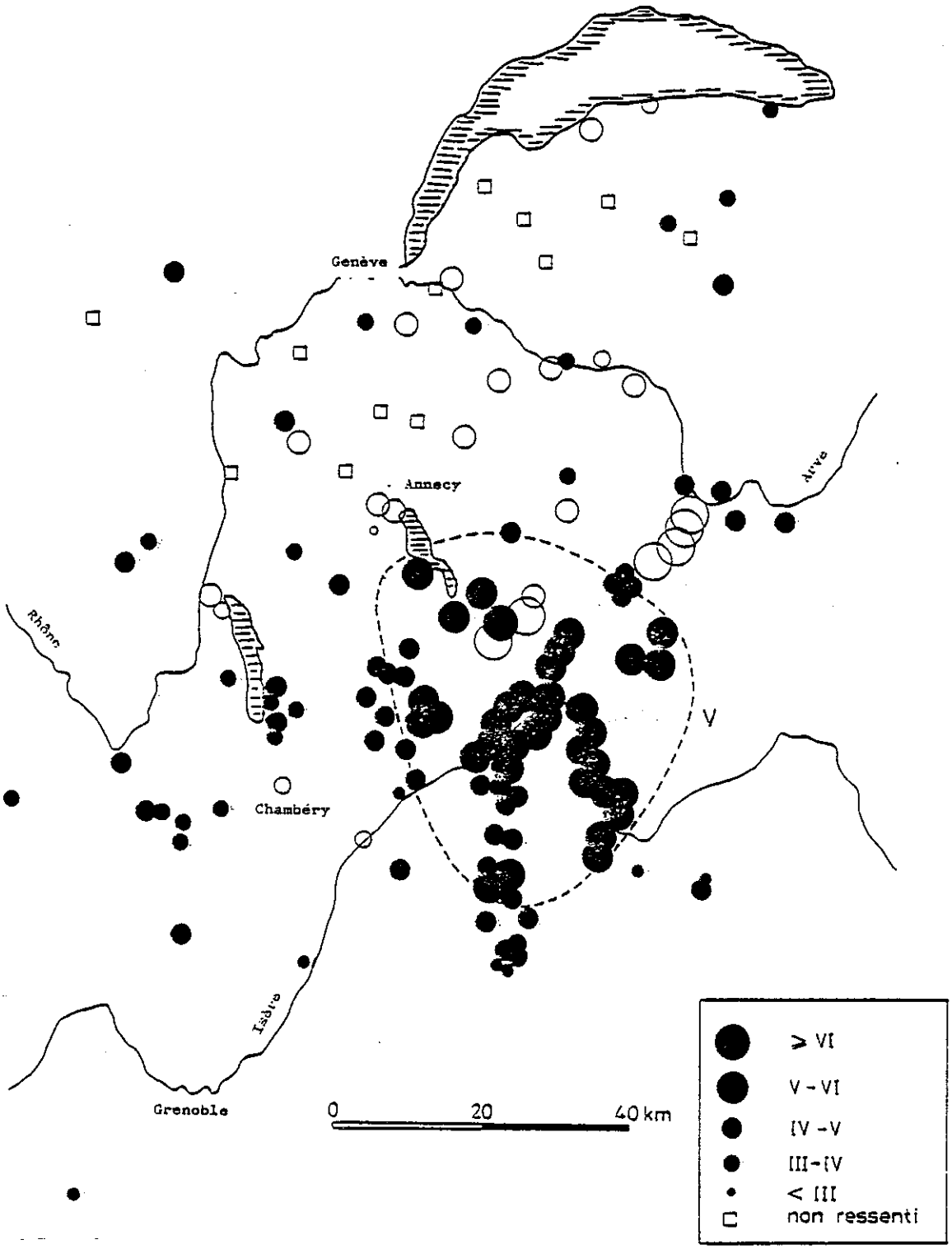


Fig. 31 - Observations macrosismiques du séisme de Faverges du 2 décembre 1980 (d'après documents B.R.G.M.) . La taille des symboles est fonction de l'intensité et les symboles ouverts correspondent à des estimations moins sûres. Bien que le tracé des isoséistes soit délicat en raison d'importants effets de topographie, l'isoséiste V est assez bien définie. Seule la partie centrale de l'aire macrosismique est représentée sur cette carte, le séisme ayant été ressenti ponctuellement jusqu'à la vallée du Rhône avec une intensité IV.

II.5.2. Mécanisme au foyer

Pour établir le mécanisme au foyer, on a utilisé deux sources de données : d'une part, les résultats des dépouillements envoyés à Strasbourg par un certain nombre de stations européennes ; d'autre part la lecture des enregistrements des stations proches (Roselend, Lans-le-Villard et Grenoble) et des stations télémétrées du réseau du L.D.G. Au total, on dispose d'une trentaine de stations, assez bien réparties en azimut.

Pour calculer l'angle de départ des rais pour chaque station, on se sert du modèle établi en II.3. On a vu (§ II.5.1) que l'on peut être certain du positionnement du foyer dans la couverture sédimentaire de vitesse 5,0 km/s. Sa profondeur réelle a en fait moins d'importance : en se donnant une épaisseur de sédiments de 10 km, l'onde parvenant à la station la plus proche est en tous les cas une onde Pg , avec un rai partant du foyer vers le bas (angle de départ de 56° avec la verticale). Pour les stations plus éloignées (au-delà de 1,8° de distance épicentrale), on a pris pour angle de départ celui correspondant à l'onde Pn (38°).

Le mécanisme auquel on aboutit (Fig. 32) est un coulissage pratiquement pur avec les coordonnées suivantes pour les axes de pression et de tension :

	P	T
azimut	102°W	167°E
pendage	13°	7°

On peut remarquer — coïncidence ou non — que cette direction pratiquement Est-Ouest de l'axe de compression est précisément la même que dans les solutions focales obtenues par Fréchet (1978) pour deux séismes de la région de Megève, à une trentaine de kilomètres de distance.

Il est possible de relier l'un des deux plans nodaux, d'azimut N34 et de pendage subvertical, à la tectonique des chaînes subalpines et en particulier à la faille d'Arcalod. Cette faille N30, décrite par Doudoux (1973), est bien cartographiée dans le massif des Bauges, entre Faverges et la vallée de l'Isère. Doudoux a pu la prolonger au-delà de la cluse d'Annecy jusqu'à la klippe de Sulens dont elle forme la limite occidentale (Fig. 27). La faille est considérée comme étant subverticale, le compartiment oriental étant légèrement affaissé, et il semble que cette particularité soit à l'origine de la rétention de la klippe, après que celle-ci se soit mise en place. Il s'agit en effet d'une faille tardive, postérieure à l'arrivée de la klippe et au plis-

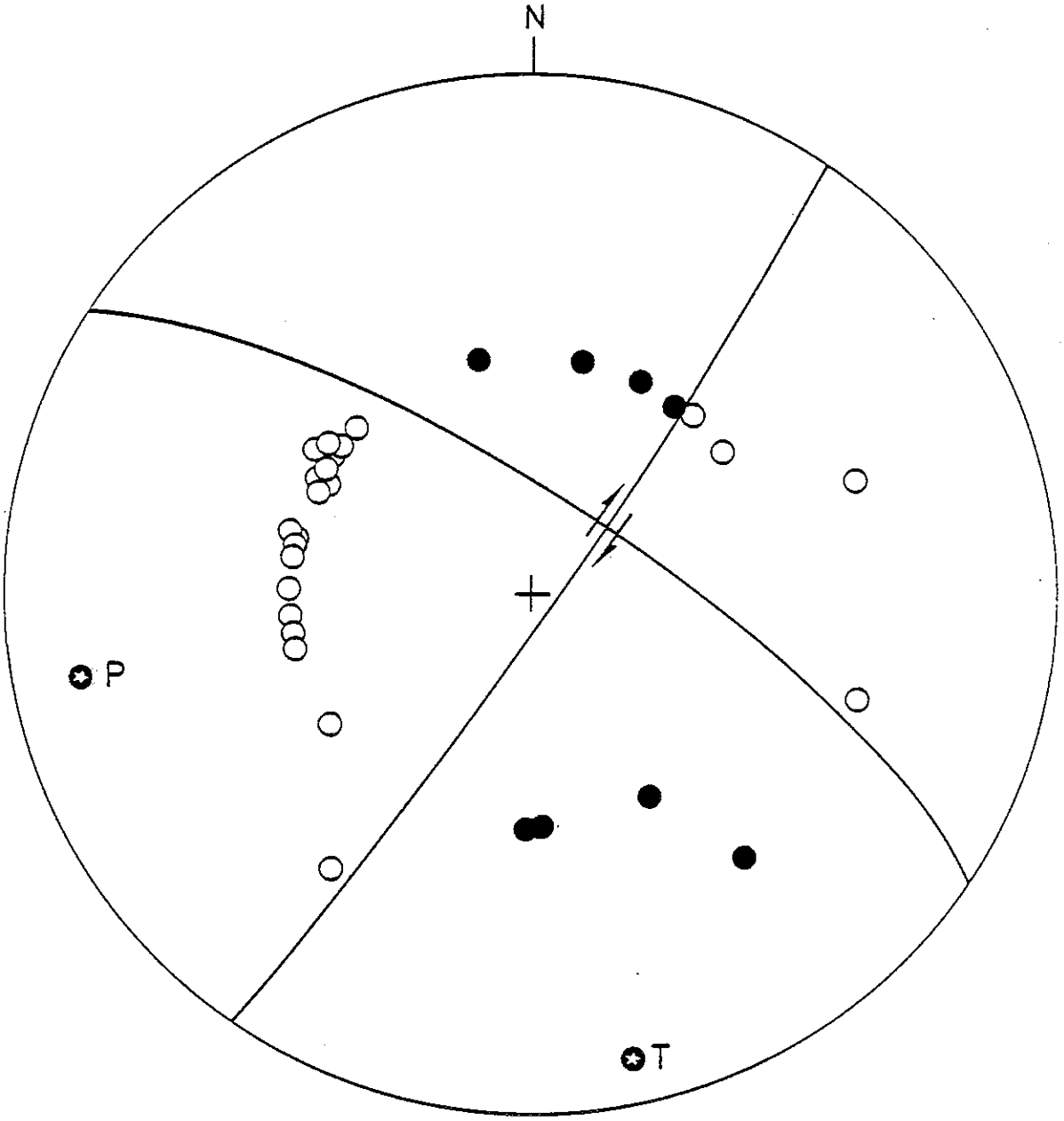


Fig. 32 - Mécanisme au foyer du séisme de Faverges : l'azimut N34 d'un des plans nodaux pourrait correspondre à celui de la faille d'Arcalod (N30), qui est subverticale et dextre.

sement général des massifs préalpins. Enfin, Doudoux signale que la faille a joué de manière importante en décrochement dextre et estime à 7 ou 8 km l'amplitude totale du coulissage depuis le Pliocène, c'est-à-dire un déplacement moyen de 1 à 4 mm par an. L'occurence du séisme de Faverges constituerait donc une preuve tangible de l'activité de la faille d'Arcalod.

Ainsi, l'événement ne serait pas directement lié au chevauchement crustal mis en évidence dans le début de ce chapitre. L'obtention d'un mécanisme focal en bon accord avec la tectonique locale est cependant satisfaisante. En gardant toujours en tête l'idée du chevauchement de Belledonne, la faille d'Arcalod pourrait peut-être s'interpréter tout simplement comme un effet de poinçonnement de la couverture par le front de chevauchement, avec un "fluage" latéral de celle-ci vers des zones de contraintes moindres.

II.6 - IMPLICATIONS GEODYNAMIQUES POUR LE SUD-EST DE LA FRANCE

Si l'on compile les profils qui ont été faits dans le Sud-Est de la France depuis 1956 (cf. II.3), on s'aperçoit qu'une ligne Valence-Mont Blanc délimite grosso modo deux domaines de croûte nettement différents : au Nord-Ouest, une croûte stratifiée ; au Sud-Est, une croûte amorphe avec une éventuelle zone à moindre vitesse.

Cette ligne Valence-Mont Blanc suit approximativement le tracé d'une zone de failles N50, bien visibles dans les Cévennes (failles cévenoles). On est maintenant certain que l'une d'entre elles (faille de Privas) se poursuit au-delà de la vallée du Rhône jusqu'en Basse Isère, et on admettra avec Vialon (1974) que l'ensemble de ces failles N50, toutes jalonnées par des bassins houillers (Alès, St-Etienne, La Mure), trouvent leur prolongement dans le socle alpin. Présentes dès la fin de l'orogenèse hercynienne où elles ont probablement joué un rôle important, elles ont rejoué en failles sénestres lors de la rotation de l'Ibérie et du bloc corso-sarde, ainsi que du coulissage de l'Italie au Néogène. Lors de la phase de compression qui a suivi depuis, cette zone transformante, déjà affaiblie, a été le siège du chevauchement de la croûte intra-alpine sur la croûte subalpine. Cette frontière SW-NE entre deux domaines de croûte semble d'ailleurs être également marquée par une bande de sismicité diffuse, comme l'a déjà suggéré Perrier (1980).

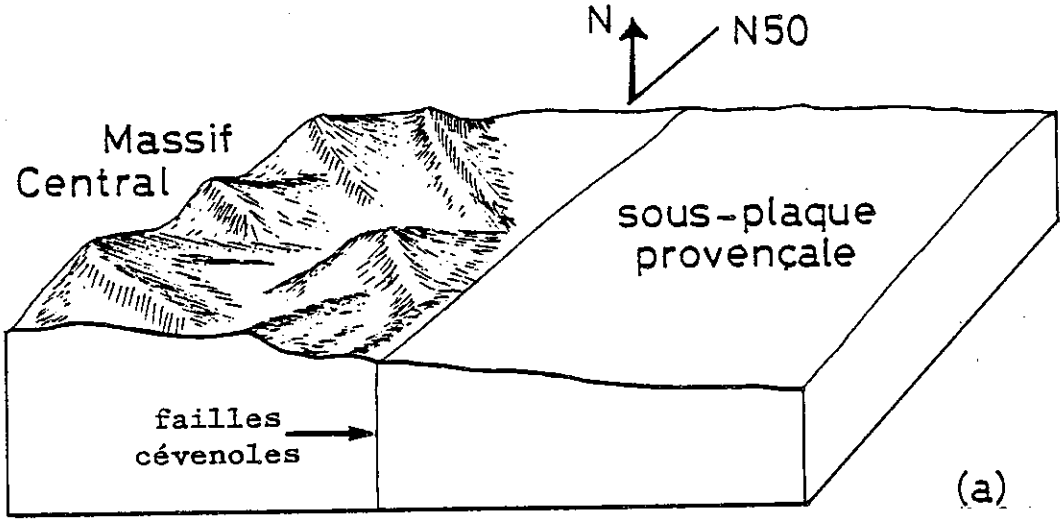
Nous présentons, en guise de conclusion à cette première partie, une évolution schématique du Sud-Est de la France sous forme de blocs-diagrammes(*) (Fig. 33). A la fin de l'orogenèse hercynienne subsiste dans le socle un réseau de failles N50 qui bordent en partie le Sud-Est du Massif Central (failles cévenoles). Pour clarifier le dessin, on n'a représenté, sur le bloc-diagramme (a), qu'une seule ligne de faille, séparant la sous-plaque (?) provençale du domaine stable européen (= Massif Central). Pendant la majeure partie du Mésozoïque, où le régime d'extension est dominant (ouverture des océans alpins), la zone de fractures hercyniennes a probablement subi un affaiblissement. C'est peut-être aussi pendant cette période que s'est formée, dès le Lias, la fosse sédimentaire provençale (Fig. 33.b).

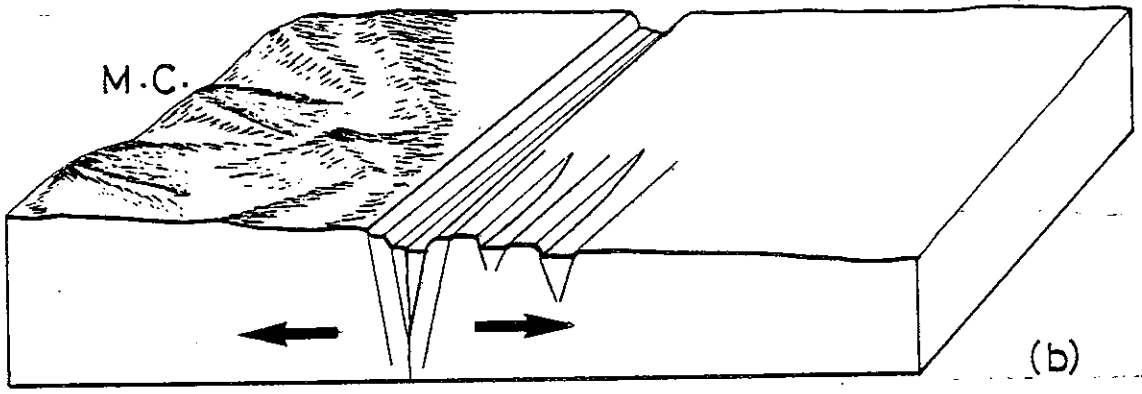
Ce n'est qu'au Crétacé supérieur et au Paléocène, avec le début de la rotation de l'Ibérie et du bloc corso-sarde, avec aussi l'écrasement du poinçon italo-hongrois contre l'Europe transalpine stable (cf. II.1), que la zone transformante N50 prend toute sa signification. Un coulissage sénestre déplace vers le Nord-Est la sous-plaque provençale (Fig. 33.c). A l'Oligocène, le régime d'extension qui affecte toute l'Europe Atlantique entraîne la formation des grabens bressan et rhodanien (Fig. 33.d).

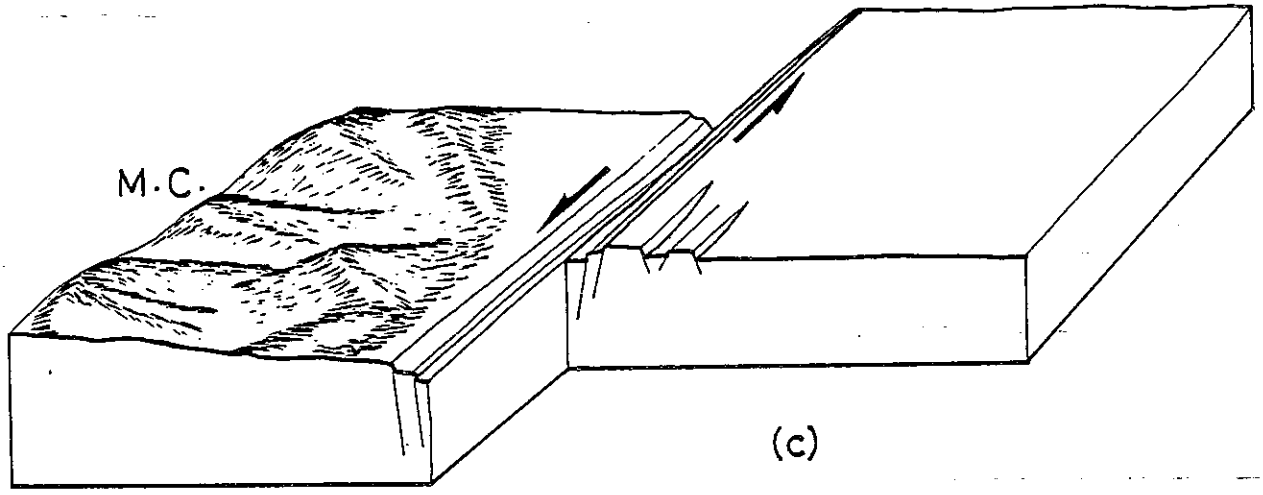
Au Néogène enfin, les contraintes induites par la compression de l'Afrique d'une part, les conditions chimiques (hydratation de la croûte) d'autre part favorisent le développement d'une zone à moindre vitesse dans le compartiment oriental. Le chevauchement de la croûte supérieure intra-alpine s'effectue alors par activation du glissement basal dans le quartz (Fig. 34.e). Le blocage généralisé qui apparaît en Méditerranée Occidentale à cette époque utilise en effet toutes les zones de faiblesse possibles à l'intérieur de la croûte pour aboutir à une suture presque parfaite de l'Italie avec l'Europe stable.

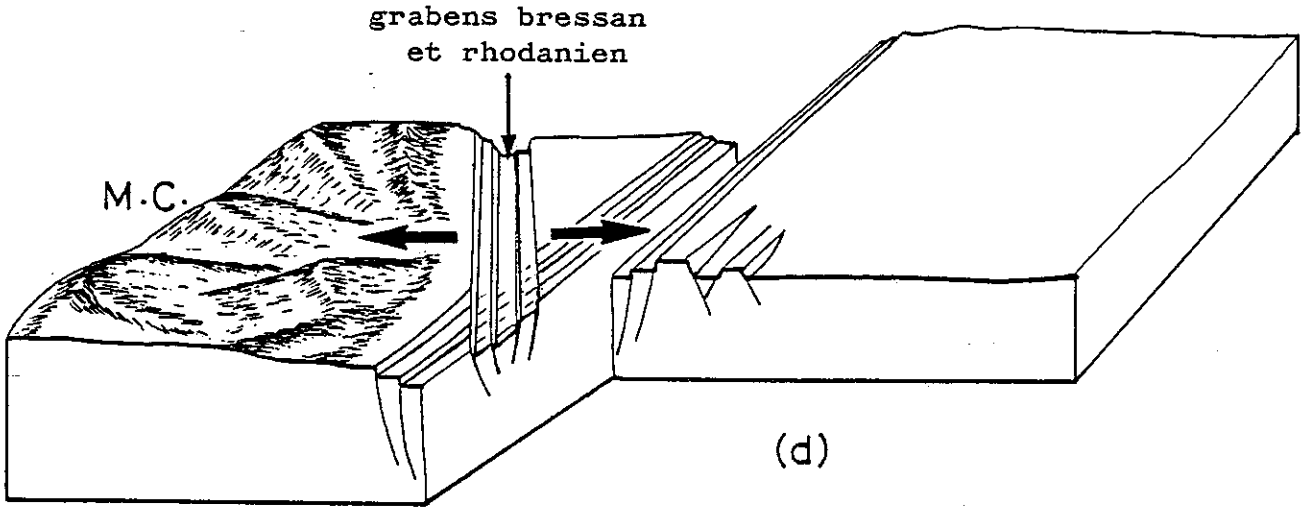
En bordure du front de chevauchement se forme simultanément une fosse périalpine dans laquelle les sédiments mésozoïques provenant de la dénudation des Massifs Cristallins Externes par décollement à la limite couverture-socle vont venir s'empiler en se plissant. Ils vont combler progressivement cette fosse où commencent à s'accumuler les premiers détritus mollassiques.

(*) Dans cette évolution tectonique, on n'a pas tenu compte de la "mobilité" du massif du Pelvoux. Le paléomagnétisme a effectivement démontré une rotation anti-horaire de celui-ci par rapport à l'Europe stable, d'environ 45° (Westphal, 1973), ou, plus exactement, plusieurs rotations par petits blocs très désordonnés (Henry, 1980). Mais il semble que cette mobilité soit un épiphénomène très superficiel limité aux premiers kilomètres de la croûte par écaillage de celle-ci et qui n'a pas une signification tectonique à grande échelle.


N
N50
Massif
Central
sous-plaque
provençale
failles
cévenoles
(a)


M.C.
(b)


M.C.
(c)



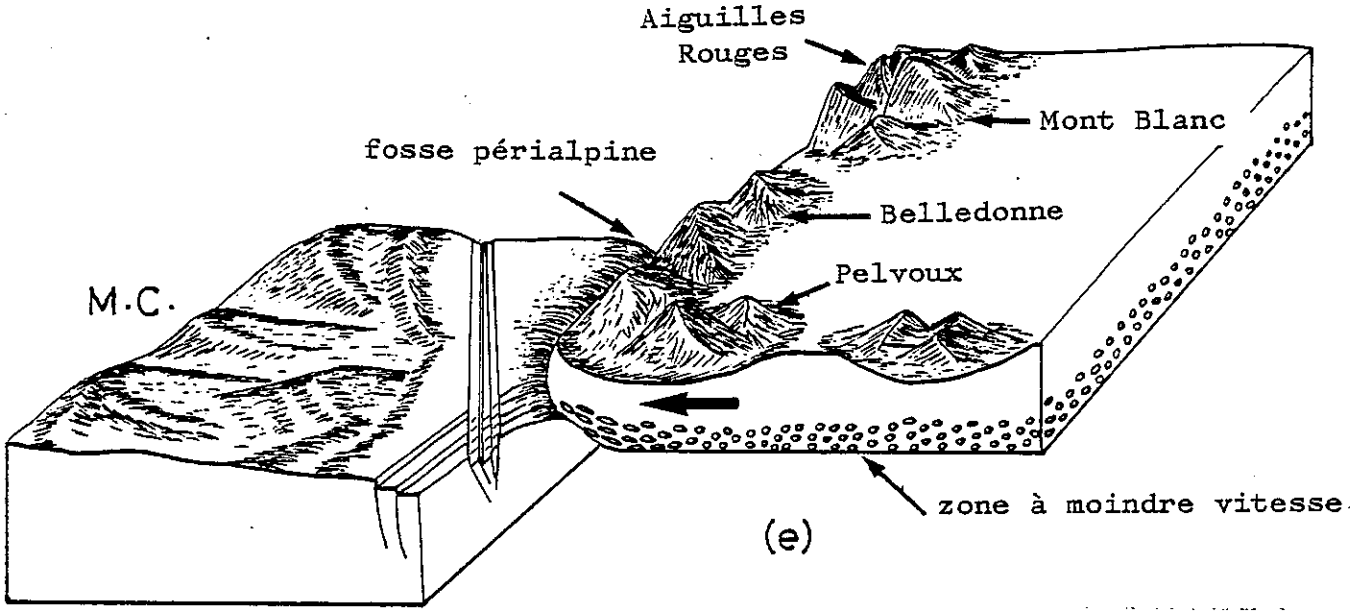


Fig. 33 - Evolution schématique du Sud-Est de la France. (a) Etat initial à la fin du cycle hercynien. (b) Affaiblissement de la zone N50 lors de la création des mers alpines (Jurassique et Crétacé) ; éventuelle hydratation de la croûte à grande profondeur dans le compartiment oriental. (c) Coulissage (principalement sénestre) lié au début de la rotation de l'Ibérie et du bloc corso-sarde (Eocène). (d) Extension oligocène et formation des grabens bressan et rhodanien. (e) Au Néogène, les contraintes induites par la compression de l'Afrique d'une part, les conditions chimiques (hydratation de la croûte en profondeur) et thermiques activent le glissement basal du quartz dans le compartiment oriental. Les Massifs Cristallins Externes chevauchent vers le Nord-Ouest une croûte subalpine déformée, avec formation d'une fosse le long de l'arc alpin.

ANNEXE 1

EXTRAITS DE :

A LITHOSPHERIC SEISMIC PROFILE ALONG THE AXIS OF THE ALPS, 1975. - I : FIRST RESULTS, ALPINE EXPLOSION SEISMOLOGY GROUP, PAGEOPH, 114, 1109-1130 (1976).

Pageoph, Vol. 114 (1976), Birkhäuser Verlag, Basel

A Lithospheric Seismic Profile along the Axis of the Alps, 1975
I: First Results

ALPINE EXPLOSION SEISMOLOGY GROUP[1])

Reporter: H. Miller[2])

Summary – From 8 to 20 September 1975 refraction seismic measurements were carried out in close European cooperation on a long range profile along the strike of the Alps between France and Hungary. The execution and first results of the Alpine Longitudinal Profile 1975 are presented in this paper, which is the first of a series. 20 shots from 9 different shotpoints were recorded by 193 mobile stations along a main line of a length of 850 km as well as on a number of fans and additional shorter profiles. The recordings were subsequently digitized and a number of computer generated record sections are presented to illustrate the quality of the data. First results are given in the form of a simple crustal cross section along the main profile and of two velocity depth functions, which indicate a substantial difference in type between the westernmost part and the eastern part of the profile.

2. *The experiment*

Figure 2 shows the layout of the refraction segments of the ALP 1975 experiment. Starting at the western end, at shotpoint A (Mont Revard, France), the profile follows the strike of the Western Alps in north-easterly direction up to the south of Innsbruck. At shotpoint D (Wattener Lizum) it turns almost due east in order to follow the strike of the Eastern Alps and terminates at shotpoint F (Körmend, Hungary). In addition to the main line which is 850 km in length and which rather precisely follows the axis of the negative gravity anomaly, several shorter profiles were observed. The different profile segments were numbered. Profile segments 6, 8, 9, 10, and 12 served a double function, one as profiles with respect to shotpoints situated on them, the other as fans with respect to offsided shotpoints. Figure 3 schematically shows the system of reversed and overlapping profiles realized for the main line. The distance range of observable energy is given for each shotpoint.

Two of the shotpoints (D and E) were situated in high mountain lakes with water depths of 6 and 12 meters, respectively. Thus an effective optimization of the shots with respect to a constructive interference of the pulsations of the gas bubble and the organ pipe mode of the water body was not feasible. From previous experiences (BURCKHART and VEES, 1975), however, it could be shown that good seismic energy can be transmitted from a shallow water body by distributing the total charge over a large area on the bottom of a lake. In this case single charges of 50 kg each were laid out on a 50 × 50 m grid with 10 m spacing and fired concurrently. Technical details are given by ARIC (1975). Explosions with a total charge of 2.5 tons could be observed reasonably well to a distance of at least 500 km.

The shots at shotpoints A, B, C, F and H were fired conventionally from boreholes drilled especially for that purpose. However, the seismic efficiency of these shots varied rather strongly with the local geology. Shotpoints G and I were situated in quarries. Table 1 gives the technical data for all shots.

The large scope of the experiment as well as the rather rugged terrain made it

[1]) G. Angenheister, J. Ansorge, K. Aric, D. Bamford, R. Cassinis, H. Gebrande, I. Guerra, R. Gutdeutsch, W. Kaminski, R. King, H. Miller, C. Morelli, St. Mueller, R. Nicolich, G. Perrier, K. Posgay, C. Prodehl, S. Scarascia, E. Schmedes, P. Steinhauser, F. Thouvenot.

[2]) Dr. H. Miller, Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Universität München, 8 München 2, Theresienstr. 41, FRG.

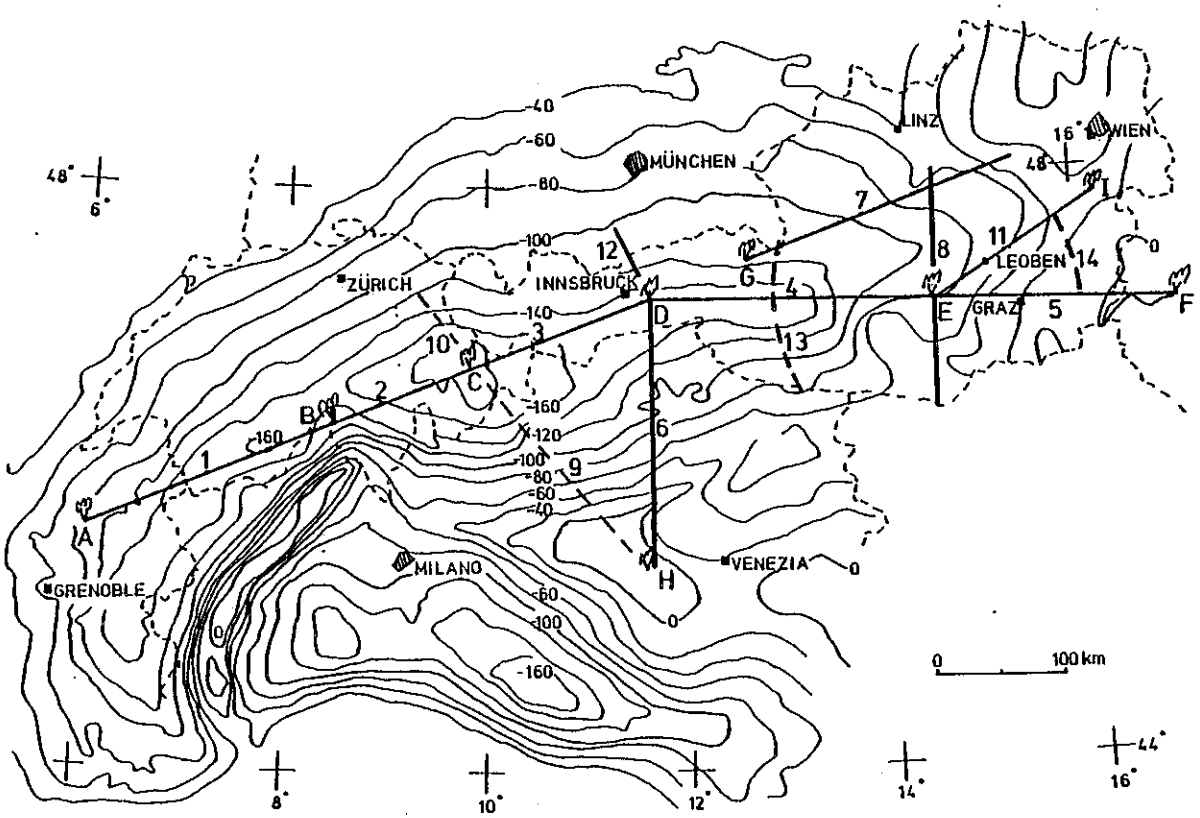


Figure 2

Simplified Bouguer gravity map of the Alps together with location of shotpoints and profiles of ALP 1975. Profile segments are numbered, shotpoints indicated by letters.

A: Mont Revard	D: Wattener Lizum	G: Hochfilzen
B: Nufenen Pass	E: Zirbitzkogel	H: Orgiano
C: Flüela Pass	F: Körmend	I: Bad Deutsch Altenburg

Contour interval of Bouguer gravity is 20 mgal. Gravity data after MAKRIS (1971) and B.G.I. (1964).

necessary to use as many recording stations as possible. Thus a total of 193 recording instruments were deployed along the segments of the profile. The total number consisted of 158 Mars 66 stations (BERCKHEMER, 1970), 7 digitally recording and fully Mars compatible PCM stations (GEBRANDE, MILLER and SCHMEDES, 1976), 5 Geostore recorders with 7 telemetered links, 5 Sprengnether ink recorders and 5 film recorders. Two 24-trace reflection instruments were used near shotpoint E for reflection work and four 24-trace reflection instruments adapted for refraction use covered the Hungarian part of the profile. All stations were equipped with 2 Hz seismometers and, with the exception of a few, namely the four types named last, calibrated to the same standard. Time signals were received from DCF (77.5 kHz), HBG (75 kHz) and in a few cases even from MSF (60 kHz).

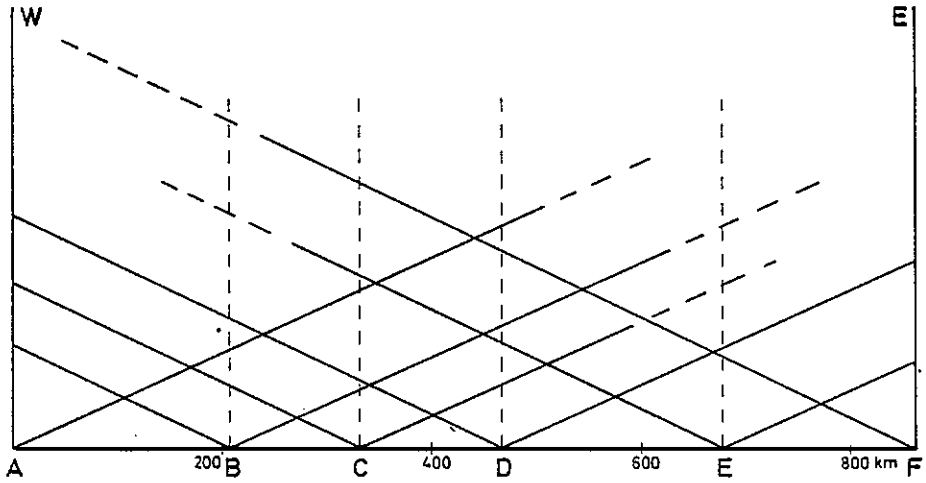


Figure 3
Simplified diagram showing scheme of observations for the main line. Solid lines: observational range with sufficient signal strength; dashed lines: range with questionable signal strength.

The whole experiment was carried out on a tight schedule during the two weeks from 8 to 20 September 1975. Stations were set up initially with a spacing of 8 km along profile segments 1 to 6, 8 and 9 and with a spacing of 10 km on profile segments 7 and 12. For the first half of the experiment the stations remained at their initial positions recording the first shots from every shotpoint. For the second half of the experiment the stations were shifted by 4 or 5 km, respectively, to occupy alternate positions on the profiles. Then the second series of shots was recorded. Finally profile segments 11, 13 and 14 were occupied by a total of 62 stations with a mean spacing of 5 km and shots E3 and I were fired.

Even if it necessitates a large number of observers and recording stations we feel

Table 1

Technical data for the ALP 1975 shots.

Shot No.	Charge (tons)	Longitude East	Latitude North	Date	Time (CET)	Elevation (m)	Type	No. of Charges
A1	2	5°59'08.7"	45°40'00.4"	12.9.75	10:31:11.52	1375	Boreholes	8
A2	4	5°59'33.1"	45°40'05.3"	17.9.75	13:01:04.53	1370	Boreholes	16
B1	2.05	8°23'21.2"	46°29'11.8"	12.9.75	10:01:02.99	2460	Boreholes	4
B2	1.38	8°23'01.6"	46°29'11.8"	15.9.75	10:01:05.47	2430	Boreholes	4
C1	0.68	9°56'46.5"	46°45'51.8"	10.9.75	12:31:15.170	2240	Boreholes	1
C2	3.3	9°56'47.0"	46°45'48.9"	17.9.75	14:01:03.83	2240	Boreholes	2
D1	1.5	11°40'40.8"	47°10'12"	12.9.75	08:01:00.63	2250	Lake	30
D2	2.5	11°40'40.8"	47°10'12"	15.9.75	09:01:00.51	2250	Lake	50
E1	1.5	14°34'21.6"	47°03'34.2"	10.9.75	08:01:00.575	2050	Lake	30
E2	2.5	14°34'21.6"	47°03'34.2"	15.9.75	08:01:01.152	2050	Lake	50
E3	1.2	14°34'21.6"	47°03'34.2"	19.9.75	13:01:01.115	2050	Lake	24
F1	1	17°01'04"	47°07'17"	10.9.75	08:31:01.870	200	Boreholes	20
F2	2	17°01'04"	47°07'17"	12.9.75	09:00:57.58	200	Boreholes	32
F3	4	17°01'04"	47°07'17"	17.9.75	09:01:01.95	200	Boreholes	60
G	0.8	12°34'03.5"	47°25'40.14"	17.9.75	12:01:01.20	1650	Quarry	10
H0	0.6	11°26'56"	45°20'35"	10.9.75	13:01:00	120	Boreholes	
H1	0.9	11°26'56"	45°20'35"	12.9.75	11:01:01.88	120	Boreholes	
H2	1.2	11°26'56"	45°20'35"	15.9.75	11:00:57.88	120	Boreholes	
H3	1.5	11°26'56"	45°20'35"	15.9.75	17:01:06.68	120	Boreholes	
I	0.6	16°55'03"	48°08'09"	19.9.75	12:00:58.31	420	Quarry	6

that the procedure of covering the whole length of the profile with stations at all times during the experiment with double the mean spacing and moving all stations only once offers various advantages. Firstly the necessary travel of observers is kept at a minimum which reduces the total field time and secondly every shot will be observed as far as the signal to noise ratio permits. Thus no data are lost due to a possibly insufficient length of the recording arrangement as might be the case with other station distributions. Finally, should one of the shots fail, at least the other one from the same shotpoint may be recorded along the whole profile, whereas if all stations were used as a movable array with a closer spacing of stations and shifted *en bloc* along the profile a misfired shot would have caused a gap of some 400 km in the data.

In addition to the observations in the Alps the shots from shotpoint F and E were recorded by the Czechoslovakian and Polish groups along the line Komarno–Zakopane–Lublin. This line is not shown in Fig. 2 and results will be presented elsewhere. During the time of the experiment the Geostore stations were run continuously, thus recording a number of microearthquakes and a few larger events. Some of them could also be recorded by 5 event-triggered PCM stations. The Geostore stations had been distributed on the profiles in the form of a diamond shaped array with a diameter of approximately 100 km. As these stations remained fixed, they acted as reference stations for the various shots.

It was quite clear from the start that recording sites had to be chosen as close as possible to the straight lines between the shotpoints in order to avoid effects caused by lateral displacements which could easily make correlation of seismic phases rather difficult. Therefore, most of the recording sites were searched for and selected during the months prior to the experiment. The criteria for the selection were with decreasing priority: low ground noise level, good time signal reception – in the Alps topographic effects quite often cause poor radio reception –, position with respect to the main line and easy accessibility. Satisfying the first three criteria made an easy accessibility quite frequently impossible. Many recording sites had to be chosen off the main roads high up in the mountains as valleys are mostly filled with young sediments which together with the dense population of Alpine valleys cause a rather high ground noise level. Some stations had to be backpacked when no means of mechanized transport like cable cars or chair lifts was available. Such stations were manned by two observers.

During the experiment the operations were coordinated from a central headquarters at Innsbruck, which held contact with shotpoints, recording stations and other interested or assisting groups by telex and telephone either directly or through the various sub-headquarters one of which was established for each country (Chamonix, Zürich, Innsbruck, Leoben, Trieste, Budapest). These centers also provided for regular collection and playback of magnetic tapes in order to have a running check on instrument performance and quality of recordings. The problem of communicating with individual observers was greatly diminished by the fact that the Austrian

radio network agreed to broadcast special news for the observers three times daily over all its FM stations thereby reaching at least one half of all observers. The rather tightly knit organization and the continuous control of data enabled rapid changes and improvements of the original program.

3. *The data*

During the field experiment analog playbacks of about 80% of the data had been made and a few preliminary seismogram sections were assembled. However, to facilitate data exchange and to enable further and more sophisticated data processing by digital techniques it was decided to digitize all data centrally. Digitization and primary processing of Mars 66 data was carried out on a Raytheon 704 computer at the Geophysikalische Institut Karlsruhe during a five month period starting in December 1975. The data were sampled at a rate of 400 Hz using the pilot frequency of the Mars 66 instruments to control the rate of digitization thereby eliminating tape wow and flutter. The Geostore data were digitized at Edinburgh using the recorded control frequency and resampling at 100 Hz. Typically the recordings were digitized from at least 10 seconds prior to the expected first arrival and ending at least 10 seconds after the expected *s*-wave arrival. After digitization all data were processed with a set of programs in order to determine the exact starting time of digitization and the exact digitization rate from the recorded time signal. Even rather poor time signals could be used to recover time information by using correlation techniques. With these informations the seismic information could be demultiplexed and the single traces reduced to time series starting at a known time. After preliminary plots for the control of proper processing of the data, they were filtered with an anti-aliasing filter (90 Hz low-pass filter) and resampled at 5 ms intervals. After a second low-pass filter with a cutoff frequency of 30 Hz and subsequent resampling at 10 ms intervals the data were further reduced resulting in time series which could be plotted within a reasonable time. The application of a 1 Hz high-pass filter eliminated low frequency noise in the signals. Figure 4 shows examples of the data at this stage of processing – band-pass filtered 1–30 Hz. In the next step seismogram sections were plotted with these raw data in order to determine whether further filtering would facilitate the correlation of travel time branches. For most of the data a band-pass filter of 1–12 Hz with a rather flat high frequency cutoff gave the 'best' results with respect to the overall features of the seismogram sections. First arrivals, however, may already become masked a little as their higher frequency content is lost. Yet the use of differently filtered record sections is a great help in finding the most probable system of travel time branches. More sophisticated data processing methods may also easily be applied to the data. Figure 5 shows a record section filtered with a band-pass filter of 1–12 Hz and one can easily see, how the P_MP phases become discernible very well in the distance range 70 to 120 km.

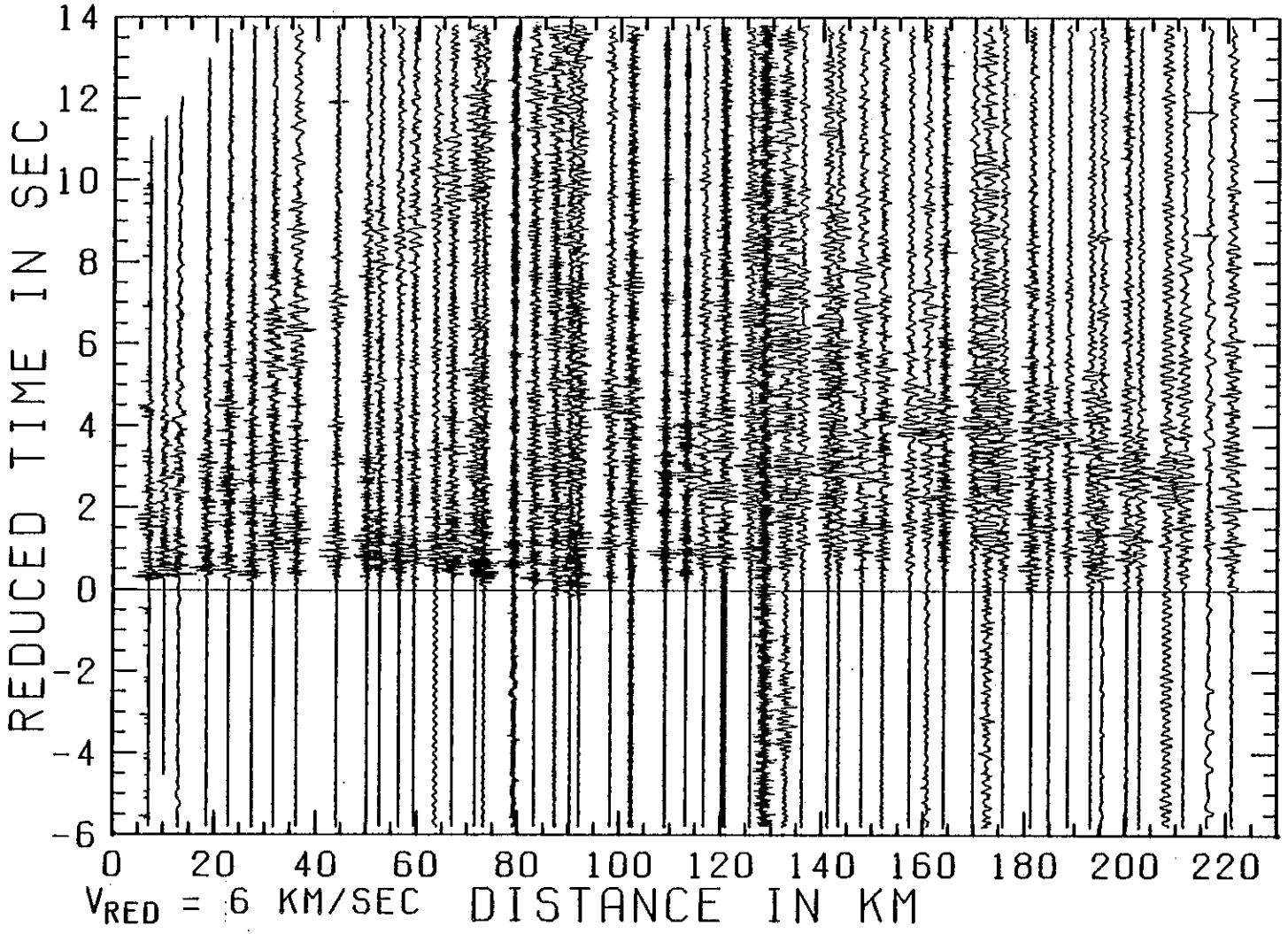


Figure 4
Record section of profile segment 4, shotpoint E, band-pass filtered 1–30 Hz.

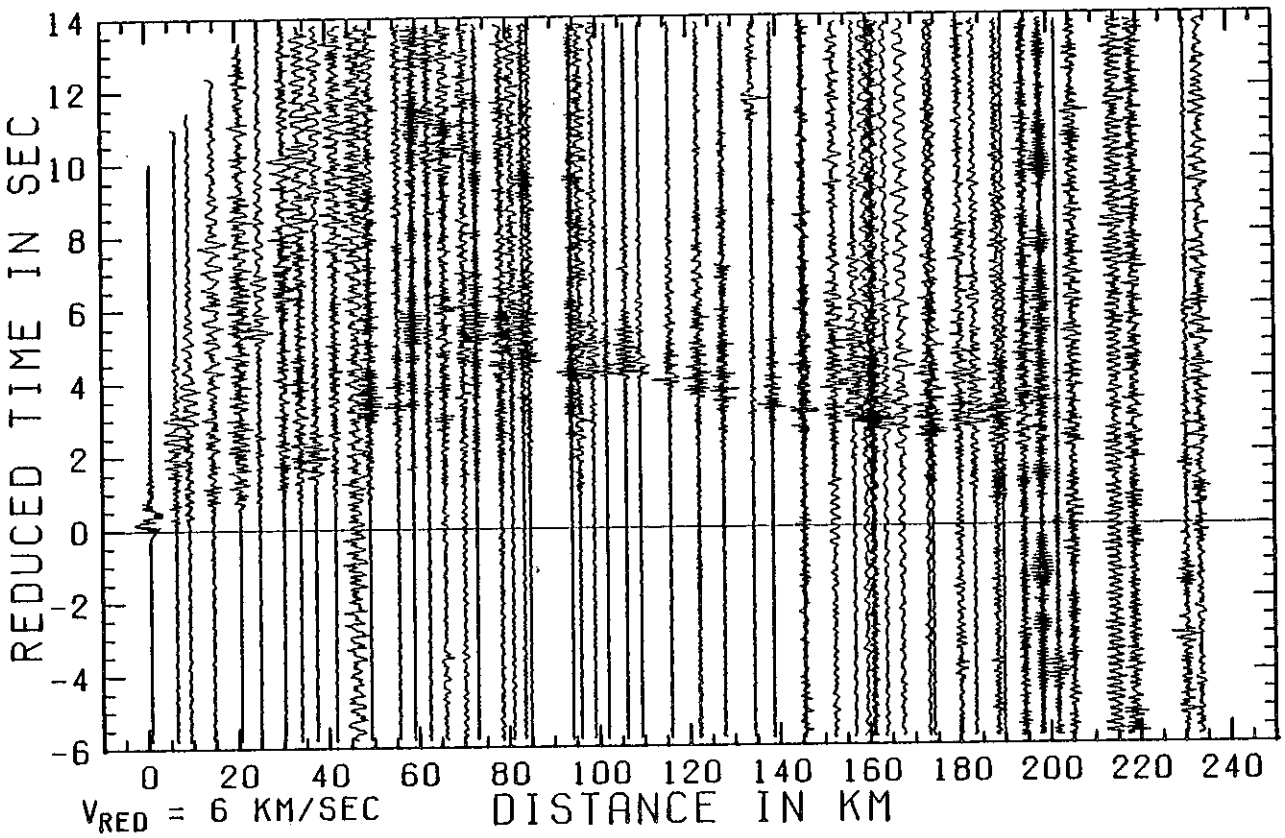


Figure 5
Record section of profile segment I, shotpoint A, band-pass filtered 1–12 Hz.

ANNEXE 2

RÉFLEXION D'UNE ONDE SISMIQUE SUR UN PLAN D'AZIMUT QUELCONQUE PAR RAPPORT AU PROFIL

1 - RESOLUTION ANALYTIQUE

On choisit le repère cartésien de référence centré sur le point de tir A avec l'axe des y dans la direction du profil et l'axe des z vers le haut (fig. 1). Soit M_o la projection verticale du point de tir sur le plan réflecteur (π) considéré. Ce plan sera défini par deux vecteurs unitaires $\vec{u}_1$ et $\vec{u}_2$, $\vec{u}_1$ étant horizontal et $\vec{u}_2$ suivant la ligne de plus grande pente. On désigne par h la cote de M_o, c'est-à-dire la profondeur du réflecteur sous le point de tir ; par α l'azimut du réflecteur par rapport au profil ; et par θ son pendage vrai.

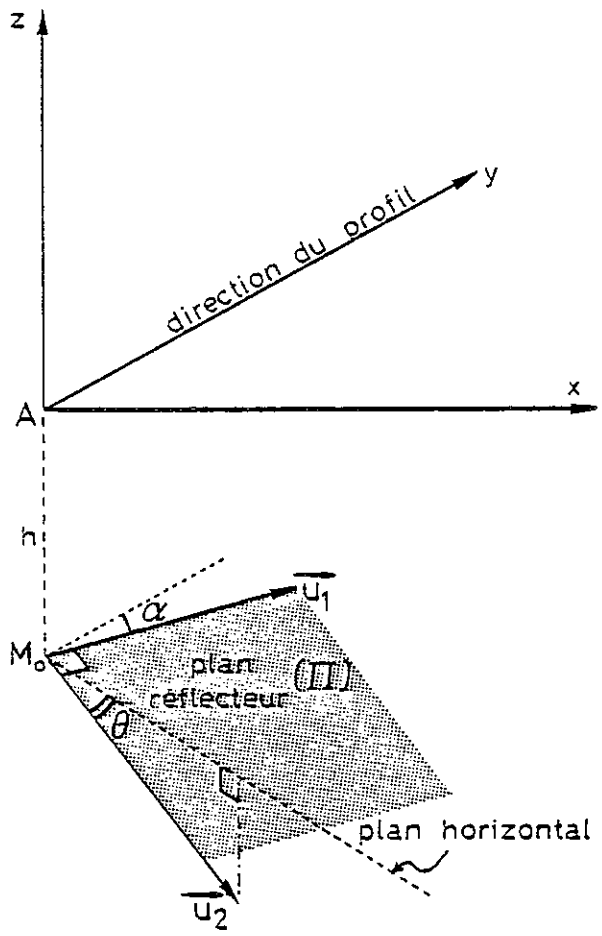


Fig. 1 - Paramétrisation du plan réflecteur (π) par son azimut α par rapport au profil et son pendage vrai θ . h = profondeur du réflecteur sous le point de tir A.

Dans un tel repère, l'équation cartésienne du plan réflecteur est :

$$x.\sin\theta\cos\alpha - y.\sin\theta\sin\alpha + z.\cos\theta + h.\cos\theta = 0 \qquad (1)$$

Par le point de tir A, menons le plan (π') dans lequel se propagent les rais sismiques qui se réfléchissent sur (π). Ce plan est perpendiculaire à (π) et contient le profil. Son équation cartésienne est :

$$x.\cos\theta - z.\sin\theta\cos\alpha = 0 \qquad (2)$$

Soient $\begin{bmatrix}\lambda\\ \mu\\ \nu\end{bmatrix}$ les composantes d'un vecteur de l'intersection des deux plans (π) et (π'). En posant $\lambda = -1$, on trouve :

$$\begin{cases} \mu = -\dfrac{\cos^2\theta + \sin^2\theta\cos^2\alpha}{\sin^2\theta\sin\alpha\cos\alpha} \\[2ex] \nu = -\dfrac{\cos\theta}{\sin\theta\cos\alpha} \end{cases} \qquad (3)$$

Dans (π'), $\begin{bmatrix}0\\ 1\\ 0\end{bmatrix}$ est un vecteur horizontal. Le pendage apparent mesuré sur le profil est précisément l'angle que forme $\begin{bmatrix}\lambda\\ \mu\\ \nu\end{bmatrix}$ avec la direction du profil :

$$\theta_a = \widehat{\begin{bmatrix}0\\ 1\\ 0\end{bmatrix}, \begin{bmatrix}\lambda\\ \mu\\ \nu\end{bmatrix}} \qquad (4)$$

AZIMUT																																					
90	0	2	5	7	10	12	15	17	20	22	25	27	30	32	35	37	40	42	45	47	50	52	55	58	60	62	65	67	70	73	75	77	80	82	85	87	90
	0	2	5	7	10	12	15	17	20	22	25	27	30	32	35	37	40	42	45	47	50	52	55	57	60	62	65	67	70	72	75	77	80	82	84	86	87
85	0	2	5	7	10	12	15	17	20	22	25	27	30	32	35	37	40	42	45	47	50	52	55	57	60	62	65	67	69	72	74	77	79	81	83	84	85
	0	2	5	7	10	12	15	17	20	22	25	27	30	32	35	37	40	42	45	47	49	52	54	57	59	62	64	66	69	71	73	75	78	79	81	82	82
80	0	2	5	7	10	12	15	17	20	22	25	27	29	32	34	37	39	42	44	47	49	51	54	56	59	61	63	65	68	70	72	74	76	78	79	80	80
	0	2	5	7	10	12	15	17	20	22	24	27	29	32	34	36	39	41	44	46	48	51	53	55	58	60	62	64	67	69	71	72	74	75	77	77	77
75	0	2	5	7	10	12	14	17	19	22	24	26	29	31	34	36	38	41	43	45	48	50	52	55	57	59	61	63	65	67	69	71	72	73	74	75	75
	0	2	5	7	10	12	14	17	19	21	24	26	28	31	33	35	38	40	42	45	47	49	51	54	56	58	60	62	64	65	67	69	70	71	72	72	72
70	0	2	5	7	9	12	14	16	19	21	23	26	28	30	33	35	37	39	42	44	46	48	50	52	54	56	58	60	62	64	65	67	68	69	69	70	70
	0	2	5	7	9	12	14	16	18	21	23	25	28	30	32	34	36	39	41	43	45	47	49	51	53	55	57	59	60	62	63	64	65	66	67	67	67
65	0	2	5	7	9	11	14	16	18	20	23	25	27	29	31	33	36	38	40	42	44	46	48	50	52	54	55	57	58	60	61	62	63	64	65	65	65
	0	2	4	7	9	11	13	15	18	20	22	24	26	28	31	33	35	37	39	41	43	45	47	48	50	52	54	55	56	58	59	60	61	62	62	62	62
60	0	2	4	6	9	11	13	15	17	19	21	24	26	28	30	32	34	36	38	40	42	43	45	47	49	50	52	53	54	56	57	58	59	59	60	60	60
	0	2	4	6	8	11	13	15	17	19	21	23	25	27	29	31	33	35	37	38	40	42	44	45	47	48	50	51	52	54	55	55	56	57	57	57	58
55	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	26	28	30	32	34	35	37	39	41	42	44	45	47	48	49	50	51	52	53	54	54	55	55	55
	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	21	23	25	27	29	31	32	34	36	37	39	41	42	43	45	46	47	48	49	50	51	51	52	52	52	52
50	0	2	4	6	8	10	11	13	15	17	19	21	23	24	26	28	29	31	33	34	36	37	39	40	42	43	44	45	46	47	48	48	49	49	50	50	50
	0	2	4	6	7	9	11	13	15	16	18	20	22	23	25	27	28	30	31	33	34	36	37	38	40	41	42	43	44	45	45	46	47	47	47	47	47
45	0	2	4	5	7	9	11	12	14	16	17	19	21	22	24	25	27	29	30	31	33	34	35	37	38	39	40	41	42	42	43	44	44	45	45	45	45
	0	2	3	5	7	8	10	12	13	15	17	18	20	21	23	24	26	27	29	30	31	32	34	35	36	37	38	39	39	40	41	41	42	42	42	42	42
40	0	2	3	5	6	8	10	11	13	14	16	17	19	20	22	23	24	26	27	28	29	31	32	33	34	35	36	36	37	38	38	39	39	40	40	40	40
	0	2	3	5	6	8	9	11	12	13	15	16	18	19	20	22	23	24	25	27	28	29	30	31	32	33	33	34	35	35	36	36	37	37	37	37	37
35	0	1	3	4	6	7	9	10	11	13	14	15	17	18	19	20	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	31	32	33	33	34	34	34	35	35	35	35
	0	1	3	4	5	7	8	9	11	12	13	14	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	28	29	30	30	31	31	32	32	32	32	32	32
30	0	1	2	4	5	6	7	9	10	11	12	13	14	16	17	18	19	20	21	22	23	23	24	25	26	26	27	28	28	28	29	29	29	30	30	30	30
	0	1	2	3	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	21	22	23	24	24	25	25	26	26	26	27	27	27	27	27	27
25	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	17	18	19	20	20	21	21	22	23	23	23	24	24	24	25	25	25	25	25
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	8	9	10	11	12	13	13	14	15	16	16	17	18	18	19	19	20	20	21	21	21	22	22	22	22	22	22	22
20	0	1	2	3	3	4	5	6	7	8	8	9	10	11	11	12	13	13	14	15	15	16	16	17	17	18	18	18	19	19	19	20	20	20	20	20	20
	0	1	2	2	3	4	4	5	6	7	7	8	9	9	10	11	11	12	12	13	13	14	14	15	15	15	16	16	16	17	17	17	17	17	17	17	17
15	0	1	1	2	3	3	4	4	5	6	6	7	7	8	9	9	10	10	11	11	11	12	12	13	13	13	14	14	14	14	14	15	15	15	15	15	15
	0	1	1	2	2	3	3	4	4	5	5	6	6	7	7	8	8	8	9	9	10	10	10	11	11	11	11	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12
10	0	0	1	1	2	2	3	3	3	4	4	5	5	5	6	6	6	7	7	7	8	8	8	8	9	9	9	9	9	10	10	10	10	10	10	10	10
	0	0	1	1	1	2	2	2	3	3	3	3	4	4	4	5	5	5	5	6	6	6	6	6	6	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
5	0	0	0	1	1	1	1	2	2	2	2	2	2	3	3	3	3	3	4	4	4	4	4	4	4	4	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	0		5		10		15		20		25		30		35		40		45		50		55		60		65		70		75		80		85		90

PENDAGE VRAI

Tableau 1 - Pendage apparent fourni par des réflexions sur un plan présentant un certain azimut par rapport au profil.

D'où la relation :

$$\boxed{\cos \theta_a = \sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta.\cos^2\alpha}} \qquad (5)$$

qui exprime le pendage apparent θ_a en fonction du pendage vrai θ et de l'azimut α du réflecteur par rapport au profil. Cette relation se traduit numériquement par le tableau 1.

2 - RESOLUTION GRAPHIQUE

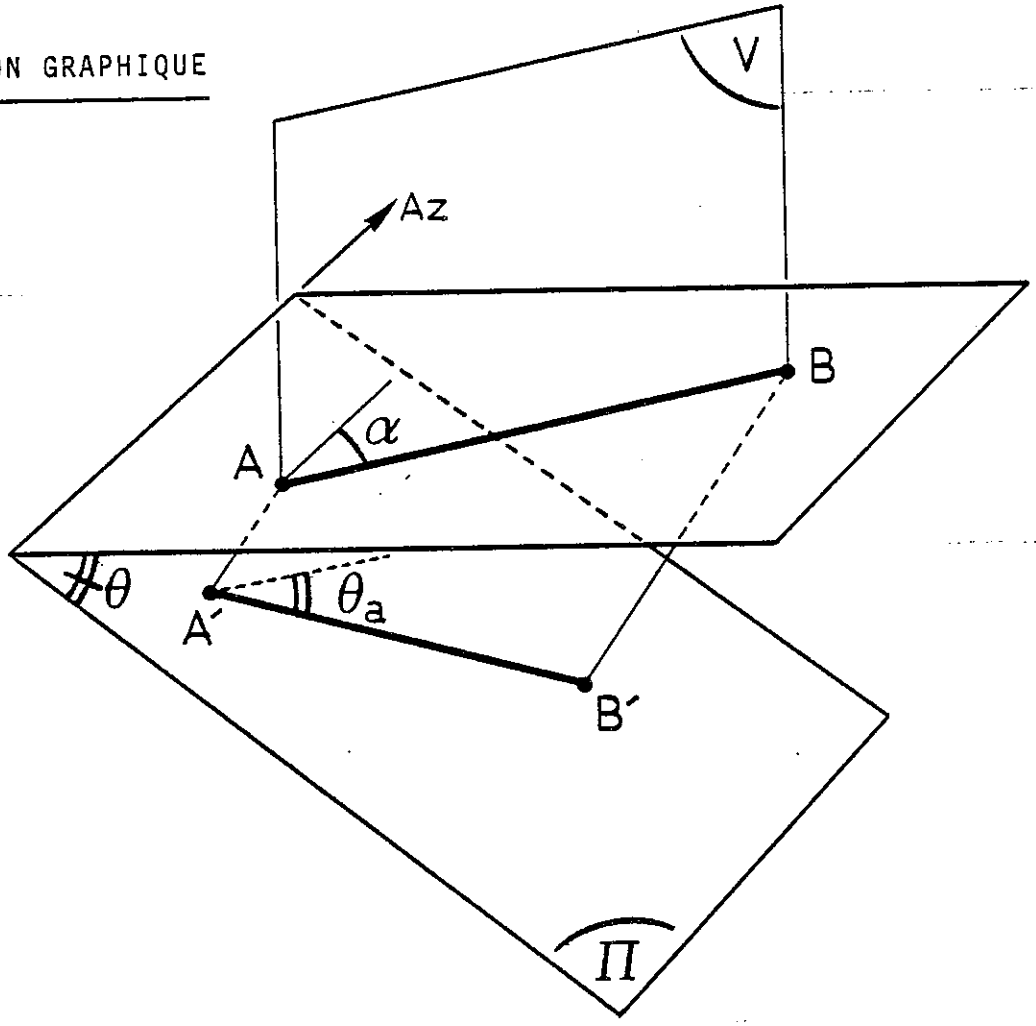


Fig. 2 - Le pendage apparent θ_a du réflecteur (π) est l'angle que fait l'intersection A'B' du plan de propagation des rais — perpendiculaire à (π) et passant par le profil — avec une horizontale de ce plan de propagation.

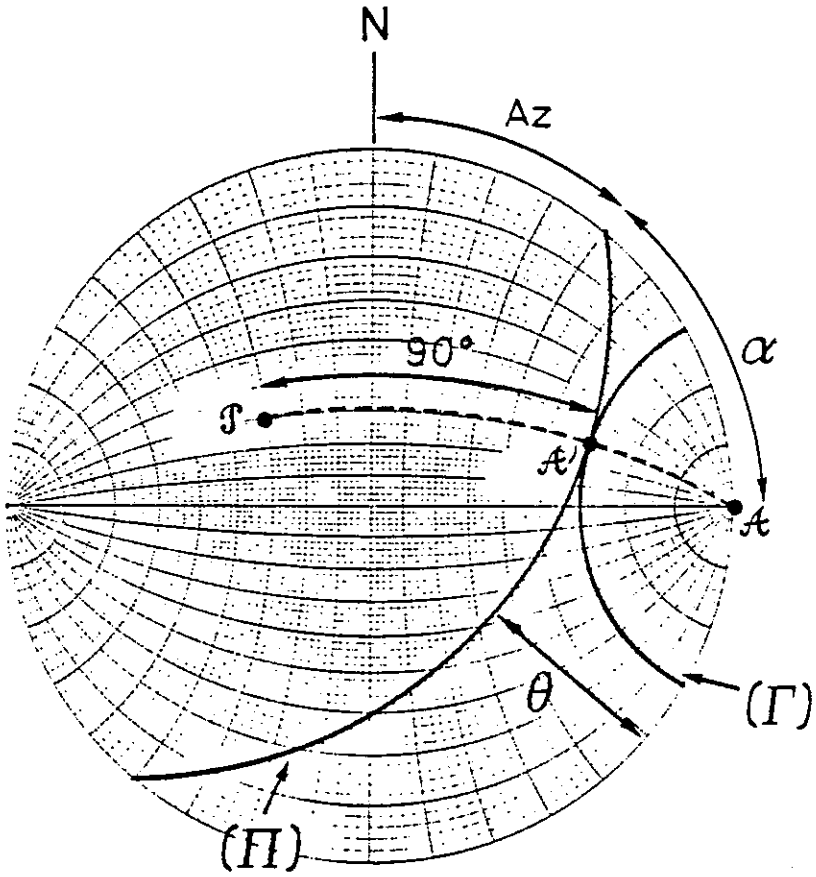


Fig. 3 - Construction stéréographique. Az = azimut du plan réflecteur ; (𝒜) = pôle du profil ; (𝒜') = pôle de la projection du profil sur le réflecteur (Π) ; (𝒫) = pôle du réflecteur ; (Γ) = petit cercle centré sur (𝒜) et d'ouverture θ_a .

Le problème peut être également résolu par une construction graphique élémentaire utilisant la projection stéréographique.

Dans le plan horizontal, on commence par faire une rotation pour compter les azimuts non à partir du Nord, mais à partir de l'azimut du plan réflecteur (fig. 2).

On est dès lors en mesure de reporter sur un canevas de Wulff le pôle du profil ($\mathcal{A}$) (fig. 3). Le lieu de ($\mathcal{A}'$) -projection de ($\mathcal{A}$) sur (π)- sera un petit cercle (Γ) centré sur ($\mathcal{A}$) et tel que ($\mathcal{A}$,$\mathcal{A}'$) = θ_a. Comme ($\mathcal{A}'$) appartient à (π) et que la projection de ($\mathcal{A}$) sur (π) est unique, la trace de (π) est forcément tangente à (Γ).

On vérifie sur le canevas que ($\mathcal{T}$) -pôle du plan (π)-, ($\mathcal{A}$) et ($\mathcal{A}'$)sont bien coplanaires et que l'angle ($\mathcal{T}$,$\mathcal{A}'$) est droit (fig. 4).

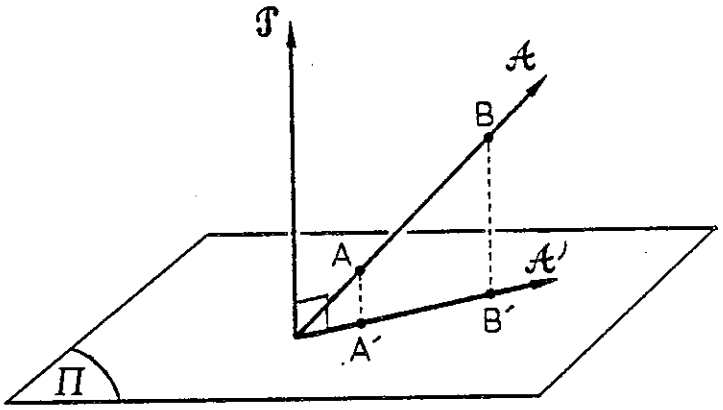


Fig. 4 - Le pôle ($\mathcal{T}$) du réflecteur, celui ($\mathcal{A}$) du profil et sa projection ($\mathcal{A}'$) sur le réflecteur sont coplanaires et l'angle ($\mathcal{T}$,$\mathcal{A}'$) est droit.

ANNEXE 3

MESURES IN SITU DE VITESSES SISMIQUES À UNE ÉCHELLE MÉTRIQUE

On présente dans cette annexe une méthode de mesure de vitesses sismiques sur des "échantillons" de roches de tailles métriques ou décamétriques par la méthode dite du "marteau sismique", déjà utilisée avec succès pour des problèmes de génie civil ou d'ingénierie des mines (Kazimierczyk, 1971).

L'instrumentation comporte trois éléments : une masse pour générer des ébranlements, un géophone vertical ou horizontal et un oscilloscope à mémoire Bison 1550 qui permet de visualiser le signal. La masse et le géophone sont reliés par câbles à l'oscilloscope. La masse est munie d'un contacteur qui se ferme lors du choc et déclenche l'enregistrement sur l'oscilloscope. Un tel système permet, grâce à la mémoire de l'oscilloscope, de sommer des signaux en itérant les coups de masse : le bruit de fond est ainsi théoriquement éliminé, tandis que le signal se renforce. Dans la pratique, on donne entre cinq et dix coups de masse à chaque point de mesure pour pouvoir apprécier au mieux le début du signal. Malgré tout, il arrive que celui-ci ne soit pas toujours très net. La base de temps interne de l'oscilloscope permet, avec un marqueur de position donnant une lecture digitale des temps de parcours, d'avoir une précision théorique de 10 µs. Dans la pratique, on peut estimer à 0.2 ms l'erreur absolue que l'on commet sur les temps de propagation.

Nous voulions nous limiter dans nos mesures à des études d'affleurements particulièrement sains, donc présentant un certain pendage si l'on voulait éviter l'altération due à la présence de végétation. Les mesures ont donc été effectuées sur des dalles présentant des pendages de l'ordre de 45° qui permettent un travail relativement aisé si l'on trace le profil sismique horizontalement dans la partie basse de l'affleurement. Pour installer le géophone, on est alors obligé de tailler une petite plateforme dans le rocher. Travailler sur des affleurements verticaux ou subverticaux est possible en théorie, si l'on parvient à ménager dans la falaise un emplacement pour le géophone. En pratique, le danger d'éboulement lorsque l'on donne des coups de masse n'est pas négligeable et nous avons renoncé à ce type d'expérimentation.

Le géophone utilisé est un géophone horizontal orienté dans la direction du profil. En effet, la roche étant très homogène -du moins supposée l'être-, l'angle d'incidence des rais est voisin de 90° et l'énergie du signal est maximale sur un capteur longitudinal.

On a d'abord utilisé cette méthode pour une mesure in situ dans une dalle de calcaire urgonien d'apparence très saine de la carrière du Lignet (Nord du Vercors). La dalle a un pendage d'environ 45° au fond de la carrière, là où les mesures ont été réalisées. Elle se redresse ensuite rapidement pour atteindre en quelques mètres un pendage subvertical qui se prolonge par un déversement.

On a effectué deux profils -direct et inverse- sur une portion de la dalle particulièrement saine. Pour le profil direct, l'étalement des points de mesure va de 2.30 m à 19.30 m ; pour le profil inverse, de 2 m à 14 m. Dans les deux cas, les points de mesure sont espacés d'un mètre. On observe (fig. 1) unehodochrone linéaire qui, traitée par moindres carrés en donnant plus de poids aux points expérimentaux fiables, fournit une vitesse de 5.7 ± 0.1 km/s. On a ainsi la preuve que des vitesses sismiques mesurées in situ dans des sédiments compactés peuvent avoir des valeurs très fortes. Des valeurs similaires, ou même encore supérieures, ont d'ailleurs été déjà mesurées en laboratoire, par exemple sur du calcaire de Solenhofen (6.0 km/s) ou sur du calcaire à grain fin du bouclier indien (6.4 km/s).

La deuxième application de la méthode du marteau sismique a été faite sur un affleurement micaschisteux de la série satinée de Belledonne situé en bordure de la RN 91 à la sortie de Rioupéroux (vallée de la Romanche). Là aussi, l'affleurement est particulièrement sain, aucune faille majeure ne semblant l'affecter sur une distance de 30 m le long de la route. On n'a effectué qu'un profil simple, de 3 m à 33 m, avec un espacement des points de mesure égal à un mètre, du moins dans les parties de la dalle qui étaient accessibles à l'expérimentation. L'hodochrone observée (fig. 2) n'est plus linéaire, et sa courbure marquée traduit un fort gradient de vitesse : anormalement basse (1.6 km/s) en surface, la vitesse croît linéairement jusqu'à 12 m de profondeur où elle atteind une valeur de 5.5 km/s, que l'on peut considérer comme caractéristique d'une roche cristalline altérée.

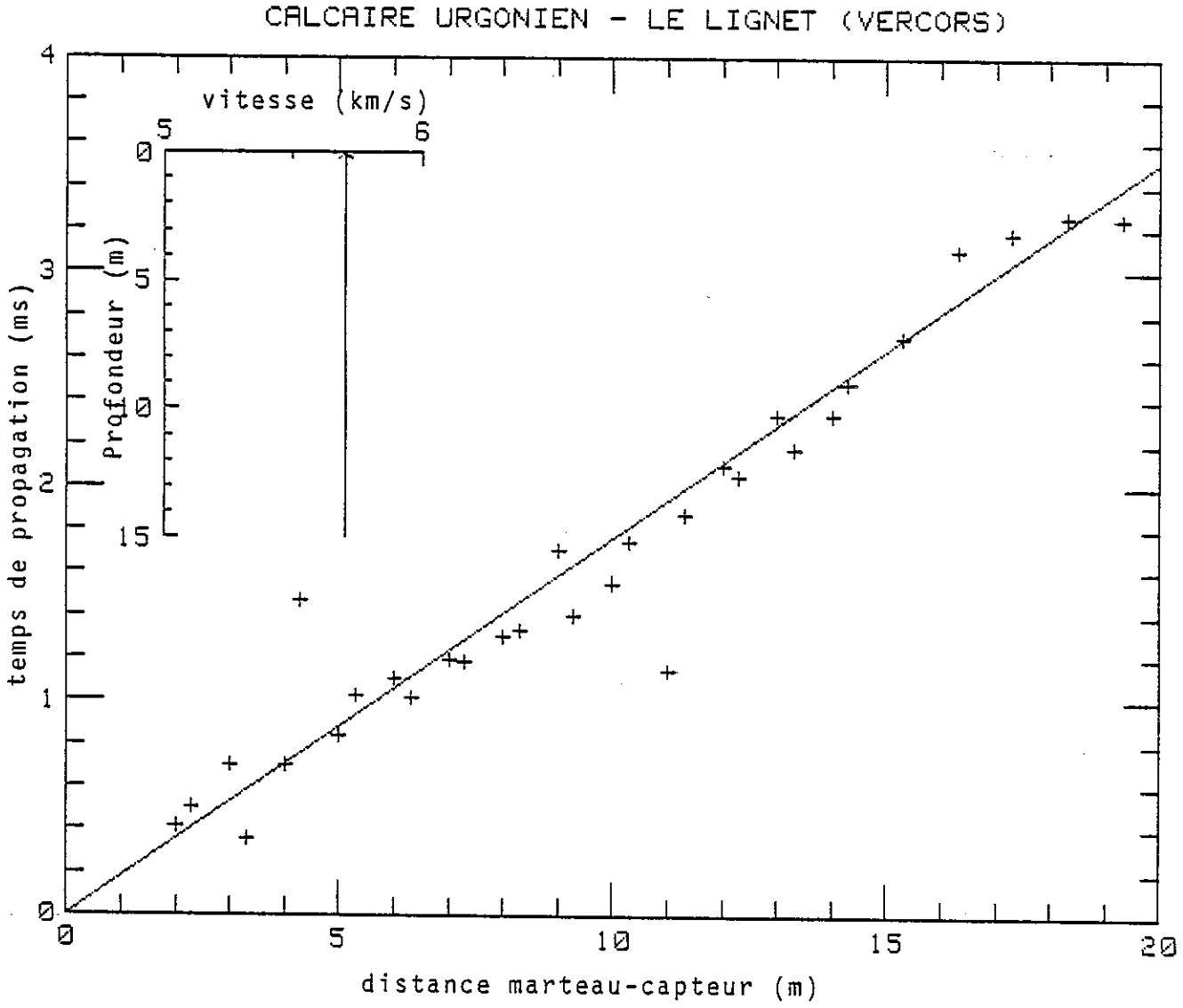


Fig. 1 - Hodochrone obtenue par la "méthode du marteau sismique" dans une dalle de calcaire urgonien. La vitesse moyenne est de l'ordre de 5,7 ± 0,1 km/s .

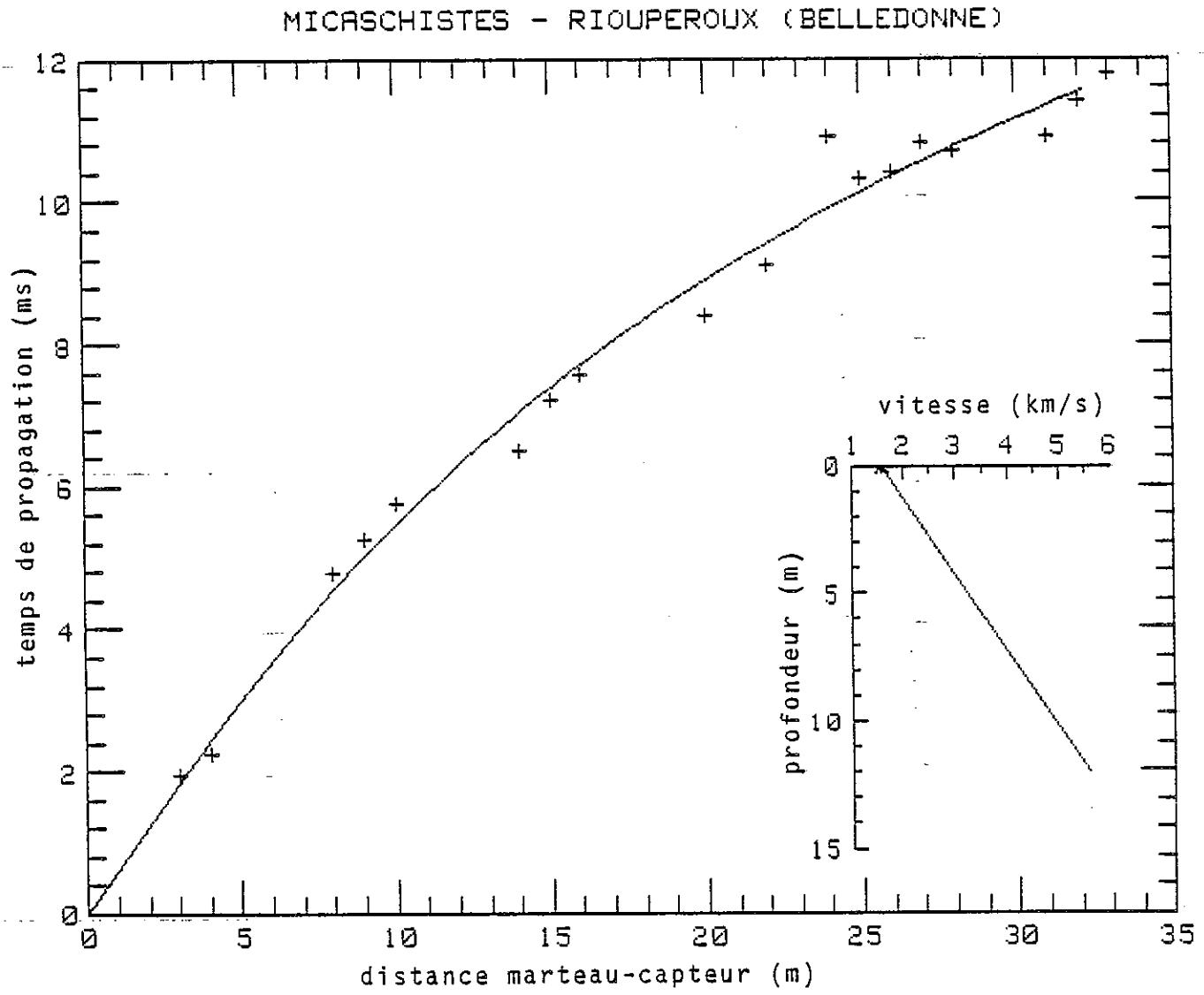


Fig. 2 - Hodochrone courbe observée dans un affleurement de micaschistes : le gradient de vitesse est très important dans les douze premiers mètres en profondeur, la vitesse passant d'une valeur anormalement basse en surface (1,6 km/s) à une valeur de 5,5 km/s que l'on peut considérer comme caractéristique d'une roche cristalline altérée.

(...) La théorie dépend de la pratique,
(...) le fondement de la théorie, c'est la pratique,
et (...) la théorie, à son tour, sert la pratique.

Mao Tse-tung

SECONDE PARTIE

L'ATTENUATION DANS LA CROUTE SUPERIEURE

INTRODUCTION

On considère classiquement que la propagation d'une onde se fait selon un processus adiabatique, c'est-à-dire qu'une fois qu'il a été généré par une source quelconque, le mouvement continue indéfiniment. Ainsi, bien qu'il existe une atténuation spatiale (ou expansion géométrique) qui dépend de la distribution des vitesses dans le milieu, il y a conservation de l'énergie totale, c'est-à-dire que l'intégrale de l'énergie cinétique et de l'énergie élastique étendue à tout le milieu reste constante dans le temps.

Une telle modélisation ne permet cependant pas d'expliquer l'atténuation des ondes qui se propagent à travers un milieu "réel". Macroscopiquement, on regroupe sous le nom de "friction interne" l'ensemble des processus qui donnent lieu à cette atténuation supplémentaire.

L'atténuation des ondes par friction interne (que l'on appelle parfois "atténuation intrinsèque") couvre un vaste domaine qui comporte au moins trois différents aspects :

1 - aspect microscopique du phénomène par l'étude des défauts intra-cristallins et des processus qui sont susceptibles de prendre naissance aux joints de grains ;

2 - aspect macroscopique par l'étude de la dépendance de l'atténuation intrinsèque en fonction de la fréquence sur des matériaux variés.

3 - aspect mathématique qui conduit à l'abandon de la loi de Hooke et à l'introduction de nouvelles relations macroscopiques entre les contraintes et les déplacements pour différentes modélisations de l'atténuation.

Si les contraintes engendrées par le passage d'une onde produisent des déformations irréversibles dans les cristaux ou dans les joints de grains, le milieu est dit "anélastique" : la configuration des particules constituant le milieu est alors fonction de l'histoire des contraintes. Knopoff, en 1956, proposa de définir un "facteur de qualité" Q qui rend compte à lui seul de tous les effets de friction interne et d'anélasticité en posant :

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{2\pi}{Q}$$

où δE est la perte d'énergie par cycle pour un mouvement sinusoïdal amorti.

Pour une onde plane se propageant dans la direction x avec une pulsation ω et un nombre d'onde k, on peut introduire la perte d'énergie par anélasticité par un terme exponentiel inverse en γ :

$$u(x, t) = u_0 e^{-\gamma x} . e^{i(kx - \omega t)}$$

On peut montrer alors, en calculant la différentielle de l'énergie, que :

$$\gamma = \frac{\omega}{2QC},$$

où C est la vitesse de phase.

Lorsqu'on considère un rai sismique qui traverse un milieu hétérogène où la vitesse et le facteur de qualité Q varient d'un point à un autre, le terme d'amortissement $\exp(-\gamma x)$ se généralise et est remplacé par $\exp(-\gamma s)$ où s est l'abscisse curviligne du point considéré sur le rai. C'est-à-dire que, pour une fréquence donnée f, le terme d'atténuation intrinsèque devient :

$$e^{-\pi f \int_{rai} \frac{ds}{QV}}$$

C'est sous cette forme que nous introduirons désormais dans nos calculs l'anélasticité du milieu.

Le problème que nous cherchons à résoudre peut alors s'énoncer comme suit : étant donné un demi-espace inhomogène anélastique et un point source situé à la frontière de ce demi-espace, quelle est, en fonction de la distance à la source et pour des points d'observation situés sur la frontière, la variation d'amplitude d'un ébranlement généré par le point source ?

Dans un premier temps, nous examinerons d'abord quelles sont les hypothèses que nous devons faire pour modéliser de façon simple mais réaliste le milieu anélastique. Ensuite, après avoir rappelé de quelle façon le problème avait été partiellement résolu par Perrier et Ruegg (1973), nous exposerons une nouvelle méthode de calcul qui permet d'aboutir à une solution presque exacte. Enfin, nous utiliserons ce nouvel outil pour inverser le facteur de qualité de la croûte supérieure en nous basant sur des données de sismologie expérimentale.

I - HYPOTHESES DE MODELISATION DU MILIEU

I.1 - DISTRIBUTION DES VITESSES

I.2 - ANÉLASTICITÉ

I.3 - INCONVÉNIENTS PRÉSENTÉS PAR LES MODÈLES COMPORTANT DES COUCHES À GRADIENT DE VITESSE CONSTANT

I.1 - DISTRIBUTION DES VITESSES

Comme l'ont montré Červený et al. (1977), une condition nécessaire pour pouvoir appliquer la méthode du rai dans une région Ω de l'espace est que les rais couvrent la région sans se recouper, c'est-à-dire que chaque point de Ω ne doit être atteint que par un rai et un seul. On dit alors que le champ de rai est "régulier". Formellement, cela équivaut à dire que le jacobien $\mathcal{J}$ qui relie les coordonnées $(\tau, \gamma_1, \gamma_2)$ du rai aux coordonnées cartésiennes (x, y, z) ne s'annule en aucun point de Ω :

$$\mathcal{J} = \frac{D\,(x, y, z)}{D\,(\tau, \gamma_1, \gamma_2)} \neq 0.$$

En effet, (Fig. 1), si γ_1 et γ_2 sont les coordonnées curvilinéaires sur le front d'onde à un instant τ, on peut aussi les considérer, dans le cas d'un point source, comme les angles définissant le rai à la source. Dans le tube de rai élémentaire d'ouvertures $d\gamma_1$ et $d\gamma_2$ délimité par γ_1, $\gamma_1 + d\gamma_1$ et γ_2, $\gamma_2 + d\gamma_2$, la section du tube est donnée par :

$$d\sigma = \mathcal{J}\, d\gamma_1\, d\gamma_2,$$

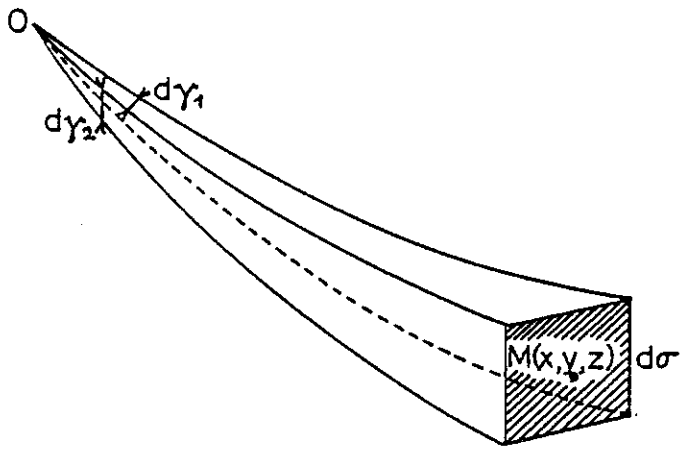


Fig. 1 - Tube de rai élémentaire d'ouvertures $d\gamma_1$ et $d\gamma_2$.

avec :

$$\mathcal{J} = \left| \frac{\partial \vec{OM}}{\partial \gamma_1} \times \frac{\partial \vec{OM}}{\partial \gamma_2} \right|$$

Comme l'expansion géométrique EXG est directement proportionnelle à $\mathcal{J}$, que l'on soit dans le cas d'un point source ou d'une ligne source, on voit que les points irréguliers d'une région sont aussi ceux où l'expansion géométrique s'annule et où les tubes de rais se rétrécissent pour atteindre une section nulle. C'est en particulier le cas au voisinage d'une caustique qui est, par définition même, une enveloppe de rais, c'est-à-dire une frontière entre deux champs de rais réguliers.

Dans la suite des calculs, nous supposerons toujours que le milieu étudié est un milieu suffisamment homogène pour éviter la formation de caustiques. De plus, si l'on veut que le champ de rai soit "régulier" au sens de Červený de façon à pouvoir appliquer la méthode du rai, il est indispensable d'éliminer les distributions de vitesse pouvant donner lieu à des rebroussements des hodochrones. De tels rebroussements sont généralement associés à des augmentations brusques du gradient de vitesse ou à des discontinuités du premier ordre. Enfin, on exclut tout milieu comportant des zones à moindre vitesse qui introduisent zones d'ombre et rebroussements.

De telles restrictions peuvent paraître bien sévères. Mais elles ne touchent que de très peu le domaine d'étude que nous nous sommes fixé, à savoir la partie supérieure de la croûte, jusqu'à une profondeur maximum de sept kilomètres. En effet, les lois de vitesse dérivées des expériences de grands profils en terrains cristallins montrent toujours dans ce domaine une augmentation très régulière de la vitesse avec la profondeur.

On adoptera une modélisation du milieu en une dimension -variation de la vitesse avec la profondeur seulement-. Une modélisation en deux dimensions -avec une variation latérale de vitesse- est envisageable, mais elle serait coupée de la réalité et des résultats que l'on obtient pratiquement en sismologie expérimentale à des profondeurs kilométriques en terrain cristallin. L'observation de l'onde Pg, si elle met en évidence des anomalies plus ou moins importantes au niveau des temps de propagation, ne permet que rarement de relier ces anomalies à des variations latérales de vitesse.

I.2 - ANELASTICITE DU MILIEU

Par contre, en ce qui concerne l'anélasticité du milieu, toute latitude est laissée pour la définir. On pourra par conséquent se donner une loi de variation quelconque de Q en fonction de la profondeur, cette distribution du facteur de qualité pouvant éventuellement comprendre des discontinuités du premier ordre et des zones à plus forte atténuation. Nous verrons cependant (chapitre IV) que, pour stabiliser l'inversion de la qualité, nous serons contraints à éliminer de telles zones à moindre Q.

I.3 - INCONVENIENTS PRESENTES PAR LES MODELES COMPORTANT DES COUCHES A GRADIENT DE VITESSE CONSTANT

Perrier et Ruegg (1973) avaient résolu le problème de la modélisation d'un milieu inhomogène anélastique en considérant un empilement de couches à gradient dans lesquelles la vitesse variait linéairement (Fig. 2) :

$$V = V_i + k_i\,(z - z_i) \qquad \text{où} \qquad k_i = \frac{V_{i+1} - V_i}{z_{i+1} - z_i} > 0,$$

et où le facteur de qualité restait constant dans chaque couche.

La distance d'émergence Δ et le temps de propagation T étaient alors donnés par les formules classiques (Perrier, 1973) :

$$\begin{cases} \Delta = 2 \displaystyle\sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{pk_i} \left[\sqrt{1 - p^2 V_i^2} - \sqrt{1 - p^2 V_{i+1}^2} \right] + \frac{2}{pk_n} \sqrt{1 - p^2 V_n^2} & (1) \\[2ex] T = 2 \displaystyle\sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{k_i} \left[\operatorname{arg\,ch} \frac{1}{pV_i} - \operatorname{arg\,ch} \frac{1}{pV_{i+1}} \right] + \frac{2}{k_n} \operatorname{arg\,ch} \frac{1}{pV_n} & (2) \end{cases}$$

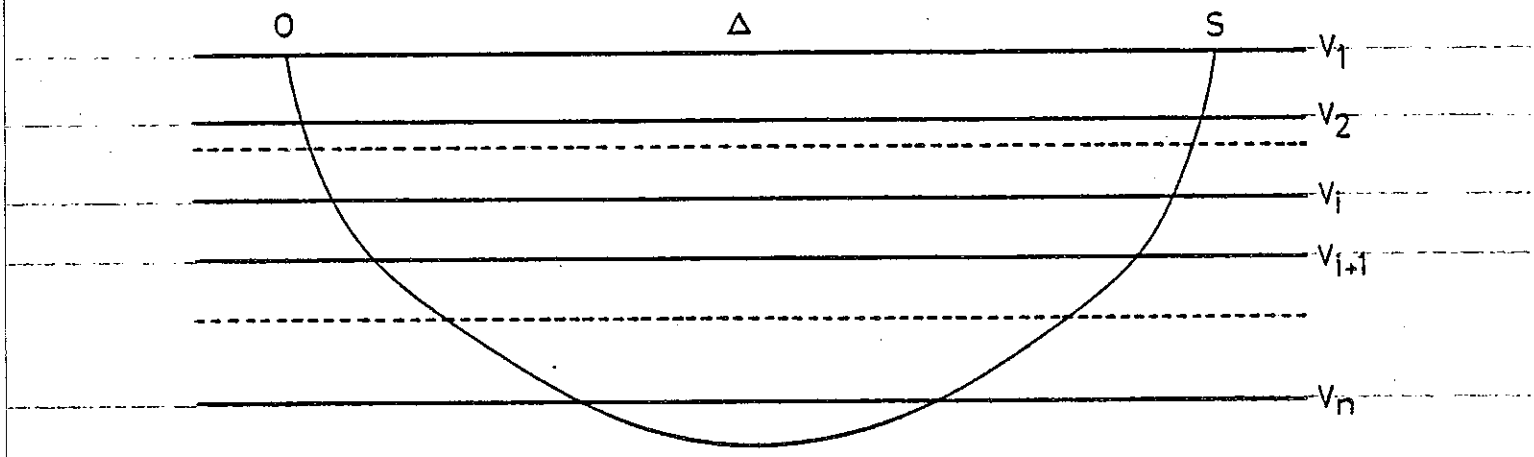


Fig. 2 - Trajet d'un rai à travers un empilement de couches à gradient.

où p est le paramètre du rai.

A la distance Δ , l'amplitude mesurée pour une fréquence f donnée peut s'écrire :

$$A(\Delta, f) = A_o \,.\, EXG\,(\Delta) \,.\, R\,(\Delta) \,.\, e^{-\pi f \int_{rai} \frac{ds}{QV}} \qquad (3)$$

où :

A_o est l'"amplitude à la source" (nous reviendrons plus loin sur cette dénomination),

$EXG(\Delta)$ est l'expansion géométrique des rais,

$R\,(\Delta)$ est un facteur caractérisant la réflexion des ondes à la surface libre sous les stations.

La fonction de transfert de l'appareillage n'est pas prise en considération : on suppose qu'on travaille sur une bande de fréquence sur laquelle la réponse de la chaîne d'enregistrement est sensiblement plate, les stations étant de plus toutes identiques. De même, on ne fait pas entrer en jeu la fonction de source : la ligne source est supposée rayonner de façon isotrope dans un demi-cylindre.

Pour calculer l'expansion géométrique des rais EXG responsable d'une partie de l'atténuation des ondes, Perrier et Ruegg utilisaient l'expression (Jobert, 1973) :

$$EXG = \sqrt{\frac{p\,|dp/d\Delta|}{\Delta\left[\frac{1}{V_1^2} - p^2\right]}} \qquad (4)$$

où la quantité $d\Delta/dp$ est obtenue par dérivation de (1).

Or, l'introduction de couches à gradient de vitesse constant donne des variations discontinues de $d\Delta/dp$ en fonction de la distance. Cet inconvénient, qui n'apparaît pas clairement quand on dérive Δ par rapport à p dans l'équation (1), devient évident si l'on exprime cette dérivation à partir des intégrales du rai

$$\begin{cases} \Delta = 2 \displaystyle\int_{o}^{z(p)} \frac{p\,dz}{\sqrt{n^2 - p^2}} & (5) \\ T = 2 \displaystyle\int_{o}^{z(p)} \frac{n^2\,dz}{\sqrt{n^2 - p^2}} & (6) \end{cases}$$

où $n = \frac{1}{V}$ est l'indice du milieu à la profondeur z.

En posant $n' = dn/dz$ et $N' = n'/n$ et en intégrant (6) par parties, on obtient :

$$T = -\frac{2}{N'_1}\sqrt{n^2_1 - p^2} - 2\int_{o}^{z(p)} \left[\frac{1}{N'}\right]' \sqrt{n^2 - p^2}\,dz,$$

l'indice 1 correspondant aux valeurs en surface.

Dérivons maintenant par rapport à p en tenant compte de la borne variable de l'intégrale :

$$\frac{dT}{dp} = \frac{2p}{N'_1\sqrt{n_1^2 - p^2}} + 2\int_{o}^{z(p)} \left[\frac{1}{N'}\right]' \frac{p}{\sqrt{n^2 - p^2}}\,dz$$

Or, par définition :

$$\frac{dT}{dp} = p\,\frac{d\Delta}{dp}$$

D'où :

$$\frac{d\Delta}{dp} = \frac{2}{N'_1\sqrt{n_1^2 - p^2}} + 2\int_{o}^{z(p)} \left[\frac{1}{N'}\right]' \frac{dz}{\sqrt{n^2 - p^2}}$$

On obtient finalement, en remplaçant N' par son expression en fonction de V, N' = - dV/(Vdz) :

$$\frac{d\Delta}{dp} = -2 \left\{ \frac{V_1^2}{\left(\frac{dV}{dz}\right)_1 \sqrt{1 - p^2 V_1^2}} + \int_0^{z(p)} \left[1 - V \frac{d^2V/dz^2}{(dV/dz)^2} \right] \frac{dz}{\sqrt{n^2 - p^2}} \right\} \qquad (7)$$

On voit que dans l'intégrale, interviennent non seulement la vitesse, mais aussi ses dérivées première et seconde, c'est-à-dire que toute discontinuité de dV/dz et de d^2V/dz^2 introduit une discontinuité pour dΔ/dp, pour EXG et par suite, pour l'amplitude A (d'après l'équation (3)). Un exemple de variation discontinue de l'amplitude pour un modèle à couches à gradient est donné à la figure 3.

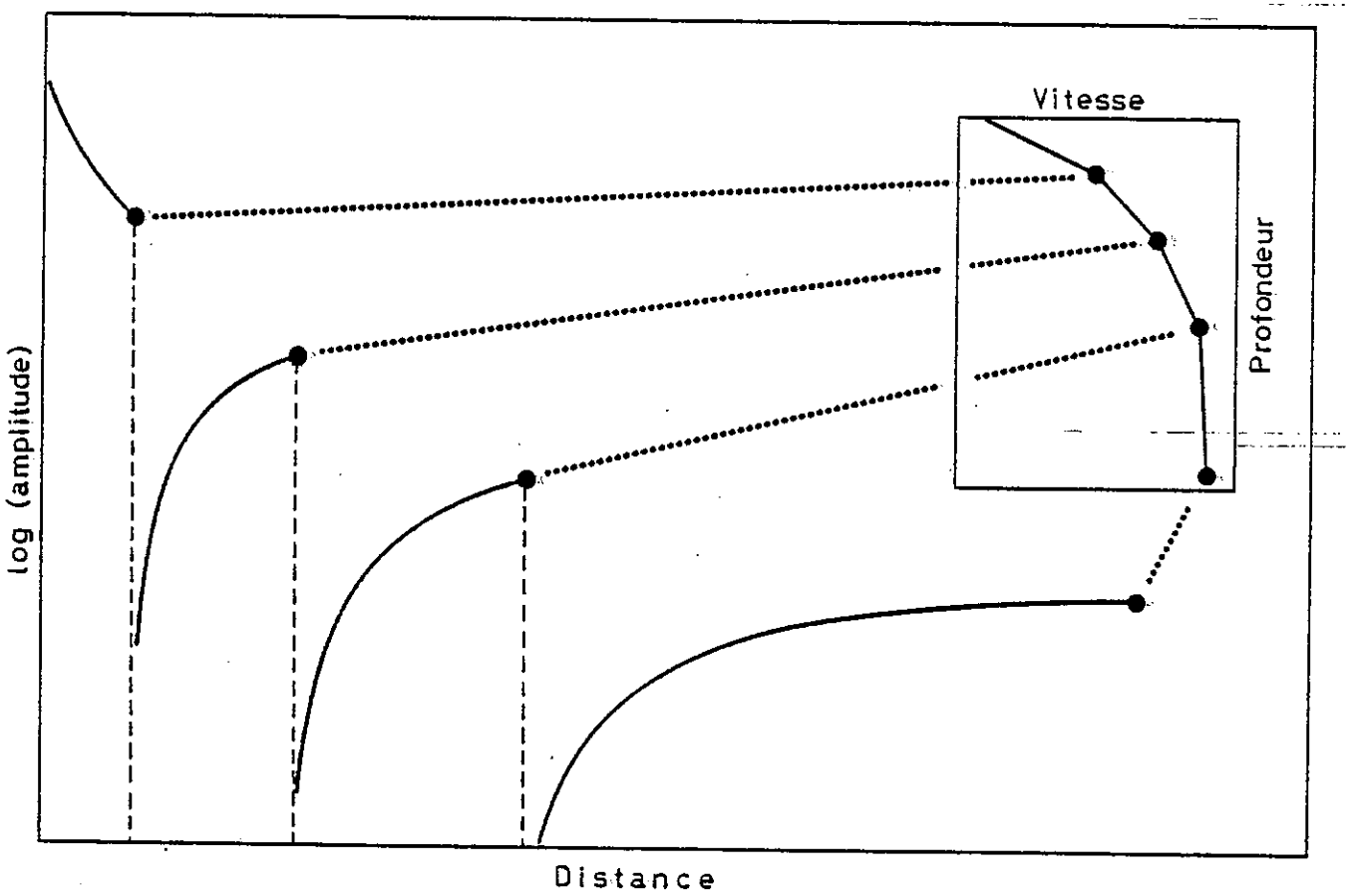


Fig. 3 - Variation discontinue de l'amplitude pour un modèle de couches à gradient. Chaque point anguleux de la loi de vitesse, qui correspond à une discontinuité de la dérivée première, introduit une singularité dans la courbe d'amplitude.

En fait, dans leurs calculs, Perrier et Ruegg avaient tourné la difficulté en ne calculant $d\Delta/dp$ qu'en des points discrets, chaque point correspondant au rai "atteignant le bas de chaque couche, et non pas pénétrant dans le haut". Une telle démarche revient en fait à ne considérer, dans la courbe d'amplitude, que les extrémités de chaque branche (marquées en points noirs sur la figure 3).

Considérons pourtant, entre les profondeurs z_i et z_{i+1} délimitant une couche d'épaisseur h_i, une variation linéaire de vitesse :

$$V = V_i + k_i\,(z - z_i) \qquad\qquad z_i \leqslant z \leqslant z_{i+1}$$

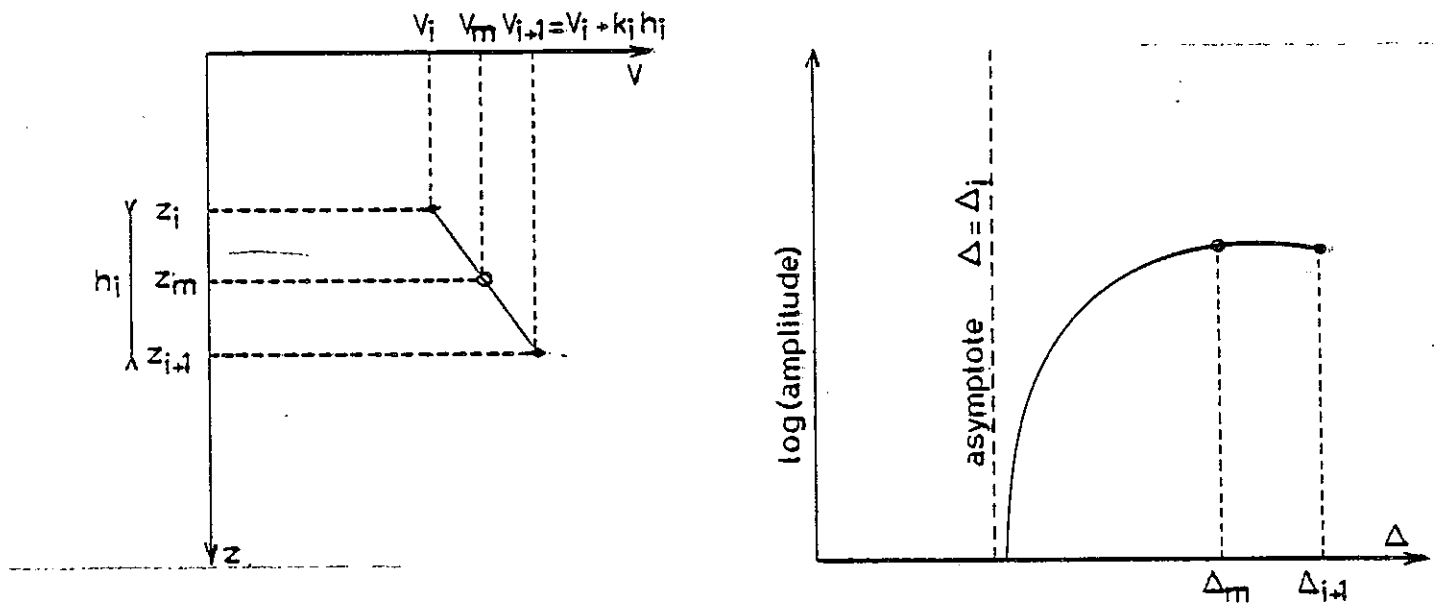


Fig. 4 - Contribution d'une couche à gradient à la courbe d'amplitude. On montre par dichotomie que l'ensemble de la branche d'amplitude a une signification et non pas seulement son extrémité (point noir).

La courbe d'amplitude en fonction de la distance pour les rais ayant leur point bas dans cette couche peut alors être tracée, étant donnée une distribution de vitesse supposée connue entre $z = 0$ et $z = z_i$ (Fig. 4). Le rai atteignant le bas de la couche, c'est-à-dire ayant son point bas en $z = z_{i+1}$, émerge à la distance Δ_{i+1}.

Si maintenant on coupe la couche en deux en ajoutant un point pour définir la loi de vitesse en :

$$z_m = \frac{z_i + z_{i+1}}{2}$$

par :

$$V_m = V_i + \frac{k_i h_i}{2},$$

on obtient deux couches d'égale épaisseur dans lesquelles le gradient de vitesse est identique. Le rai ayant son point bas en $z = z_m$ émerge à la distance Δ_m (Fig. 4) et, dans la courbe d'amplitude, on devrait prendre ce point en considération.

En répétant le procédé, on parvient, par dichotomie, à démontrer que l'ensemble de la branche d'amplitude, entre les distances Δ_i et Δ_{i+1}, a une signification, sinon physique, du moins mathématique. On n'a donc aucune raison de considérer les extrémités finies des branches comme étant une représentation de la décroissance de l'amplitude. En opérant de cette façon, on majore systématiquement l'amplitude, ce qui revient, comme on le verra plus loin lorsque l'on cherche à inverser la distribution du facteur de qualité Q en profondeur, à minorer Q d'une quantité qui peut être loin d'être négligeable.

II - DIFFERENTES APPROCHES DU PROBLEME

II.1 - VARIATION LINÉAIRE DE LA VITESSE ET DU FACTEUR DE QUALITÉ DANS CHAQUE COUCHE

II.2 - SIGNIFICATION DE L'"AMPLITUDE À LA SOURCE"

II.3 - LISSAGE DE LA LOI DE VITESSE

Comme on vient de le voir, l'approche de Perrier et Ruegg était discutable en ce sens que l'introduction d'une loi de vitesse comportant des points anguleux falsifie les calculs d'amplitude. De plus, il n'est pas satisfaisant de modéliser la variation de la loi de qualité par une distribution en échelon, le facteur de qualité restant constant dans chaque couche, alors que la vitesse varie continûment.

Dans une première étape, on a essayé de résoudre le cas d'une variation linéaire du facteur de qualité, la vitesse continuant à varier linéairement dans chaque couche. On aboutit bien sûr à des courbes d'amplitude segmentées, analogues à celles obtenues en absence de toute atténuation.

Ensuite, après une réflexion sur la signification de l'"amplitude à la source" et sur les expressions asymptotiques de l'expansion géométrique et de la fonction R au voisinage de la source, on s'est attaché, dans l'étape suivante, à éliminer les singularités de la courbe d'amplitude en lissant la loi de vitesse.

II.1 - VARIATION LINEAIRE DE LA VITESSE ET DU FACTEUR DE QUALITE DANS CHAQUE COUCHE

On peut encore évaluer analytiquement dans chaque couche le terme d'atténuation anélastique :

$$I = \int \frac{ds}{QV} = \int \frac{dz}{\sqrt{1 - p^2V^2} \, . \, QV}$$

En effet, considérons dans la couche (z_i, z_{i+1}) une variation de la vitesse et de la qualité suivant les lois :

$$\begin{cases} V = a + bz \\ Q = a' + b'z. \end{cases}$$

Avec les notations :

$$\begin{cases} A = 1 - a^2 p^2 \\ B = -2\,abp \\ C = -b^2 p^2 \\ \overline{P} = a/b \\ \overline{Q} = a'/b' \\ R = A + Bz + Cz^2 \end{cases} \qquad (8)$$

l'intégrale I se met sous la forme :

$$I = \frac{1}{bb'} \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{dz}{(z + \overline{P})\,(z + \overline{Q})\,\sqrt{R}} \qquad (9)$$

L'intégration ne présente pas de difficultés majeures si ce n'est une nécessité de considérer plusieurs cas de figure suivant les valeurs relatives des nouvelles variables introduites en (8).

Pour ne pas alourdir inutilement cette partie par un détail des calculs, nous ne donnerons que les principaux résultats de cette intégration.

II.1.1. Cas $\overline{P} \neq \overline{Q}$

Si l'on suppose que $\overline{P} \neq \overline{Q}$, on peut calculer I sous la forme (Ryżyk et Gradstein, 1964) :

$$I = \frac{I_1 + I_2}{ab' - a'b} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} I_1 = -\displaystyle\int \frac{dt}{\sqrt{\alpha + \beta t + \gamma t^2}} \\ I_2 = \displaystyle\int \frac{du}{\sqrt{\alpha' + \beta' u + \gamma' u^2}} \end{cases}$$

en ayant posé :

$$t = \frac{1}{z + \overline{Q}} \qquad u = \frac{1}{z + \overline{P}}$$

$$\begin{cases} \alpha = C \\ \beta = B - 2\,\overline{Q}C \\ \gamma = A - B\overline{Q} + C\overline{Q}^2 \end{cases} \qquad \begin{cases} \alpha' = C \\ \beta' = B - 2\,\overline{P}C \\ \gamma' = A - B\overline{P} + C\overline{P}^2 \end{cases}$$

I_1 et I_2 sont données par :

$$I_1 = \begin{cases} \dfrac{2}{\sqrt{-\gamma}} \arcsin \dfrac{2\gamma t + \beta}{2bp} \Bigg|_{t_i}^{t_{i+1}} & \gamma < 0 \\[2ex] \dfrac{4}{\beta} \sqrt{\alpha + \beta t} \Bigg|_{t_{i+1}}^{t_i} & \gamma = 0 \\[2ex] \dfrac{2}{\sqrt{\gamma}} \operatorname{Log} \left[2\sqrt{\gamma(\alpha + \beta t + \gamma t^2)} + 2\gamma t + \beta \right] \Bigg|_{t_{i+1}}^{t_i} & \gamma > 0 \end{cases} \qquad (10)$$

$$I_2 = 2 \operatorname{Log} \left(\sqrt{u^2 - b^2p^2} + u \right) \Bigg|_{u_i}^{u_{i+1}} \qquad (11)$$

II.1.2. Cas $\overline{P} = \overline{Q}$

L'intégrale (9) est alors plus simple à calculer. On obtient (Ryżyk et Gradstein, 1964) :

$$I = \frac{2}{bb'} \sqrt{u^2 - b^2p^2} \Bigg|_{u_{i+1}}^{u_i} \qquad (12)$$

avec, comme précédemment :

$$u = \frac{1}{z + \overline{P}}$$

Dans le cas d'un milieu stratifié avec des variations linéaires de vitesse et de facteur de qualité dans chaque couche, le terme d'atténuation anélastique peut donc encore être calculé analytiquement. On est alors en mesure d'évaluer, avec l'équation (3), l'amplitude théorique à la distance Δ de la source.

En effet, la fonction $R(\Delta)$ qui caractérise la réflexion des ondes à la surface libre sous les stations est facilement calculable (cf. § II.2) et l'expansion géométrique peut s'exprimer sous la forme de l'équation (4), dans laquelle $d\Delta/dp$ est obtenue par dérivation de (1).

Deux exemples de calcul de courbes d'amplitude pour différents modèles de vitesse et de facteur de qualité sont donnés dans les figures 5 et 6.

Figs. 5 et 6 - Calcul de courbes d'amplitude pour différents modèles de vitesse et de facteur de qualité. Une variation rapide de la qualité dans une couche peut provoquer des remontées spectaculaires de l'amplitude.

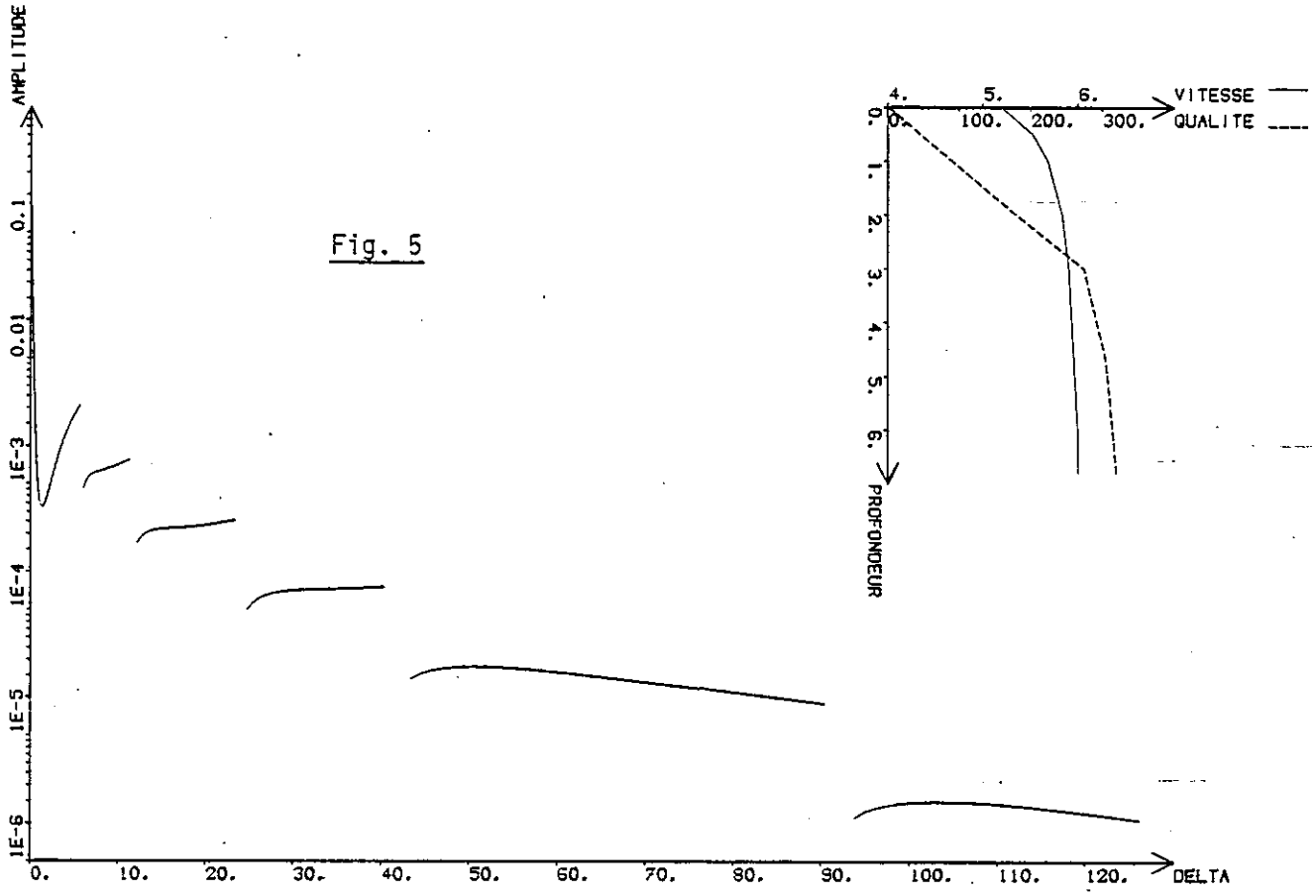


Fig. 5

FREQUENCE 18.8 HZ

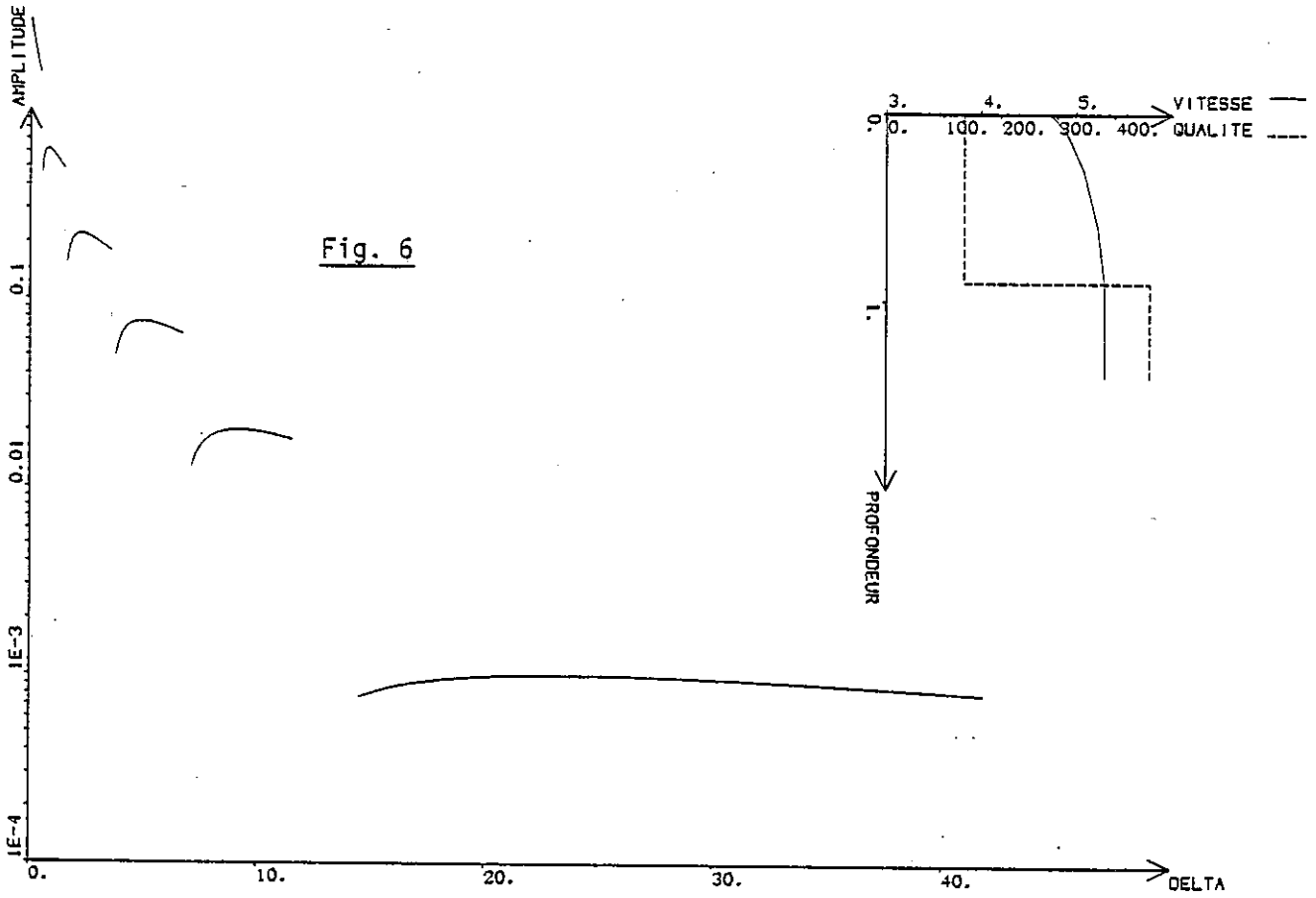


Fig. 6

FREQUENCE 20.0 HZ

II.2 - "AMPLITUDE A LA SOURCE"

Avant d'entamer la discussion sur les différents procédés susceptibles d'être utilisés pour lisser la loi de vitesse, il est peut-être utile de marquer un temps d'arrêt pour étudier un peu plus en détail le comportement asymptotique de l'amplitude au voisinage de la source.

Auparavant, on rappellera brièvement la signification de la fonction R (Δ) introduite à l'équation (3). Le long d'un profil, le déplacement du sol étant classiquement mesuré sur une composante verticale, on appellera w la composante verticale du déplacement résultant (onde P incidente + onde SV réfléchie sous la station + onde P réfléchie).

En appelant i l'angle d'incidence de l'onde P, j l'angle de réflexion de l'onde SV, n_1 l'indice du milieu en compression et ϕ le potentiel de l'onde incidente de pulsation ω (Fig. 7), w s'écrit en module :

$$|w| = \omega n_1 |\phi| \cdot \left| \cos i \, (1 - R_{pp}) - \sin j \, R_{ps} \right|, \qquad (13)$$

où R_{pp} et R_{ps} sont les coefficients de réflexion pour les déplacements.

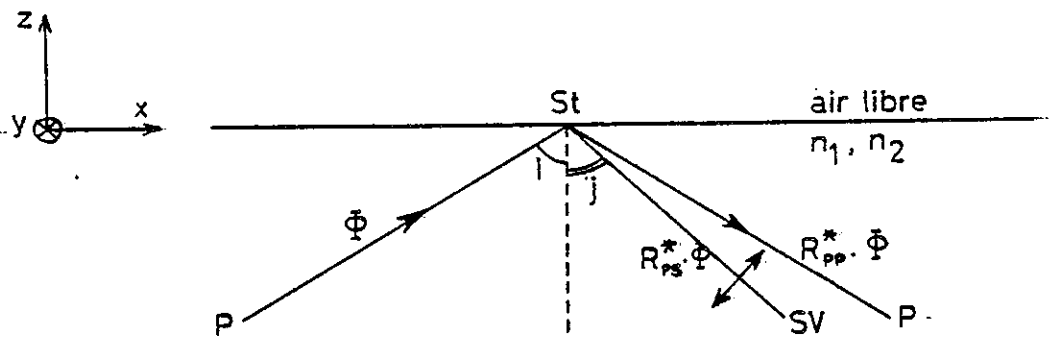


Fig. 7 - Réflexion d'une onde P incidente à la surface libre sous une station.

La fonction R que l'on doit alors introduire dans les calculs d'amplitude peut alors s'écrire comme le rapport en modules de cette composante verticale du déplacement résultant sur le déplacement incident, de module $\omega n_1 |\phi|$:

$$R = \left| \cos i \, (1 - R_{pp}) - \sin j \, . \, R_{ps} \right| \tag{14}$$

Classiquement (voir par exemple Červený et al. (1977)), R_{pp} et R_{ps} sont exprimés en fonction du paramètre du rai et des vitesses des P et des S dans le milieu. On peut aussi les exprimer en fonction des deux angles i et j et du rapport $\gamma = V_s/V_p$ (à la surface libre). R prend alors la forme :

$$R = \frac{2 \cos i \, |\cos 2j|}{\gamma^2 \sin 2i \sin 2j + \cos^2 2j} \tag{15}$$

En posant $u = \cos i$, on obtient finalement :

$$R(u) = \frac{2u \, . \, |1 - 2\gamma^2 + 2\gamma^2 u^2|}{4\gamma^3 \, u(1-u^2) \, . \sqrt{1 - \gamma^2 + \gamma^2 u^2} + (1 - 2\gamma^2 + 2\gamma^2 u^2)^2} \tag{16}$$

Si V_o désigne la vitesse des P en surface et k le gradient de vitesse en surface, on peut écrire qu'au voisinage de la source on a, d'après (1) :

$$\Delta = \frac{2}{pk} \sqrt{1 - p^2 V_o^2}$$

$$\frac{d\Delta}{dp} = \frac{2}{p^2 k} \frac{1}{\sqrt{1 - p^2 V_o^2}}$$

Soit, en introduisant l'angle i :

$$\Delta = \frac{2 \, V_o \cos i}{k \sin i}$$

$$\frac{d\Delta}{dp} = \frac{2\ V_o^2}{k \cos i \sin^2 i}$$

Portant ces expressions dans (4), on obtient pour l'expansion géométrique :

$$EXG = \frac{k \sin^2 i}{2\ V_o \cos i} \tag{17}$$

et, en posant à nouveau $u = \cos i$:

$$EXG = \frac{k\ (1 - u^2)}{2\ V_o\ u} \tag{18}$$

Enfin, évaluons, au voisinage de la source, l'exponentielle d'atténuation anélastique :

$$- \pi f \int \frac{ds}{QV} = - \frac{2\ \pi f u}{k Q_o \sqrt{1 - u^2}} \tag{19}$$

où Q_o est le facteur de qualité en surface.

Finalement, en reportant (16), (18) et (19) dans (3), on obtient une expression asymptotique de l'amplitude au voisinage de la source qui a pour développement limité au premier ordre :

$$A(u) = A_o \cdot \frac{k}{V_o} \cdot \frac{1 - 2\gamma^2}{4\gamma^3\ u \sqrt{1 - \gamma^2} + (1 - 2\gamma^2)^2} \cdot e^{-\frac{2\ \pi f u}{k Q_o}} \tag{20}$$

A l'ordre zéro, on a :

$$\boxed{\lim_{u \to o} A\ (u) = A_o \cdot \frac{k}{V_o\ (1 - 2\gamma^2)}} \tag{21}$$

Ainsi, appeler A_o l'"amplitude à la source" est un abus de langage : il est clair, au vu de l'équation (21), que si l'"amplitude à la source" est $A_o = 1$, l'amplitude calculée ne tend pas vers l'unité mais vers une valeur finie qui dépend de la vitesse en surface, du gradient de vitesse et du rapport V_p/V_s. Pour une valeur classique $\gamma = 1/\sqrt{3}$, on obtient comme limite pour l'amplitude la valeur de $3k/V_o$. La présence de k au numérateur n'est guère surprenante : si le gradient de vitesse est très faible, l'atténuation géométrique va être énorme et deux rais voisins partant presque à l'horizontale vont former un tube de rai très évasé ; par contre, si le gradient de vitesse est élevé, les rais vont subir une importante réfraction et vont rapidement émerger, contribuant par là à accroître l'amplitude.

A_o doit donc être plutôt considéré comme un terme multiplicatif permettant de normaliser les courbes d'amplitude si besoin est. Si l'on raisonne en déplacements, A_o n'a d'ailleurs pas la dimension [longueur] , mais [longueur]^2. On pouvait s'attendre à ce résultat en considérant l'équation (3) où $R(\Delta)$ et le terme d'atténuation anélastique sont tous deux sans dimension alors que l'expansion géométrique a la dimension [longueur]$^{-1}$.

II.3 - LISSAGE DE LA LOI DE VITESSE

II.3.1. Introduction

Ce n'est que récemment que l'utilisation accrue des amplitudes d'ondes de volume a amené le développement et la remise à jour de méthodes théoriques de calcul des propriétés géométriques des rais. Wesson (1970) a été l'un des premiers à discuter les difficultés rencontrées lors des calculs d'amplitude quand on interpole les lois de vitesse sans précaution particulière. Il introduit une méthode d'intégration numérique qui permet de prendre en compte des modèles de vitesse à deux dimensions dans lesquels les lois de vitesse sont lissées par une fonction polynomiale. On a ainsi la possibilité de calculer des courbes amplitude-distance qui ne présentent pas les singularités causées par les fonctions d'interpolation classiques.

Chapman (1971) a suggéré une méthode numérique directe simple pour calculer les courbes amplitude-distance. Contrairement à celle de Wesson, sa méthode n'autori-

se pas des variations latérales de vitesse mais utilise tout simplement les intégrales du rai. Elle est basée sur une interpolation de la loi de vitesse par des splines cubiques qui ont la propriété d'être des fonctions de classe C^2.

Enfin, une nouvelle étape dans le problème du lissage des lois de vitesse est parcourue par Červený et Pretlová (1977). Critiquant la méthode numérique de Chapman, ils développent une méthode analytique en lissant, non pas $v = v(z)$, mais $z = z(v)$ par des splines cubiques d'ajustement. Ils parviennent à exprimer les intégrales du rai dans chaque intervalle de vitesse $[v_i, v_{i+1}]$ où z est de la forme :

$$z = a_i + b_i v + c_i v^2 + d_i v^3.$$

Cette méthode est décrite plus en détail au chapitre suivant.

Le lissage par splines cubiques pouvant présenter un certain nombre d'inconvénients, en particulier des phénomènes d'oscillation qui introduisent des zones à moindre vitesse factices dans certains cas de figure, nous proposerons de lui substituer une interpolation par splines exponentielles, en revenant à une méthode numérique analogue à celle de Chapman. On va montrer, dans la suite de cet exposé, que l'aboutissement aux fonctions splines est bien la seule démarche permettant de résoudre le problème.

II.3.2. Interpolation polynomiale

Une erreur grossière à ne pas commettre, pour lisser la loi de vitesse, serait de chercher une interpolation par une fonction polynomiale de degré élevé. Nous la mentionnons cependant ici parce que, *a priori*, elle semble résoudre de façon simple le problème du lissage.

Formellement, celui-ci peut se poser de la façon suivante : étant donné une distribution de vitesse définie en n points (z_i, V_i), cherchons le polynôme de degré $n - 1$ qui passe par ces points. Cela revient à résoudre un système de n équations à n inconnues, mais il est bien connu, en analyse numérique, qu'il est illusoire de s'attendre à trouver une interpolation satisfaisante en utilisant un seul polynôme.

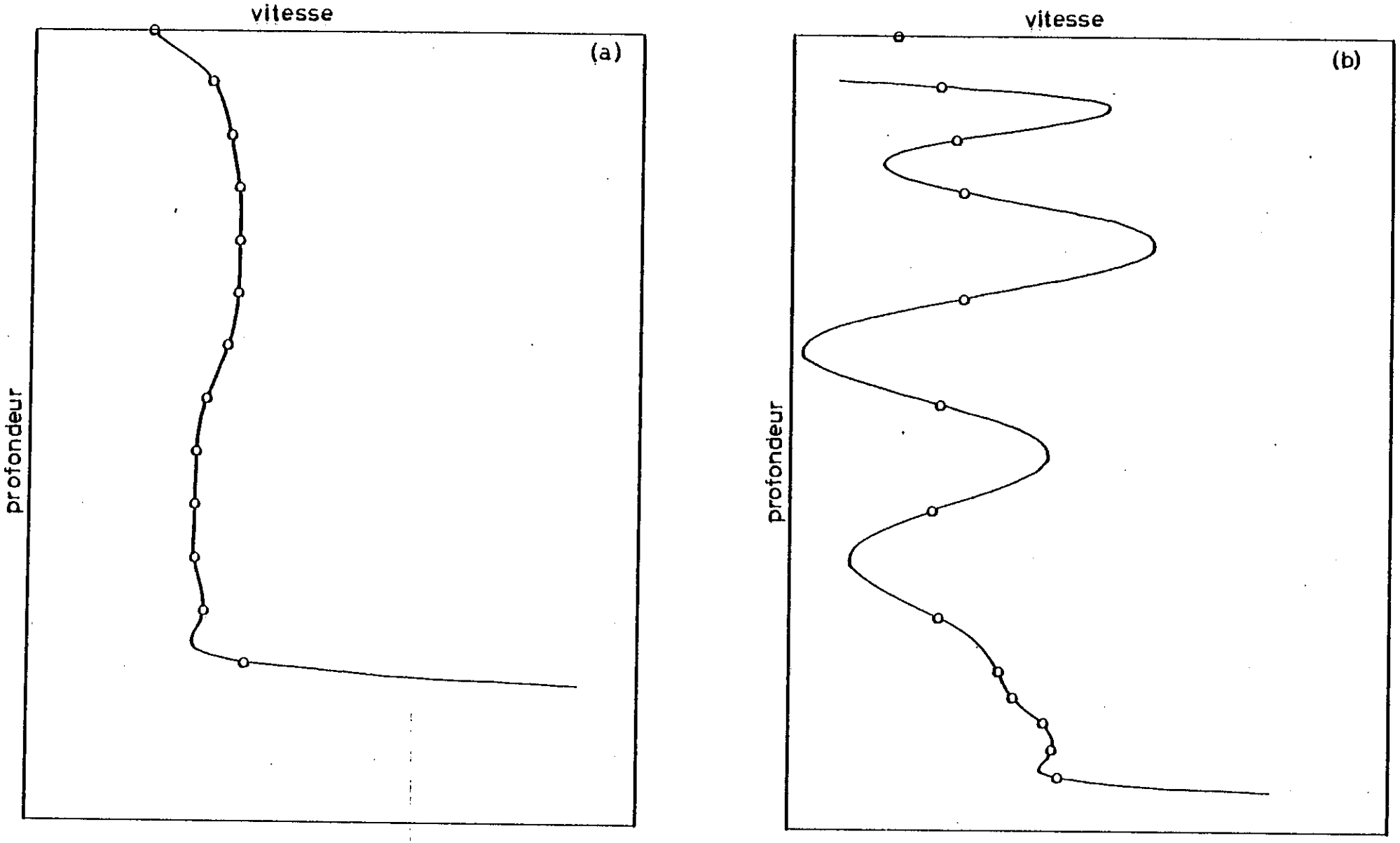


Fig. 8 - Deux exemples d'"interpolation" polynomiale pour deux lois de vitesse différentes.
(a) Faibles et régulières variations de la vitesse ; (b) Brusque accroissement de vitesse en profondeur.

Les deux exemples donnés dans les figures 8.a et 8.b montrent, pour deux distributions de vitesse différentes, comment varie la qualité de l'interpolation. Alors que dans le premier cas (faibles et régulières variations de vitesse), l'interpolation est presque acceptable (bien qu'une zone à moindre vitesse parasite soit introduite dans la dernière "couche"), le deuxième exemple (brusque variation de vitesse en profondeur) fait rejeter d'emblée ce procédé d'interpolation.

II.3.3. Interpolation hyperbolique

Si l'on veut remplacer les discontinuités infinies de la courbe d'amplitude par des discontinuités finies, une résolution rapide du problème est apportée par une interpolation que nous qualifierons d'"hyperbolique" parce que, entre les profondeurs z_i et z_{i+1}, la loi de vitesse est un arc d'hyperbole :

$$V(z) = a \frac{b + z}{c + z}$$

Une telle interpolation, en assurant une continuité du gradient de vitesse, donne des valeurs finies aux sauts d'amplitude et introduit ainsi une amélioration non négligeable (fig. 9).

On peut se demander ce qui nous a guidé vers un tel choix de fonction d'interpolation. Pourquoi une hyperbole et non une parabole, par exemple ? Une interpolation parabolique :

$$V(z) = a + bz + cz^2$$

est certes possible, mais dans certains cas de figure (Fig. 10), notamment quand le gradient de vitesse D imposé en z_i est supérieur au gradient linéaire k défini par :

$$k = \frac{V_{i+1} - V_i}{z_{i+1} - z_i}$$

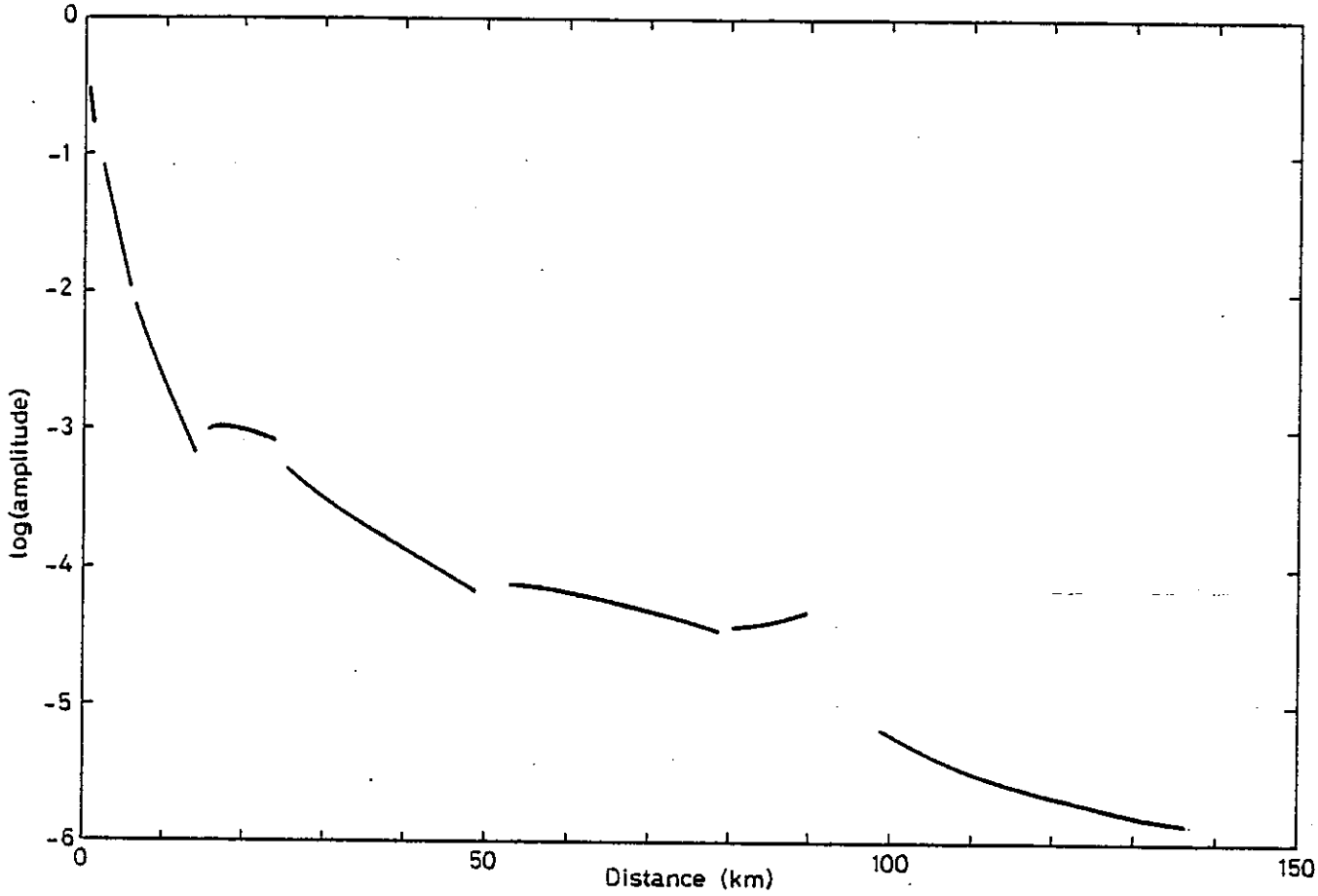


Fig. 9 - Courbe d'amplitude obtenue en lissant la loi de vitesse par une interpolation hyperbolique (Fig. 13) . La continuité de dV/dz supprime les comportements asymptotiques (voir par exemple Fig. 3), mais des sauts finis d'amplitude subsistent.

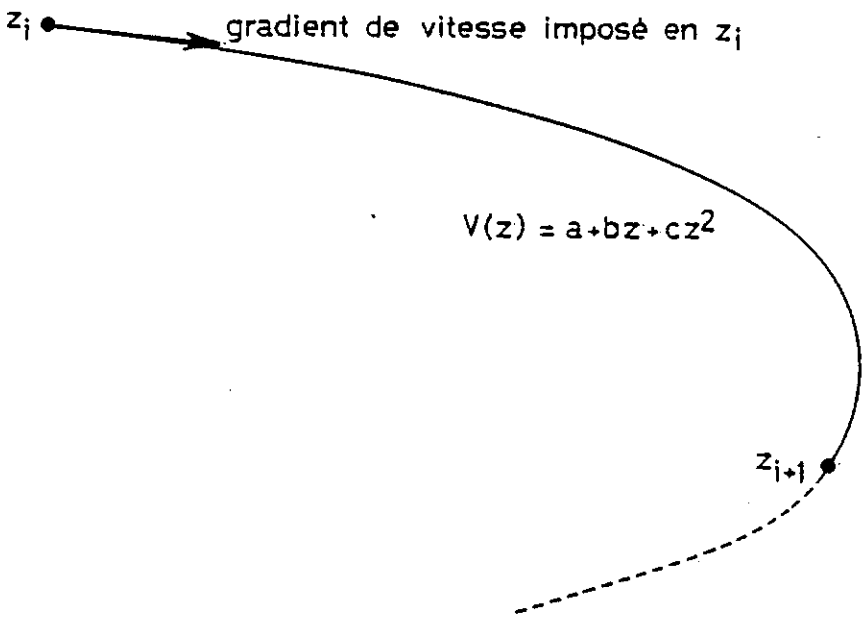


Fig. 10 - Interpolation parabolique

l'interpolation parabolique introduit de fausses zones à moindre vitesse.

Cet inconvénient pourrait être tourné en interpolant, tantôt par un arc de parabole directe si $D < k$, tantôt par un arc de parabole inverse :

$$V(z) = \sqrt{a + bz + cz^2}$$

si $D > k$ (Fig. 11).

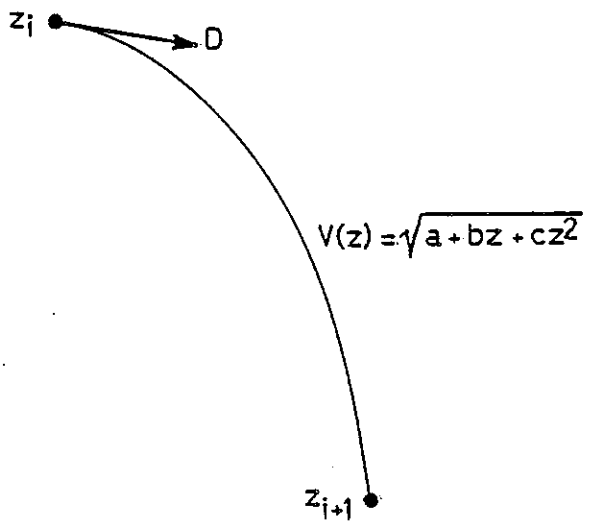


Fig. 11 - Interpolation parabolique inverse

L'intérêt de l'interpolation hyperbolique est de pouvoir, en une seule formule, faire la synthèse des deux cas précédents. Comme il n'existe qu'une hyperbole et une seule qui passe par deux points du plan avec une tangente fixée en un des deux points, et comme l'hyperbole est une courbe monotone sur ses intervalles de définition, le problème des fausses zones à moindre vitesse est éliminé.

Soient donc (Fig. 12) deux points (z_i, V_i) et (z_{i+1}, V_{i+1}) et la dérivée D à la courbe d'interpolation en z_i. Les conditions imposées sont :

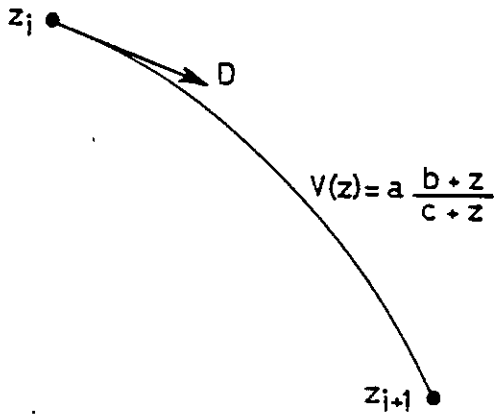


Fig. 12 - Interpolation hyperbolique

$$\begin{cases} a \dfrac{z_i + b}{z_i + c} = V_i \\[2ex] a \dfrac{z_{i+1} + b}{z_{i+1} + c} = V_{i+1} \\[2ex] a \dfrac{c - b}{(z_i + c)^2} = D \end{cases} \qquad (22)$$

Ce système non linéaire se résout aisément. On trouve :

$$\begin{cases} c = \dfrac{kz_{i+1} - Dz_i}{D - k} \\[2ex] a = \dfrac{V_{i+1}\,(z_{i+1} + c) - V_i\,(z_i + c)}{z_{i+1} - z_i} \\[2ex] b = \dfrac{V_i}{a}\,(z_i + c) - z_i \end{cases} \qquad (23)$$

La figure 13 donne un exemple de loi de vitesse lissée par des arcs d'hyperbole, la courbe d'amplitude correspondante étant donnée à la figure 9.

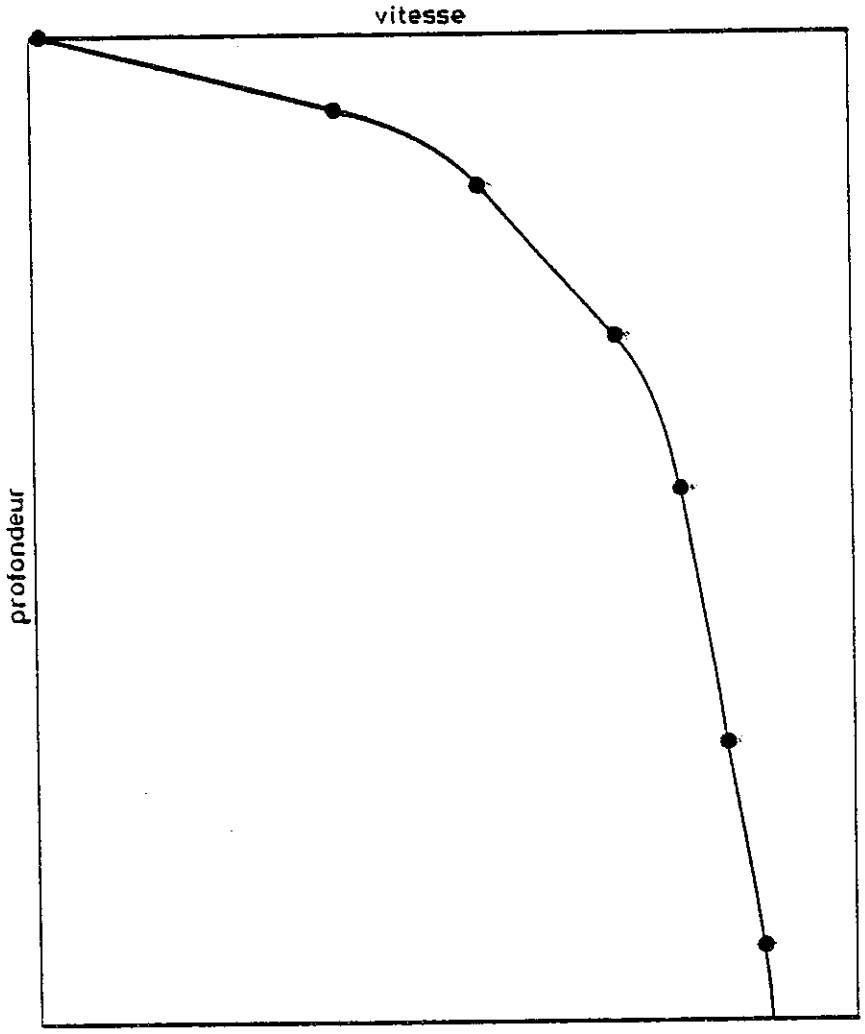


Fig. 13 - L'interpolation hyperbolique d'une loi de vitesse assure la continuité de la dérivée première et exclut toute zone à moindre vitesse parasite.

II.3.4. Interpolation par fonctions splines (*)

II.3.4.a. Splines cubiques

Si l'on veut assurer une continuité à la courbe d'amplitude, il faut choisir une fonction d'interpolation qui soit de classe C^2 sur le domaine de profondeur. Etant donné n couples (z_k, v_k), on peut chercher une fonction f telle que :

$$f(z_k) = v_k \qquad k = 1, \ldots, n$$

$$f(z) = f_k(z) \qquad \text{sur } [z_k, z_{k+1}] \quad , k = 1, \ldots, n-1$$

avec :

$$f_k(z) = a_k + b_k z + c_k z^2 + d_k z^3$$

$$\begin{cases} f'_k(z_k) = f'_{k+1}(z_k) \\ f''_k(z_k) = f''_{k+1}(z_k). \end{cases} \qquad k = 1, \ldots, n-1$$

Le problème posé est celui des splines cubiques qui sont utilisées de façon classique en analyse numérique. Chapman (1971) a été le premier à les appliquer au lissage des lois de vitesse, suivi plus tard par Červený et Pretlová (1977)(**).

(*) Pour le menuisier anglo-saxon, une "spline" est une languette de bois souple que l'on peut contraindre, par tension minimale, à passer par un certain nombre de points (par exemple des clous disposés arbitrairement sur une planche).

(**) La différence entre l'approche de Chapman et celle de Červený et Pretlová, c'est que le premier lissait par fonctions splines la distribution de vitesse en fonction de la profondeur et était contraint à calculer ensuite numériquement les intégrales du rai ; tandis que les seconds ont lissé la distribution de profondeur en fonction de la vitesse, ce qui peut sembler curieux a priori, mais présente l'incomparable avantage de pouvoir conserver une intégration analytique. Les deux méthodes sont exposées au chapitre suivant.

Du point de vue mathématique, on montre facilement que les contraintes sur les coefficients a_k, b_k, c_k, et d_k se traduisent par un système linéaire de n équations dans lequel les n dérivées premières $f'_k(z_k) = v'_k$ sont les inconnues :

$$\Delta z_k \, v'_{k-1} + 2\,(\Delta z_{k-1} + \Delta z_k)\, v'_k + \Delta z_{k-1}\, v'_{k+1} = 3\left[\Delta z_{k-1} \frac{\Delta v_k}{\Delta z_k} + \Delta z_k \frac{\Delta v_{k-1}}{\Delta z_{k-1}}\right] \tag{24}$$

avec :

$$\begin{cases} \Delta z_k = z_{k+1} - z_k \\ \Delta v_k = v_{k+1} - v_k . \end{cases}$$

Bien que tout ce que nous venons de dire ne s'applique qu'au cas des splines d'interpolation il peut être préférable pratiquement d'utiliser des splines d'ajustement. Ce sont aussi, dans chaque intervalle de profondeur considéré, des polynômes cubiques, mais un paramètre de lissage ρ fait passer la courbe résultante plus ou moins près des points discrets. En augmentant ρ , on tend vers une spline d'interpolation.

Červený et Pretlová (1977) ont déjà souligné l'utilité de ces splines d'ajustement. La figure 14 montre l'influence d'un tel lissage pour une loi de vitesse comportant un point "singulier".

Fig. 14 - Influence du lissage de la loi de vitesse par splines d'ajustement sur la forme de la courbe d'amplitude. Plus le paramètre de lissage ρ est grand, plus on passe près des points expérimentaux. Dans la loi de vitesse étudiée, un des points (à 4.67 km de profondeur) a été introduit artificiellement de façon à conserver le même gradient de vitesse entre 3 et 4.67 km et entre 4.67 et 6 km. Une telle insertion, aussi innocente qu'elle puisse paraître, a des effets dramatiques quand on lisse les points de trop près : elle fait apparaître vers 90 km de distance épicentrale, une remontée de l'amplitude due à un point d'arrêt de l'hodochrone ($d\Delta/dp$ très petit).

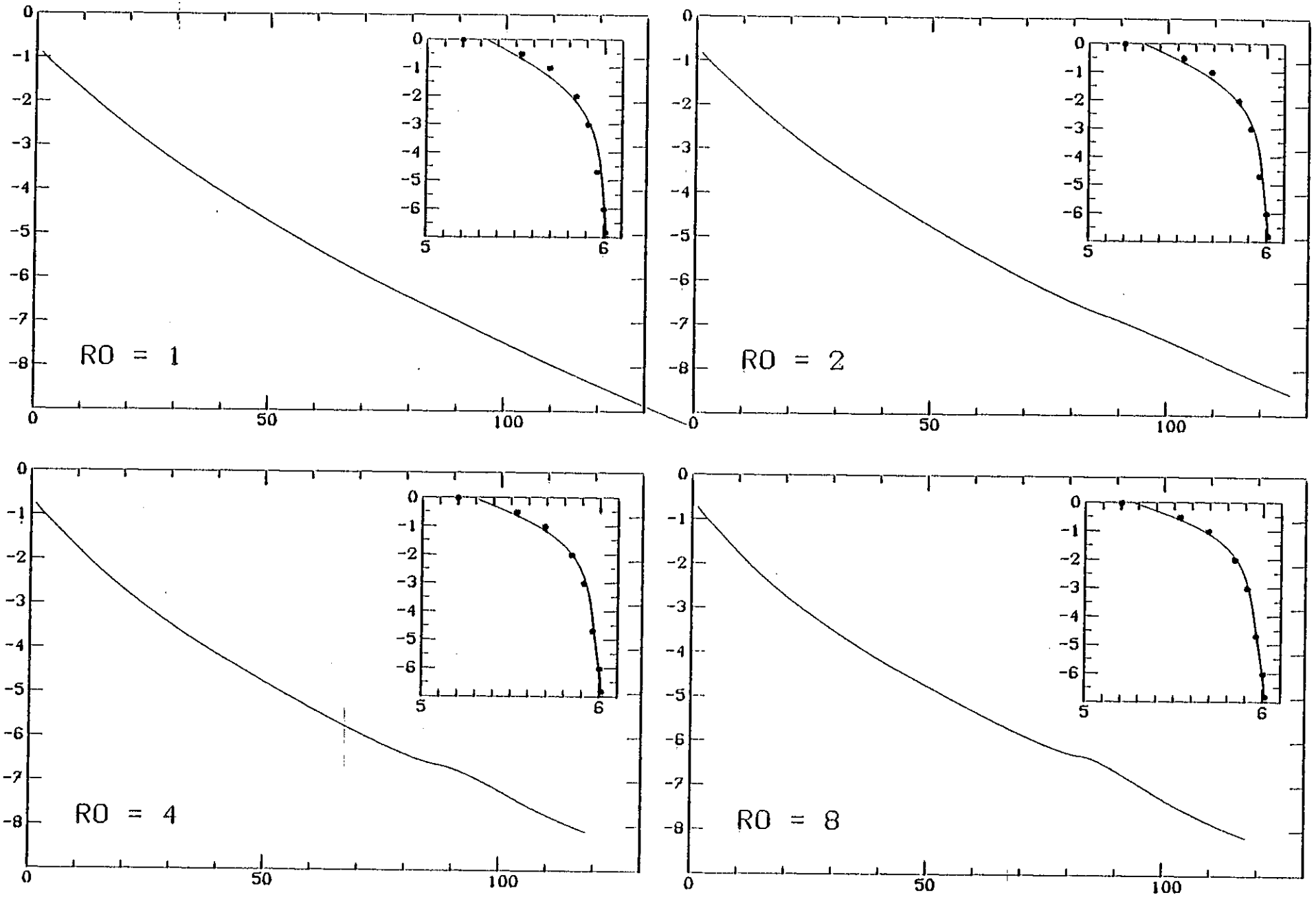


Fig. 14.a

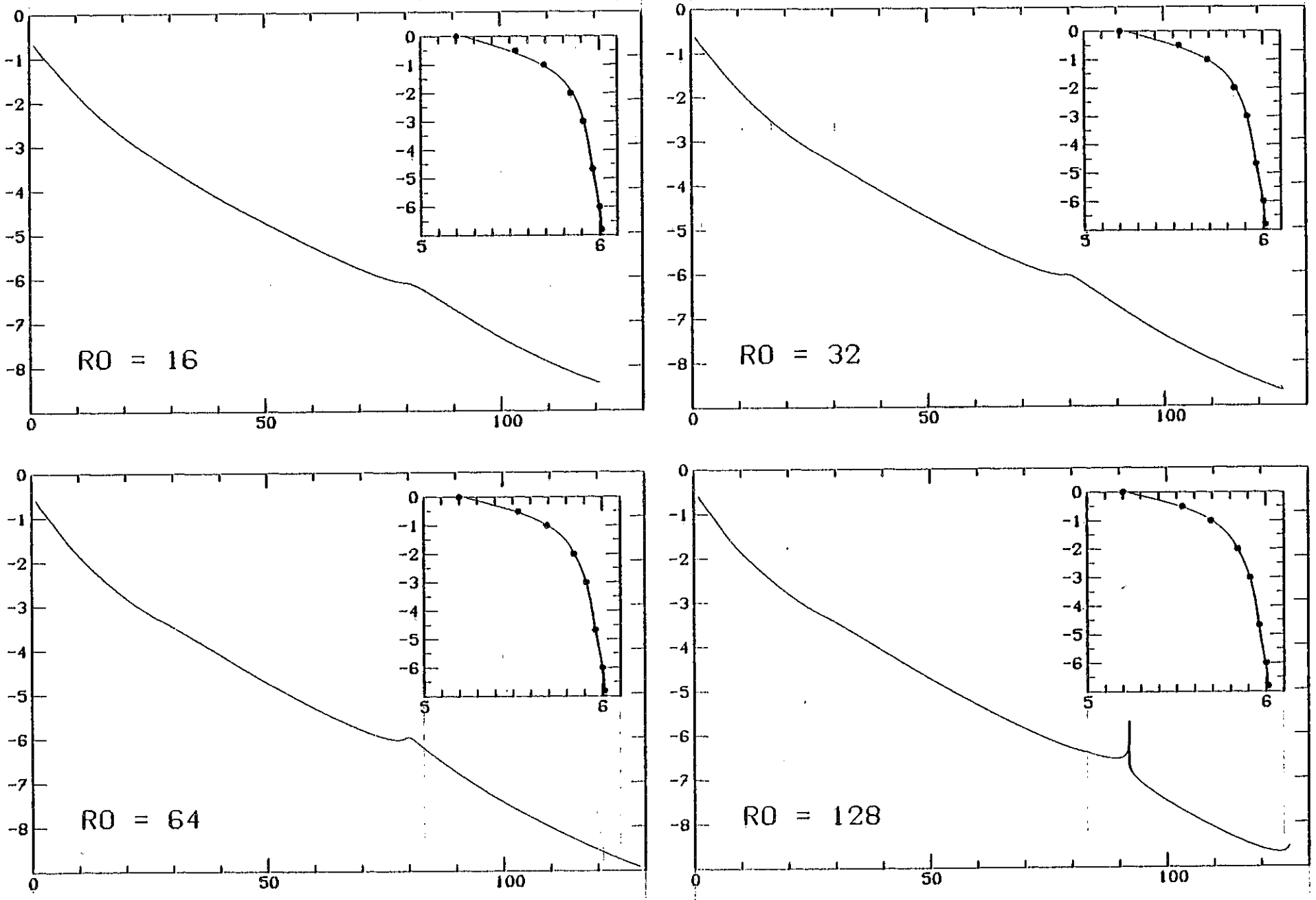


Fig. 14.b

Quand nous parlerons désormais de splines cubiques, on gardera en mémoire le fait que l'on utilisera de préférence des splines d'ajustement de façon à stabiliser la courbe d'amplitude. Par exemple, dans le cas de la loi de vitesse de la figure 14, on choisira un ρ de l'ordre de 30 qui à la fois maintient la courbe lissée près des points expérimentaux et atténue la bosse d'amplitude vers 80 km. On élimine ainsi presque totalement les anomalies introduites par les points de la loi de vitesse discrète qui manquent de précision.

II.3.4.b. Splines exponentielles

Pour éliminer de façon certaine les zones à moindre vitesse factices introduites par certains lissages par splines cubiques, nous proposons d'utiliser une forme analytique exponentielle de la fonction d'interpolation f_k :

$$f_k(x) = a_k + b_k (x - x_k) + c_k e^{\sigma_k(x-x_k)} + d_k e^{-\sigma_k(x-x_k)} \qquad (25)$$

où σ_k est une quantité liée à la tension de f_k sur $[x_k, x_{k+1}]$. (Voir annexe).

Les splines exponentielles, dont les splines cubiques ne sont qu'un cas particulier, ont été créées par Späth en 1969 dans le but d'éliminer les points d'inflexion indésirables introduits par les splines cubiques. Bien que les travaux de Späth ne s'appliquent à l'origine qu'à des lissages graphiques, on les a utilisés avec profit dans le cas présent car ils permettent d'interpoler la loi de vitesse par une courbe monotone sur chaque intervalle et qui correspond mieux au lissage que l'on fait visuellement. La figure 15 donne un exemple d'élimination de points d'inflexion par la méthode de Späth.

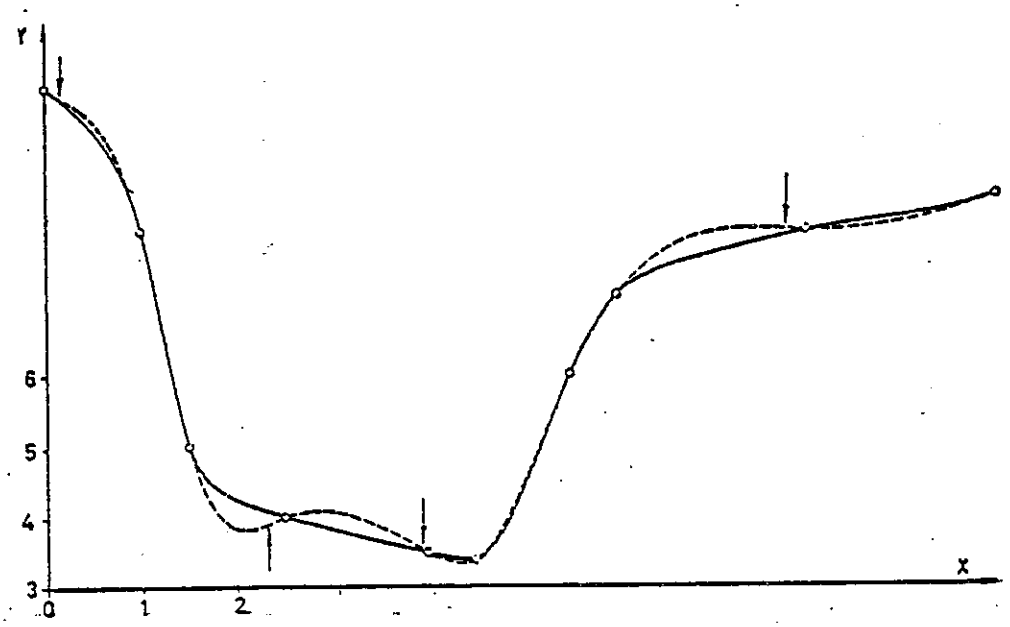


Fig. 15 - Les points d'inflexion indésirables (flèches) introduits par les splines cubiques (pointillés) sont éliminés en augmentant la tension de la courbe sur les intervalles incriminés et en utilisant des splines exponentielles (Späth, 1969) .

Enfin, la figure 16 montre sur un exemple concret les modifications apportées par les splines exponentielles sur un lissage par splines cubiques.

Le seul inconvénient que présente le lissage par splines exponentielles, c'est qu'on est à nouveau conduit à effectuer des intégrations numériques, avec tous les problèmes que de telles intégrations comportent quand on est en présence de fonctions singulières.

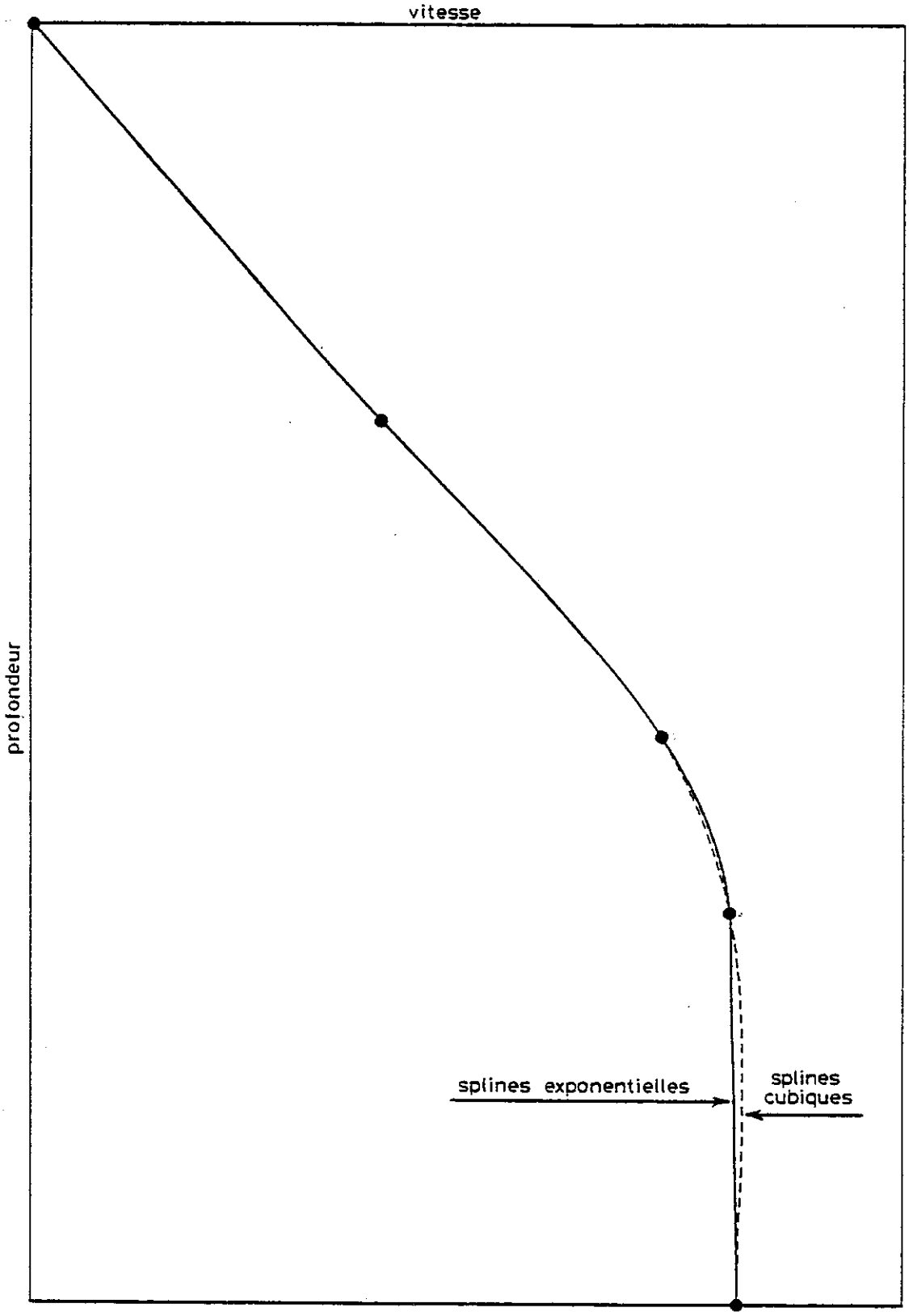


Fig. 16 - Lissage d'une loi de vitesse par splines exponentielles et comparaison avec les splines cubiques. La différence est dans ce cas d'importance car on élimine une fausse zone à moindre vitesse dans la couche la plus profonde.

III - EVALUATION NUMERIQUE ET ANALYTIQUE DES INTEGRALES DU RAI

III.1 - INTÉGRATION NUMÉRIQUE PAR LA MÉTHODE DE GAUSS GÉNÉRALISÉE

III.2 - INTÉGRATION ANALYTIQUE

Du chapitre précédent, on peut retenir, parmi tous les types de lissage examinés, celui par splines cubiques appliqué à la distribution de vitesse inverse qui permet de conserver une intégration analytique, et celui par splines exponentielles qui nécessite une intégration numérique. On présente ici les deux méthodes.

III.1 - INTEGRATION NUMERIQUE PAR LA METHODE DE GAUSS GENERALISEE

Le calcul numérique des intégrales du rai ne présente pas de difficultés particulières dans les couches (*) qui sont traversées entièrement par le rai. Par contre, au voisinage du point bas du rai, de cote z_m, on doit calculer des intégrales du type :

$$\int_{z_i}^{z_m} \frac{dz}{\sqrt{1 - p^2v^2} \, . \, vQ} \, , \quad \int_{z_i}^{z_m} \frac{dz}{\sqrt{1 - p^2v^2} \, . \, v} \quad \text{ou} \quad \int_{z_i}^{z_m} \frac{pvdz}{\sqrt{1 - p^2v^2}} \, ;$$

selon qu'on détermine les contributions à l'exponentielle d'atténuation anélastique, au temps de propagation ou à la distance horizontale respectivement.

Une même singularité -en racine carrée inverse- apparaît dans toutes ces intégrales en z_m qui est une des bornes d'intégration, car à cet endroit, le paramètre du rai et la vitesse dont inversement proportionnels. On peut se ramener, dans tous les cas, au calcul d'une intégrale :

$$I = \int_{z_i}^{z_m} \frac{\phi(z)}{\sqrt{z_m - z}} dz \tag{26}$$

où ϕ est une fonction régulière sur $[z_i, z_m]$.

(*) Ici, couche = domaine de profondeur entre deux points consécutifs de la distribution de vitesse $\{z_i, v_i\}$.

En effet, en posant $h = z_m - z$ et en remarquant que $1 - p^2v^2$ est le produit de $1 + pv$, fonction ne s'annulant pas sur $[z_i, z_m]$, par $1 - pv$, on a :

$$1 - pv = 1 - p \left[a_i + b_i (z_m - h - z_i) + c_i e^{\sigma_i(z_m - h - z_i)} + d_i e^{-\sigma_i(z_m - h - z_i)} \right]$$

En développant les exponentielles au second ordre au voisinage de l'origine et par passage à la limite, on obtient finalement :

$$\lim_{h \to 0} \frac{1 - pv}{h} = p \left\{ b_i + \sigma_i \left[c_i e^{\sigma_i(z_m - z_i)} - d_i e^{-\sigma_i(z_m - z_i)} \right] \right\} ,$$

ce qui démontre la proposition : en s'approchant de la borne z_m, $1 - pv$ peut se développer au premier ordre en $A (z_m - z)$.

En faisant le changement de variable :

$$z = z_i + (z_m - z_i) \zeta ,$$

l'intégrale (26) s'écrit alors :

$$I = \sqrt{z_m - z_i} \int_0^1 \frac{\phi(\zeta)}{\sqrt{1 - \zeta}} \, d\zeta \qquad (27)$$

Dans la méthode de Gauss classique, si l'on avait à calculer une intégrale du type :

$$J = \int_{-1}^{1} \phi(\xi) \, d\xi ,$$

on écrirait que :

$$J = \lim_{n \to \infty} \sum_{k=0}^{n} L_k \cdot \phi(\xi_k),$$

avec :

$$L_k = \frac{1}{X'_{n+1}(\xi_k)} \int_{-1}^{1} \frac{X_{n+1}(\xi)\, d\xi}{\xi - \xi_k}$$

où les ξ_k $(k = 0, \ldots, n)$ sont les zéros de X_{n+1}, polynôme de Legendre de degré n+1.

Dans la méthode de Gauss généralisée, on utilise les polynômes G_n orthogonaux sur $[0, 1]$ par rapport à la fonction-poids $1/\sqrt{1-\zeta}$, et l'intégrale (27) s'écrit :

$$I = \sqrt{z_m - z_i} \lim_{n \to \infty} \sum_{k=0}^{n} H_k \cdot \phi(\zeta_k) \qquad (28)$$

avec :

$$H_k = \frac{1}{G'_{n+1}(\zeta_k)} \int_{0}^{1} \frac{G_{n+1}(\zeta)\, d\zeta}{(\zeta - \zeta_k)\sqrt{1-\zeta}} \qquad (29)$$

où les ζ_k $(k = 0, \ldots, n)$ sont les zéros de G_{n+1}.

On montre que (Mineur, 1964) :

$$\zeta_k = 1 - \xi_k^2$$

$$H_k = 2\, L_k$$

où les ξ_k $(k = 0, \ldots, n,)$ sont les n+1 racines positives de $X_{2(n+1)}$.

Dans la pratique, comme la convergence est très rapide, on se limitera au huitième ordre, c'est-à-dire que l'on utilisera neuf points d'intégration liés aux racines positives du polynôme de Legendre d'ordre 18. Mineur (1964) donne les valeurs numériques des neuf coefficients H_k et des neuf points d'intégration ζ_k (Tableau 1). On peut vérifier que la somme des H_k est égale à 2.

k	H_k	ζ_k
0	0.043 232	0.016 799
1	0.099 436	0.086 400
2	0.152 848	0.203 260
3	0.201 866	0.354 058
4	0.245 110	0.521 569
5	0.281 286	0.686 656
6	0.309 370	0.830 461
7	0.328 554	0.936 553
8	0.338 286	0.992 813

Tableau 1 - Coefficients H_k et points d'intégration ζ_k utilisés pour intégrer numériquement :

$$I = \int_0^1 \frac{\phi(\zeta)}{\sqrt{1-\zeta}}\, d\zeta$$

On a :

$$I \simeq \sum_{k=0}^{8} H_k \cdot \phi(\zeta_k).$$

III. 2 - INTEGRATION ANALYTIQUE

Cherchant à minimiser les frais de calcul lors de l'évaluation des courbes d'amplitude en fonction de la distance, et en particulier lors des intégrations numériques, Červený et Pretlová (1977) ont proposé de lisser la distribution de profondeur en prenant pour variable la vitesse. Pour un intervalle donné $[v_i, v_{i+1}]$,

$$z = a_i + b_i v + c_i v^2 + d_i v^3.$$

On élimine ainsi, dans la plupart des cas, les zones à moindre vitesse factices qui peuvent s'introduire, quoiqu'exceptionnellement, quand on lisse la distribution des vitesses.

Si l'on utilise la vitesse comme variable, les intégrales du rai s'écrivent :

$$t_i = \int_{v_i}^{v_{i+1}} \frac{dz}{dv} \frac{dv}{v\sqrt{1 - p^2v^2}} \quad ; \quad x_i = \int_{v_i}^{v_{i+1}} \frac{dz}{dv} \frac{pvdv}{\sqrt{1 - p^2v^2}} .$$

En introduisant :

$$\frac{dz}{dv} = b_i + 2\, c_i v + 3\, d_i v^2,$$

on a :

$$\begin{cases} t_i = b_i\, I_{-1}^{(i)} + 2\, c_i\, I_0^{(i)} + 3\, d_i\, I_1^{(i)} \\ x_i = b_i\, L_1^{(i)} + 2\, c_i\, L_2^{(i)} + 3\, d_i\, L_3^{(i)} \end{cases} \tag{30}$$

avec :

$$I_n^{(i)} = \int_{v_i}^{v_{i+1}} \frac{v^n dv}{\sqrt{1 - p^2v^2}} \quad \text{et} \quad L_n^{(i)} = p\, I_n^{(i)} \tag{31}$$

Červený et Pretlová (1977) donnent les expressions de ces intégrales $I_n^{(i)}$ et $L_n^{(i)}$ pour les valeurs de n à prendre en compte.

Dans l'évaluation de l'expansion géométrique, où apparaît (éq. 4) la quantité $d\Delta/dp$, on peut encore calculer analytiquement $\partial x_i/\partial p$:

$$\frac{\partial x_i}{\partial p} = b_i K_1^{(i)} + 2 c_i K_2^{(i)} + 3 d_i K_3^{(i)} \tag{32}$$

avec :

$$K_n^{(i)} = \frac{\partial L_n^{(i)}}{\partial p} = \int_{v_i}^{v_{i+1}} v^n (1 - p^2 v^2)^{-3/2} \, dv \tag{33}$$

On redonne ici l'expression de $K_3^{(i)}$ qui apparaît chez Červený et Pretlová sous une forme erronée :

$$K_3^{(i)} = \frac{(v_{i+1}^2 - v_i^2)(v_i^2 + v_{i+1}^2 - p^2 v_i^2 v_{i+1}^2)}{Q_i Q_{i+1} (Q_i + Q_{i+1})(Q_i Q_{i+1} + 1)} \tag{34}$$

avec :

$$Q_i = \sqrt{1 - p^2 v_i^2} \quad .$$

$K_3^{(i)}$ peut d'ailleurs s'écrire plus simplement :

$$K_3^{(i)} = \frac{Q_{i+1} - Q_i + 1/Q_{i+1} - 1/Q_i}{p^4} \tag{35}$$

Lorsque le rai étudié a son point bas dans l'intervalle $[z_i, z_{i+1}]$, les formules donnant les $I_n^{(i)}$ et les $L_n^{(i)}$ restent valables, à condition de poser $Q_{i+1} = 0$ et $v_{i+1} = 1/p$. On dérive ensuite les nouvelles expressions de $L_n^{(i)}$ pour obtenir $K_n^{(i)}$. Rectifions à nouveau deux erreurs d'impression qui se sont glissées dans l'article de Červený et Pretlová :

$$L_3^{(i)} = \frac{Q_i \left[1 - \frac{1}{3} Q_i^2\right]}{p^3} \tag{36}$$

et

$$K_3^{(i)} = - \frac{1 + Q_i^2}{p^4 Q_i} \tag{37}$$

La distance épicentrale, le temps de propagation et l'expansion géométrique pouvant être calculés par cette méthode, examinons maintenant le cas de l'intégrale d'atténuation anélastique $\int_{rai} \frac{ds}{Qv}$.

On doit se fixer une certaine loi pour la variation de Q avec la profondeur. Celle qui semble la plus simple est la loi linéaire en vitesse :

$$Q = B_i (A_i + v).$$

Au pourcent près, cette loi ne s'écarte d'ailleurs pas de la loi linéaire en profondeur qu'il serait de toute façon impossible d'intégrer analytiquement. On doit alors calculer, pour chaque intervalle de vitesse, la quantité :

$$t_i^* = \int_{v_i}^{v_{i+1}} \frac{dz}{dv} \frac{dv}{B_i (A_i + v) v \sqrt{1 - p^2 v^2}} \tag{38}$$

Bien que le calcul analytique soit possible, il est relativement laborieux et nous n'entrerons pas ici dans le détails des résultats.

Il semble plus astucieux, au lieu d'une simple loi linéaire en vitesse, d'utiliser pour Q une loi un peu plus compliquée <u>a priori</u>, du type :

$$Q = \frac{A_i}{1 + B_i v^2} \tag{39}$$

Les écarts par rapport à une loi strictement linéaire en fonction de la profondeur sont en général peu importants (Fig. 17).

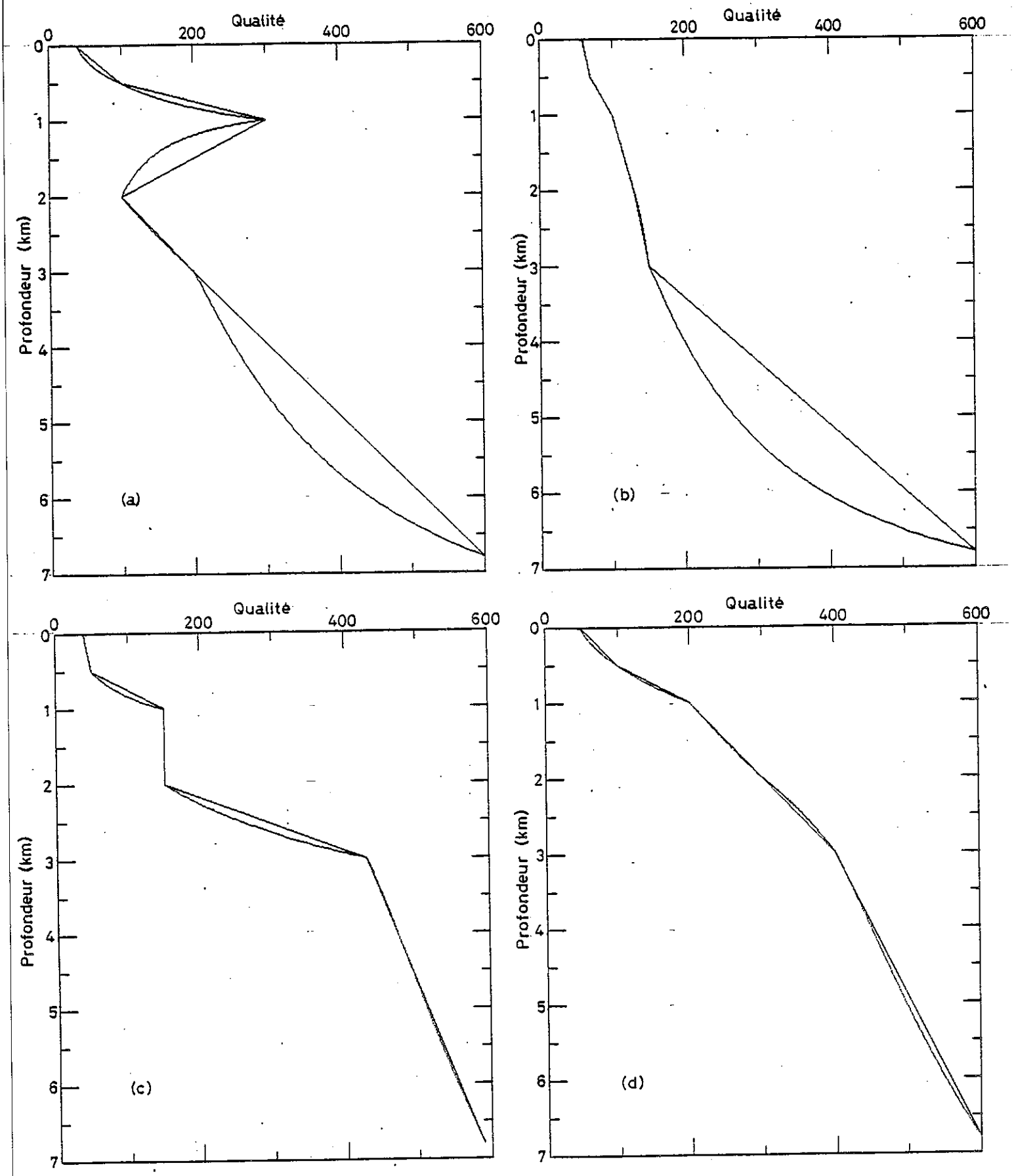


Fig. 17 - Déviation d'une loi de qualité de la forme $Q = A_i/(1 + B_i v^2)$ sur un intervalle de vitesse $[v_i, v_{i+1}]$ par rapport à une loi strictement linéaire $Q = A_i + B_i z$. Pour les quatre exemples présentés, la loi de vitesse est celle du Tableau 2. Les écarts sont plus importants lors de variations brusques du facteur de qualité (a) et (b) que lors de variations régulières (c) et (d).

z (km)	v (km/s)
0	5.2
.017	5.211
.5	5.53
1	5.69
2	5.84
3	5.91
6.8	6.01

Tableau 2 - Loi de vitesse utilisée dans les exemples de la figure 17, après lissage par splines cubiques (d'après Perrier et Ruegg, 1973).

L'expression du temps étoilé est alors :

$$t_i^* = \frac{1}{A_i} \int_{v_i}^{v_{i+1}} \frac{dz}{dv} \frac{dv}{v\sqrt{1 - p^2v^2}} + \frac{B_i}{p\,A_i} \int_{v_i}^{v_{i+1}} \frac{dz}{dv} \frac{pvdv}{\sqrt{1 - p^2\,v^2}} \qquad (40)$$

On reconnaît dans la première intégrale le temps de propagation t_i et dans la seconde la distance horizontale x_i. On a donc tout simplement :

$$\boxed{t_i^* = \frac{1}{A_i}\left[t_i + \frac{B_i\,x_i}{p}\right].} \qquad (41)$$

Pour une distribution de qualité strictement croissante avec la profondeur, les coefficients A_i et B_i de l'équation (39) peuvent toujours être calculés. Si la loi de Q comporte des zones à moindre qualité, il faut cependant s'assurer que l'on n'a pas :

$$\frac{Q_{i+1}}{Q_i} = \left[\frac{v_i}{v_{i+1}}\right]^2,$$

auquel cas les A_i et B_i correspondants ne pourraient être déterminés.

IV - APPLICATION A L'INVERSION DU FACTEUR DE QUALITE DANS LA CROUTE SUPERIEURE

IV.1 - INTRODUCTION

IV.2 - LISSAGE DES AMPLITUDES EXPÉRIMENTALES

IV.3 - PROCESSUS ITÉRATIF D'INVERSION

IV.4 - APPLICATION À LA DÉTERMINATION DU FACTEUR DE QUALITÉ DANS LES PREMIERS KILOMÈTRES DE LA CROÛTE SOUS LE MASSIF CENTRAL

IV.5 - CONCLUSION

IV.1 - INTRODUCTION

La méthode d'inversion utilisée par Perrier et Ruegg (1973) est basée sur l'évaluation du terme d'atténuation anélastique

$$X = \int_{rai} \frac{ds}{Qv}$$

pour un certain nombre de rais, c'est-à-dire un certain nombre de profondeurs.

Si l'on appelle $\bar{v}_j$ et Q_j la vitesse moyenne et le facteur de qualité constant entre les niveaux j et $j+1$, et si l'on considère deux rais émergeant aux distances Δj et $\Delta j+1$ avec des points bas en j et $j+1$, on peut écrire :

$$\begin{cases} X_j \simeq f(Q_i) & (i = 1, \ldots, j-1) \\ X_{j+1} \simeq g(Q_i) + 2\dfrac{ds_j}{Q_j\,\bar{v}_j} & (i = 1, \ldots, j-1) \end{cases}$$

où ds_j représente l'élément d'arc de rai compris entre les deux niveaux j et $j+1$.

Pour une fréquence f donnée, en formant le rapport des amplitudes A_j et A_{j+1}, on trouve :

$$\pi f\,(X_{j+1} - X_j) = \mathrm{Log}\,\frac{A_j}{A_{j+1}}\,\frac{EXG_{j+1}}{EXG_j}\,\frac{R_{j+1}}{R_j},$$

équation de laquelle il est alors facile de tirer X_{j+1} et par suite Q_j. On itère alors le procédé à l'indice $j+1$.

La méthode a été utilisée avec succès pour inverser la loi de qualité en diverses régions du Massif Central (plateau de Millevaches et volcans d'Auvergne) aussi bien pour les ondes P que pour les ondes S.

Repartant de ces mêmes données expérimentales, nous allons présenter, dans ce chapitre, une méthode d'inversion plus fine, avec des accroissements quasi-linéaires du facteur de qualité avec la profondeur, méthode découlant des calculs d'amplitude exposés précédemment.

Les données de base de l'inversion du facteur de qualité étant les amplitudes des ondes, on s'attachera, dans une première étape, à trouver une expression analytique de la décroissance des amplitudes observées avec la distance. Partant d'une loi de Q uniforme dans toute la croûte, on appliquera alors un processus itératif qui fournira finalement la distribution de qualité qui explique au mieux la décroissance observée.

IV.2 - LISSAGE DES AMPLITUDES EXPERIMENTALES

Le lissage des données expérimentales, en l'occurence les amplitudes observées aux différentes distances, peut poser un certain nombre de problèmes si l'on désire utiliser la courbe lissée dans des calculs ultérieurs.

Dans le procédé d'inversion que nous avons utilisé, nous avons lissé les amplitudes expérimentales (ou plutôt leurs logarithmes décimaux) par des fonctions splines d'ajustement. Là se pose à nouveau le problème du choix du paramètre de lissage (cf. § II.3.4.a). C'est un peu le même problème auquel on serait confronté si l'on voulait donner manuellement un trait de crayon au travers des points expérimentaux. Comment faire en particulier pour lisser les données au voisinage du point de tir, là où la décroissance est la plus rapide ? Doit-on tenir compte de l'amplitude mesurée à la station la plus proche et contraindre la courbe à passer par ce point ?

La décroissance de la courbe lissée au voisinage du point de tir a une influence directe sur l'inversion du facteur de qualité. Si le lissage est trop important, la pente à l'origine sera faible, ce qui, pour certaines lois de vitesse, peut conduire à des valeurs excessives du facteur de qualité en surface. Dans des cas exceptionnels de mauvais lissage, la pente à l'origine pourra même être inférieure à la pente de la courbe d'amplitude pour un milieu élastique.

On a vu que, en posant :

$u = \cos i$, (i = angle d'incidence)

l'amplitude $A(u)$ au voisinage de l'origine était donnée par l'équation (20). Par dérivation, on a :

$$\left[\frac{dA}{du}\right]_{u=0} = - \frac{k}{V_o\,(1-2\gamma^2)} \left[\frac{4\,\gamma^3\,\sqrt{1-\gamma^2}}{(1-2\gamma^2)^2} + \frac{2\,\pi f}{k\,Q_o}\right] \qquad (42)$$

avec les notations du § II.2.

Or, $\dfrac{k}{V_o\,(1-2\gamma^2)}$ est précisément l'amplitude à la source A_o. D'autre part, on peut calculer directement la quantité $\left[\dfrac{dA}{du}\right]_{u=0}$:

$$\left[\frac{dA}{du}\right]_{u=0} = \left[\frac{dA}{d\Delta}\right]_{\Delta=0} \cdot \left[\frac{d\Delta}{du}\right]_{u=0} = - \frac{2\,V_oPA_o\,\mathrm{Log}\,10}{k} \qquad (43)$$

où $-P$ (P positif) est la pente à l'origine de la courbe de décroissance observée (en coordonnées semi-logarithmiques).

On peut alors tirer de (42) et (43) l'expression suivante du facteur de qualité en surface :

$$Q_o = \frac{\pi f}{PV_o\,\mathrm{Log}\,10 - \dfrac{2\,k\gamma^3\,\sqrt{1-\gamma^2}}{(1-2\gamma^2)^2}} \qquad (44)$$

Pour un rapport V_p/V_s normal, c'est-à-dire égal à $\sqrt{3}$, on a :

$$\boxed{Q_o = \frac{\pi f}{PV_o\,\mathrm{Log}\,10 - 2\,k\,\sqrt{2}}\,,} \qquad (45)$$

équation qui montre bien l'importance de la pente P à l'origine dans la détermination du facteur de qualité en surface.

Pour s'affranchir du choix du paramètre de lissage qui contrôle lui-même plus ou moins directement cette pente P, on a utilisé un procédé mis au point par Utreras Diaz (1979). On aboutit ainsi, en toute objectivité, au meilleur lissage possible d'une distribution de points. Le procédé étant statistique, il importe cependant de disposer d'un nombre suffisant de données (minimum de 25 points) pour obtenir un résultat significatif.

IV.3 - PROCESSUS ITERATIF D'INVERSION

La distribution du facteur de qualité est composée de n points (z_i, Q_i) entre lesquels on fait :

- une interpolation linéaire en z si l'on utilise la méthode d'intégration numérique ;

- une interpolation en $A_i/(1 + B_i v^2)$ si l'on utilise la méthode d'intégration analytique.

Au début du processus, la loi de Q est supposée *a priori* constante dans tout le milieu étudié. Cette valeur constante de départ n'a pas d'influence sur le processus d'inversion lui-même, elle ne fait que modifier la rapidité de la convergence vers une solution stable. On pourrait penser, d'après ce qu'on a vu au paragraphe précédent, que la valeur du facteur de qualité en surface est fixée par l'équation (45) et qu'il ne reste plus que $n-1$ valeurs Q_i à déterminer. On n'utilisera pas en pratique l'équation (45) car il suffit qu'un des paramètres intervenant -pente de la courbe lissée, vitesse en surface, gradient de vitesse en surface- manque un peu de précision pour fausser complètement la valeur de Q_o. On préfère laisser "flottantes" les n valeurs Q_i pour obvier à cet inconvénient.

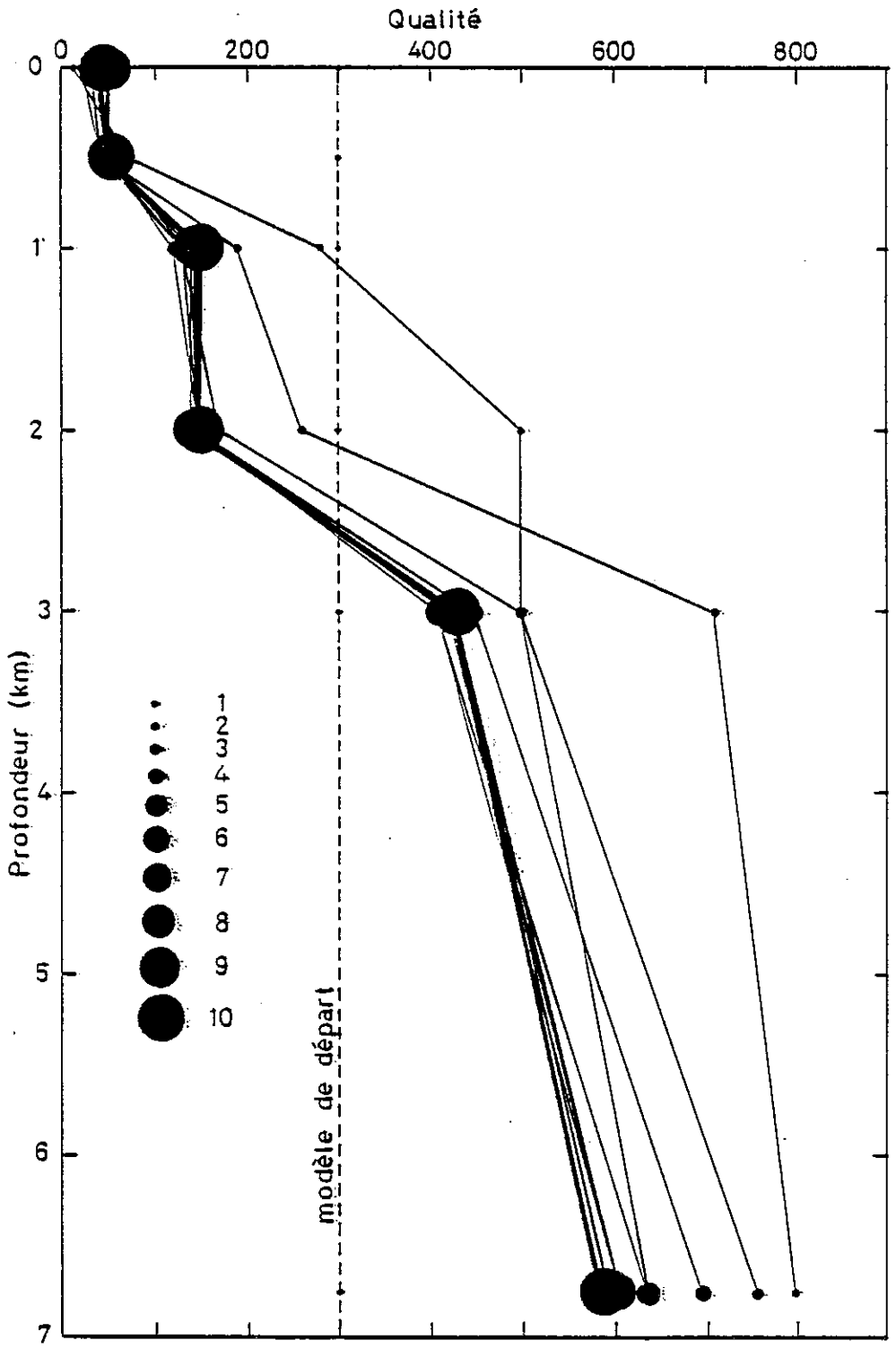


Fig. 18 - Convergence des modèles vers une solution stable avec 10 itérations du processus. La taille des symboles est proportionnelle à l'ordre de l'itération. Le modèle final est en trait gras.

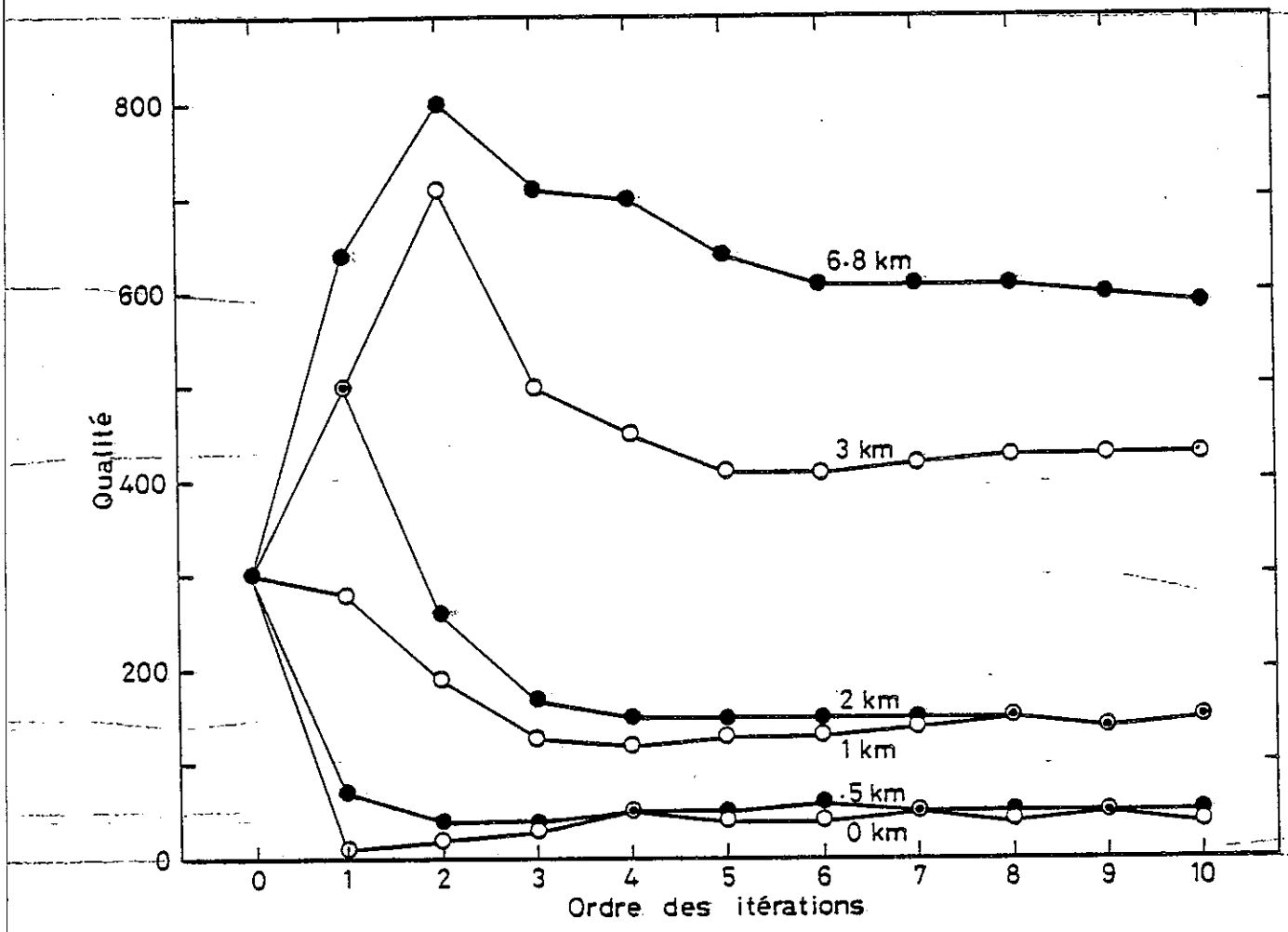


Fig. 19 - Convergence de la qualité à une profondeur donnée avec les itérations du processus. 6 itérations sont en général suffisantes pour stabiliser l'ensemble des valeurs.

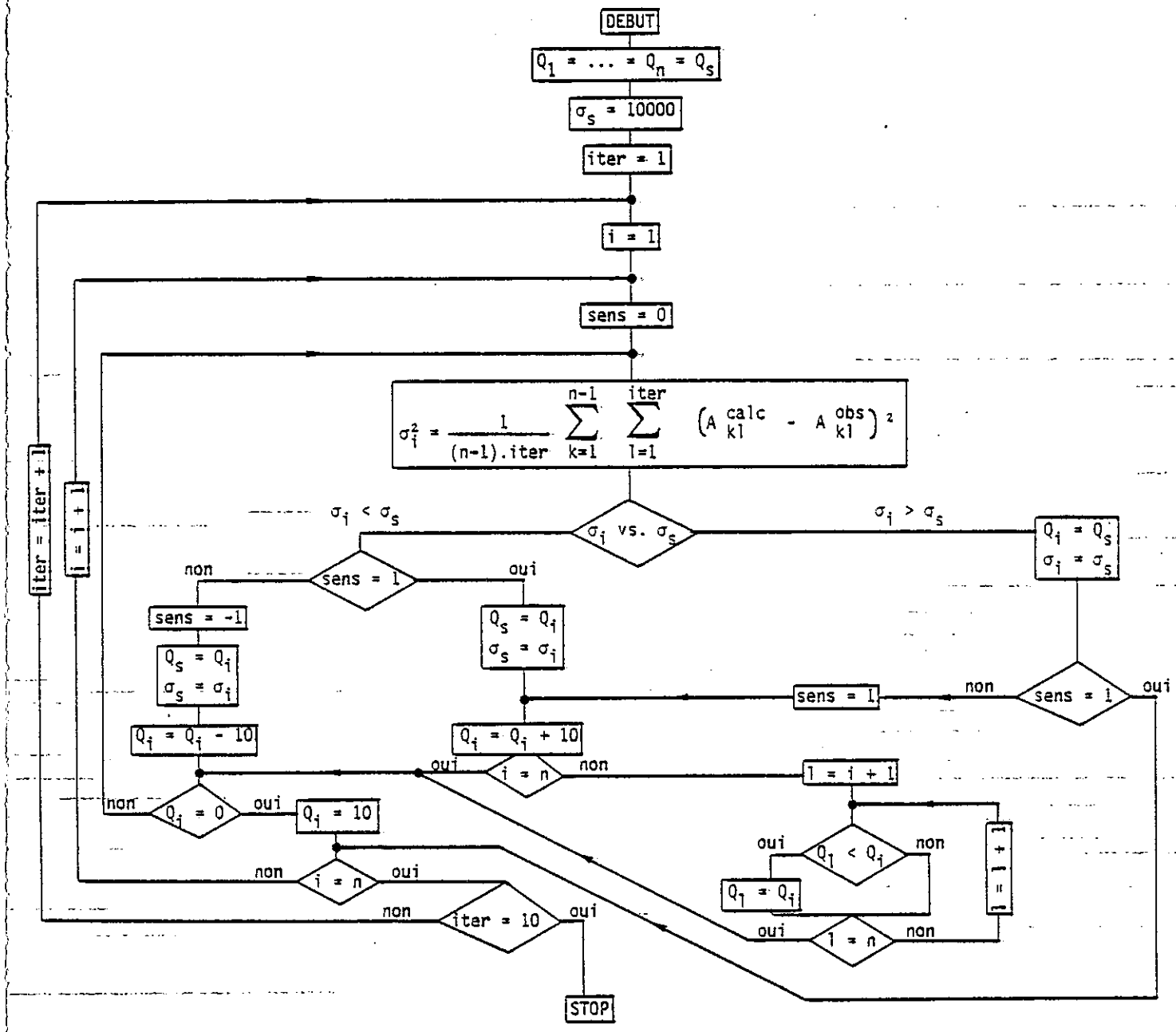


Fig. 20 - Organigramme du processus itératif utilisé pour inverser la loi de qualité.

On part donc d'un modèle de Q constant dans toute la croûte, par exemple Q = 300, et on calcule, pour ce premier modèle, l'écart-type entre la courbe d'amplitude observée et la courbe théorique. Cet écart-type est évalué en un certain nombre de distances, c'est-à-dire pour un certain nombre de rais. Lors de la première application du processus itératif (itération n° 1), l'écart-type est calculé pour les rais de paramètres $\{1/v_i\}$ $(i = 2, \ldots, n)$, c'est-à-dire les rais qui ont leurs points bas aux profondeurs $\{z_i\}$ $(i = 2, \ldots, n)$. On ajuste Q_1, en l'augmentant ou en le diminuant, de façon à minimiser l'écart-type. On ajuste alors Q_2, puis Q_3, ...

Une fois que le processus a été appliqué à l'ensemble des n points, on procède à une itération. A l'itération n° k, l'écart-type est calculé pour les rais de paramètres :

$$\{ k/v_i, k/2v_i, \ldots, 1/v_i\} \quad . \quad (i = 2, \ldots, n).$$

Quelques itérations sont en général suffisantes pour faire converger le modèle de Q vers une solution stable (Fig. 18 et 19). Le fait de ne calculer les écarts entre la courbe théorique et la courbe observée qu'en un nombre réduit de points au début de l'inversion permet de dégrossir rapidement le modèle, l'affinement de la solution n'étant acquise que lors des itérations ultérieures.

Enfin, l'organigramme présenté à la figure 20, qui est celui du programme d'inversion que nous avons utilisé, appelle encore une remarque. Quand on augmente la valeur de la qualité en un point, on prend bien garde à ce que les Q_i situés à des profondeurs plus grandes n'aient des valeurs moindres. On interdit par là toute zone à moindre qualité, mais cette restriction est nécessaire pour éviter des oscillations brusques sans signification physique. En effet, supposons que la courbe d'amplitude observée (Fig. 21) présente un léger replat à la distance x_R.

Si l'on autorise des zones à moindre Q, on va essayer d'expliquer au mieux ce ressaut en augmentant d'abord Q, puis en le diminuant. L'expérience montre que l'on doit introduire des variations très importantes de Q, même si le replat est peu marqué (Fig. 22). Or, un tel replat peut être interprété beaucoup plus simplement par une très faible variation du gradient de vitesse ou par des hétérogénéités locales. C'est pour cette raison que nous interdisons des diminutions du facteur de qualité dans nos modèles.

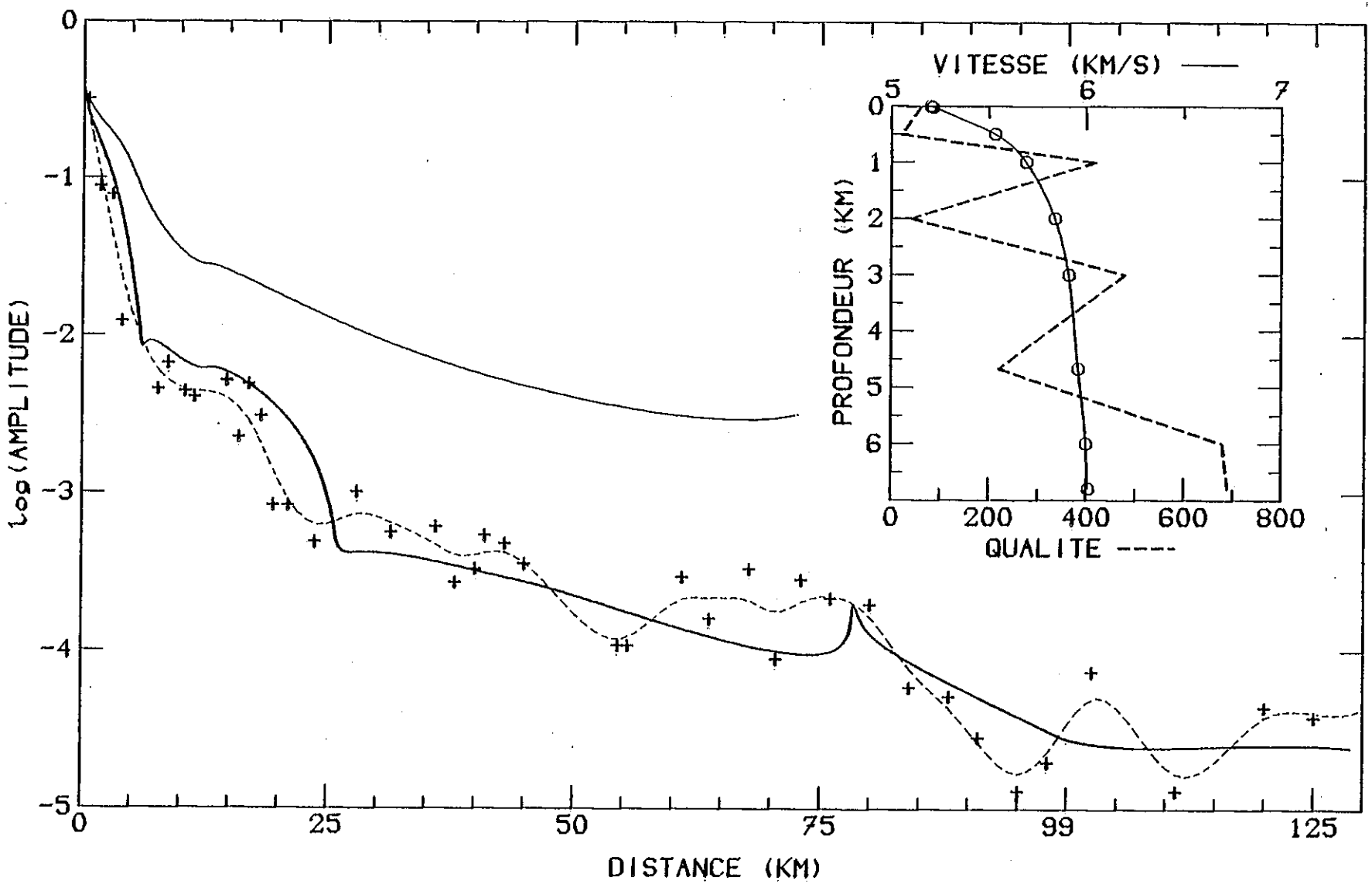


Fig. 22 - Si l'on autorise des zones à moindre qualité, on risque de faire osciller la loi de qualité dans des proportions peu réalistes. Pointillés : courbe lissée d'amplitude observée ; trait gras : courbe théorique avec atténuation ; trait maigre : courbe théorique sans atténuation.

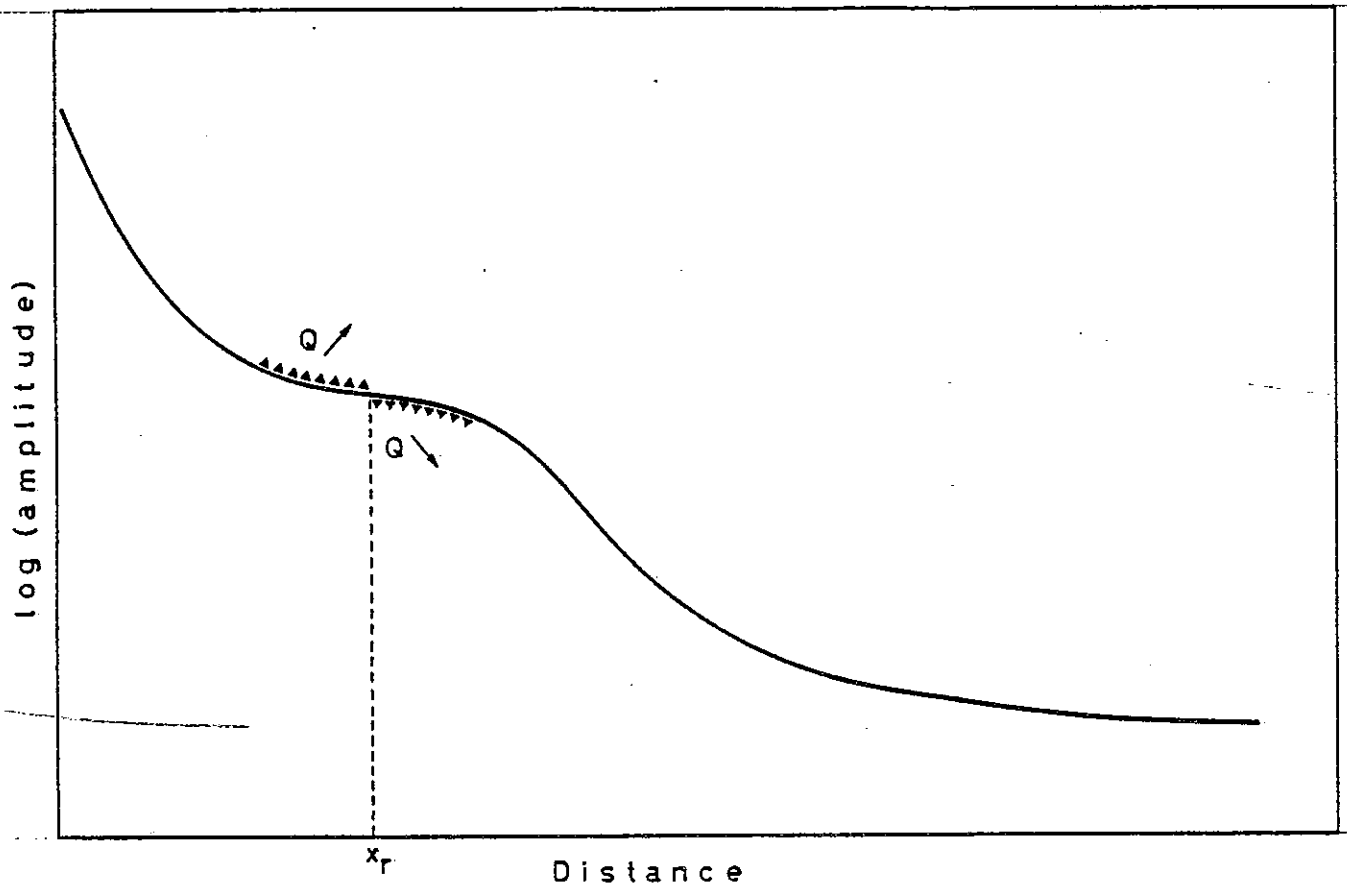


Fig. 21 - L'existence de replats dans la courbe d'amplitude observée introduit des oscillations brusques de la loi de qualité inversée.

IV.4 - APPLICATION A LA DETERMINATION DU FACTEUR DE QUALITE DANS LES PREMIERS KILOMETRES DE LA CROUTE SOUS LE MASSIF CENTRAL

Les données que nous avons utilisées (amplitudes et loi de vitesse) ont été acquises en 1970 dans la partie occidentale du Massif Central, sur le plateau de Millevaches (Perrier et Ruegg, 1973). Le socle paléozoïque y affleure sous la forme de granite à muscovite. La tectonique d'une part, l'observation des hodochrones d'autres part (Fig. 23) s'accordent pour considérer comme excellente l'hypothèse d'une constitution tabulaire de la croûte supérieure. Le point de tir était situé à Bagnac (400 kg) avec 85 stations le long d'un profil SN jusqu'à 180 kilomètres de distance, l'intervalle moyen entre les stations étant de 1,5 kilomètre. Seules les composantes verticales des sismomètres à trois composantes ont été utilisées. L'amplitude de la première arrivée a été mesurée sur 64 signaux qui avaient une fréquence moyenne de 18.8 Hz.

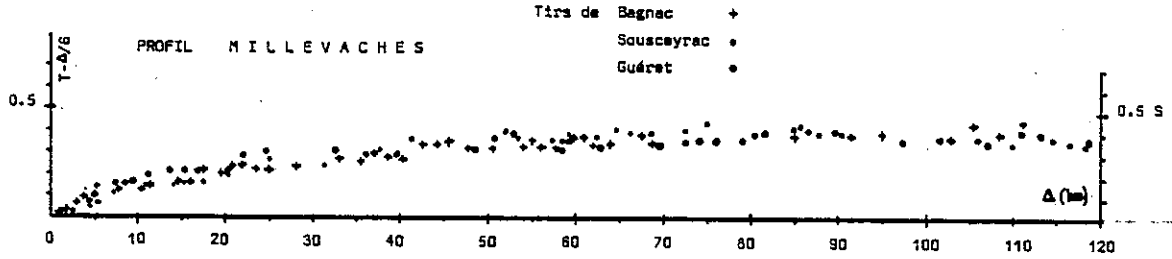


Fig. 23 - Hodochrone en temps réduit de l'onde Pg dans le cristallin du plateau de Millevaches (Perrier et Ruegg, 1973) . La faible dispersion des temps d'arrivée suggère une constitution tabulaire de la croûte supérieure.

On a vu précédemment moyennant quelles approximations ces mêmes données ont déjà été utilisées par Perrier et Ruegg (1973) pour avoir une première estimation de la distribution de qualité en profondeur. Le modèle en marches d'escalier auquel ils parvenaient tendait, à grande profondeur, vers une valeur de 300. On l'a représenté dans l'encart de la figure 24 en calculant, pour des variations linéaires de vitesse dans chaque intervalle de profondeur, la courbe d'amplitude théorique. On obtient évidemment (voir chapitre I), une courbe d'amplitude discontinue, mais on peut remarquer que l'extrémité finie de chaque branche d'amplitude se trouve proche de la courbe de décroissance observée.

La figure 25 présente le même modèle de qualité, mais cette fois-ci avec un lissage de la loi de vitesse par splines exponentielles. La courbe d'amplitude, bien que continue, présente un aspect en dents de scie dû aux variations discontinues du facteur de qualité. Mais on remarque surtout le mauvais accord entre la courbe théorique et la courbe observée, la première étant systématiquement située sous la seconde. Il faut voir là l'effet des variations linéaires de vitesse utilisées par Perrier et Ruegg dans leur modèle : le facteur de qualité à grande profondeur se trouve minoré. Une autre façon de voir les choses est de considérer la courbe d'amplitude de la figure 25 comme une sorte de lissage des branches d'amplitude de la figure 24. Chapman (1971) obtient un résultat analogue pour un domaine de distances épicentrales s'étendant de 65° à 71° (Fig. 26).

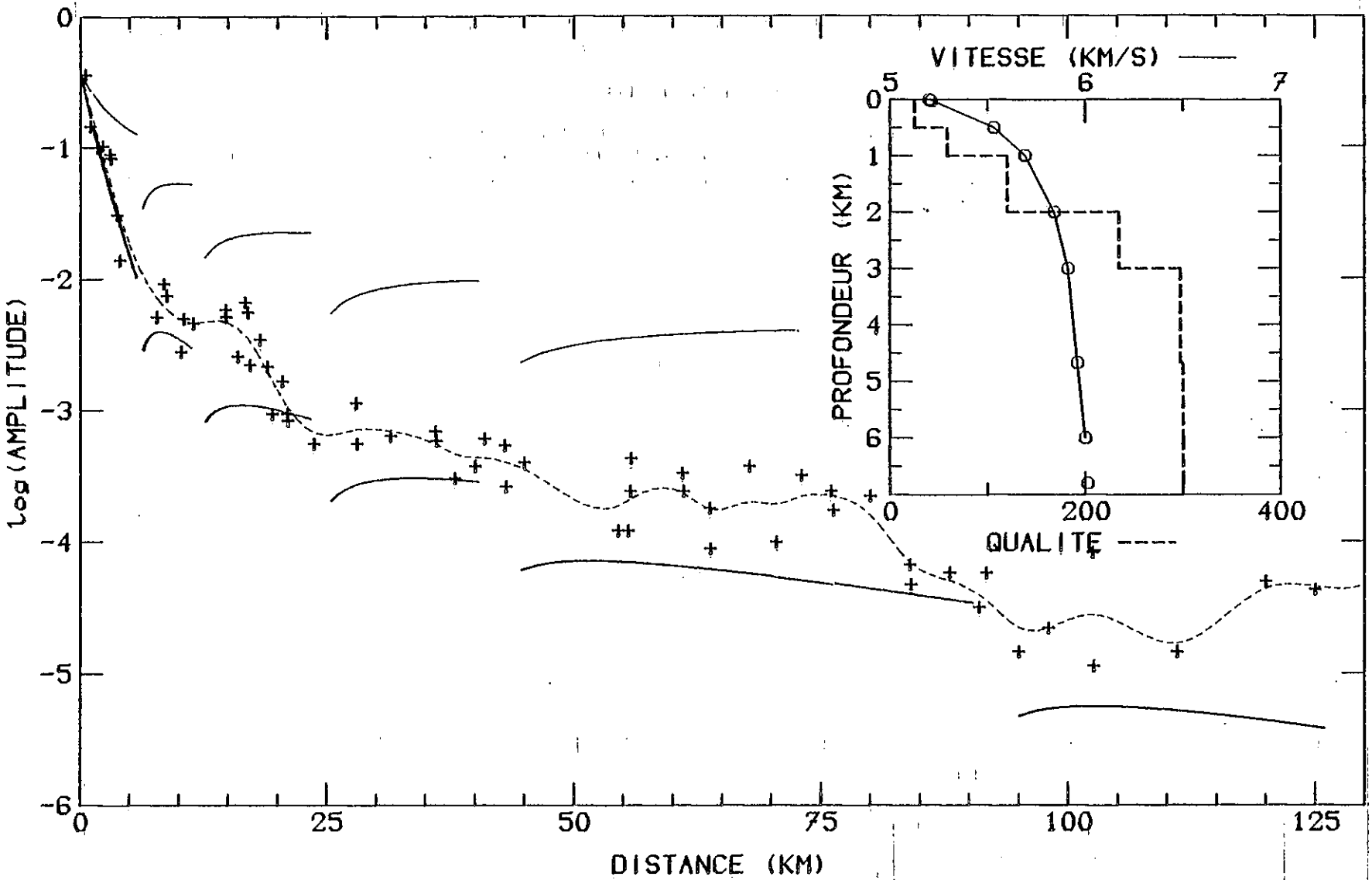


Fig. 24 - Courbe d'amplitude pour le modèle de qualité de Perrier et Ruegg (1973) avec des variations linéaires de la vitesse dans chaque intervalle de profondeur. Pointillés : courbe lissée d'amplitude observée ; trait gras : courbe théorique avec atténuation ; trait maigre : courbe théorique sans atténuation.

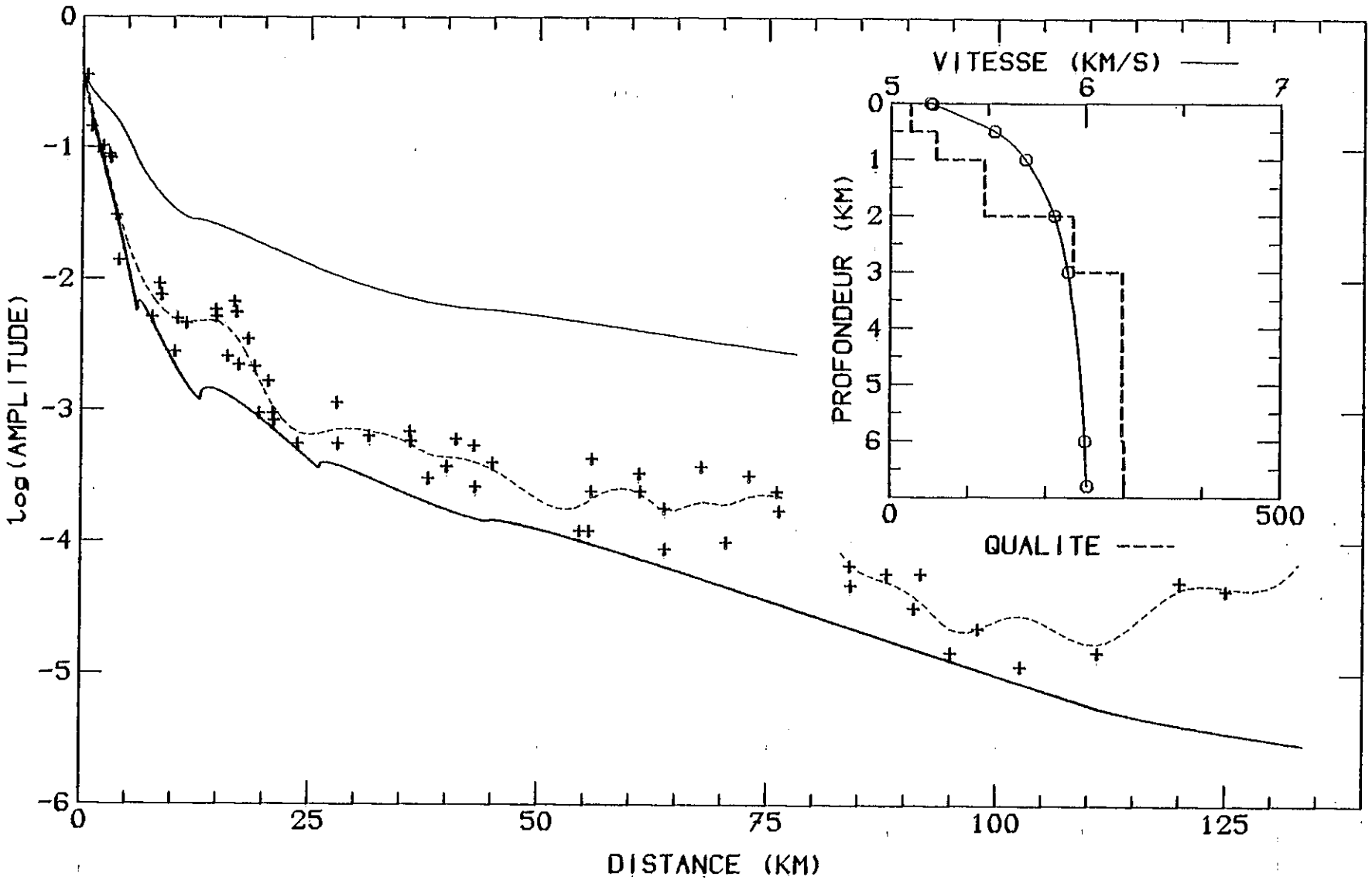


Fig. 25 - Même modèle de qualité que pour la figure 24, la loi de vitesse étant lissée par splines exponentielles.

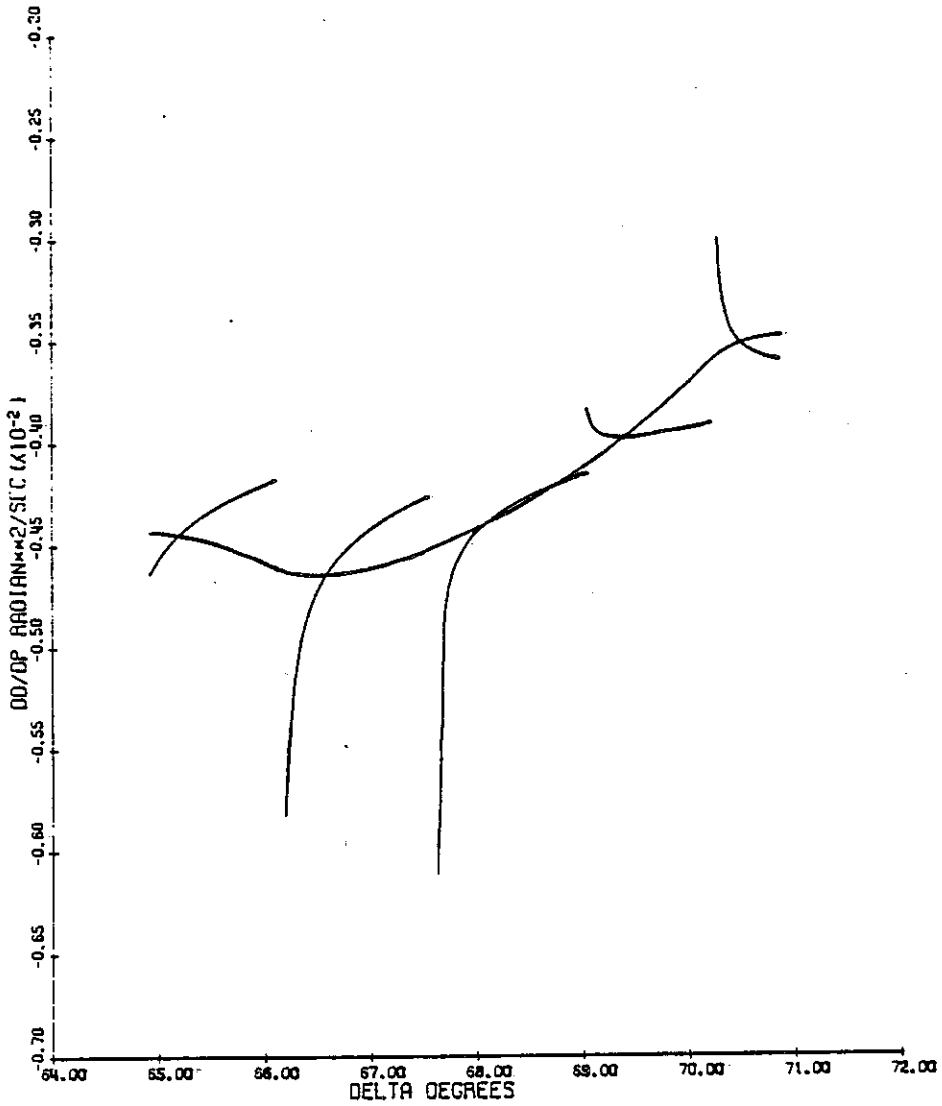


Fig. 26 - Dans le cas d'une Terre à symétrie sphérique, quand on interpole les vitesses par splines cubiques, on observe également un lissage de l'amplitude (ou de $d\Delta/dp$) au travers des branches discontinues obtenues pour une interpolation classique en loi puissance (Chapman, 1971) .

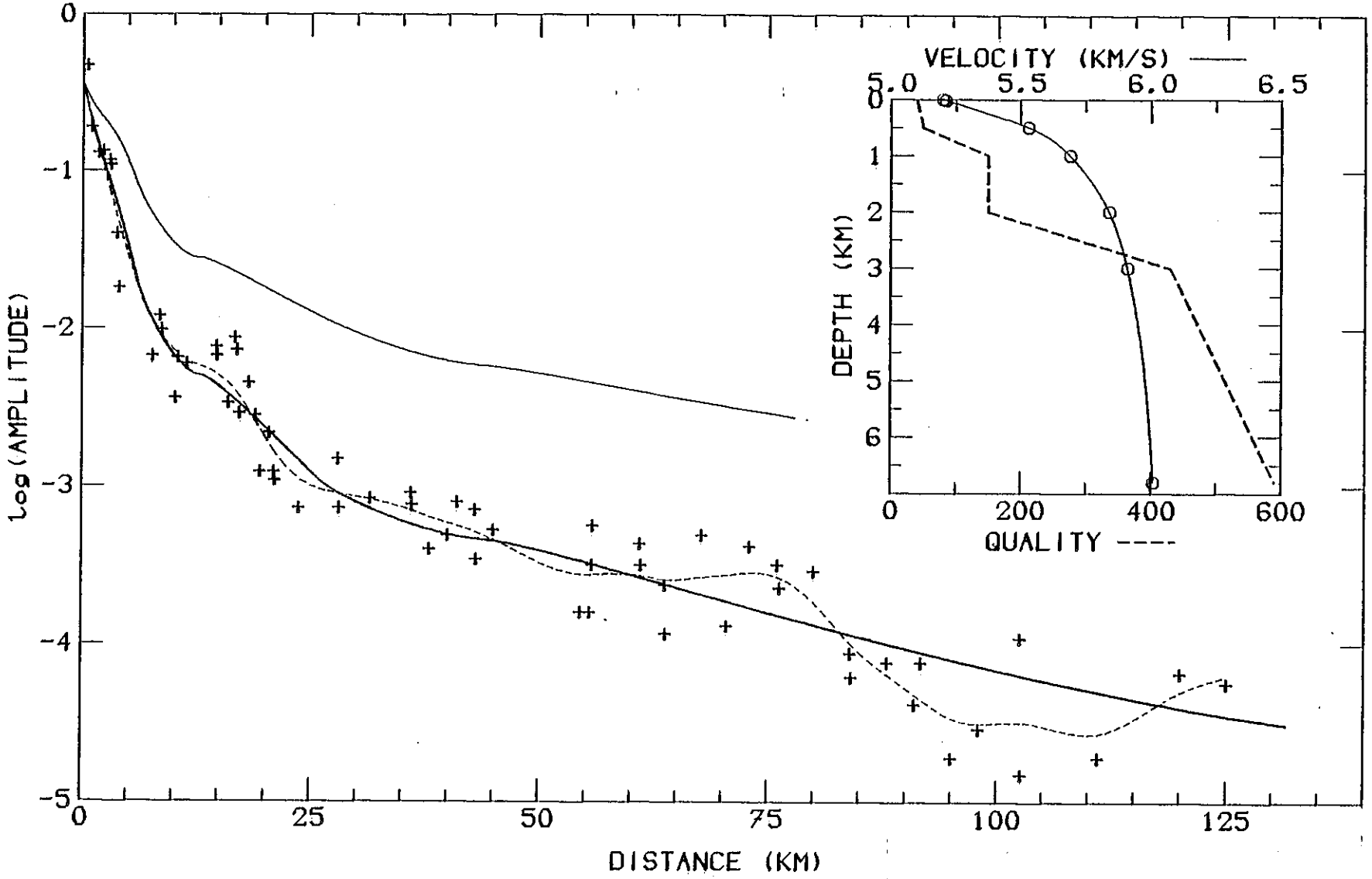


Fig. 27 - Modèle final de qualité (en pointillés gras dans l'encart) obtenu après 10 itérations du processus d'inversion.

Le modèle final de qualité auquel on aboutit après dix itérations de notre processus d'inversion (Fig. 27) fournit une loi de qualité quelque peu différente de celle de Perrier et Ruegg, et ceci à deux points de vue. D'une part, on obtient des valeurs plus fortes à grande profondeur (600 au lieu de 300 vers 7 km). D'autre part, dans le modèle de Perrier et Ruegg, Q tend vers une valeur limite de 300, cette stabilisation intervenant dès trois kilomètres de profondeur. Dans le modèle que nous proposons, on ne voit apparaître aucune stabilisation : le facteur de qualité croît à peu près linéairement d'une valeur de 40 en surface à une valeur de 600 vers sept kilomètres. On peut estimer qu'il atteint 700 vers dix kilomètres.

IV.5 - CONCLUSION

Le processus d'inversion que l'on vient de décrire n'a pas été testé sur d'autres données expérimentales que celles du plateau de Millevaches. On peut cependant s'attendre à de bons résultats dans des applications ultérieures en sismologie expérimentale à condition que :

1 - l'on ait de bonnes raisons tectoniques pour considérer la structure crustale comme tabulaire dans la région étudiée ;

2 - les mesures d'amplitudes, donc les stations d'enregistrement, soient très nombreuses, en particulier au voisinage du point de tir, où la décroissance de l'amplitude est la plus importante et où un espacement des stations de l'ordre de quelques centaines de mètres est souhaitable ;

3 - la loi de vitesse soit connue aussi précisément que possible ;

4 - cette loi soit continue (sans saut de vitesse) et croisse monotonement en profondeur sans possibilité de caustiques ou de rebroussements pour le champ de rais (régularité au sens de Červený).

Ces quatres conditions étaient remplies dans la présente étude. Il serait plus sage d'abandonner toute inversion du facteur de qualité par cette méthode si seulement l'une d'entre elles faisait défaut.

En ce qui concerne les résultats acquis, on a montré que l'on sous-estime les valeurs du facteur de qualité en profondeur. Les séismes survenant en territoire métropolitain se produisant, pour la plupart d'entre eux, à moins de 10 kilomètres de profondeur, des valeurs plus fortes du facteur de qualité dans la croûte supérieure pourrait conduire à des ré-évaluations du risque sismique, puisque l'atténuation des ondes sismiques est modifiée.

Enfin, et c'est là le point qui nous semble essentiel, cette méthode d'inversion, appliquée à un profil donné, doit permettre, pour une certaine fréquence des signaux, l'obtention d'une loi de variation de Q avec la profondeur. En travaillant sur une gamme de fréquences,on serait ainsi en mesure de déterminer si, à une profondeur donnée, Q varie en fonction de la fréquence ou non. Cet important problème sismologique n'a pas encore été clairement résolu et nous pensons que la technique d'inversion que nous venons d'exposer pourrait apporter une contribution décisive à sa solution.

ANNEXE

INTERPOLATION PAR SPLINES EXPONENTIELLES

Soient n points (x_k, y_k) $(k = 1, \ldots, n)$ à interpoler. On impose de plus les dérivées y'_1 et y'_n au premier et au dernier point.

Le problème des splines exponentielles est de chercher $4(n - 1)$ paramètres (A_k, B_k, C_k, D_k), k variant de 1 à n - 1 définissant sur l'intervalle $[x_1, x_n]$ une fonction f de classe C^2 telle que :

$$\begin{cases} f(x_k) = y_k & k = 1, \ldots, n \\ f(x) = f_k(x) \quad \text{sur} \quad [x_k, x_{k+1}] \end{cases}$$

avec :

$$f_k(x) = A_k + B_k(x - x_k) + C_k e^{p_k(x-x_k)} + D_k e^{-p_k(x-x_k)} \qquad (1)$$

p_k est une quantité positive qui est liée à la tension de f_k sur $[x_k, x_{k+1}]$: si p_k tend vers l'infini, f_k tend vers un segment de droite se raccordant à f_{k-1} et f_{k+1} par des arcs de très faible rayon de courbure ; si p_k tend vers zéro, f_k tend vers une spline cubique qui est, par définition, une courbe de tension minimale.

L'intérêt des splines exponentielles réside essentiellement dans cette propriété : les splines cubiques étant un cas particulier obtenu par passage à la limite sur p_k $(k = 1, \ldots, n - 1)$, l'utilisation des splines exponentielles permet d'interpoler avec des splines cubiques dans le cas général, l'interpolation avec des splines exponentielles <u>sensu stricto</u> $(p_k > 0)$ étant réservée aux intervales $[x_k, x_{k+1}]$ dans lesquels les splines cubiques introduiraient des oscillations parasites. Ainsi, une interpolation par splines exponentielles <u>s.l.</u> est-elle constituée d'une succession de branches de splines cubiques où sont intercalées des branches de splines exponentielles <u>s.s.</u>

D'un point de vue analytique, on peut montrer que le problème se ramène à déterminer, en chaque point x_k, la dérivée $y'_k = f'(x_k)$ de la fonction spline. On a les relations suivantes (Späth, 1969) :

$$(2)\quad \begin{cases} A_k = \Delta x_k\,(\beta_k + w_k\,\delta_k) \\ B_k = \alpha_k - \beta_k + w_k\,(\gamma_k - \delta_k) \\ C_k = \dfrac{1}{2}\,\dfrac{1}{z_k - p_k}\,(\gamma_k - \delta_k\, e^{-p_k\,\Delta x_k}) \\ D_k = \dfrac{1}{2}\,\dfrac{1}{z_k - p_k}\,(\delta_k\, e^{p_k\,\Delta x_k} - \gamma_k) \end{cases}$$

avec :

$$(3)\quad \begin{cases} \Delta x_k = x_{k+1} - x_k \\ z_k = \dfrac{\mathrm{sh}\,(p_k\,\Delta x_k)}{\Delta x_k} \\ w_k = \dfrac{-z_k}{z_k - p_k} \\ \alpha_k = \dfrac{y_{k+1}}{\Delta x_k} \qquad \beta_k = \dfrac{y_k}{\Delta x_k} \end{cases}$$

et :

$$(4)\quad \begin{cases} \gamma_k = \dfrac{y'_k + v_k\, y'_{k+1} - (v_k + 1)\,\dfrac{\Delta y_k}{\Delta x_k}}{v^2_k - 1} \\ \delta_k = -\dfrac{v_k\, y'_k + y'_{k+1} - (v_k + 1)\,\dfrac{\Delta y_k}{\Delta x_k}}{v^2_k - 1} \\ v_k = \dfrac{p_k\,\mathrm{ch}\,(p_k\,\Delta x_k) - z_k}{z_k - p_k} \end{cases}$$

En imposant à la fonction f d'être de classe C^2 sur $[x_1, x_n]$, on aboutit, pour k variant de 2 à n - 1, à n - 2 équations en y'_k du type :

$$t_{k-1}\, y'_{k-1} + (t_{k-1}\, v_{k-1} + t_k v_k)\, y'_k + t_k\, y'_{k+1} = t_{k-1}\,(v_{k-1} + 1)\,\frac{\Delta y_{k-1}}{\Delta x_{k-1}} + t_k\,(v_k + 1)\,\frac{\Delta y_k}{\Delta x_k} \qquad (5)$$

avec :

$$t_k = \frac{p^2_k\, w_k\, \Delta x_k}{v^2_k - 1} \qquad (6)$$

En inversant le système (5), on détermine les y'_k, et par suite les γ_k et δ_k. Les relations (2) et (3) permettent alors le calcul des coefficients A_k, B_k, C_k, et D_k des splines exponentielles.

Par passage à la limite en faisant tendre p_k vers zéro, il est facile de montrer que la relation de récurrence (5) se transforme en :

$$\Delta x_k\, y'_{k-1} + 2(\Delta x_{k-1} + \Delta x_k)\, y'_k + \Delta x_{k-1}\, y'_{k+1} = 3\left[\Delta x_{k-1}\,\frac{\Delta y_k}{\Delta x_k} + \Delta x_k\,\frac{\Delta y_{k-1}}{\Delta x_{k-1}}\right] \qquad (7)$$

qui est précisément la relation de récurrence des splines cubiques.

En ce qui concerne les oscillations parasites des splines cubiques qui peuvent être éliminées par l'utilisation de splines exponentielles, on peut montrer que, mathématiquement, ces oscillations sont liées à des "points d'inflexion indésirables" de la fonction d'interpolation f.

Pour clarifier cette définition, précisons qu'un point d'inflexion de la fonction f sur l'intervalle $[x_k, x_{k+1}]$ est appelé indésirable si la fonction f" s'annule sur l'intervalle alors que la dérivée seconde de la distribution de points (x_k, y_k) ne change pas de signe.

On définit la dérivée seconde de cette distribution par :

$$\begin{cases} d_1 = \dfrac{\Delta y_1}{\Delta x_1} - y'_1 \\ d_k = \dfrac{\Delta y_k}{\Delta x_k} - \dfrac{\Delta y_{k-1}}{\Delta x_{k-1}} & k = 2, \ldots, n-1 \\ d_n = y'_n - \dfrac{\Delta y_{n-1}}{\Delta x_{n-1}} \end{cases}$$

Dire que la dérivée seconde ne change pas de signe sur $[x_k, x_{k+1}]$ équivaut à dire que le produit $d_k d_{k+1}$ est positif.

Soit donc, sur $[x_k, x_{k+1}]$ un point d'inflexion indésirable :

$$d_k d_{k+1} > 0$$

$$\exists\, x \in [x_k, x_{k+1}] \quad f''_k(x) = 0$$

On peut montrer que :

$$f''_k(x) = \gamma_k \frac{p^2_k \operatorname{sh}[p_k(x - x_k)]}{z_k - p_k} + \delta_k \frac{p^2_k \operatorname{sh}[p_k(x_{k+1} - x)]}{z_k - p_k} \qquad (8)$$

et par conséquent :

$$\exists\, x \in [x_k, x_{k+1}] \quad \frac{\operatorname{sh}[p_k(x - x_k)]}{\operatorname{sh}[p_k(x_{k+1} - x)]} = -\frac{\delta_k}{\gamma_k} \qquad (9)$$

Par passage à la limite en faisant tendre p_{k-1}, p_k et p_{k+1} vers l'infini, on obtient :

$$\lim_{p_{k-1},\, p_k,\, p_{k+1} \to \infty} \left[- \frac{\delta_k}{\gamma_k} \right] = - \frac{d_k}{d_{k+1}} \qquad (10)$$

Le second membre de l'équation (9) tend vers une valeur négative (puisque par hypothèse $d_k d_{k+1} > 0$), alors que le premier membre est positif, ce qui prouve que, pour des valeurs suffisamment grandes de p_{k-1}, p_k et p_{k+1}, l'équation (9) ne peut avoir de solution : le point d'inflexion indésirable est alors éliminé.

On donne, pour terminer cette annexe, une liste du sous-programme "esi" utilisé dans nos calculs de courbes d'amplitude qui a été écrit d'après une procédure ALGOL donnée par Späth (1969).

Au début de la procédure, le vecteur $\vec{p}$ (vecteur tension) est nul et on calcule la spline cubique d'interpolation. S'il existe des intervalles $[x_k, x_{k+1}]$ où la spline présente des points d'inflexions indésirables, on augmente la tension sur cet intervalle. On itère le procédé jusqu'à élimination complète de tous les points d'inflexion indésirables.

```
      subroutine esi(n,x,y,ysl,ysn,p,a,b,c,d)
c *** traduction fortran de procedure algol 60 spaeth karlsruhe 1969
c *** interpolation par splines exponentielles
c *** description des parametres :
c ***     1. n            = nombre de points
c ***     2. (x,y)        = noeuds
c ***     3. ysl          = y'(1)
c ***     4. ysn          = y'(n)
c ***     5. p            = vecteur de tension
c ***     6. (a, b, c, d) = coefficients
      dimension x(100),y(100),p(100),a(100),b(100),c(100),d(100),f(100)
      dimension y1(100)
      n1=n-1
      n2=n-2
      do 23 i=1,n1
   23 p(i)=0.
   12 if (n2.lt.0) goto 1
      y1(1)=ysl
      y1(n)=ysn
      a(1)=x(2)-x(1)
      b(1)=(y(2)-y(1))/a(1)
      u=b(1)
      if (n2.eq.0) goto 2
      do 3 k=2,n1
      a(k)=x(k+1)-x(k)
      b(k)=(y(k+1)-y(k))/a(k)
      v=b(k)
      f(k)=v-u
    3 u=v
      f(1)=b(1)-ysl
      f(n)=ysn-b(n1)
      do 4 k=1,n
    4 if (f(k).eq.0.) goto 1
      c(1)=0.
      d(1)=0.
      do 5 k=1,n1
      if (p(k).ne.0.) goto 6
      c2=2/a(k)
      z2=c2+c2
      d2=(z2+c2)*b(k)
      goto 7
    6 z=a(k)*p(k)
      w=exp(z)
      z=1/w
      sinhdx=.5*(w-z)
      coshdx=.5*(w+z)
      z=sinhdx/a(k)
      h=1/(z-p(k))
      u=h*(p(k)*coshdx-z)
      z=p(k)*p(k)*sinhdx*h/(u*u-1)
      c2=z
      z2=z*u
      d2=(u+1)*z*b(k)
    7 if (k.eq.1) goto 8
      u=z1+z2
      r=d1+d2
      if (k.eq.2) r=r-c1*ysl
      if (k.eq.n1) r=r-c2*ysn
      z=1/(u+c1*c(k-1))
      c(k)=-z*c2
      d(k)=z*(r-c1*d(k-1))
    8 c1=c2
      z1=z2
      d1=d2
```

```
    5 continue
      y1(n1)=d(n1)
      do 19 k=n2,2,-1
   19 y1(k)=y1(k+1)*c(k)+d(k)
    2 continue
      do 9 k=1,n1
      z=1/a(k)
      alpha=y(k+1)*z
      beta=y(k)*z
      if (p(k).ne.0.) goto 10
      r=3*b(k)
      gamma=(y1(k)+2*y1(k+1)-r)/3
      delta=-(2*y1(k)+y1(k+1)-r)/3
      a(k)=a(k)*beta
      b(k)=alpha-gamma-beta-2*delta
      c(k)=3*z*delta
      d(k)=z*z*(gamma-delta)
      goto 9
   10 z=a(k)*p(k)
      w=exp(z)
      z1=w
      z=1/w
      z2=z
      sinhdx=.5*(w-z)
      coshdx=.5*(w+z)
      z=sinhdx/a(k)
      h=1/(z-p(k))
      v=.5*h
      w=-z*h
      u=p(k)*coshdx*h+w
      z=1/(u*u-1)
      r=(u+1)*b(k)
      gamma=z*(y1(k)+u*y1(k+1)-r)
      delta=z*(-u*y1(k)-y1(k+1)+r)
      a(k)=a(k)*(beta+w*delta)
      b(k)=alpha-beta+w*(gamma-delta)
      c(k)=v*(gamma-delta*z2)
      d(k)=v*(delta*z1-gamma)
    9 continue
      do 11 k=1,n1
      if ((f(k)*f(k+1)).le.0.) goto 13
      if (d(k).eq.0.) goto 13
      if (p(k)) 14,15,14
   15 w=-c(k)/(3*d(k))+x(k)
      goto 16
   14 h=-c(k)/d(k)
      if (h.le.0.) goto 13
      w=-.5/p(k)*alog(h)+x(k)
   16 if (w.lt.x(k).or.w.gt.x(k+1)) goto 13
      f(k)=1.
      goto 18
   13 f(k)=0.
   18 continue
   11 continue
      do 17 i=1,n1
   17 if (f(i).ne.0.) goto 20
      goto 21
   20 do 22 i=1,n1
   22 p(i)=p(i)+f(i)
      goto 12
   21 return
    1 write (6,100)
  100 format(1x,"stg wrong")
      return
      end
```

CONCLUSIONS GÉNÉRALES

Avant de refermer cette thèse, il est peut-être utile, probablement plus pour son auteur que pour le lecteur, de tirer une leçon des pages qui précèdent et de faire le point. Plus que sur les résultats obtenus, nous voudrions marquer un temps de réflexion sur les méthodes utilisées et sur les ouvertures que notre travail nous a ménagées sur certains domaines plus ou moins directement liés à nos préoccupations sismologiques. Et à partir de maintenant, j'utiliserai "je" au lieu de "nous", parce que ça commence à être pénible ...

C'est avec un réel plaisir que j'ai abordé les tracés de rais dans la croûte, parce que, au risque de choquer certains, la modélisation sismique d'une croûte hétérogène pourrait être une fin en soi. J'ai cependant été au-delà, et l'on pourra peut-être me reprocher mon trop grand penchant pour l'interprétation (ou la sur-interprétation ?) et les implications géodynamiques qui sont présentées dans la première partie. En particulier, il reste encore à faire beaucoup de travail de terrain pour acquérir des données nombreuses et fiables sur le chevauchement crustal des Massifs Cristallins Externes et sur la position du socle antétriasique dans la fosse périalpine. En France plus qu'en Suisse, par exemple, où de nombreux forages au Nord du massif de l'Aar mettent en évidence, pour le socle, un important plongement qui serait le prolongement oriental de cette fosse périalpine.

En ce qui concerne les zones à moindres vitesse, je n'ai pas l'impression d'avoir résolu le problème de façon très satisfaisante. Beaucoup de points demandent encore un examen approfondi, et notamment l'interconnexion des processus qui font chuter la vitesse et de ceux qui pourraient autoriser un décollement intracrustal par activation d'un glissement basal dans le quartz. Je pense cependant avoir contribué à une meilleure compréhension d'un mécanisme de découplage de la croûte continentale qui pourrait s'exprimer systématiquement en zone de collision continentale, dans les Alpes comme dans l'Himalaya.

La seconde partie de cette thèse a plus été abordée sous l'angle du jeu mathématique, mais je ne sais pas si le lecteur l'aura perçue de la même façon. La modélisation d'une anélasticité variant linéairement avec la profondeur, ainsi que le lissage des lois de vitesse m'ont certes posé de nombreux problèmes. Mais j'ai découvert avec vraiment beaucoup de joie les splines exponentielles, l'intégration numérique par la méthode de Gauss généralisée et certains aspects de l'analyse numérique qui m'étaient jusqu'alors inconnus. J'ai enfin la satisfaction de voir ces calculs déboucher sur une méthode qui peut être utilisée pour tester la dépendance fréquentielle du facteur de qualité.

R É F É R E N C E S

ADACHI, R. (1954), On a proof of fundamental formula concerning refraction method of geophysical prospecting and some remarks, Kumamoto Jour. Sci., A2, 18-23.

AHORNER, L., MURAWSKI, H. et SCHNEIDER, G. (1972), Seismotektonische Traverse von der Nordsee bis zum Apennin, Geol. Rundschau, 61, 915-942.

AKI, K. et RICHARDS, P.G. (1980), Quantitative Seismology : theory and interpretation, Freeman & Co., San Francisco, 1, 557 pp.

ALPINE EXPLOSION SEISMOLOGY GROUP (1976), A Lithospheric Seismic Profile along the Axis of the Alps, 1975 - I: First results, Pageoph, 114, 1109-1130.

BERCKHEMER,H. (1970), MARS 66 - a magnetic tape recording equipment for deep seismic sounding, Z. Geophys., 36, 501-518.

BOLLANO, J.N. (1981), Dislocation generation mechanisms during phase transformations : a correlation with seismic discontinuities, 1rst Meeting of the Europ. Un. Geoscience, Strasbourg.

BOUCHON, M. (1978), A dynamic source model for the San Fernando Earthquake, Bull. seism. Soc. Am., 68, 1555-1576.

BUREAU GRAVIMETRIQUE INTERNATIONAL (1964), Anomalies de Bouguer, 7, Europe-Afrique, Paris.

BURKHARDT, H. et VEES, R. (1975),'The Afar 1972 seismic source signals : generation, control and comparison with profile records', in Afar Depression of Ethiopia, éd. par A. Pilger et A. Rösler, 1, 108-111, Schwei zerbart, Stuttgart.

CADIOT, B., DELAUNAY, J. et VOGT, J. (1979), 'Tableaux anthologiques de la sismicité de la France', in Les tremblements de terre en France, éd. par J. Vogt, B.R.G.M., Orléans, 17-152.

ČERVENÝ, V. et PRETLOVÁ, V. (1977), Computation of ray amplitudes of seismic body waves in vertically inhomogeneous media, Studia geoph. et geod., Prague, 21, 248-255.

ČERVENÝ, V., MOLOTKOV, I.A. et PŠENČÍK, I. (1977), Ray method in Seismology, Univerzita Karlova, Prague, 214 pp.

CHAPMAN, C.H. (1971), On the computation of seismic ray travel times and amplitudes, Bull. seism. Soc. Am., 61, 1267-1274.

CHOUDHURY, M.A., GIESE, P. et DE VISINTINI, G. (1971), Crustal structure of the Alps : some general features from explosion seismology, Boll. Geofis. teor. ed app., XIII, 211-240.

CHRISTENSEN, N.I. (1979), Compressional wave velocities in rocks at high temperatures and pressures, critical thermal gradients, and crustal low-velocity zones, J. geoph. Res., 84, 6849-6857.

CLOSS, H. et LABROUSTE, Y. (1963), Recherches séismologiques dans les Alpes Occidentales au moyen de grandes explosions en 1956, 1958 et 1960, Année Géoph. Internat., Part. française, XII-2, C.N.R.S., Paris.

COMMISSION GEOLOGIQUE SUISSE (1972), Carte tectonique de la Suisse, Service topographique fédéral, Wabern-Bern.

DEBELMAS, J. (1974), 'Les Alpes franco-italiennes', in La Géologie de la France, Doin, Paris, 2, 387-437.

DEBELMAS, J. (1975), Les Alpes et la théorie des plaques, Rev. géogr. phys. géol. dyn., 2-XVII-3, 195-208.

DEWEY, J. et BIRD, J. (1970), Mountain belts and the new global tectonics, J. Geophys. Res., 75, 2625-2647.

DEWEY, J., PITMAN, W., RYAN, W. et BONNIN, J. (1973), Plate tectonics and the evolution of the Alpine system, Geol. Soc. Amer., 84, 3137-3180.

DMOWSKA, R. et HANYGA, A. (1974), Physics of high pressures and temperatures — Geophysical applications, Gerlands Beitr. Geophysik, Leipzig, 83/5, 363-388.

DOUDOUX, B. (1973), Nouvelles données tectoniques sur le Massif des Bauges (Savoie), Ann. Centre Univ. Savoie, 1, 125-139.

EGLOFF, R. et ANSORGE, J. (1976), Die Krustenstruktur unter dem Faltenjura, 36th Annual Meeting of the Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, Bochum.

FIELITZ, K. (1976), 'Compressional and shear wave velocities as a function of temperature in rocks at high pressure', in Explosion Seismology in Central Europe - Data and Results, éd. par P. Giese, C. Prodehl et A. Stein, Springer, Berlin, 40-44.

FOURNIGUET, J. (1977), Mise en évidence de mouvements néotectoniques actuels verticaux dans le Sud-Est de la France par la comparaison de nivellements successifs, 5ème Réunion Ann. Sci. Terre, Rennes.

FRECHET, J. (1978), Sismicité du Sud-Est de la France et une nouvelle méthode de zonage sismique, Thèse 3ème cycle, Grenoble.

FRISCH, W. (1979), Tectonic progradation and plate tectonic evolution of the Alps, Tectonophysics, 60, 121-139.

GEBRANDE, H. (1976), 'A seismic-ray tracing method for two-dimensional inhomogeneous media', in Explosion Seismology in Central Europe : data and results, éd. par P. Giese, C. Prodehl et A. Stein, Springer, Berlin, 162-167.

GEBRANDE, H., MILLER, H. et SCHMEDES, E. (1976), Erste Erfahrungen mit einer digitalen, signal-getriggerten seismischen Mehrzweckapparatur (Abstract), 36th Annual Meeting of the Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, Bochum, p. 88.

GIESE, P., GUENTHER, K. et REUTTER, K.J. (1970), Vergleichende geologische und geophysikalische Betrachtungen der W. Alpen und des N. Apennin, Z. dt. geol. Ges., 120, 151-195.

GOGUEL, J. (1952), Tectonics, Freeman & Co, San Francisco.

GRIGGS, D.T. (1974), A model of hydrolytic weakening in quartz, J. geoph. Res., 79, 1653-1661.

GUEGEN, Y. (1974), Modèles géophysiques du manteau supérieur et interprétation de la couche à faible vitesse, Thèse 3ème cycle, Nantes.

HANKS, T.C. (1974), The faulting mechanism of the San Fernando Earthquake, J. geophys. Res., 79, 1215-1229.

HENRY, B. (1980), Contribution à l'étude des propriétés magnétiques de roches magmatiques des Alpes. Conséquences structurales, régionales et générales, Thèse Etat, Paris.

HOBBS, B.E., McLAREN, A.C. et PATERSON, M.S. (1972), 'Plasticity of single crystals of synthetic quartz', in Flow and fracture of rocks, Amer. Geophys. Union Monogr., 16, 29-53.

HSÜ, K.J. (1979), Thin-skinned plate tectonics during Neo-Alpine orogenesis, Amer. Jour. Sci., 279, 353-366.

HURTIG, E. et OELSNER, C. (1977), Heat flow, temperature distribution and geothermal models in Europe : Some tectonics implications, Tectonoph., 41, 147-156.

ITALIAN EXPLOSION SEISMOLOGY GROUP (1979), A lithospheric seismic profile along the axis of the Alps, 1975 : Paper no. IV - Preliminary interpretation of the profile HO across the Eastern Alps, Boll. di Geofis. teor. ed appl., in press.

JEANRICHARD, F. (1975), Summary of geodetic studies of recent crustal movements, Tectonoph., 29, 289-292.

JOBERT, G. (1973), 'Ondes en milieu élastique isotrope hétérogène', in Traité de Géophysique interne, éd. par J. Coulomb et G. Jobert, Masson, Paris, 1, 149-169.

KAZIMIERCZYK, M. (1971), Zostosowanie sejsmiki młotkowej w górnictwie rud miedzi (résumé en anglais), Mat. i Prace Instytutu Geofiz., Varsovie, 47, 243-266.

KERN, H. (1978), The effect of high temperature and high confining pressure on compressional wave velocities in quartz-bearing and quartz-free igneous and metamorphic rocks, Tectonoph., 44, 185-203.

KERN, H. (1979), Effects of high-low quartz transition on compressional and shear wave velocities in rocks under high pressure, Phys. Chem. Minerals, 161-171.

KLINE, M. et KAY, I.W. (1966), Electromagnetic theory and geometrical optics, Interscience, New York.

LAUBSCHER, H.P. (1971), The large-scale kinematics of the Western Alps and the Northern Apennines and its palinspatic implications, Amer. Jour. Sci., 271, 193-226.

LE PICHON, X., FRANCHETEAU, J. et BONNIN, J. (1973), Plate Tectonics, Elsevier, Amsterdam, 300 pp.

LEVALLOIS, J.J. (1972), Sur la mise en évidence d'un mouvement de surrection des massifs cristallins alpins, Bull. Géod., 105.

MAKRIS, J. (1971), Aufbau der Kruste in den Ostalpen aus Schweremessungen und die Ergebnisse der Refraktionsseismik, Hamburger geophysikalische Einzelschriften, Walter de Gruyter & Co, Hamburg, 15, 65 pp.

MÉNARD, G. (1979), Relations entre structures profondes et structures superficielles dans le Sud-Est de la France - Essai d'utilisation de données géophysiques, Thèse 3ème cycle, Grenoble.

MÉNARD, G. (1980), Profondeur du socle anté-triasique dans le Sud-Est de la France, Comptes rendus Acad. Sci. Paris, 290, 299-302.

MICHEL, B. (1978), La croûte entre Vallée du Rhin et Vallée du Rhône ; interprétation de profils sismiques et résultats structuraux, Thèse 3ème cycle, Paris.

MILLER, H., GEBRANDE, H. et SCHMEDES, E. (1977), Ein verbessertes Strukturmodell für die Ostalpen, abgeleitet aus refraktionsseismischen Daten unter Berücksichtigung des Alpen-Längsprofils, Geol. Rundschau, 66, 289-308.

MILLER, H., ANSORGE, J., ARIC, K. et PERRIER, G. (1978), 'Preliminary results of the Lithospheric Seismic Alpine Longitudinal Profile 1975 from France to Hungary', in Alps, Apennines, Hellenides, éd. par H. Closs, D. Roeder et K. Schmidt, Schweizerbart, Stuttgart, 33-39.

MINEUR, H. (1964), Techniques de calcul numérique à l'usage des mathématiciens, astronomes en culottes courtes, physiciens et ingénieurs, Dunod, 605 pp.

MUELLER, S., EGLOFF, R. et ANSORGE, J. (1976), Struktur des tieferen Untergrundes entlang der Schweiz, Geotraverse, Schweizer. min. pet. Mitt., 56, 685-692.

MUELLER, S. (1977), 'A new model of the continental crust', in The Earth's Crust, Amer. Geophys. Union Monogr., 20, 289-317.

NICOLAS, A. et POIRIER, J.P. (1976), Crystalline plasticity and solid state flow in metamorphic rocks, Wiley-Interscience, Londres.

OTTINGER, T. (1976), Der Aufbau der Erdkruste unter dem schweizerischen Teil des refraktionsseismischen Alpenlängsprofils von 1975, Diploma Thesis, Zürich.

OXBURGH, E.R. (1972), Flake tectonics and continental collision, Nature, 239, 202-204.

PAVLENKOVA, N.I. et PŠENČÍK, I. (1977), Mathematical modelling as a method of solution of two-dimensional seismic problem, Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sci., Varsovie, A4(115), 267-275.

PERRIER, G. (1973), 'La croûte terrestre', in Traité de Géophysique interne, éd. par J. Coulomb et G. Jobert, Masson, Paris, 1, 229-281.

PERRIER, G. (1980), La structure des Alpes occidentales déduite des données géophysiques, Eclog. geol. Helv., 73, 407-424.

PERRIER, G. et RUEGG, J.C. (1973), Structure profonde du Massif Central Français, Ann. Géophys., 29, 435-502.

PERRIER, G. et VIALON, P. (1980), 'Les connaissances géophysiques sur le Sud-Est de la France. Implications géodynamiques', in Introduction à la géologie du Sud-Est, 26ème Congrès Géol. Intern., Paris.

PIJOLAT, B. (1978), Les déformations des terrains secondaires dans la région de Megève (Haute-Savoie) : Mise en évidence d'une zone de cisaillement dans un plan horizontal, Thèse 3ème cycle, Lyon, 147 pp.

POTY, B.P., STALDER, H.A. et WEISBROD, A.M. (1974), Fluid inclusions in quartz from fissures of Western and Central Alps, Schweiz. min. pet. Mitt., 54, 717-752.

PRETLOVÁ, V. (1976), Bicubic spline smoothing of two-dimensional geophysical data, Studia geoph. et geod., Prague, 20, 168-177.

RUTTEN, M.G. (1969), The Geology of Western Europe, Elsevier, Amsterdam.

RUTTER, E.H. (1976), The kinetics of rock deformation by pressure solution, Phil. Trans. R. Soc. London, A283, 203-219.

RUTTER, E.H. et MAINPRICE, D.H. (1977), On the possibility of slow fault slip controlled by a diffusive mass transfer process, Proc. symp. 'Physics of Earthquakes Sources', Durham 1977 IAVCEI/IASPEI Joint Symposium.

RYBACH, L., BODMER, P., PAVONI, N. et MUELLER, S. (1978), Siting criteria for heat extraction from hot dry rocks ; application to Switzerland, Pageoph, 116, 1211-1224.

RYŻYK, I.M. et GRADSZTEJN, I.S. (1964), Tablice całek, sum, szeregów i iloczynów, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Varsovie, 464 pp.

SAPIN, M. et HIRN, A. (1974), Results of explosion seismology in the southern Rhone valley, Ann. Géophys., 30, 181-202.

SMITHSON, S.B. (1978), Modelling continental crust : structural and chemical constraints, Geophys. Res. Letters, 5/9, 749-752.

SMITHSON, S.B., BREWER, J., KAUFMAN, S., OLIVER, J. et HURICH, C. (1978), Question of the Wind River Thrust, Wyoming, resolved by COCORP deep reflection data and by gravity data, Wyoming Geol. Assoc., 30th Ann. Field Conf., Proc., 227-233.

SPAETH, H. (1969), Exponential spline interpolation, Computing, 4, 225-233.

STEIN, A. (1969), Considerations about OSS, Transactions Internat. Conference of Experts on Explosion Seismology (Leningrad, 1968), Naukova dumka, Kiev, 67-78.

STEINHART, J.S. et MEYER, R.P. (1961), Explosion studies of continental structure, Carnegie Institution of Washington, 622, 82-90.

TAPPONNIER, P. (1977), Evolution tectonique du système alpin en Méditerranée : poinçonnement et écrasement rigide-plastique, Bull. Soc. géol. France, XIX, 437-460.

TARDI, P. (1957), Expériences séismiques dans les Alpes Occidentales en 1956 ; résultats obtenus par le Groupe d'Etudes des Explosions Alpines, Comptes-rendus Acad. Sci. Paris, 244, 1114-1117.

THOUVENOT, F. (1976), Sondages sismiques profonds Alpes 75 - Premiers résultats sur la structure de la lithosphère entre les massifs du Revard (France) et du Gothard (Suisse), Dipl. Ing. Géoph., Strasbourg.

TRUEMPY, R. (1963), 'Sur les racines des nappes helvétiques', in Livre à la mémoire du Professeur Paul Fallot, éd. par M. Durand-Delga, Soc. Géol. France, Paris, II, 419-428.

UTRERAS DIAZ, F. (1979), Utilisation de la méthode de validation croisée pour le lissage par fonctions splines à une ou deux variables, Thèse Dr.Ing., Grenoble, 192 pp.

VARET, J. (1976), Accrétion de nouvelle croûte en domaine subaérien : exemple de l'Afar, Bull. Soc. géol. France, XVIII, 825-828.

VIALON, P. (1974), Les déformations "synschisteuses" superposées en Dauphiné - Leur place dans la collision des éléments du Socle Préalpin - Conséquences pétrostructurales, Bull. suisse Min. Pétrogr., 54-2/3, 663-690.

WESSON, R.L. (1970), A time integration method for computation of the intensities of seismic rays, Bull. Seism. Soc. Amer., 60, 307-316.

WESTPHAL, M. (1973), Etude paléomagnétique de quelques formations permiennes et triasiques dans les Alpes Occidentales, Tectonoph., 17, 323-335.

WESTPHAL, M., EDEL, J.B. et SCHOTT, J.J. (1978), Essai de synthèse des données paléomagnétiques et de la tectonique des plaques en Méditerranée Occidentale, Comptes-rendus somm. Soc. géol. France, 1, 12-15.

WILL, M. (1975), Refraktionsseismik im Nordteil der Ostalpen zwischen Salzach und Inn, 1970-1974 : Messungen und deren Interpretation, Diss. Univ. München.

WILL, M. (1976), 'Calculation of travel times and ray paths for lateral inhomogeneous media', in Explosion Seismology in Central Europe : data and results, éd. par P. Giese, C. Prodehl et A. Stein, Springer, Berlin, 168-177.

WILL, M., MILLER, H. et GEBRANDE, H. (1978), 'Upper crustal structure in the Northern Alps derived from seismic refraction measurements', in Alps, Apennines, Hellenides, éd. par H. Closs, D. Roeder et K. Schmidt, Schweizerbart, Stuttgart, 80-82.