Mesure de variations temporelles des paramètres de la croûte terrestre et d'effets de source par traitement de doublets de séismes

Marie José Fremont

▶ **To cite this version:**

Marie José Fremont. Mesure de variations temporelles des paramètres de la croûte terrestre et d'effets de source par traitement de doublets de séismes. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1984. Français. NNT : . tel-00719636

HAL Id: tel-00719636
https://theses.hal.science/tel-00719636

Submitted on 20 Jul 2012

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

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

GEOLOGIE GRENOBLE UJF
D 050 035771 5

Guy PERRIER

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GÉOLOGIE ET DE MÉCANIQUE

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE 3ᵉCYCLE
Spécialité : PHYSIQUE
Mention : GÉOPHYSIQUE

par

Marie-José FREMONT

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

SUJET

Mesure de variations temporelles des paramètres de la croûte terrestre et d'effets de sources par traitement de doublets de séismes

---

Soutenue le 25 Mai 1984 devant la Commission d'Examen

M. G. PERRIER	Président
M. G. POUPINET	Rapporteur
M. F. GLANGEAUD	
M. J.-L. LACOUME	Examinateurs
M. R. MADARIAGA	

GRENOBLE

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GÉOLOGIE ET DE MÉCANIQUE

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE 3°CYCLE
Spécialité : PHYSIQUE
Mention : GÉOPHYSIQUE

par

Marie-José FREMONT

SUJET

Mesure de variations temporelles des paramètres de la croûte terrestre et d'effets de sources par traitement de doublets de séismes

---

Soutenue le 25 Mai 1984 devant la Commission d'Examen

M. G. PERRIER	Président
M. G. POUPINET	Rapporteur
M. F. GLANGEAUD	
M. J.-L. LACOUME	Examinateurs
M. R. MADARIAGA	

GRENOBLE

10012069

Remerciements

Je voudrais remercier tous ceux qui sont entre ces lignes. Ces figures oubliées font partie des coulisses et ce serait un exploit de ne pas en oublier. Je préfère le cache-têtes. Alors, merci à vous faces cachées bien aimées et qui m'avez aidée.

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

TABLE DES MATIERES

AVANT-PROPOS 1

PRESENTATION GENERALE DES DOUBLETS DE SEISMES 3
1 - Doublets étudiés 5
2 - Localisation relative des séismes 6
3 - Acquisition des données 17
4 - Cadre géodynamique 17

PARTIE A : FILTRAGE DE WIENER SUR UN DOUBLET DE SEISMES
MESURE D'ECARTS DE TEMPS

CHAPITRE I : METHODE DE MESURE DES VARIATIONS DU MILIEU ; FILTRAGE DE WIENER 26

1 - Filtrage : processus linéaire et stationnaire 26
a) linéarité
b) stationnarité
c) perturbations

2 - Principe du filtre de Wiener 28

3 - Application du filtre de Wiener à nos signaux 31

4 - Lissage 33
a) pourquoi lisser ?
b) la notion de BT
c) exemple de l'effet du lissage sur la phase de l'interspectre

CHAPITRE II : TRAITEMENT DES DONNEES 38

1 - Estimation du contenu spectral des sismogrammes de la station hgwv 43

2 - Analyse globale des signaux 49
a) résultats du traitement sans lissage
b) résultats du traitement avec lissage ($B_wT = 20$)
c) conclusion

3 - Analyse évolutive des signaux par tranches consécutives d'une durée de 2,56 s 56
3-1 Introduction
3-2 Signal différence
3-3 Spectres du signal à estimer et du signal différence
3-4 Evolution du filtre dans le temps

4 - Analyse continue des signaux 76

CHAPITRE III : ESTIMATION DES ECARTS DE TEMPS PAR UN ESTIMATEUR TEMPOREL 84

1 - Principe des estimateurs temporels 85
2 - Présentation de 5 estimateurs temporels 85
3 - Mesure de l'écart de temps 86
a) évaluation de l'écart de temps moyen à l'aide de 3 estimateurs
b) étude du contraste entre ondes P et ondes S pour l'estimation de l'écart de temps à l'aide de 3 estimateurs
c) écart de temps fonction de la bande de fréquences

CONCLUSION 94

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

PARTIE B : MESURE DE VARIATIONS TEMPORELLES D'ATTENUATION ET
D'EFFETS DE SOURCES DANS LA CROUTE TERRESTRE

INTRODUCTION 99

CHAPITRE I : ETUDE DES SOURCES SISMIQUES DES DOUBLETS C2 ET S4 101

1 - Spectres théoriques de déplacement du sol 101

2 - Amplitude spectrale des ondes de volume 103

3 - Spectres de déplacement du sol du doublet C2 et du doublet S4 110

4 - Paramètres spectraux du doublet C2 et du doublet S4 121

5 - Paramètres de la source du doublet C2 et du doublet S4 125

6 - Discussion des résultats 130

CHAPITRE II : MESURE DE VARIATIONS DE Q OU D'EFFETS DE SOURCES PAR UNE METHODE DE RAPPORT SPECTRAL 133

1 - Méthode du rapport spectral 133

2 - Variations de Q_P et Q_S pour les doublets C2 et S4 136

3 - Variations de sources pour les doublets C2 et S4 163

CHAPITRE III : MESURE DE VARIATIONS DE Q_P OU D'EFFETS DE SOURCES PAR ESTIMATION DE LA FORME D'ONDE 171

1 - Estimation de la forme d'onde du $2^{ème}$ signal 171

2 - Evolution de la forme d'onde de la différence 174

3 - Résultats obtenus 177

CHAPITRE IV : MESURE D'EFFETS DE SOURCES SUR UN DOUBLET SPATIAL 195

CHAPITRE V : DISCUSSION DES RESULTATS 206

CONCLUSION 217

AVANT-PROPOS

Dans un objectif de prévision sismique, de très nombreuses études ont été réalisées sur l'évolution temporelle des paramètres du milieu, en particulier sur les variations des vitesses sismiques précédant un tremblement de terre important. Divers travaux sur l'observation du rapport V_p/V_s avant un gros séisme relèvent une décroissance de ce rapport de quelques % durant une période d'autant plus longue que le séisme est fort, avec un retour à une valeur normale juste avant la rupture (cf. Rikitake, 1976, pour une liste détaillée des principaux résultats obtenus).

Théoriquement, une variation du régime des contraintes produit un changement dans l'anisotropie des vitesses d'une roche (Nur et Simmons, 1969). Une variation des contraintes de quelques bars est nécessaire pour expliquer des modifications de vitesses de l'ordre de 10^{-3}. Dans le cas de failles de coulissage comme la faille de San Andreas en Californie, il semblerait que les changements de V_p/V_s s'ils existent sont sûrement bien inférieurs à 1 % (Boore et al., 1975; Kanamori et Fuis, 1976 ; Wesson et al., 1977). Bakun et al. (1973) ne notent pas de variations apparentes de V_p/V_s pour les séismes de magnitudes 4 - 5 qui se sont produits dans la région de Bear Valley en 1972. Des changements inférieurs à 1 % requièrent une grande précision (de l'ordre de la milliseconde) sur les temps d'arrivée des ondes.

Par ailleurs, un changement temporel du contenu spectral des microséismes pourrait se produire avant et après un essaim de séismes (Suyehiro, 1968) et avant un gros tremblement de terre (Ishida et Kanamori, 1980). D'autre part, Chouet (1979) a observé une variation dans la courbe de décroissance de la coda près de Stone Canyon en Californie. La tendance s'inscrivait comme une augmentation systématique du contenu énergétique de la coda au-delà d'une période d'environ un an avec un effet nettement plus marqué dans la partie hautes fréquences (16 - 32 Hz).

La prévision sismique nécessite donc une connaissance très fine de l'évolution temporelle des propriétés physiques du milieu. Les doublets de séismes (2 séismes dont les formes d'ondes sont très similaires) sont un outil privilégié pour réaliser cet objectif car ils permettent l'étude très détaillée, dans le temps et dans l'espace, d'une zone limitée. Néanmoins, leur utilisation suppose une très grande fiabilité des techniques de traitement vu les ordres de grandeurs approchés (différences de temps de propagation de quelques millisecondes, variation d'atténuation de quelques %, observations d'effets de sources pour des microséismes présentant un écart de magnitude d'environ 0.2).

Avant tout analyse sismologique sérieuse des mesures réalisées à l'aide des doublets, tant sur les vitesses des ondes que sur leurs contenus spectraux, il fallait nous assurer de la validité de ces résultats. Ces derniers étaient-ils liés au choix d'une technique de traitement, étaient-ils dûs à des artifices de calcul ?

Cette étude présente donc 2 aspects :

- Le premier, développé dans la partie A, est une approche des doublets de séismes d'un point de vue traitement du signal. L'objectif est de tester des méthodes et de déterminer une technique optimale pour mesurer les changements entre les séismes d'un doublet.

- Le deuxième, traité dans la partie B, est l'étude des variations temporelles de l'atténuation des ondes dans la croûte et des effets de sources à l'aide des doublets de séismes. Dans la mesure où il y a eu relâchement des contraintes entre les 2 séismes des doublets que nous étudions (séisme de Coyote Lake, magnitude 5.9), on peut s'attendre à une évolution temporelle des paramètres de la croûte et en particulier du facteur de qualité Q pendant la période séparant les deux événements d'un doublet.

Mais avant toute chose, il nous faut définir ce que l'on entend par doublets de séismes et présenter les données sur lesquelles nous avons travaillé. C'est l'objet de la partie introductive suivante.

PRESENTATION GENERALE DES DOUBLETS DE SEISMES

Un très grand nombre de microséismes sont observés chaque année. Certains d'entre eux présentent des formes d'ondes très similaires. Geller et Mueller (1980) ont interprété ce type d'événements comme le relâchement répété des contraintes sur la même aspérité d'une faille (zone de concentration des contraintes). De telles aspérités seraient le site de petits séismes et pourraient être le point de nucléation de plus grands tremblements de terre.

Nous réservons le terme de doublet de séismes à 2 séismes de formes d'ondes très voisines ; ceci traduit des hypocentres très proches et des mécanismes au foyer très similaires.

Nous définissons un doublet temporel comme 2 événements séparés par un intervalle de temps conséquent (par exemple plusieurs mois). Leur étude permet de suivre une évolution temporelle des propriétés de la croûte. Les sources de tels doublets sont très proches (distance inférieure à la dizaine de mètres).

Nous parlons de doublet spatial lorsque les 2 séismes ont lieu à quelques heures d'intervalle. Pour ce type de doublets, la distance séparant les sources est plus grande, de l'ordre de la centaine de mètres. Leur utilisation permet d'étudier très précisément la région de la faille sur laquelle se sont réalisées les ruptures.

Ces termes étant définis, nous pouvons présenter les doublets utilisés dans cette étude. Après une description des séismes les constituant, nous parlerons d'un aspect important des doublets de séismes qui est la localisation relative des événements l'un par rapport à l'autre. Enfin, après un bref aperçu sur le système d'acquisition des données (point détaillé dans la partie B, chapitre I), nous situerons ces doublets dans leur cadre géodynamique.

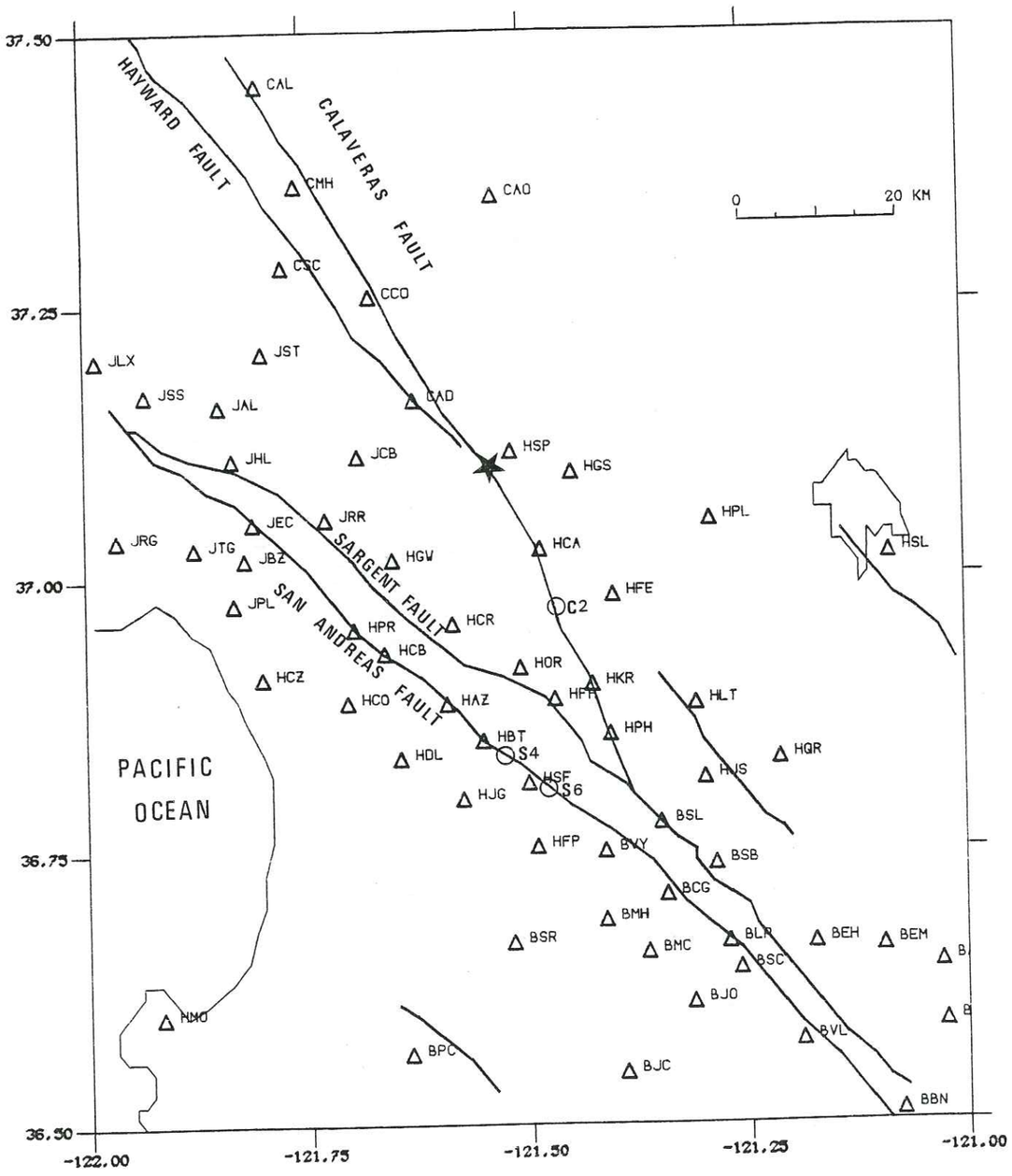


Figure 1 - Carte du réseau sismologique USGS en Californie centrale. L'étoile indique la localisation du séisme de Coyote Lake (M_L = 5.9) du 6 août 1979. Les ronds indiquent l'emplacement des doublets considérés dans cette étude.

1 - Doublets étudiés

Les séismes sur lesquels nous avons travaillé sont des microséismes situés sur la faille de San Andreas et la faille Calaveras en Californie centrale (cf. carte page 4). Cette étude a été réalisée à l'aide de 3 doublets : 2 doublets temporels et un doublet spatial.

Les 2 doublets temporels sont :

- le doublet C2, localisé sur la faille Calaveras (cf. carte page 4) constitué d'un séisme de magnitude 1.7 et d'un autre de magnitude 2.0. Le premier a eu lieu le 15 juin 1978 à 12 h 48 mn 31 s, le second le 28 février 1980 à 12 h 31 mn 48 s. Les coordonnées de l'hypocentre commun sont :

36°58.43 N 121°27.70 W Z = 3.8 km

Entre ces 2 événements, s'est produit le séisme du lac Coyote de magnitude M_L = 5.9 le 6 août 1979 (Urhammer, 1980 ; Reasenberg et Ellsworth, 1982).

- le doublet S4, sur la faille de San Andreas (cf. carte page 4) composé d'un séisme de magnitude 1.9 qui a eu lieu le 9 juin 1979 à 0 h 31 mn 38 s et d'un séisme de magnitude 1.8 qui s'est produit le 15 juin 1981 à 14 h 29 mn 16 s. Leur localisation commune est :

36°49.22 N 121°32.03 W Z = 4.3 km

Le doublet spatial utilisé est le doublet S6 constitué de 2 séismes à environ 6 h d'intervalle et localisé sur la faille de San Andreas (cf. carte page 4). Le 1er événement de magnitude 1.80 a eu lieu à 4 h 23 mn 10 s le 28 novembre 1981. Le second avait une magnitude de 1.60 et s'est produit le même jour à 10 h 25 mn 17 s. Les séismes sont localisés à :

36°48.24 N 121°30.70 W Z = 5.1 km

Les 2 sources sont distantes d'environ 70 mètres.

Les figures suivantes correspondent aux enregistrements de chacun de ces doublets :

- fig. 2 : doublet temporel C2
- fig. 3 : doublet temporel S4
- fig. 4 : doublet spatial S6

Nous ne présentons que quelques exemples de sismogrammes saturés. Ceux-ci ne peuvent être utilisés dans les calculs d'amplitudes. Par contre, ces enregistrements conservent toute l'information sur les écarts de temps entre les signaux (Poupinet et al., à paraître).

La similarité des formes d'ondes est surprenante pour les doublets temporels bien que les événements soient séparés par un grand intervalle de temps (1 an 1/2 pour le doublet C2 et 2 ans pour le doublet S4).

2 - Localisation relative des séismes

La mesure de différences de temps de propagation de quelques millisecondes permet une très grande précision sur la localisation des séismes.

Les événements d'un doublet sont donc localisés l'un par rapport à l'autre en minimisant les différences des temps d'arrivée des P (Poupinet et al., 1982, à paraître). Il s'agit bien sûr d'une localisation relative des séismes. Cette technique ne permet pas de connaître la variation isotrope de la vitesse des ondes P au voisinage des sources ainsi qu'un changement global pour le milieu à cause de l'imprécision sur les temps origines absolus des séismes.

Pour les 2 doublets temporels présentés ici, la distance maximale séparant les sources est la dizaine de mètres.

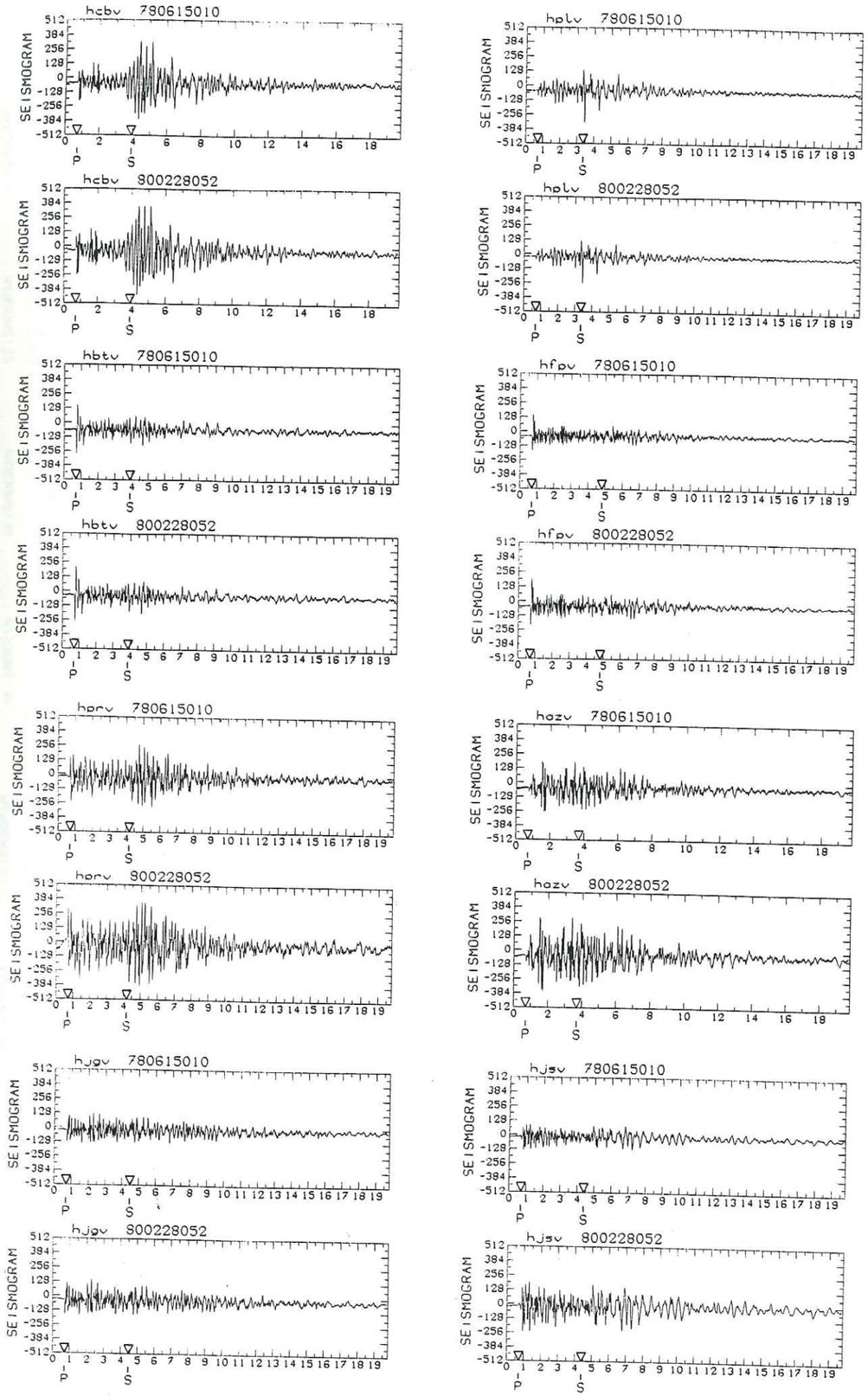


Figure 2 - Sismogrammes du doublet C2 (780615010 - 800228052).

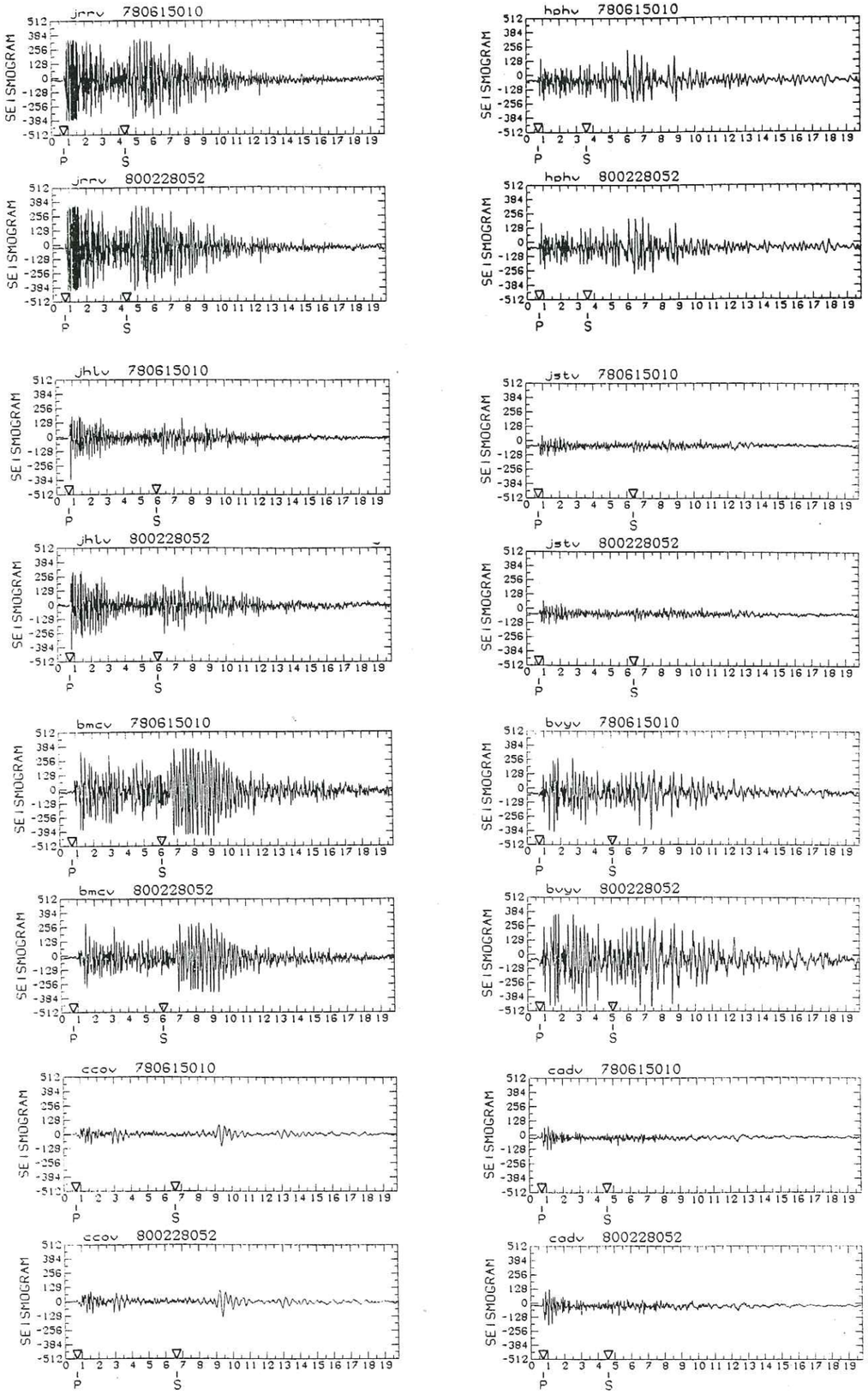


Figure 2 (suite)

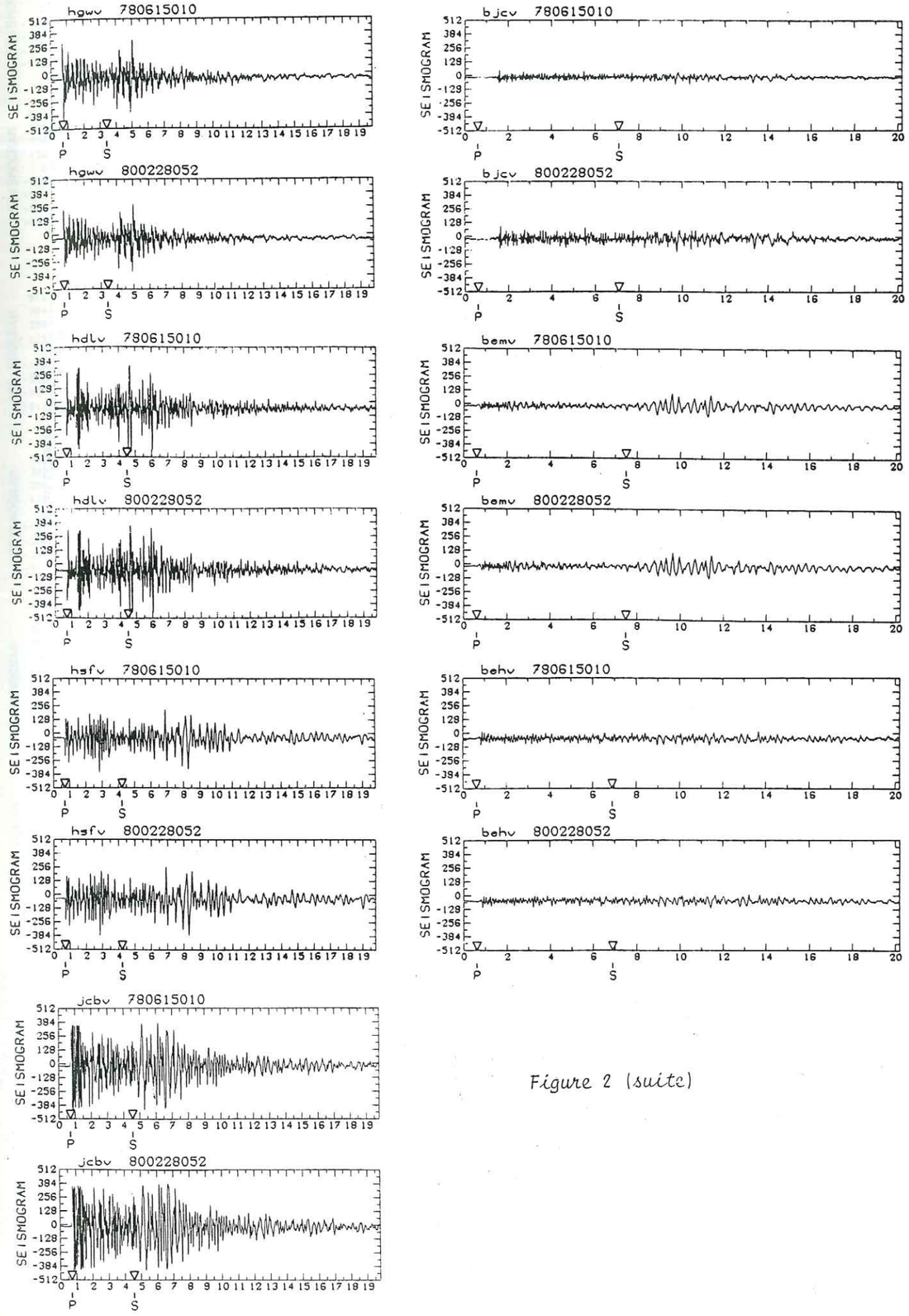
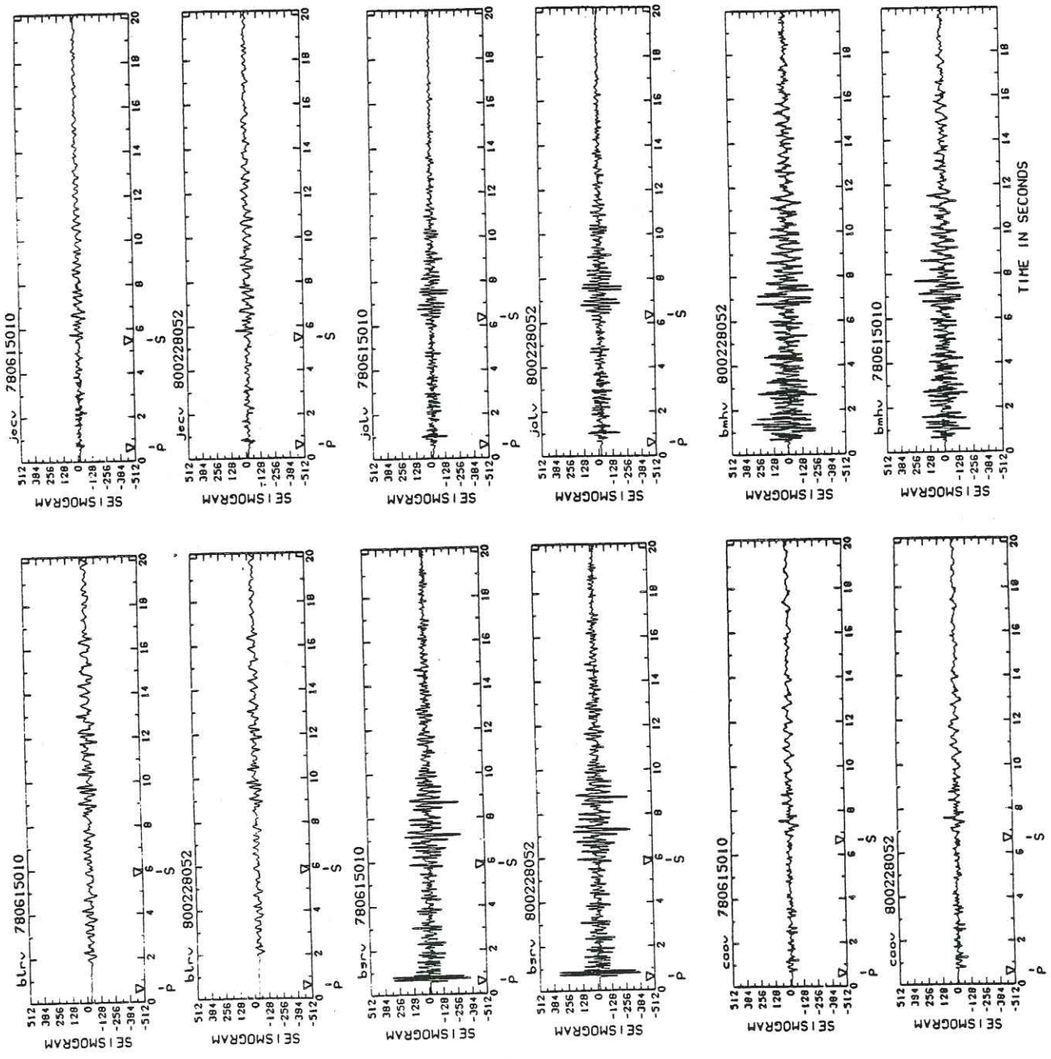


Figure 2 (suite)



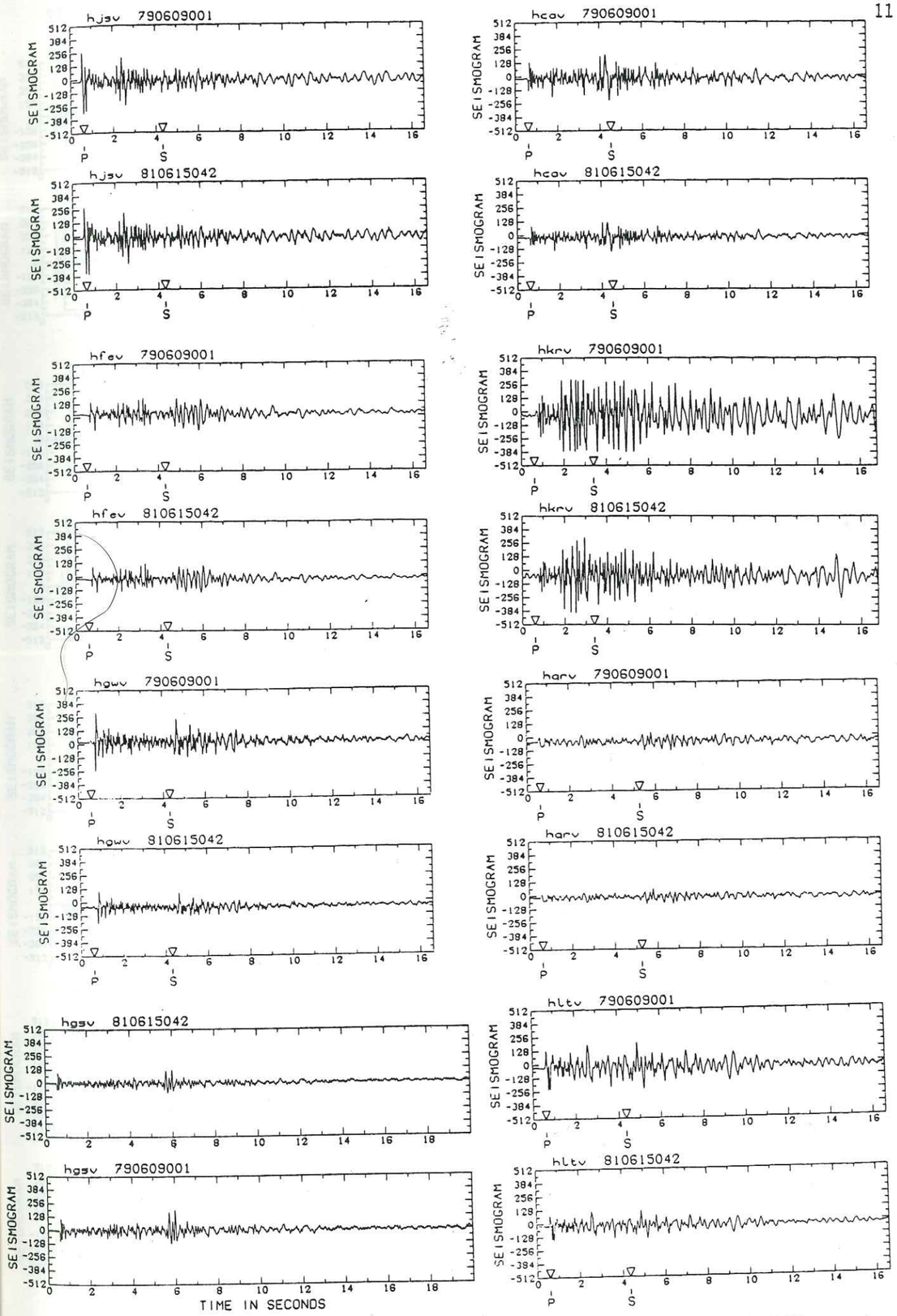


Figure 3 - Sismogrammes du doublet S4 (790609001 - 810615042).

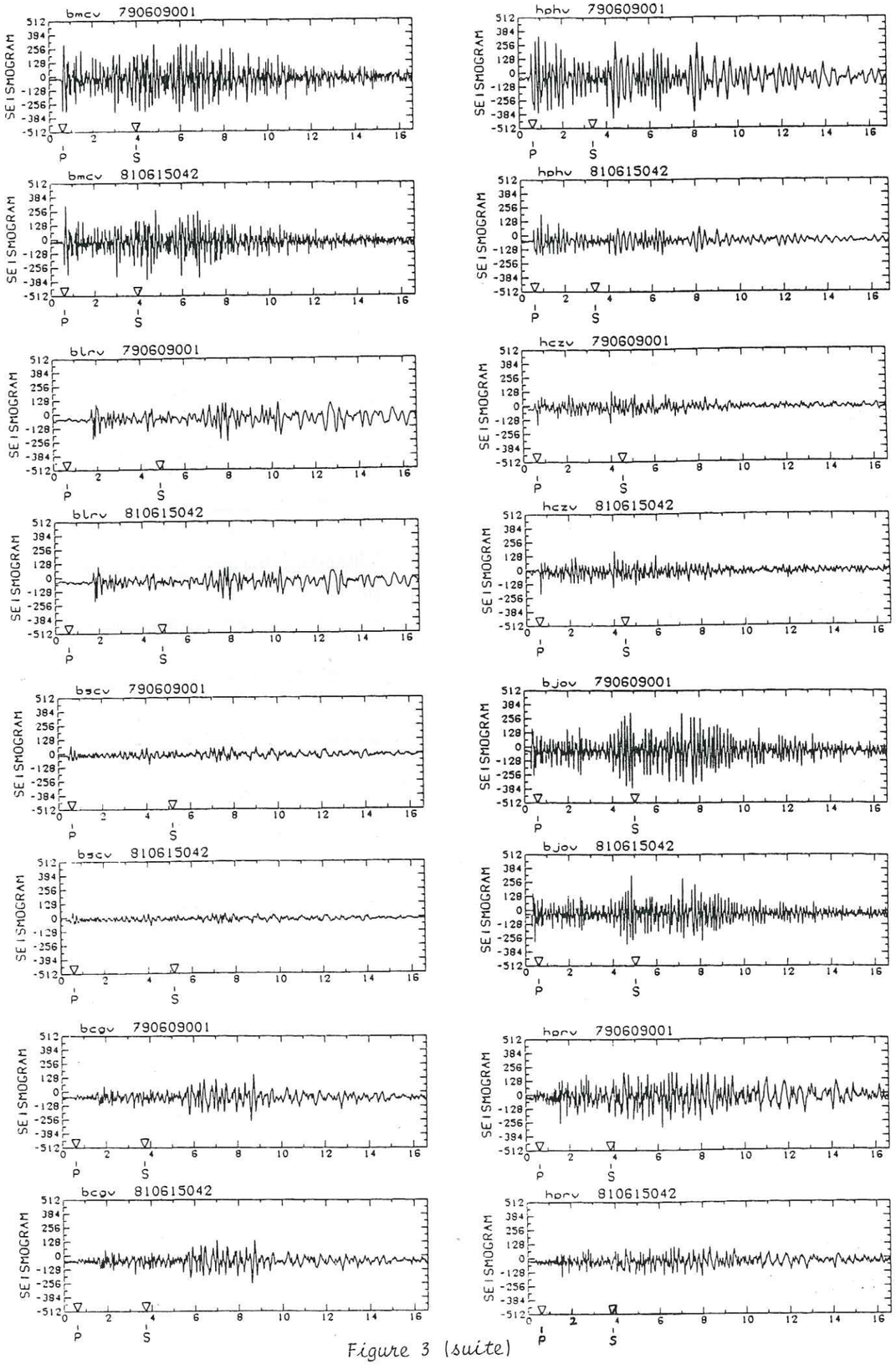


Figure 3 (suite)

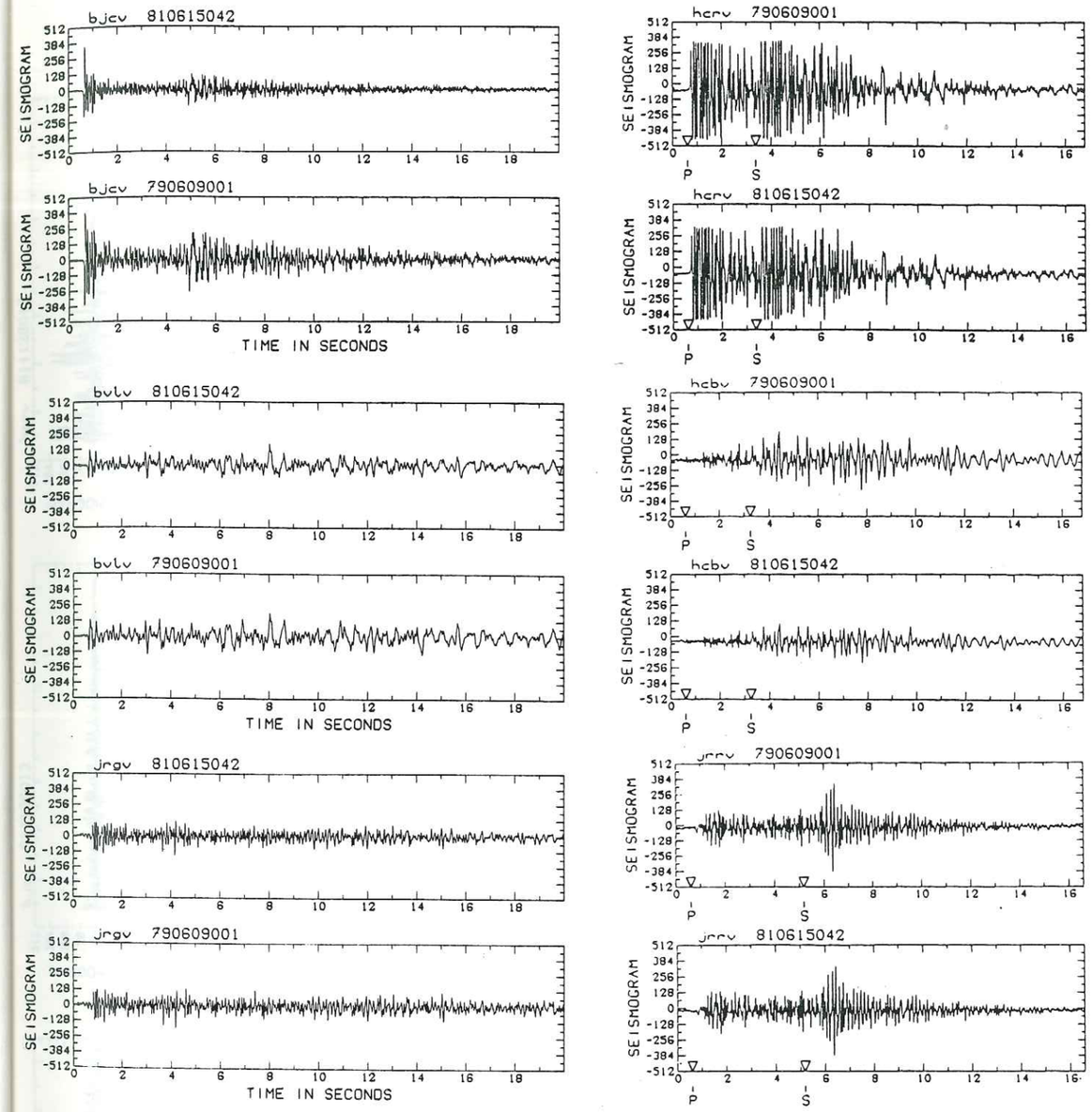


Figure 3 (suite)

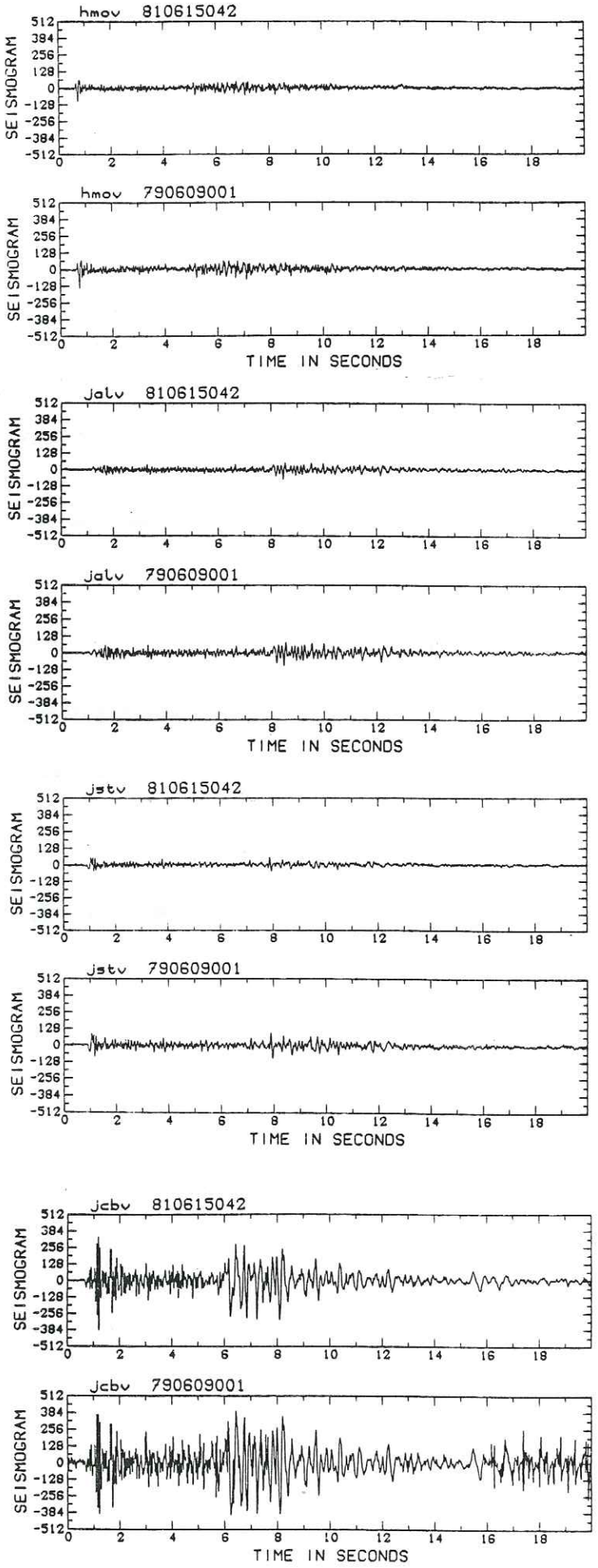


Figure 3 (suite)

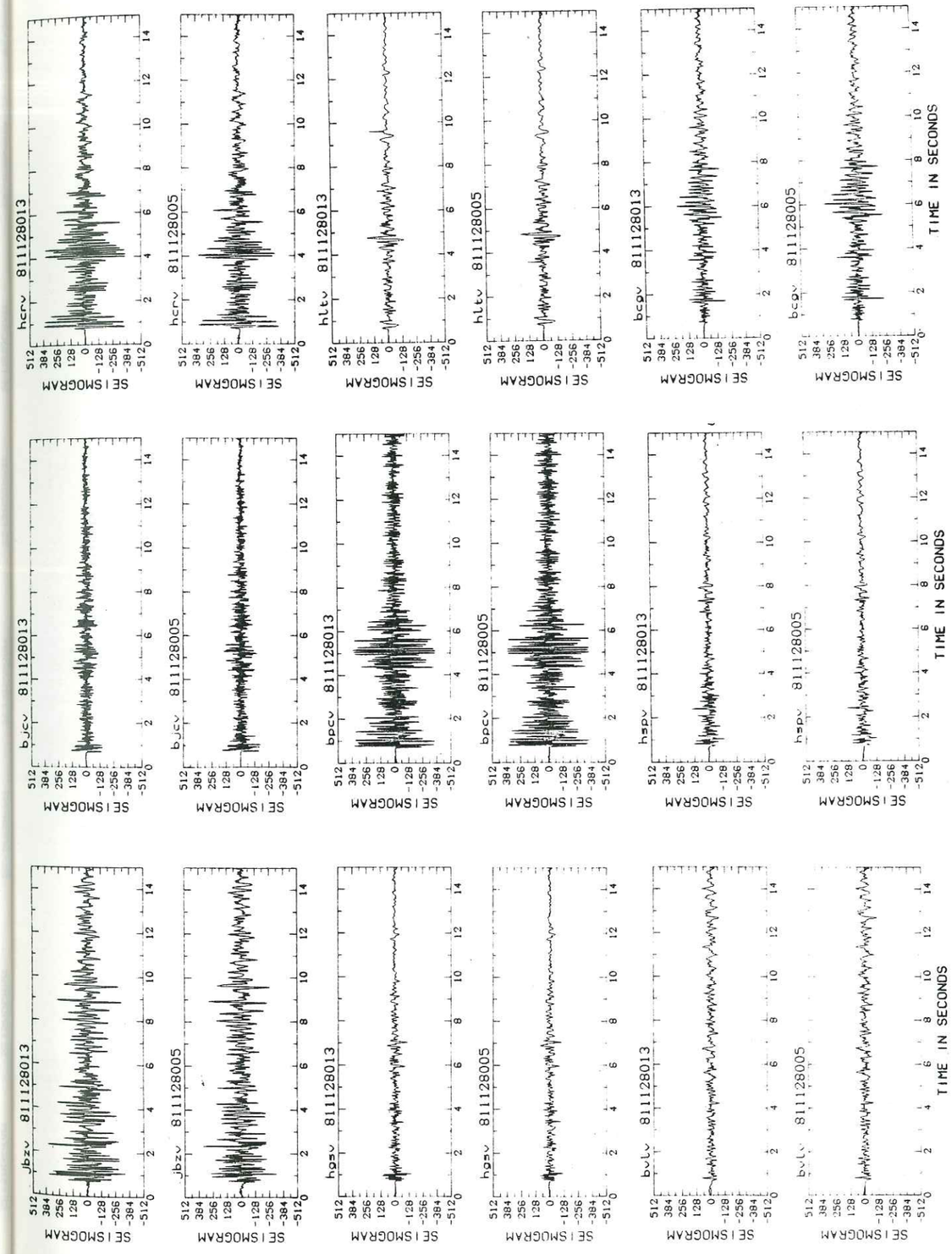


Figure 4 - Sismogrammes du doublet S6 (811126005 - 811126013).

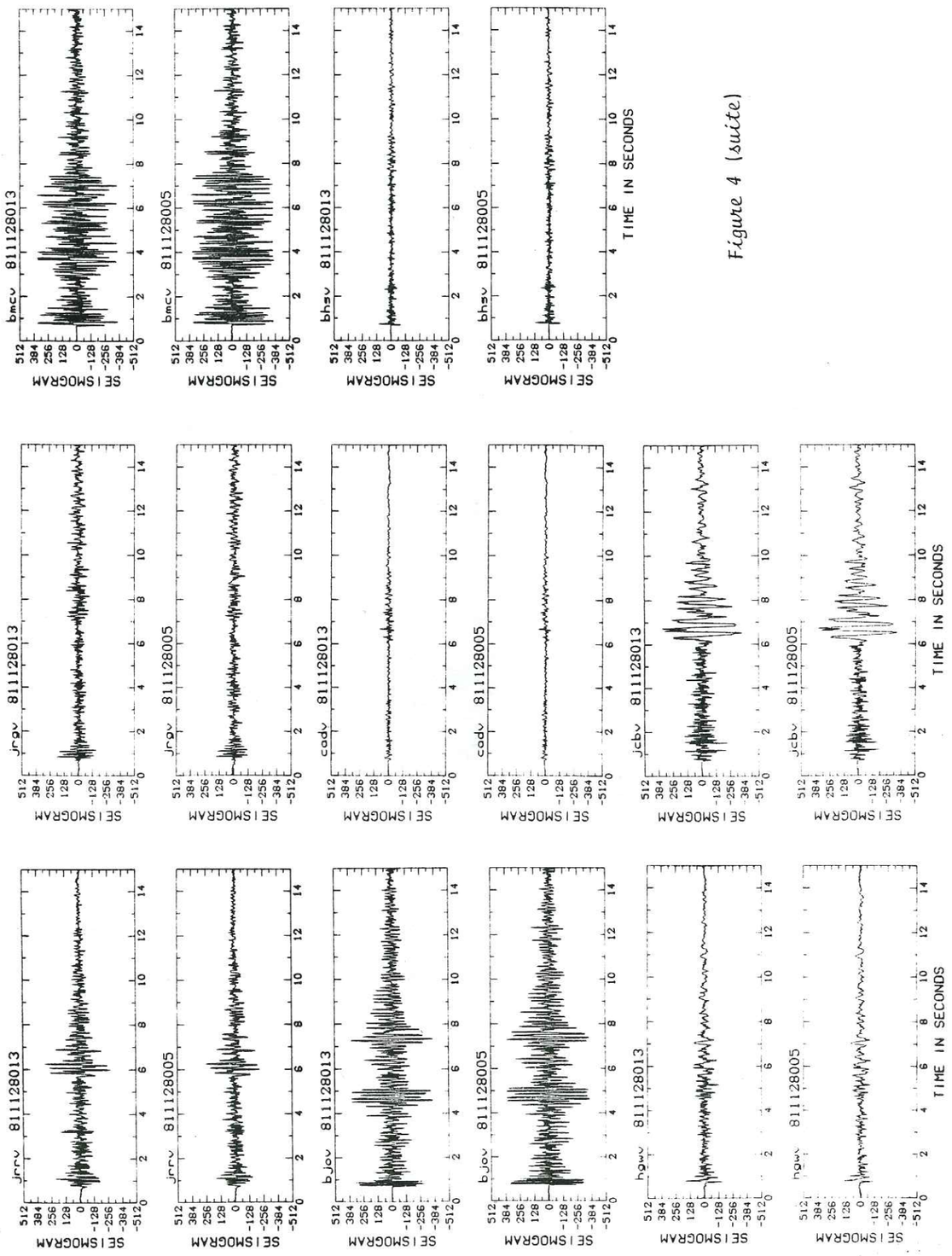


Figure 4 (suite)

3 - Acquisition des données

Les séismes sont enregistrés par le réseau CALNET de l'USGS (United States Geological Survey) en Californie centrale. Ce réseau télémétré est relié à Menlo Park par des lignes téléphoniques commerciales ; ce système central d'enregistrement fournit une base de temps unique pour le réseau entier, élément primordial dans le traitement des doublets de séismes (Poupinet et al., 1982, sous presse). Il est constitué d'un peu plus de 250 stations courte période disposées le long de la faille de San Andreas (Eaton, 1977 ; Healy et O'Neill, 1977 ; Lee et Stewart, 1981 ; Stewart et O'Neill, 1980).

Ce réseau a été mis en place à partir de 1966 dans un objectif de prévision sismique et a donc été conçu pour enregistrer plus particulièrement des microséismes. Malheureusement, la dynamique moyenne du système (≃ 46 dB) provoque la saturation des enregistrements très rapidement. La limite théorique supérieure de l'échelle dynamique est de ≃ 126 dB. Mais le multiplexage, la démodulation n'ont une dynamique que d'environ 60 dB. Finalement, le système d'enregistrement magnétique fait chuter la dynamique à ≃ 46 dB, la chute étant principalement due aux variations de vitesse des bandes (Lee et Stewart, 1981).

4 - Cadre géodynamique

Cette partie de la Californie centrale présente un réseau de failles très complexe, les 2 plus importantes étant la faille de San Andreas et la faille Calaveras.

La géologie du site (voir encadré pour une description sommaire) est responsable de beaucoup des caractéristiques des sismogrammes. Par exemple, les stations situées sur la formation Franciscaine présentent un contenu plutôt basses fréquences (Spieth, 1981).

Cette dichotomie entre l'Ouest et l'Est provoque un contraste de vitesse entre les 2 côtés de la faille. A l'Ouest, les vitesses sont supérieures de 17 % aux vitesses à l'Est. Ce contraste est maximal près de la surface et décroît jusqu'à 1 % à 7 km de profondeur (Spieth, 1981).

GEOLOGIE SOMMAIRE AUTOUR DES FAILLES
SAN ANDREAS ET CALAVERAS

On distingue 2 complexes géologiques majeurs. Les roches Franciscaines à l'Est de la faille de San Andreas et les roches granitiques à l'Ouest. Sur ces 2 assemblages se superposent des séquences de roches sédimentaires marines et non marines du Tertiaire et des alluvions du Quaternaire.

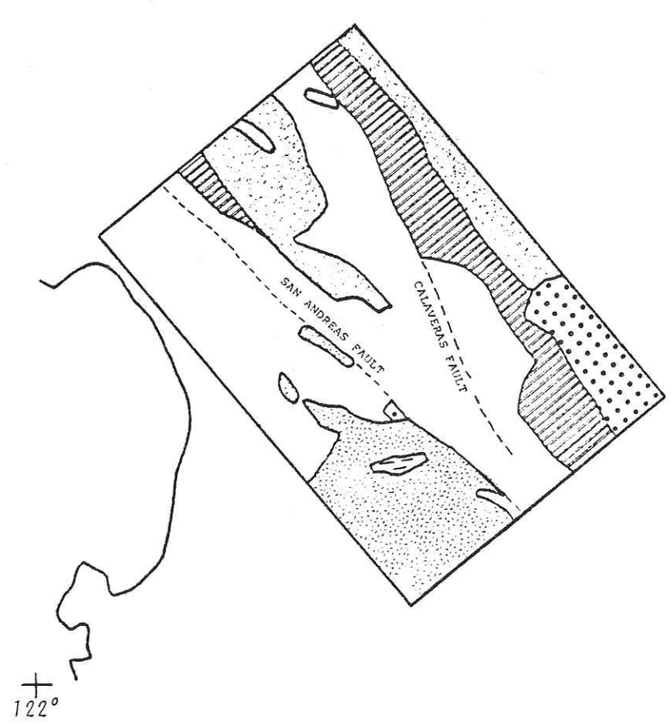


Fig. 6. Simplified geologic map of the study area (based on *Jennings and Strand* [1958] and *Rogers* [1966]).

(d'après Thurber, 1983)

Ceci conduit à une localisation erronée des séismes à quelques km de la faille.

Les déplacements prédominants observés sont des mouvements de coulissage latéral dextre. Au Sud de la région de San Juan Bautista, le glissement annuel mesuré est d'environ 15 mm tandis qu'au Nord la faille est bloquée sur plusieurs centaines de km (la région de San Juan Bautista se situe au Sud de l'intersection des failles Sargent et Calaveras - cf. carte page 4). La partie bloquée de la faille est celle qui a joué lors du séisme de San Francisco le 18 avril 1906 (M = 8.3).

Pour la faille de San Andreas près de San Juan Bautista, les mécanismes au foyer et la distribution des hypocentres en fonction de la profondeur suggèrent un plan de faille plongeant à ≃ 75°W (Spieth, 1981).

Plus au Nord, dans la région de Coyote Lake, il semblerait que la faille de San Andreas soit verticale et que la faille Calaveras présente au moins 2 plans de faille, l'un presque vertical, l'autre avec un pendage ≃ 75° vers le Nord-Est (Thurber, 1983).

PARTIE A

FILTRAGE DE WIENER SUR UN DOUBLET DE SEISMES

MESURE D'ÉCARTS DE TEMPS

Les doublets de séismes se caractérisent par des formes d'ondes très similaires. Cependant, des différences entre les enregistrements existent et peuvent s'interpréter de deux façons :

-variations dues aux sources sismiques (en sélectionnant des événements de magnitudes très voisines, réalisés presque au même endroit, nous pouvons considérer les mécanismes au foyer très semblables mais non complètement identiques),

-variations affectant le trajet des rais provoquées par des changements dans l'état des contraintes du milieu ou d'autres phénomènes (présence d'inclusions fluides et migration de fluides par exemple).

Nous allons chercher à l'aide du filtrage de Wiener s'il existe une relation, entre les signaux reçus, et la définir. Cette relation traduira les variations des conditions de propagations des ondes d'un séisme à l'autre et/ou des changements dans les sources sismiques.

On peut se demander pourquoi choisir le filtre de Wiener au lieu d'un autre filtre. Nous n'avons pas de modèle physique pour expliquer les différences observées entre nos signaux d'où l'intérêt d'utiliser le filtrage de Wiener qui ne pose aucun préalable sur la connaissance du modèle. Il nécessite simplement le choix d'une référence (nous ne pouvions pas réaliser par exemple le filtre adapté, qui est le filtrage optimal, ne connaissant pas le signal utile). Le filtre de Wiener va donc nous guider dans le choix d'un modèle. La stationnarité des différences entre nos signaux sera étudiée.

Dans un premier temps, nous présenterons les conditions géophysiques dans lesquelles nous nous plaçons pour réaliser le filtrage puis nous exposerons le principe du filtre de Wiener (de façon générale et dans le cas particulier de nos signaux). Afin de répondre aux diverses questions que se posent les géophysiciens, nous avons explicité dans un paragraphe les techniques de lissage utilisées. Après une rapide estimation du contenu spectral de nos signaux,nous consacrerons le chapitre II au traitement de nos données sous 3 formes :

-analyse globale des signaux (sur la durée totale)
-analyse évolutive par tranches consécutives
-analyse continue à l'aide d'une fenêtre mobile

Par ailleurs, dans le dernier chapitre, nous étudierons une autre méthode, basée sur des estimateurs temporels, pour mesurer avec présision les écarts de temps entre nos signaux. Ceci nous permettra de déterminer l'estimateur optimal à utiliser pour l'évaluation des différences dans les temps de propagation des ondes.

Nous nous sommes limités pour la clarté de l'exposé aux enregistrements d'un doublet en une seule station. Notre but n'est pas de faire une analyse sismologique mais plutôt de tester des méthodes de traitement et d'en fixer les limites.

Nous traiterons le cas du doublet C2 composé d'un séisme du 15 juin 1978 (magnitude 1.7) et d'un séisme du 28 février 1980 (magnitude 2.0) qui se sont produits sur la faille Calaveras (cf carte page 4). Les enregistrements étudiés sont ceux de la station hgwv située à 17 km de distance épicentrale.

On remarque une très grande similarité entre nos 2 traces sismiques (cf figure ci-après).

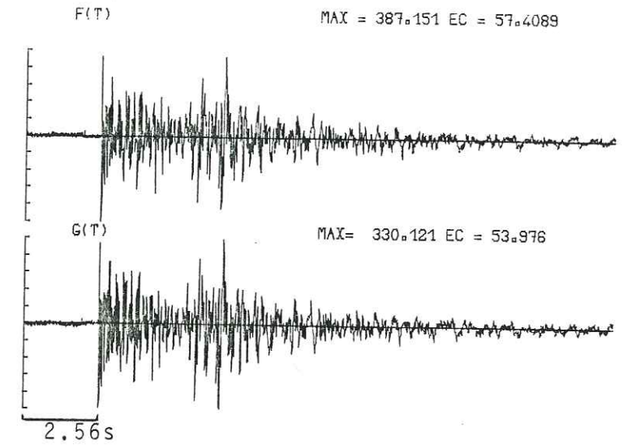


Figure A1 - Sismogrammes du doublet C2 enregistrés dans la station hgwv
f(t) correspond au séisme du 28 février 1980
g(t) correspond au séisme du 15 juin 1978

Les sismogrammes traduisent l'arrivée des ondes générées àla source et qui se sont propagées dans le milieu entre la source et la station d'enregistrement (ondes directes,réfléchies, réfractées). La similitude entre les deux traces montre que les mécanismes au foyer (dislocation, direction du mouvement, radiation de la source) sont très voisins et que le milieu a peu varié entre les 2 événements.

Néanmoins certaines différences existent entre les 2 formes d'ondes. L'objet du chapitre suivant est d'envisager une méthode de mesure de ces variations à l'aide du filtrage de Wiener.

Un filtrage en traitement du signal étant par définition un processus linéaire et stationnaire, nous allons analyser dans quelles conditions géophysiques ceci est possible et comment vérifier ces hypothèses.

I - METHODE DE MESURE DES VARIATIONS DU MILIEU : FILTRAGE DE WIENER

1 - Filtrage : processus linéaire et stationnaire

Nous voulons étudier dans quelles conditions les différences observées entre nos signaux obéissent à un processus linéaire et stationnaire.

a) Linéarité :

En-dehors des mécanismes au foyer, la propagation des ondes serait un processus linéaire et stationnaire si :

-une fréquence à l'émission se traduisait à l'arrivée par la même fréquence sans présence d'harmoniques supplémentaires ni effet Döppler

-le signal reçu $r(t) = s(t) * h(t)$ était proportionnel au signal émis ; autrement dit, si l'on émet le signal $[a\ s_1(t) + b\ s_2(t)]$, on reçoit :

$$a\ s_1(t) * h(t) + b\ s_2(t) * h(t) = \alpha\ s_1(t) + \beta\ s_2(t)$$

* désigne l'opérateur convolution
$h(t)$ est la réponse impulsionnelle du filtre qui caractérise le milieu entre l'émetteur et le récepteur.

Nous ne savons pas si ces conditions sont remplies. Mais nous pouvons remarquer que s'il existe une non linéarité du milieu, elle agit de la même façon pour les 2 événements. En effet, la cohérence entre nos signaux est très grande (proche de 1). Ainsi, les différences observées pourront être caractérisées par une relation linéaire.

b) Stationnarité

Nos signaux ne sont pas stationnaires. En effet, une trace sismique est constituée d'ondes P, d'ondes S, d'ondes de surface qui se propagent dans des conditions de vitesses non stationnaires.

Le début et la fin du signal ne correspondent pas aux mêmes trajets et aux mêmes modes de propagation. Par contre, les relations entre nos 2 enregistrements peuvent être stationnaires si les variations du milieu sont ressenties de la même manière par les différentes ondes. L'estimation du degré de stationnarité se fait par l'étude de la cohérence.

c) Perturbations

Il peut y avoir deux sortes de perturbations :

-non respect de la linéarité ou de la stationnarité ; dans le cas présent, c'est surtout la non stationnarité qui est importante.

-bruit additif qui provient soit de bruits sélectifs, soit de bruits de spectres continus, pouvant se superposer à nos signaux.

Les bruits sélectifs ou vibrations parasites se reconnaissent aisément sur les autospectres et interspectre non lissés. Ils doivent être éliminés avant tout lissage de façon à ne pas polluer les fréquences adjacentes.

Les bruits de spectres continus peuvent être dus à la présence d'impulsifs sur l'une de voies (en effet, un point faux sur le signal numérisé se traduira par un spectre constant en fréquence).

Le spectre du bruit peut enfin être stationnaire en fréquence et en temps : c'est le cas des bruits d'appareillage. Ce type de bruit est par définition décorrélé des signaux.

2 - Principe du filtre de Wiener

Soient 2 signaux $x_1(t)$ et $x_2(t)$ tels que
$x_1(t) = a(t) + b(t)$
$x_2(t)$ non lié à $a(t)$
$b(t)$ = filtrée F $[x_2(t)]$

Le filtre F qui fait passer de $x_2(t)$ à $b(t)$ est inconnu.

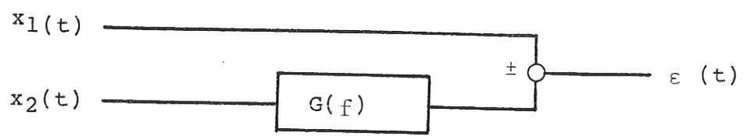
On veut trouver :

- soit F(f)
- soit a(t)
- soit b(t)

Pour ce faire on cherche à estimer un filtre G(f) dit de Wiener tel que $\varepsilon(t)$ soit non corrélé avec $x_2(t)$ avec :

$$\varepsilon(t) = x_1(t) - \text{filtrée}_G [\, x_2(t) \,]$$

$$E [\, \varepsilon(f) \; ; \; X_2^{*}(f) \,] = 0$$



Ceci s'écrit

$$\varepsilon(f) = - X_2(f) \,.\, G(f) + X_1(f)$$

$$E [\, \varepsilon \,.\, X_2^{*} \,] = E [\, - X_2 X_2^{*} \, G + X_1 \, X_2^{*} \,] = 0$$

$$G \; E [\, X_2 \, X_2^{*} \,] = E [\, X_1 \, X_2^{*} \,]$$

d'où

$$G = \frac{E [\, X_1 \, X_2^{*} \,]}{E [\, X_2 \, X_2^{*} \,]}$$

soit encore

$$G(f) = \frac{\gamma_{x_1 \, x_2}(f)}{\gamma_{x_2}(f)}$$

où $\gamma_{x_1 x_2}$ et γ_{x_2} sont respectivement l'interspectre des signaux et l'autospectre de $x_2(t)$. Si l'estimation G(f) de cette grandeur était parfaite, on aurait:

$$F(f) = \widehat{G(f)}$$
$$b(t) = \text{Filtrée } \widehat{G(x_2(t))}$$
$$a(t) = x_1(t) - \text{Filtrée } \widehat{G(x_2(t)}$$

cette estimation revient à minimiser la distance entre $x_1(t)$ et la filtrée $\widehat{G\,[x_2(t)]}$.

Cela revient aussi à rendre l'erreur d'estimation $\varepsilon(t) = a(t)$ orthogonale à $x_2(t)$.

G(f) peut aussi s'écrire :

$$G(f) = C(f) \left[\frac{\gamma_{x_1}(f)}{\gamma_{x_2}(f)}\right]^{1/2}$$

où C(f) est le coefficient de cohérence entre $x_1(t)$ et $x_2(t)$ (C(f) est un nombre sans unité compris entre 0 et 1). C(f) est défini par :

$$C(f) = \frac{\gamma_{x_1 x_2}(f)}{\left[\gamma_{x_1}(f)\gamma_{x_2}(f)\right]^{1/2}}$$

L'interspectre $\gamma_{x_1x_2}(f)$ s'écrit :

$$\gamma_{x_1x_2}(f) = \overline{X_1(f)\, X_2^*(f)} = \overline{B(f)\, X^*_2(f)}$$

(les autres termes sont nuls dès que l'on fait une moyenne suffisante).

Remarques pratiques :

1) Il faut noter que si les spectres ne sont pas moyennés, le résultat du filtrage donne, aux erreurs de calcul près $x_1(t)$. C(f) dans ce cas n'a aucune signification et est toujours égal à 1. Le filtre n'a pas de sens.

2) Notons que le résultat b (t) est indépendant de l'amplitude des 2 signaux : si $x_1(t)$ est multiplié par 2, b (t) sera multiplié par 2. On dit que le signal résultant b (t) est dans les unités et en proportion du signal recherché.

C'est mieux qu'une simple soustraction $x_1(t)-x_2(t)$, il y a aussi correction de la phase et de l'amplitude pour chaque fréquence.

3 - Application du filtre de Wiener à nos signaux

Nous supposons 2 traces théoriques sismiques $f_1(t)$ et $f_2(t)$ liées par une relation linéaire et stationnaire, i.e. une relation de filtrage, les traces observées sont

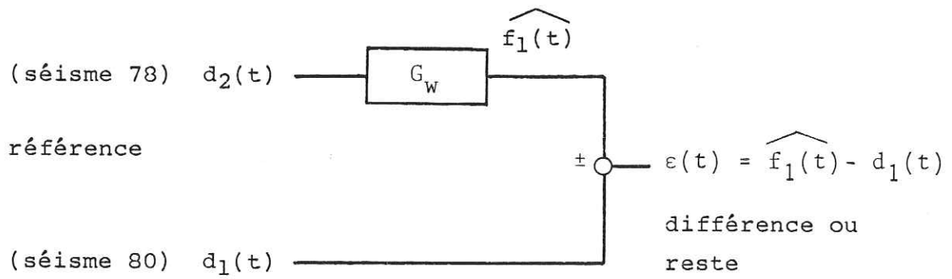
$$d_1(t) = f_1(t) + a_1(t)$$

$$d_2(t) = f_2(t) + a_2(t)$$

On suppose a_1 et a_2 non cohérents entre eux, ni avec f_1 et f_2.

On cherche la relation existante entre f_1 et f_2 qui représentent les parties liées de nos signaux.

Pour exprimer, dans le domaine temps, la partie liée de d_1, on fait l'opération de filtrage de Wiener :



Nous nous plaçons dans le cas d'une référence signal.

L'estimée $\hat{f_1(t)}$ s'écrit :

$$\hat{f_1}(t) = [f_2(t) + a_2(t)]^* g(t)$$

avec $g(t) = TF^{-1}[G_w(f)]$ où $G(f) = \dfrac{\gamma_{d_1d_2}(f)}{\gamma_{d_2}(f)}$

On a : $\gamma_{d_1 d_2}(f) = \overline{D_1(f)\ D_2^*(f)} = \overline{F_1(f)\ F_2^*(f)}$

De façon générale, la différence entre le signal $d_1(t)$ et l'estimée $\hat{f_1}(t)$ s'écrit :

$$\hat{f_1}(t) - d_1(t) = [\ f_2(t) * g(t) - f_1(t)] + a_2(t)*g(t) - a_1(t)$$

Plusieurs cas de figures peuvent se présenter (Ouahabi, Lacoume et al., 1981) :

-soit la partie commune aux 2 signaux est un bruit parasite (certain ou aléatoire). On dit alors que l'on a une référence bruit seul $f_2(t)$ ($a_2(t) = 0$). Le signal recherché $a_1(t)$ est trouvé par différence. Ce n'est pas le cas traité ici.

-soit la donnée $d_1(t)$ est composée d'une partie signal utile $f_1(t)$ et de bruit additionnel $a_1(t)$. On peut obtenir une estimation de $f_1(t)$ lorsque $a_2(t) = 0$; c'est le cas d'une référence signal seul.

Remarques :

1) Si l'on suppose $d_1(t)$ composée d'une partie signal utile $f_1(t)$ et d'un bruit additionnel $a_1(t)$, en moyennant suffisamment, on obtient :

$$\hat{f_1}(t) - d_1(t) = [\ f_2(t)*g(t) - f_1(t)\ ] + a_2(t)*g(t) - a_1(t)$$

$$\# \quad a_2(t) * g(t) - a_1(t)$$

2) L'estimation du filtre se fait avec précision quand la cohérence est supérieure à un seuil. Ainsi, le filtre de Wiener est très efficace pour bien estimer un signal dans la mesure où le rapport signal/bruit est déjà important. Par ailleurs, dans le cas où $a_2(t)$ n'est pas nul, il reste un bruit perturbateur qui est la filtrée de $a_2(t)$. Le résultat n'est donc intéressant que si le rapport F_2^2 / A_2^2 est grand.

L'utilisation du filtre de Wiener suppose une moyenne, donc un lissage, des spectres.

Nous allons consacrer le paragraphe suivant aux conditions de choix et d'application d'un lissage. Nous présenterons en fin de ce paragraphe, un exemple de lissages différents sur la phase de l'interspectre.

4 - Lissage

a) Pourquoi lisser ?

Nous avons supposé un processus linéaire et stationnaire reliant nos 2 signaux. Il nous faut vérifier cette hypothèse en étudiant la cohérence de nos signaux. Qui dit cohérence dit lissage (sinon, elle est toujours égale à 1).

D'autre part, pour que le filtre ait un sens, il faut effectuer un minimum de moyenne statistique afin d'éliminer les points aberrants. En effet, un spectre non lissé peut être nul ou inférieur au seuil de numérisation pour certaines fréquences : en ces points, le filtre de Wiener sera infini. Le calculateur est programmé pour mettre à zéro ces valeurs. La phase est aussi indéterminée pour $|\ \gamma_{xy}\ | = 0$ ou pour $\gamma_y = 0$. Le calculateur impose alors une phase non réaliste.

Le lissage porte sur les valeurs complexes de l'interspectre, ce qui revient à pondérer par l'énergie, et non pas sur le module et la phase de l'interspectre séparément.

Les autres valeurs, à savoir :

-autospectres
-interspectre (module et phase)
-rapports spectraux.

ne sont pas nécessairement lissées avant interprétation.

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

B_WT lissage - BT_i signal

1 - B_WT lissage

Le lissage en fréquence est caractérisé par un nombre de points $N = B_W T$ où B_W est la bande passante du filtre utilisé et T la durée du signal.

Si le filtre en fréquence est défini par les valeurs numériques h(i), on détermine N par la formule suivante :

$$N = \frac{(\sum_{i=1}^{k} h(i))^2}{\sum_{i=1}^{k} h^2(i)}$$

k : nombre de valeurs numériques du filtre

Ce nombre $N = B_W T$ doit être petit devant le produit BT_i du signal que nous présentons ci-après.

2 - BT_i signal

Tout signal peut être caractérisé par ces 2 paramètres B et T_i (Jenkins et Watts, 1968).

B représente la bande passante équivalente du signal.

Elle se calcule d'après l'autospectre $\gamma x(f)$ du signal x(t) :

$$B = \frac{(\Sigma\, \gamma_x(f)\Delta f)^2}{\Sigma\, \gamma^2 x(f)\, \Delta f}$$

où Δf est le pas d'échantillonnage en fréquence.

Une estimation de B est suffisante. On peut évaluer cette quantité d'après l'allure de l'autospectre du signal. B représente de façon approximative la partie très énergétique du spectre.

La valeur T_i s'appelle le temps d'intégration. Elle correspond à peu près à la durée significative du signal. Par exemple, un signal apodisé par une fonction porte de largeur T_o, "occupant" la fenêtre dans sa totalité aurait un temps d'intégration $T_i = T_o$.

Ce produit BT_i, caractéristique du signal étudié, correspond à la quantité d'informations contenues dans le signal. Un BT = 5 signifie que le signal peut être défini entièrement par 5 paramètres indépendants.

On pourra consulter sur ce problème l'article de F. Glangeaud (1982) et la thèse de A. Ouahabi.

Mais le problème est de savoir : sait-on interpréter des spectres de raies ? Si tous les détails sont significatifs, il ne faut surtout pas les modifier par un lissage quelconque. Par contre, si l'on ne peut tirer d'informations à partir de ces courbes brutes, il est préférable de lisser les résultats de façon connue plutôt que laisser chaque observateur lisser à sa manière. En effet, l'oeil intègre des résultats dispersés de façon à en déduire des renseignements. mais cette méthode présente un énorme inconvénient : elle dépend de l'observateur. Il vaut donc mieux lui préférer un processus non "subjectif" et reproductible.

Le fait de lisser nous permet de présenter les résultats sous une forme suceptible de donner une interprétation physique possible (il se peut aussi qu'il n'en existe aucune). Néanmoins, il faut toujours prendre la précaution d'observer les résultats sous leur forme "brute" pour pouvoir détecter la présence de raies parasites. En effet, dès qu'une moyenne en fréquence est effectuée, ces raies sont élargies et induisent aux fréquences adjacentes une mauvaise évaluation du filtre.

b) - La notion de BT

La valeur choisie du lissage est fonction de la physique du problème traité.

Si l'on suppose le filtre reliant les 2 grandeurs stationnaire en fréquence, c'est-à-dire assez simple, il convient de lisser les spectres jusqu'à obtenir le filtre de la simplicité désirée.

Il existe cependant une règle impérative à respecter : le B_WT du lissage est toujours limité par le BT_i du signal (voir encadré).

A cette condition, viennent s'en superposer d'autres liées au problème étudié :

-les spectres sont des grandeurs positives. Il nous faudra donc choisir une fonction d'apodisation des fonctions de corrélation qui soit définie positive,

-cette fonction d'apodisation est choisie à spectre borné,

-il faut que les lobes secondaires en fréquence ne soient pas trop importants par rapport au lobe central ; ceci écarte le choix d'une fonction porte carrée (des lobes secondaires trop grands risquent de masquer les petites fluctuations),

-cette fonction d'apodisation ne doit pas modifier le maximum de l'intercorrélation. En effet, l'écart de temps entre nos signaux correspond au décalage du maximum de l'enveloppe de la fonction d'intercorrélation (dans notre cas, il est de l'ordre de quelques millièmes de seconde, donc le plus souvent inférieur au pas de numérisation des données qui est le centième de seconde). Notre information est donc contenue au voisinage du pic de l'intercorrélation.

Toutes les remarques précédentes nous ont ainsi conduit à choisir comme fonction de lissage une fonction Tuckey du type Hanning définie par

$$\begin{cases} h(t) = 0{,}5 \left[\cos \frac{\pi t}{t_m} \right]^n & \text{pour } -t_m < t < t_m \\ h(t) = 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

La puissance n sera choisie en fonction de la quantité d'informations (ou encore le B^Ti) contenue dans le signal traité (afin de respecter la règle B_wT lissage $< B^Ti$ signal). Plus n sera grand, plus la fonction de Hanning correspondante sera "pincée". L'exemple présenté ci-après permettra de visualiser toutes ces notions.

c) Exemple de l'effet du lissage sur la phase de l'interspectre

Un exemple de l'effet du lissage est celui de la phase de l'interspectre. Nous avons travaillé sur les résultats non lissés et avons pu observer un regroupement naturel des points le long d'une droite. En lissant l'interspectre complexe, nous avons mis en évidence cette tendance et éliminé les points non significatifs.

Nous présentons ci-après la phase brute, très peu lissée (Hanning puissance 2) et lissée beaucoup plus fortement (Hanning puissance 64). Nous avons représenté le coefficient de cohérence dans les deux derniers cas. Sur chaque intercorrélation, nous avons superposé la fonction d'apodisation choisie.

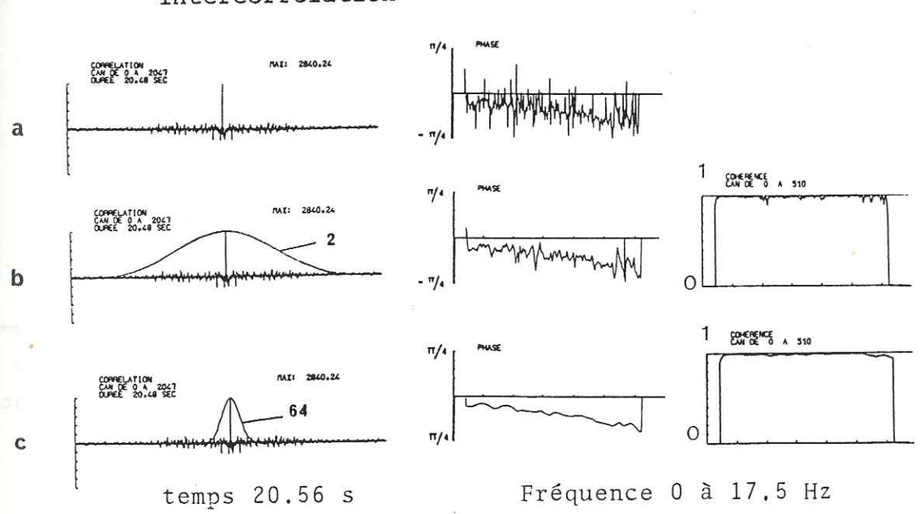


Figure A2 - Effet de différents lissages sur la phase de l'interspectre
a) phase brute - aucun lissage
b) phase légèrement lissée - Hanning puissance 2
c) phase lissée - Hanning puissance 64

Nous possédons maintenant tous les éléments pour traiter nos données. Nous allons donc dans le chapitre suivant essayer de déterminer à l'aide du filtre de Wiener la relation qui caractérise les variations entre nos signaux.

II - TRAITEMENT DES DONNES

Nous voulons effectuer 2 types de mesure :

-un écart de temps entre nos 2 signaux avec évolution de ce délai le long du sismogramme (ondes P, ondes S, coda)

-des variations dans l'atténuation du milieu et dans les sources sismiques.

Les sismogrammes correspondent à une superposition d'ondes diverses ayant suivi différents trajets. Considérer nos signaux dans leur ensemble sans distinction selon la nature des ondes est une première approche mais elle doit être complétée. Nous étudierons donc nos signaux sous deux aspects :

-une variation moyenne des sismogrammes (analyse globale) d'un séisme à l'autre,

-une variation plus fine, appelée analyse évolutive, liée aux divers espaces traversés par les ondes entre la source et une station de réception.

La première traduit une moyenne des modifications survenues entre les deux événements soit parce que les sources ne sont pas identiques et / ou les conditions de propagation sont différentes. Cette moyenne est pondérée par l'énergie de chaque phase, fonction de l'amplitude et de la durée. Nous mesurerons cette variation sur la durée totale d'enregistrement des sismogrammes, soit # 18 s. Il faut cependant faire attention au moment de l'analyse. On croit faire une interprétation globale en prenant le signal dans sa totalité mais il ne faut pas oublier que la répartition de l'énergie dans le temps est très variable. On interprète donc les modifications liées aux phases ayant le plus d'énergie.

Dans le détail, phase par phase (ondes P, ondes S, coda), des variations plus importantes peuvent être associées à chaque type d'ondes.

Par exemple, il semblerait que la variation de la vitesse des S soit plus importante, pour le doublet considéré ici, que celle des P(Poupinet et al., sous presse).Il est impossible de bien connaître la variation isotrope de la vitesse des P à cause de l'imprécision sur les temps origines absolus des séismes.

Nous devrions pouvoir mettre en évidence cette tendance en utilisant la coda puisque cette dernière est principalement composée d'ondes S réfléchies à l'intérieur de la zone étudiée (Aki et Chouet, 1975; Chouet, 1979). Leurs temps de parcours étant plus longs, elles sont plus sensibles aux variations de vitesses.

Ainsi, une analyse par phase donnera des indications plus détaillées sur les modifications. Nous parlerons alors d'analyse évolutive.

Les variations de la croûte qui se sont produites entre les 2 événements seront caractérisées par l'écart des filtres de Wiener calculés à un filtre unité. On peut obtenir :

-des filtres distincts pour une modification donnée du milieu. C'est le cas de rais ayant pris le même trajet mais qui ressentent différemment la variation suivant leur nature (onde P, onde S). On aura alors un filtre pour la phase P, un filtre pour la phase S. Les différences entre les filtres obtenus traduiront la relation entre la nature des ondes et la modification du milieu.

-des filtres distincts pour des modifications différentes des régions traversées. Les rais ont alors pris des trajets différents. Les variations observées entre les filtres seront alors liées aux espaces traversés. Par exemple, un changement localisé de la vitesse des P produira des écarts de temps seulement pour les rais s'étant propagés à l'intérieur de la zone anormale.

Dans les deux types d'analyse :

- analyse globale prenant en compte tout le signal
- analyse évolutive considérant des parties de signal associées aux différents types d'ondes,

nous mesurerons plusieurs quantités :

-les autospectres $\gamma_{d1}(f)$ et $\gamma_{d2}(f)$ des sismogrammes ce qui nous donnera la densité spectrale d'énergie de nos signaux,

-le logarithme népérien des rapports spectraux

$$\text{Log} \quad \frac{\gamma_{d2}(f)}{\gamma_{d1}(f)}$$

calculé à partir des deux autospectres. De là, nous pourrons déduire des effets de source et d'atténuation dans l'hypothèse où les variations observées ne sont dues qu'à des différences d'émission des sources et des changements du facteur de qualité Q pendant la période séparant les 2 événements. Dans ces conditions, on peut écrire :

$$\text{Log} \quad \frac{\gamma_{d_2}(f)}{\gamma_{d_1}(f)} = 2 \text{ Log} \frac{A_{s_2}(f)}{A_{s_1}(f)} + 2 \pi f \left(\frac{t_1}{Q_1} - \frac{t_2}{Q_2} \right)$$

(cf partie B pour la signification des différents paramètres)

-le filtre de Wiener ; l'un des 2 séismes étant pris comme référence, on calcule l'autre comme la filtrée du signal précédent. Ce filtre traduit les variations du milieu (ou l'absence de variation) entre les deux événements,

-la cohérence : elle nous donnera une idée de la stationnarité de nos mesures ou du bruit additif,

-la différence "d" entre le signal de référence et la filtrée par Wiener du second signal.

Si les 2 signaux ne différaient que par un écart de temps constant dans le temps (et en l'absence de bruit additif), cette différence d devrait être nulle.

La présentation de d dans le temps (forme d'onde) et en densité spectrale sont nécessaires pour se rendre compte de l'efficacité du filtre de Wiener.

La forme d'onde de $d(t) = d_1(t) - F[d_2(t)]$ nous renseigne sur les parties non liées de $d_1(t)$ et $d_2(t)$ qui s'écrivent $[a_1(t) - F(a_2(t))]$.

A partir du spectre de d, nous pourrons observer :

* s'il existe des raies (fréquences pures) peut-être dues à un parasite sur l'une des traces,

*si la forme est très voisine de celle du spectre du signal : dans ce cas, on peut penser que le filtrage n'est pas pleinement efficace (par exemple, pour des raisons de non-stationnarité),

*dans le domaine temps, nous pouvons localiser des instants où le filtre s'écarte du filtre moyen.

-La phase de l'interspectre $\phi_{d_1 d_2}(f)$; c'est aussi celle du filtre. Elle nous permettra de calculer le décalage temporel θ entre nos signaux à partir de la relation suivante :

$$\theta = \frac{1}{2 \pi f} \phi_{d_1 d_2}(f) \qquad \text{(voir encadré)}$$

La phase de l'interspectre est donc une fonction linéaire de la fréquence. Si l'on réalise un ajustement linéaire, la pente de cette droite nous donne la valeur de θ ou plutôt une fourchette d'estimation de l'écart de temps car il faut tenir compte de l'erreur commise sur le calcul de la phase qui est inversement proportionnelle au carré du coefficient de cohérence C(f).

MESURE DU DECALAGE TEMPOREL ENTRE 2 SIGNAUX

Considérons nos signaux pouvant s'écrire sous la forme suivante :

$$d_1(t) = s(t) + a_1(t)$$
$$d_2(t) = \alpha s(t-\theta) + a_2(t)$$

$a_1(t)$ et $a_2(t)$ sont des bruits additifs que l'on suppose décorrélés l'un par rapport à l'autre et chacun d'entre eux avec le signal utile recherché $s(t)$. Nous faisons d'autre part l'hypothèse que nos signaux se déduisent l'un de l'autre par un facteur d'amplitude α indépendant du temps et par un décalage temporel θ . Nous supposons également qu'il n'existe pas de déphasage à l'origine.

Sous ces conditions, la fonction d'intercorrélation $\Gamma_{d_1 d_2}(\tau)$ définie par

$$\Gamma_{d_1 d_2}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T d_1(t)\, d_2^*(t-\tau)\, dt$$

où T est la durée du signal, s'écrit :

$$\Gamma_{d_1 d_2}(\tau) = \alpha\, \Gamma_{d_1}(\tau + \theta)$$

(les intercorrélations bruit-signal, bruit-bruit sont nulles de par nos hypothèses).

Les fonctions d'autocorrélation ont la propriété d'être maximales à l'origine. Ainsi, un moyen simple d'estimer le décalage temporel θ entre nos signaux est d'évaluer le décalage de la fonction d'intercorrélation par rapport à l'origine.

Un autre moyen de procéder, rigoureusement équivalent, est d'opérer dans le domaine fréquentiel. On utilise alors le théorème de Wiener-Kintchine : les fonctions de corrélation et les densités spectrales d'énergie sont transformées de Fourier l'une de l'autre. On obtient la relation suivante :

$$\Upsilon_{d_1 d_2}(f) = \alpha\, \Upsilon_{d_1}(f) \exp(2\pi j f \theta)$$

où $\Upsilon_{d_1 d_2}(f)$ représente la densité spectrale d'énergie d'interaction des signaux d_1 et d_2, $\Upsilon_{d_1}(f)$ représentant la densité spectrale d'énergie du signal d_1 (nos signaux étant réels, $\Upsilon_{d_1}(f)$ est réelle).

En posant $\Upsilon_{d_1 d_2}(f) = |\Upsilon_{d_1 d_2}(f)| \exp(j\phi)$, on établit la relation entre la phase de l'interspectre et le décalage temporel θ entre nos signaux, à savoir :

$$\theta = \frac{1}{2\pi f} \phi_{d_1 d_2}(f)$$

L'erreur sur la phase est (Glangeaud, 1981)

$$\sigma_\phi^2 = \frac{1}{2B_w T} \left(\frac{1}{C^2} - 1 \right) \text{ en radians}$$

Nous pourrions tout aussi bien mesurer cet écart de temps à partir du décalage du maximum de l'enveloppe de la fonction d'intercorrélation. Cette méthode sera présentée ultérieurement au chapitre III. Ces 2 façons de procéder (soit dans le domaine temps, soit dans le domaine fréquence) sont rigoureusement équivalentes.

Dans un premier temps, pour estimer le contenu spectral de nos signaux, nous avons effectué un traitement sur la bande de fréquences 0-50 Hz sans aucun lissage.

1 - Estimation du contenu spectral des sismogrammes de la station HGWV

$d_1(t)$ et $d_2(t)$ sont des traces sismiques, d'une durée de 20,48 s, relatives à deux microséismes de magnitudes voisines, ayant eu lieu au même endroit à un an et demi d'intervalle.

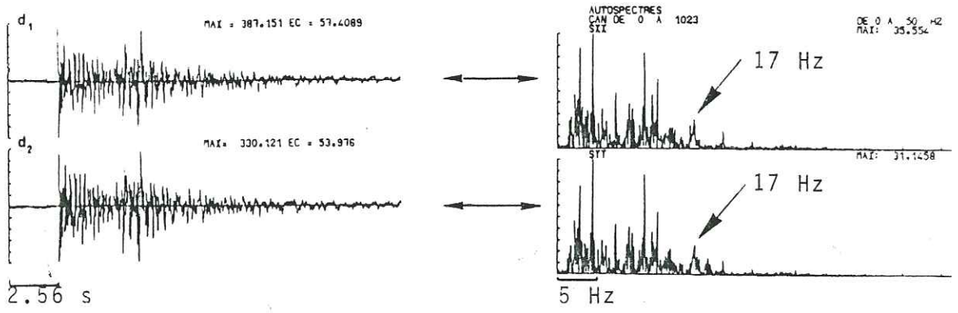


Figure A3 - Autospectres non lissés des 2 sismogrammes sur la bande 0-50 Hz. On note l'existence d'un pic d'énergie vers 17 Hz.

On voit que l'énergie reste localisée dans la bande de fréquences 0-20 Hz.

Pour cette station hgwv, on constate l'existence d'un pic énergétique autour de 17 Hz, inexpliquée pour le moment. C'est une raie parasite qu'il nous faudra éliminer (on retrouve sa présence dans le module du filtre).

* Interspectre : module et phase

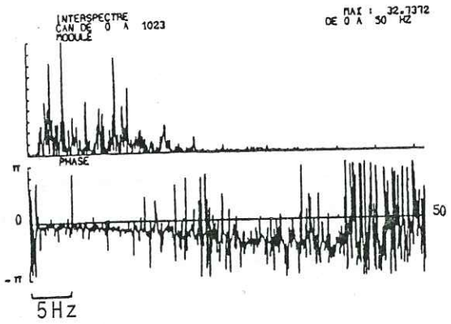


Figure A4 - Module et phase de l'interspectre, non lissés, sur la bande 0-50 Hz. La phase est bien définie même lorsque l'énergie interspectrale est faible.

Le module de l'interspectre est très semblable aux autospectres de nos signaux.

Bien qu'il subsiste très peu d'énergie au-delà de 20 Hz, on peut remarquer que la phase est relativement bien définie très loin en fréquence (≃ 35 Hz). Ceci vient illustrer le fait qu'au moment de réaliser un ajustement linéaire de la phase, il faudra tenir compte de la cohérence plutôt que de l'énergie.

* Filtre de Wiener et différence

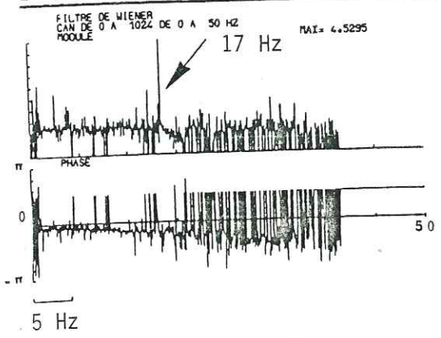


Figure A5 - Module et phase du filtre de Wiener, non lissés, sur la bande 0-50 Hz. On retrouve la raie parasite à 17 Hz sur le module du filtre.

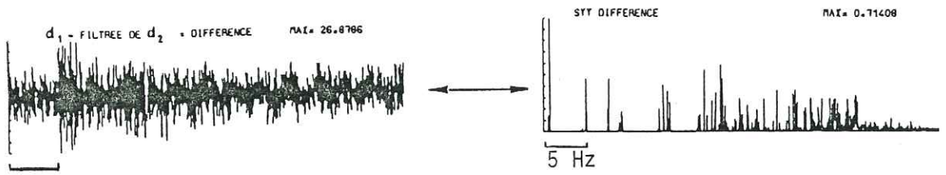


Figure A6 - Différence et spectre de la différence sur la bande 0-50 Hz. Comme nous n'avons effectué aucun lissage, la différence calculée n'a aucun sens. L'amplitude maximale de la différence est 26 alors que celle des signaux était d'environ 350.

Sans lissage, le filtre de Wiener passe de la trace 2 de référence à la trace 1, aux erreurs d'arrondis du calculateur. Il n'y a alors pas d'élimination du bruit. La différence calculée n'a pas de sens.

Les erreurs proviennent du fait que le module de l'interspectre peut avoir pour certaines fréquences un niveau très faible inférieur au niveau de qualification du calculateur ; le module du filtre est alors nul, sa phase indéterminée. On peut aussi avoir des fréquences pour lesquelles le spectre de la référence $\gamma_{d2}(f)$ est pratiquement nul ; le résultat de la division de l'interspectre par $\gamma_{d2}(f)$ est alors indéfini tant en module qu'en phase. Ainsi s'expliquent les deux représentations différentes de la phase suivant qu'elle est calculée d'après le filtre de Wiener ou bien l'interspectre.

* Bruits des signaux

Nous avons par ailleurs évalué le spectre du bruit précédant chacun des enregistrements des séismes. Soient $b_1(t)$ et $b_2(t)$ les bruits relatifs aux événements 1 et 2 respectivement. Nous présenterons ci-après les autospectres $\gamma_{b_1}(f)$ et $\gamma_{b_2}(f)$.

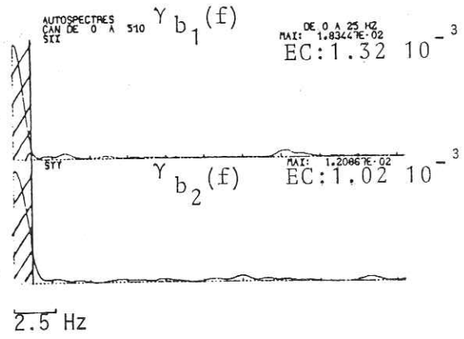


Figure A7 - Autospectres des bruits précédant les signaux, sur la bande 0-25 Hz. Les fréquences inférieures à 1 Hz n'ont pas de sens.

Ces spectres sont obtenus à partir de fenêtres de Hanning puissance 2 de support 2,56 s. Le lissage a un B_wT = 1,25 (fonction de Hanning puissance 64 : 1,25 = 20x$\frac{1}{8}$x$\frac{1}{2}$). On voit que l'énergie est très faible : le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 33 dB. L'énergie à très basses fréquences (0-1Hz) n'a pas de sens à cause de la longueur de l'échantillon trop faible pour observer les basses fréquences (pour ces fréquences, il faut au moins un nombre de périodes supérieur à 10).

Pour bien mettre en évidence le fait qu'avec des signaux de BT_i faibles, la cohérence n'est significative qu'à 2 conditions :

-être très proche de 1
-et pour une bande passante > 2 B_w.

nous avons fait 2 évaluations :

-avec les bruits réels de nos signaux
-avec des bruits gaussiens.

On peut être surpris de la "cohérence" (cf figure ci-après) "relativement bonne" de nos bruits : a priori, ces bruits sont décorrélés ce qui doit provoquer une chute de la cohérence. Nous n'observons pas ce phénomène pour 2 raisons :

-le fait d'avoir apodisé les bruits (pour éviter les effets de bord) nous a fait diminuer le BTi du signal,

-nous avons peu lissé - le B_wT du lissage est faible devant le BTi du signal (BwT = 1,25 ; BTi = 20 x 1,2 = 24). En lissant plus, la cohérence chuterait.

On voit très bien sur la figure représentant l'intercorrélation que le lissage est presque sans effet ; l'apodisation de l'intercorrélation "écrase" très peu d'informations. Il aurait fallu enlever le "trend" (tendance du signal).

c=0,9

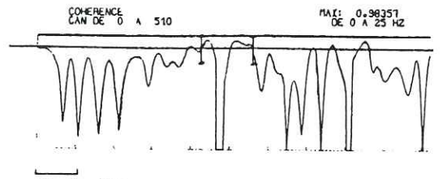


Figure A8 - Coefficient de cohérence des 2 bruits $b_1(t)$ et $b_2(t)$ précédant les signaux, sur la bande 0-25 Hz. Les endroits où la cohérence est nulle sont ceux pour lesquels il n'y a pas d'énergie.

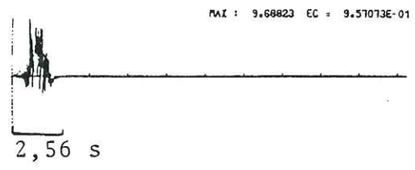


Figure A9 - Bruit $b_1(t)$ après apodisation

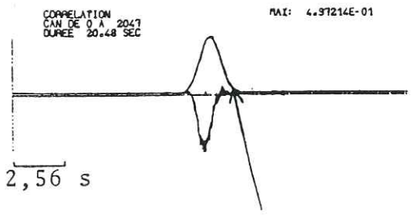


Figure A10 - Intercorrélation des 2 bruits $b_1(t)$ et $b_2(t)$. Le lissage a peu d'effet car l'apodisation de l'intercorrélation écrase très peu d'informations.

Fonction d'apodisation de l'intercorrélation

De plus, dans ce cas précis, nous avons suréchantillonné 8 fois ce qui fait que 8 points consécutifs en fréquence ne sont pas indépendants. Il faut aussi, au moment de l'interprétation, que la cohérence soit suffisamment stable sur un intervalle de fréquences Δf que l'on peut estimer à $\Delta f \geqslant 3\ B_w$ où B_w est la bande passante du filtre utilisé soit 0,5 Hz.

On voit que la cohérence n'a pas cette stabilité. Estimons les calculs d'erreur sur la cohérence ; ce sera un ordre de grandeur car la formule suivante n'est valable que pour les variables qui obéissent à une loi gaussienne.

(Glangeaud,1981)

$$\sigma_C^2 = \frac{1}{2\ B_wT}\ (\ 1 - |C|^2\ )^2$$

(C = 0,9 ⟹ σ_C = 0,12)

Compte-tenu de la cohérence de nos signaux (très proche de 1), nous avons placé un seuil arbitraire à 0,9, seuil en-dessous duquel les résultats ne sont pas significatifs.

D'après les remarques précédentes (c ≥ 0,9 ; suréchantillonnage ; stabilité), on voit donc que ce coefficient de cohérence des bruits réels de nos signaux n'a pas de sens.

* Bruits gaussiens

Pour s'en convaincre, on peut aussi procéder à une simulation. C'est ce que nous avons réalisé en effectuant le même traitement pour 2 bruits aléatoires gaussiens : la cohérence ne chute pas pour les mêmes raisons que précédemment (cf figures ci-dessous).

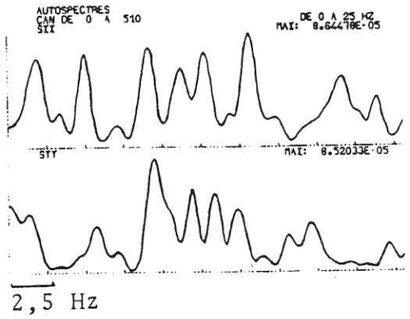


Figure A11 - Autospectre du 1er bruit aléatoire gaussien

Figure A12 - Autospectre du 2ème bruit aléatoire gaussien

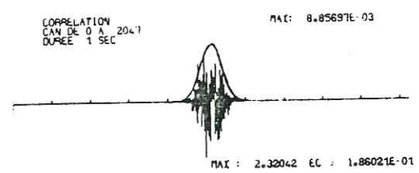


Figure A13 - Intercorrélation des 2 bruits gaussiens

Figure A14 - 1er bruit aléatoire gaussien apodisé

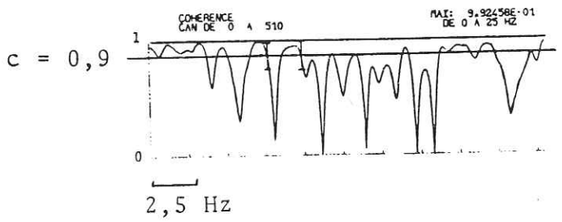


Figure A15 - Cohérence des 2 bruits gaussiens

Les observations précédentes (raie parasite à 17 Hz, cohérence) nous ont amenés à limiter notre analyse spectrale à la bande de fréquences 1 Hz - 15 Hz.

Nous avons utilisé un filtre passe-bande (filtrage des fréquences supérieures à 15,13 Hz et inférieures à 0,98 Hz) (élimination des trends).

N.B. : l'échelle des ordonnées dans les figures est toujours relative au maximum de la fonction considérée.

Nous allons présenter maintenant l'analyse moyenne de nos signaux, sur la bande 1 Hz - 15 Hz, sans lissage puis avec un lissage de $B_wT = 20$.

2 - Analyse globale des signaux

Nous avons considéré les signaux sur leur durée totale soit 20,48 s (l'arrivée des P se situe environ 2,5 s après le début de l'enregistrement).

a) Résultats du traitement sans lissage

Ils sont présentés sur la figure A16.
Rappelons que la différence calculée n'a pas de sens et correspond aux erreurs du calculateur.

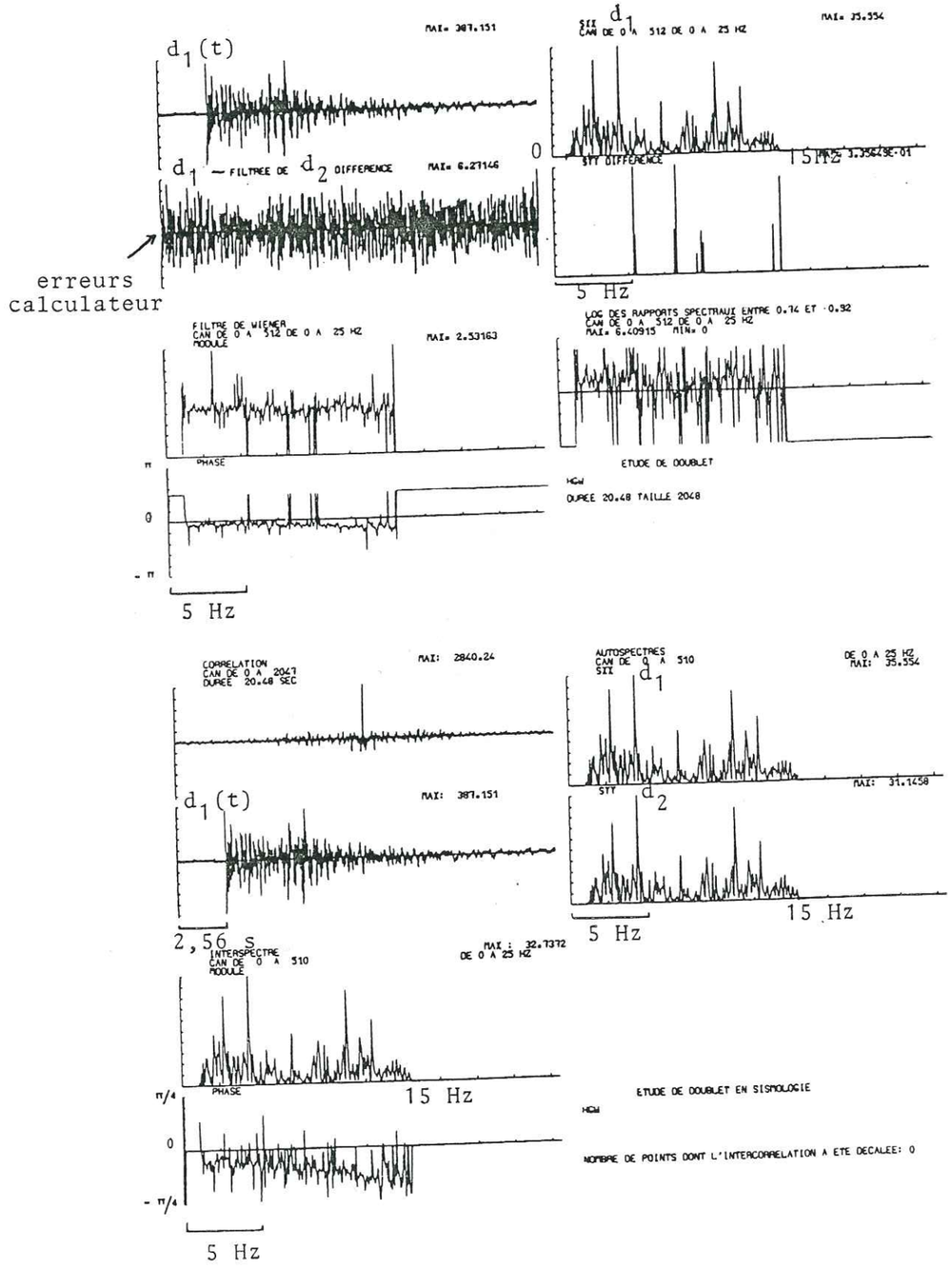


Figure A16 - Traitement des sismogrammes sur leur durée totale (≃ 18 s) sur la bande 1 Hz - 15 Hz. Aucun lissage n'a été effectué.

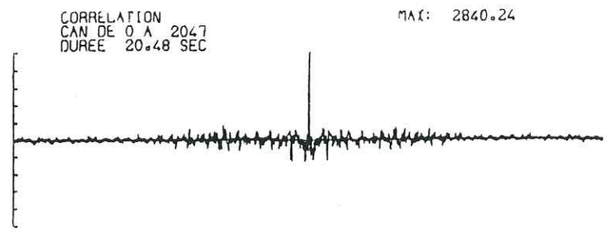


Figure A17 - Intercorrélation des 2 sismogrammes sur leur durée totale (l'intercorrélation a été décalée de 1024 points).

L'intercorrélation de ces 2 traces, présentée ci-dessus indique :

-en première approximation que l'intercorrélation entre nos signaux est très bonne (voisine d'une autocorrélation)

A titre de comparaison, nous avons présenté l'autocorrélation d'un Dirac filtré (nous avons limité l'autospectre à la bande 1 Hz - 15 Hz) ; cette fonction est de la forme sinx/x - siny/y.

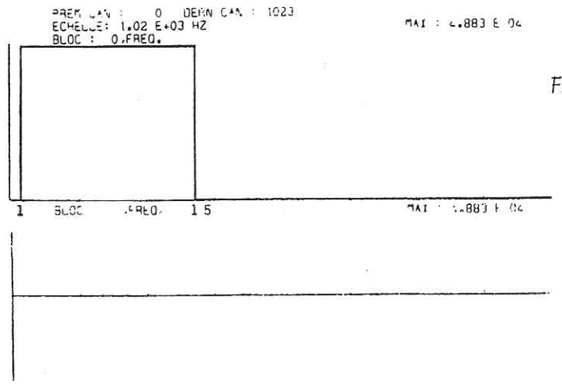


Figure A18 - Autospectre (module et phase) du signal x(t)=δ(t) sur la bande 1-15 Hz.

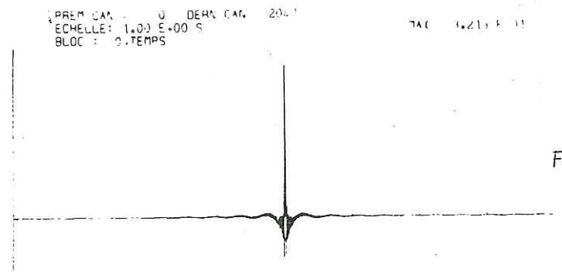


Figure A19 - Autocorrélation du même signal.

- On remarque que le positionnement dans le temps est correct (fonction centrée en 0) ; s'il existe un décalage temporel, il est donc inférieur au centième de seconde,

-d'après sa forme, proche d'un Dirac, on devrait obtenir un interspectre relativement blanc lorsqu'on moyenne.

Après avoir pris la précaution d'observer nos données sous leur forme brute, nous pouvons maintenant procéder au lissage.

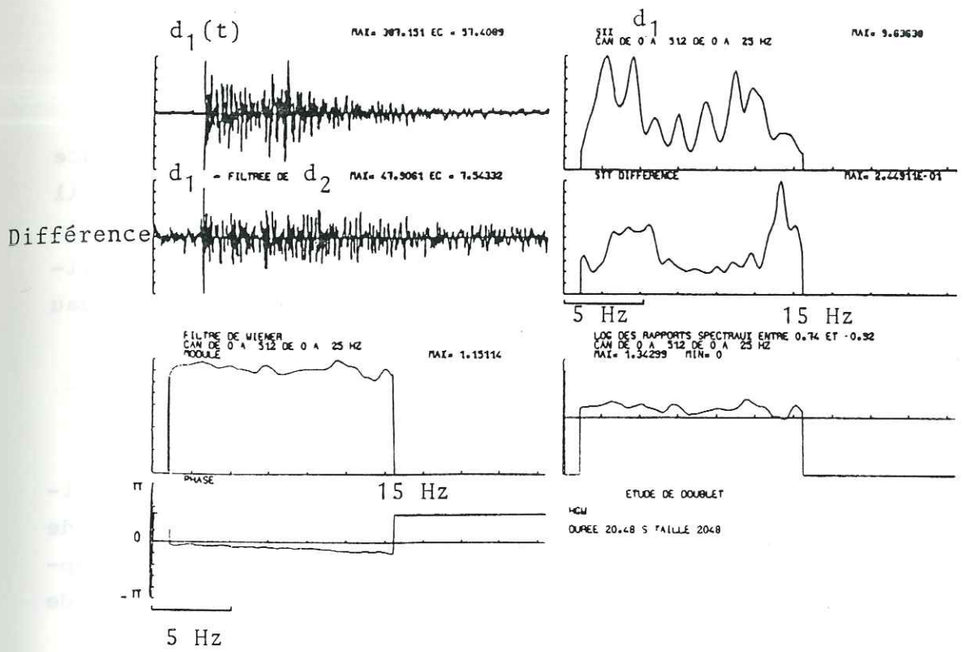
Nous avons adopté un lissage unique pour toutes les courbes afin de simplifier la présentation. L'étude faite ici est celle du filtre de Wiener ; c'est son interprétation qui guide le choix de ce lissage. Si l'on ne sait pas expliquer les grandes variations de ce filtre tant en module qu'en phase, il convient alors d'éliminer les fluctuations attribuées au bruit par un lissage adéquat. Par contre, si tous les détails sont significatifs, il convient de peu lisser pour conserver ces informations.

Les fonctions de corrélation ont donc été apodisées par une fenêtre du type Hanning définie par :

$$\begin{cases} h(t) = 0{,}5 \left(1 + \cos \frac{\pi t}{t_m} \right) 64 & \text{pour } -t_m < t < t_m \\ & \text{avec } t_m = 10{,}24 \text{ s} \\ h(t) = 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

Si l'on prend en compte la durée totale de nos signaux, soit 20,48 s, le B_wT du lissage est égal à 20. Le $B T_i$ de nos signaux est lui de l'ordre de 100 (B #10Hz et T_i #10s).

b) Résultats du traitement avec lissage ($B_wT=20$)
Ils sont présentés sur la figure A20.



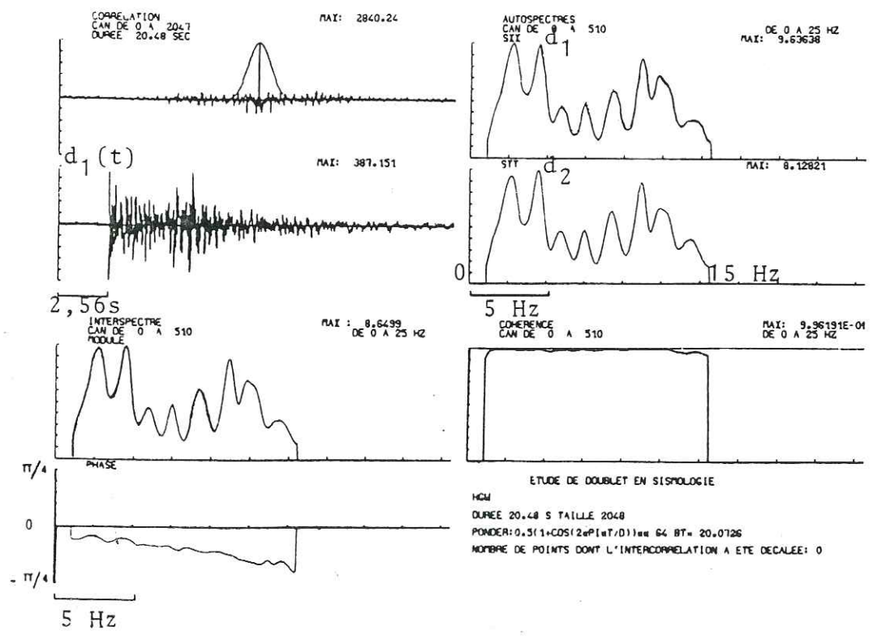


Figure A20 - Traitement des 2 sismogrammes sur leur durée totale (≃ 18 s) sur la bande 1 Hz - 15 Hz. Un lissage de B_wT = 20 a été effectué.

Module du filtre :

Le filtre de Wiener dans cet exemple est plus efficace qu'une simple soustraction entre les 2 traces car il subsiste, après correction de magnitude, des variations selon la fréquence tant en module qu'en phase. Son module est voisin de 1 (maximum = 1,15 ; valeur moyenne ≃ 1,1) ; le niveau moyen traduit la correction de magnitude.

Phase du filtre :

La phase du filtre (cf figure p.55) en première approximation est une variation linéaire traduisant un écart de temps de # 8 ms (si l'on fait un ajustement linéaire en supposant la droite passant par l'origine) avec une précision de 1 ms.

La précision sur la phase donnée par

$$\sigma_\phi^2 = \frac{1}{2B_wT}\left(\frac{1}{|C|^2} - 1\right)$$ (σ_ϕ est en radians)

(C(f) est le coefficient de cohérence)

est portée sur la figure A21 page 55 . Il faut noter la très bonne cohérence de nos signaux sur cette bande de fréquences (C(f) est toujours supérieur à 0,95 et le plus souvent voisin de 0,99).

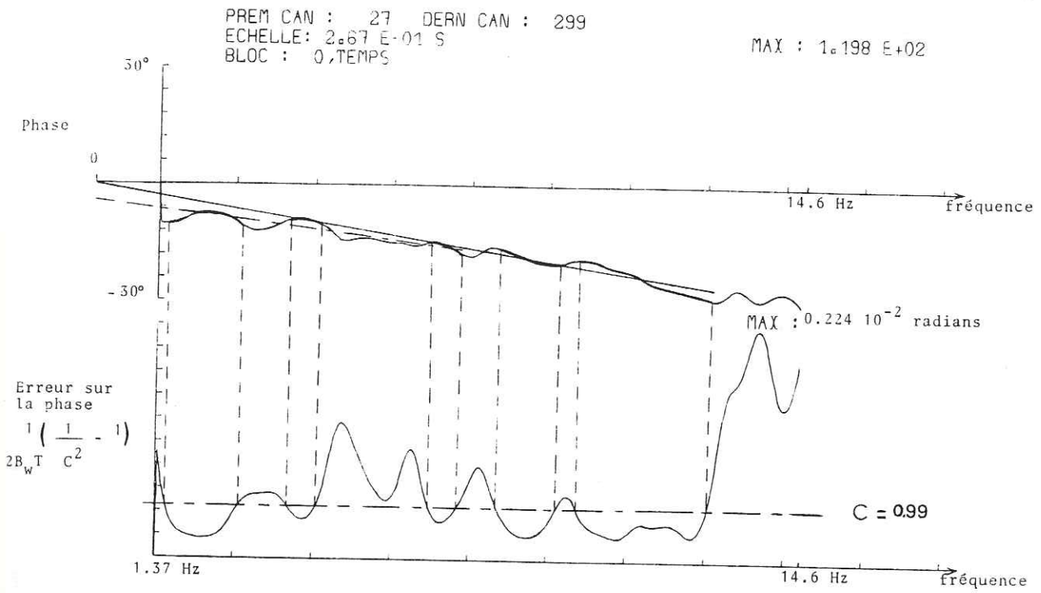


Figure A21 - Phase de l'interspectre et erreur sur la phase. Nous ne retenons que les points dont la cohérence est supérieure à 0.99. Sur toute la largeur de bande, l'écart de temps calculé est ≃ 8 ms ± 1 ms. Sur la bande 1 Hz - 7 Hz, l'écart de temps est de ≃ 7 ms ±1 ms avec un déphasage à l'origine de 6°.

Dans cet exemple, nous avons considéré les points de phase dont la cohérence était supérieure à un seuil arbitraire choisi ici égal à 0,99 . Ensuite nous procédons à un ajustement linéaire à partir des n points retenus (en traits gras sur la figure).

Si l'on ne fait pas passer la droite par l'origine et en ne considérant que la bande 1 Hz - 7 Hz, on trouve un écart de temps de 7 ms avec un déphasage à l'origine de 6°.

Différence : $d(t) = a_2(t) * g(t) - a_1(t)$

La forme d'onde de la différence d montre un niveau relativement constant sauf au début de l'événement où il subsiste une impulsion importante. Cette dernière traduit une non stationnarité du filtre reliant les 2 traces sismiques.

L'amplitude du signal différence est de l'ordre de 10% du signal initial.

En supposant la cohérence constante cette dernière est reliée aux écarts-types des signaux par :

$$\frac{\sigma^2_{signal}}{\sqrt{\sigma^2_{signal} + \sigma^2_{différence}}}$$

On trouve ici : $\frac{57,4}{\sqrt{(57,4)^2 + (7,5)^2}} \# 0,99$

ce qui est bien l'ordre de grandeur de la cohérence (on approche l'énergie à 9% près soit # 1% près, ce qui en amplitude donne 10%).

Le spectre de la différence est relativement blanc sauf vers 15 Hz où subsiste un pic non expliqué. L'étude sur d'autres stations serait nécessaire.

c) Conclusion :

Au premier ordre, nous observons une très bonne cohérence. Le filtre est relativement bien stationnaire et linéaire. Mais ce qui reste est-il dû à une non stationnarité ou à un bruit ?

C'est l'objet de la partie suivante qui, à partir d'un traitement de nos signaux par tranches consécutives, va nous permettre d'affiner ce modèle et d'en étudier la stationnarité.

3 - Analyse évolutive des signaux par tranches consécutives d'une durée de 2,56 s

3-1 Introduction

Nous avons découpé nos sismogrammes en 8 tranches consécutives de 2,56 s. Cette dernière procédure nous permettra de déterminer une éventuelle variation de nos paramètres par phase (de façon approximative, la première fenêtre correspond à la phase P, les deuxième et troisième à la phase S, les dernières représentant la coda).

Une analyse de Wiener évolutive se fait en déterminant le filtre puis en l'appliquant à des tranches successives de signal non apodisées. Les résultats de chaque tranche sont ensuite additionnés.

L'énergie du signal différence obtenu en évolutif est de l'ordre de 65 % de l'énergie de celui obtenu par le traitement des signaux en entier, dans l'hypothèse de stationnarité (65% # $\frac{4,9}{7,5}$) (cf fig. A22).

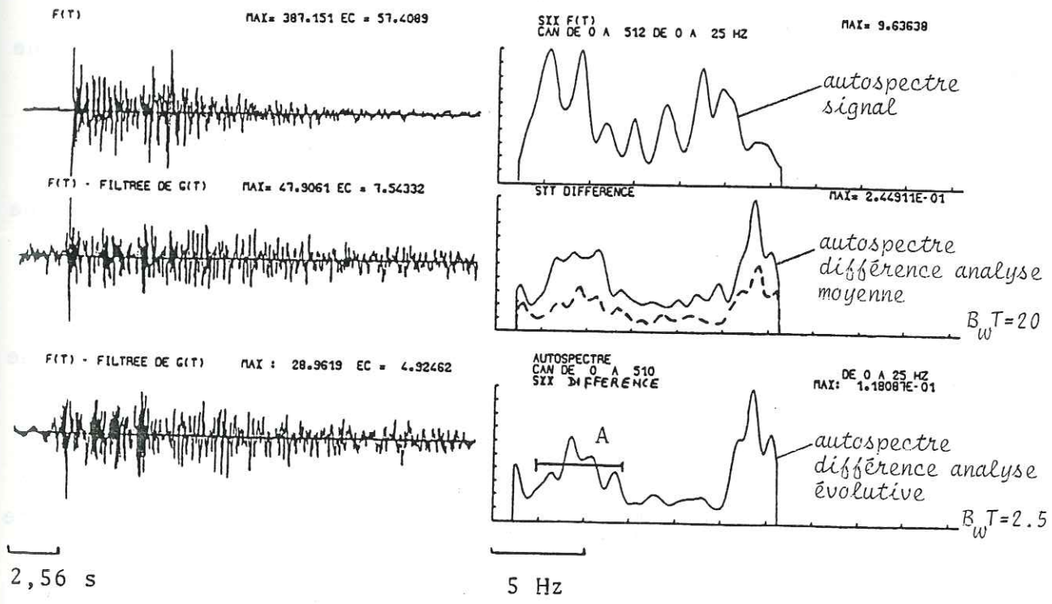


Figure A22 - Comparaison des différences obtenues (formes d'ondes et spectres) par 2 analyses : moyenne et évolutive. Les différences sont dans un rapport 2. La zone A (basses fréquences) est atténuée par le traitement évolutif. La courbe en pointillés représente l'autospectre de la différence évolutive reportée à la même échelle que la différence moyenne.

On peut observer sur cette figure que les spectres des différences des deux analyses sont dans un rapport 2 et que d'autre part, la zone indiquée A sur la figure est atténuée par le traitement évolutif (nous avons reporté le spectre différence évolutive en pointillés sur le spectre différence moyenne).

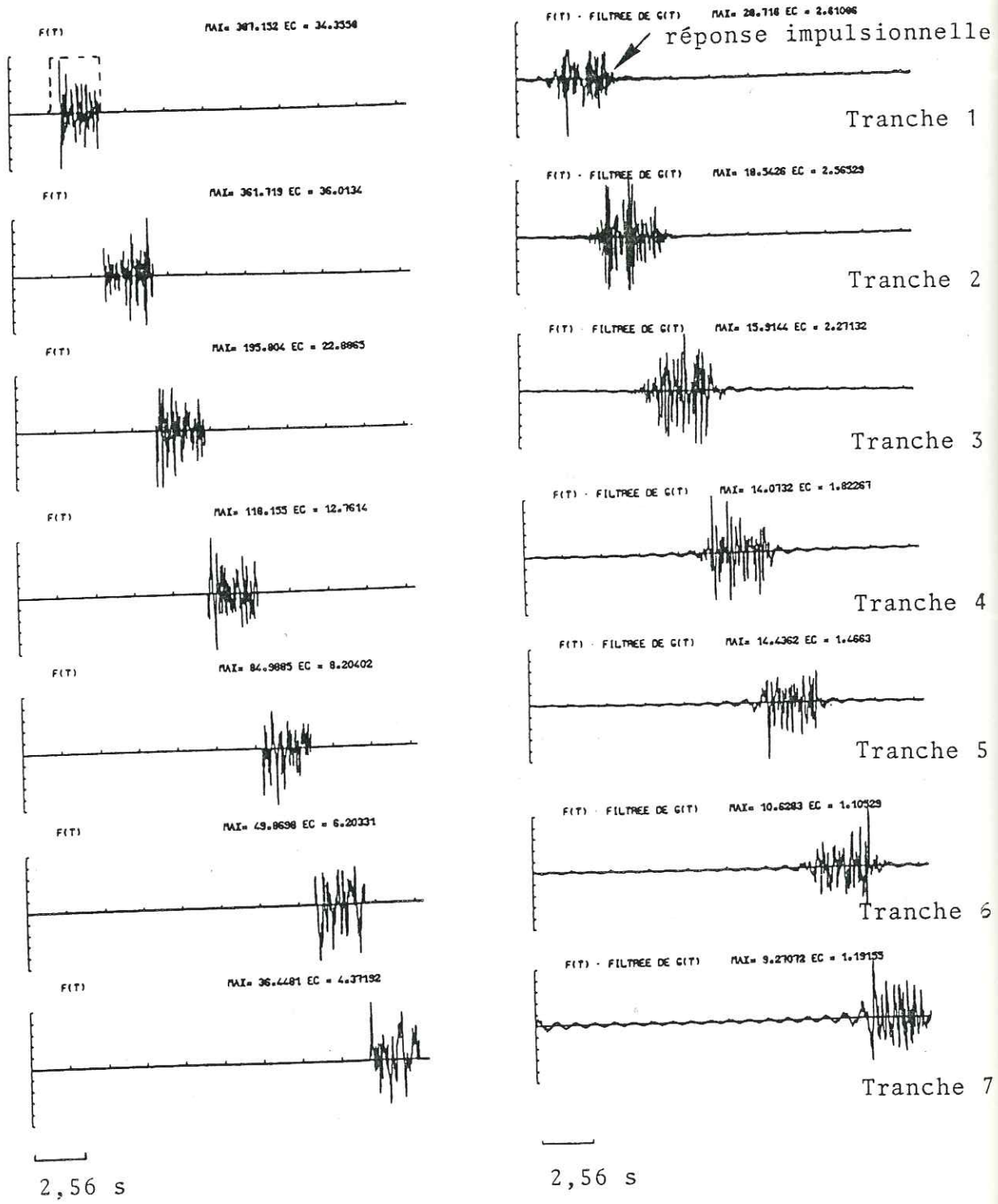


Figure A23 - Signal à estimer et différence par tranches consécutives. On peut observer les réponses impulsionnelles du filtre excité par les discontinuités.

La forme d'onde de la différence en évolutif montre que l'erreur est stationnaire sauf pour l'arrivée de la P qui se distingue nettement. Ceci s'explique par le fait qu'avant l'arrivée de cette onde, le filtre est non défini et qu'ensuite il doit être estimé sur un temps très bref ; la durée de stationnarité est faible.

L'énergie du signal est approchée à :

$$1 - \frac{57,4}{\sqrt{(57,4)^2 + (4,9)^2}} \quad \# \quad 4‰$$

Ainsi, l'amplitude du signal différence représente en moyenne 6% de celle du signal initial (6% $\#\sqrt{4‰}$), d'où un gain important par rapport à l'analyse précédente où le signal était reconstitué à 10% près.

Chaque tranche de signal a été isolée par une fonction porte de largeur 2,56 s. Le BT_i correspondant à chaque tranche est d'environ 5Hz x 2,5s = 12 tandis que le B_wT du lissage n'est plus que de $2,5 = \frac{20}{8}$ ($B_w \# 2,5/2,5 = 1$ Hz)

3-2 Signal différence

On peut remarquer, sur la figure A23, en observant le signal différence, les réponses impulsionnelles du filtre excité par les discontinuités dues aux troncatures de la fenêtre. Lors de l'addition des diverses tranches, si les filtres déterminés n'évoluent pas trop dans le temps, ces réponses impulsionnelles se compensent.

Pour mettre en évidence ce phénomène, nous avons procédé à une simulation à l'aide de 2 fonctions portes décalées de t_o (la largeur de la porte étant de t_o).

Soient $s_1(t) = \prod t_o(t)$

$s_2(t) = \prod t_o(t-t_o)$

Soit un filtre défini par son gain complexe G(f) ou sa réponse impulsionnelle h(t) de la forme suivante :

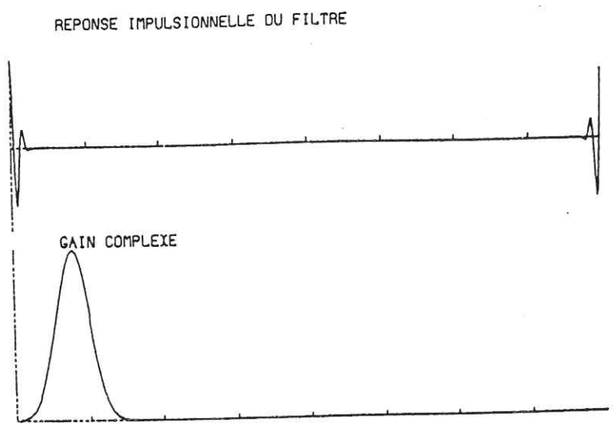


Figure A24 - Représentation d'un filtre (gain complexe et réponse impulsionnelle).

A la sortie du filtre nous obtenons :
$s_1(t)* h(t)$ et $s_2(t)* h(t)$

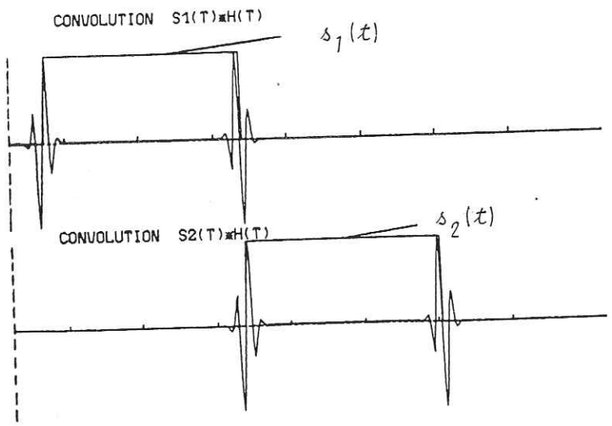


Figure A25 - Convolution des signaux $s_1(t)$ et $s_2(t)$ avec le filtre de la figure A24. Nous avons superposé sur la figure les fonctions porte $s_1(t)$ et $s_2(t)$.

Soit s(t) le signal résultant de l'addition des 2 signaux d'entrée $s(t) = s_1(t) + s_2(t)$.

A la sortie du filtre, on obtient $s(t)* h(t)$, soit encore $s_1(t)* h(t) + s_2(t)* h(t)$. On peut voir sur la figure suivante que les réponses impulsionnelles du filtre excité par les discontinuités se compensent bien.

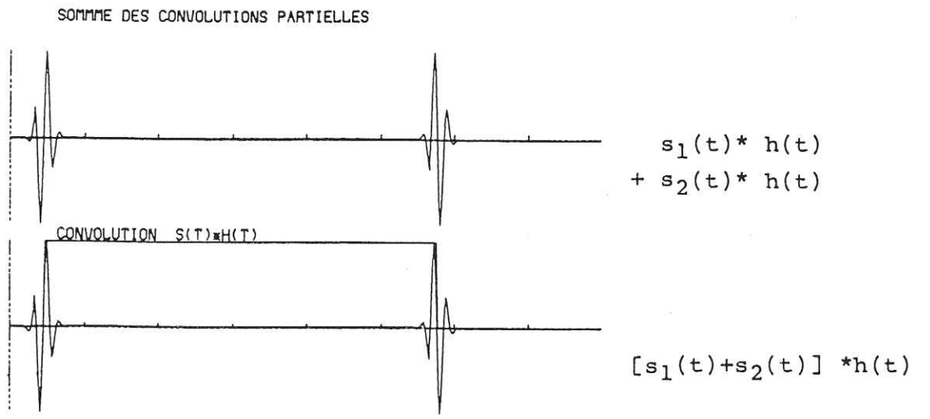


Figure A26 - Comparaison de la convolution de la somme des signaux avec la somme des convolutions de chacun des signaux. On obtient le même résultat ; les réponses impulsionnelles des filtres excités par les discontinuités se compensent bien.

3-3 Spectres du signal à estimer et du signal différence

On peut observer d'après la figure A27 que les première et deuxième fenêtres sont beaucoup plus riches en hautes fréquences que les suivantes.
(La lère fenêtre est précédée de 0,6s de bruit)

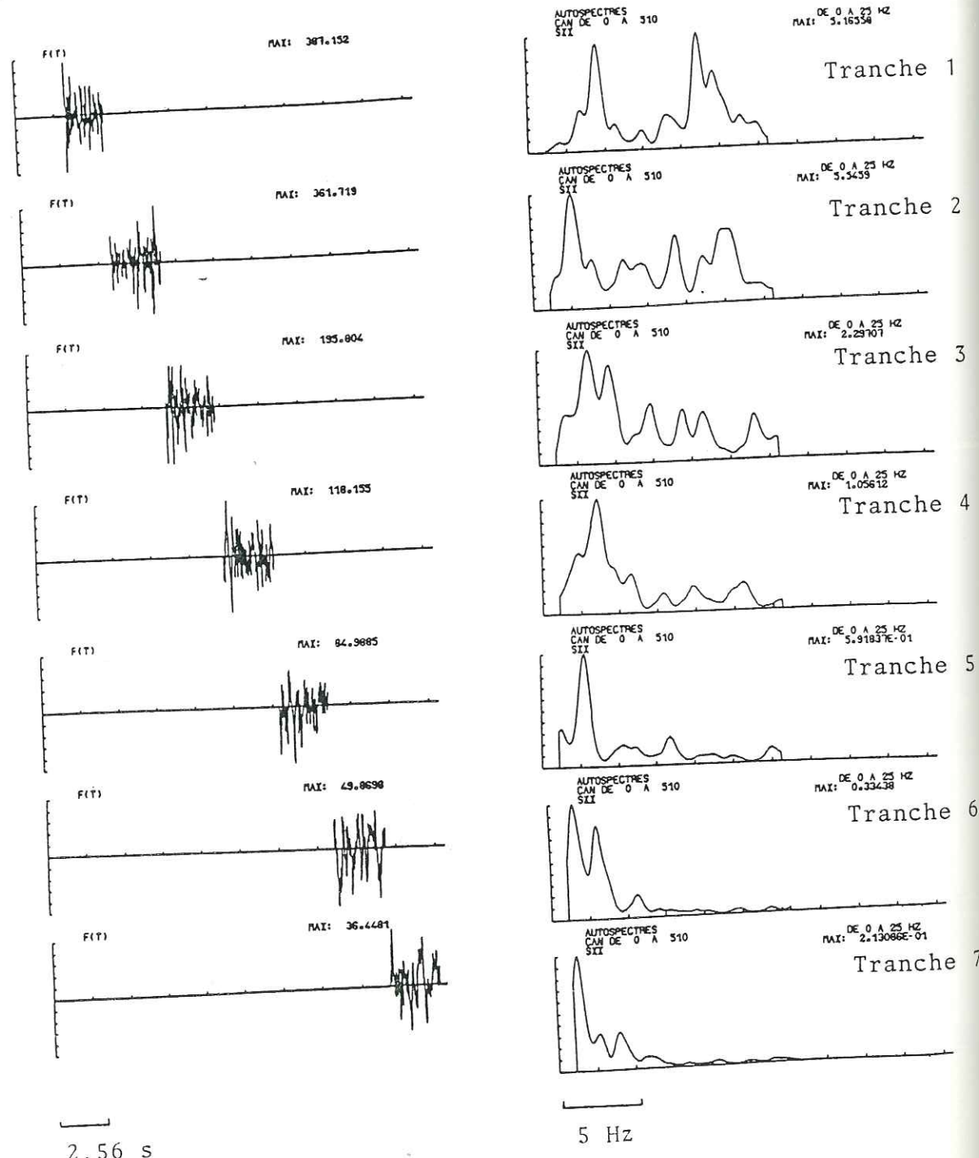


Figure A27 - Signal à estimer et spectre par tranches consécutives.

Pour mieux isoler le filtre lié à l'arrivée de l'onde P, nous avons décalé la fenêtre de façon à n'avoir que 1,28 s de signal précédé de 1,28 s d'agitation microsismique. D'après la figure présentée ci-après, on voit que le pic hautes fréquences du sismogramme est constitué principalement à partir des ondes P du début du signal. La richesse du spectre en hautes fréquences est due à la discontinuité liée à l'arrivée de l'onde P. C'est cette partie qui permet d'évaluer avec précision des écarts de temps.

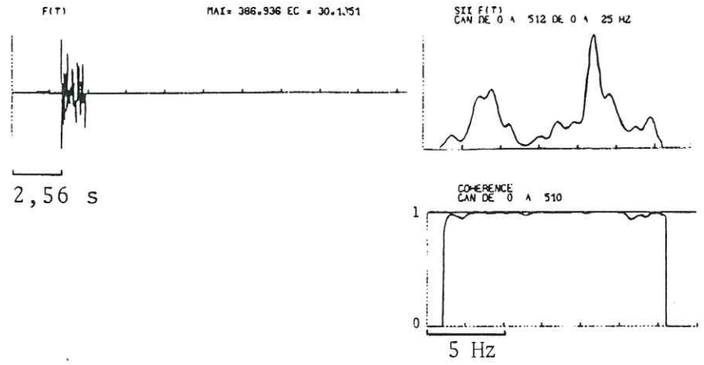


Figure A28 - Autospectre et cohérence sur le début des signaux (1.28 s)

La figure A29 nous permet de comparer les spectres du signal à estimer et du signal différence.

Le filtre est très efficace pour les 2 premières tranches sauf dans la bande 12 Hz - 15 Hz où il subsiste beaucoup d'énergie (arrivée des P) (en moyenne, pour ces 2 fenêtres, l'énergie est approchée à 3‰ soit une estimation de l'amplitude du signal à 5% près -cf tableau I). Si l'on écarte la bande 12-15 Hz, on observe un spectre de la différence relativement blanc.

Au fur et à mesure que l'on avance dans le signal, on observe le même phénomène mais la blancheur du spectre de la différence se situe dans la bande 5 - 15 Hz. L'énergie résiduelle importante se situe dans la zone basses fréquences (0 - 5 Hz). Mais dans cette zone, le filtre n'a pas de sens (trop peu de périodes dans l'intervalle de temps d'observation). Les pics résiduels ne sont pas suffisamment larges pour avoir une valeur significative.

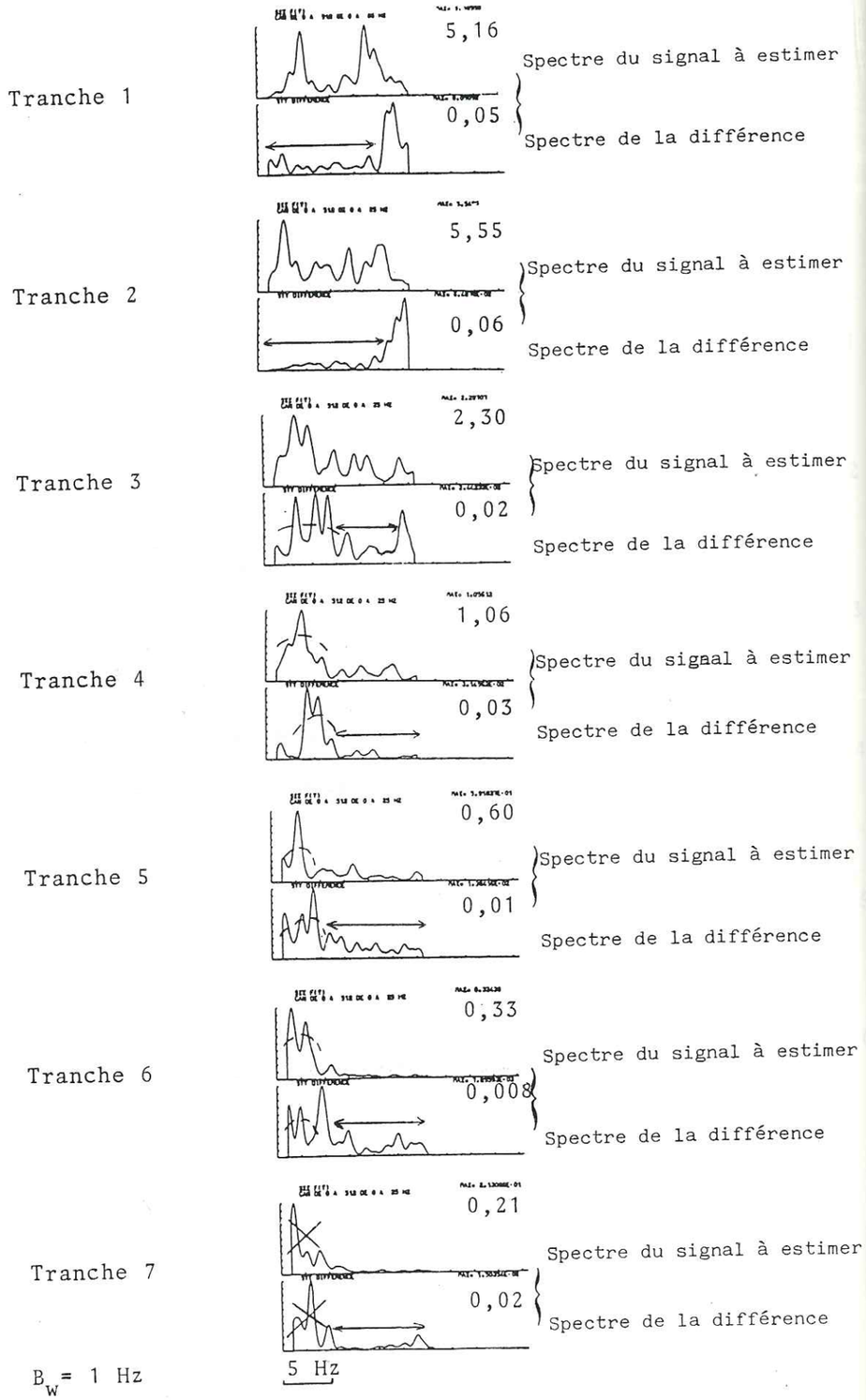


Figure A29 - Spectres du signal à estimer et du signal différence par tranches consécutives de 2.56 s.

TABLEAU I - PRECISION DE L'ESTIMATION DU SIGNAL

Traitement	Estimation énergie	Estimation amplitude
signal en entier	$1 - \frac{57.4}{\sqrt{(57.4)^2 + (7.5)^2}} \simeq 9‰$	≃ 10%
Tranche 1	$1 - \frac{34.3}{\sqrt{(34.3)^2 + (2.6)^2}} \simeq 3‰$	≃ 5%
Tranche 2	$1 - \frac{36.0}{\sqrt{(36.0)^2 + (2.6)^2}} \simeq 3‰$	≃ 5%
Tranche 3	$1 - \frac{22.9}{\sqrt{(22.9)^2 + (2.3)^2}} \simeq 6‰$	≃ 8%
Tranche 4	$1 - \frac{12.8}{\sqrt{(12.8)^2 + (1.8)^2}} \simeq 10‰$	≃ 10%
Tranche 5	$1 - \frac{8.2}{\sqrt{(8.2)^2 + (1.5)^2}} \simeq 16‰$	≃ 13%
Tranche 6	$1 - \frac{6.2}{\sqrt{(6.2)^2 + (1.1)^2}} \simeq 15‰$	≃ 12%
Tranche 7	$1 - \frac{4.4}{\sqrt{(4.4)^2 + (1.2)^2}} \simeq 35‰$	≃ 18%
Σ Tranches	$1 - \frac{57.4}{\sqrt{(57.4)^2 + (4.9)^2}} \simeq 4‰$	≃ 6%

Dans son ensemble, le filtre de Wiener est très efficace pour les 2 premières fenêtres : on arrive à reconstituer le séisme 80 à partir du séisme 78 à ≃ 6 % près en amplitude, toute correction de magnitude faite. Par contre, au fur et à mesure que l'on progresse le long du sismogramme, la validité du filtre semble moins bonne ; par exemple pour la dernière tranche, le signal n'est approché qu'à 20 % près. Ceci provient du fait que dans la coda, l'énergie est surtout basses fréquences et qu'il nous est impossible de les estimer correctement vu la longueur de nos échantillons (2,56 s). Si l'on écarte ces basses fréquences, on observe un spectre de la différence relativement blanc.

Le traitement évolutif est plus efficace mais des difficultés apparaissent :

-le caractère discontinu à l'arrivée des phases et en particulier pour la 1ère arrivée des P,

-les basses fréquences ne sont pas significatives dans la coda (observation trop courte),

-la résolution en temps est moindre.

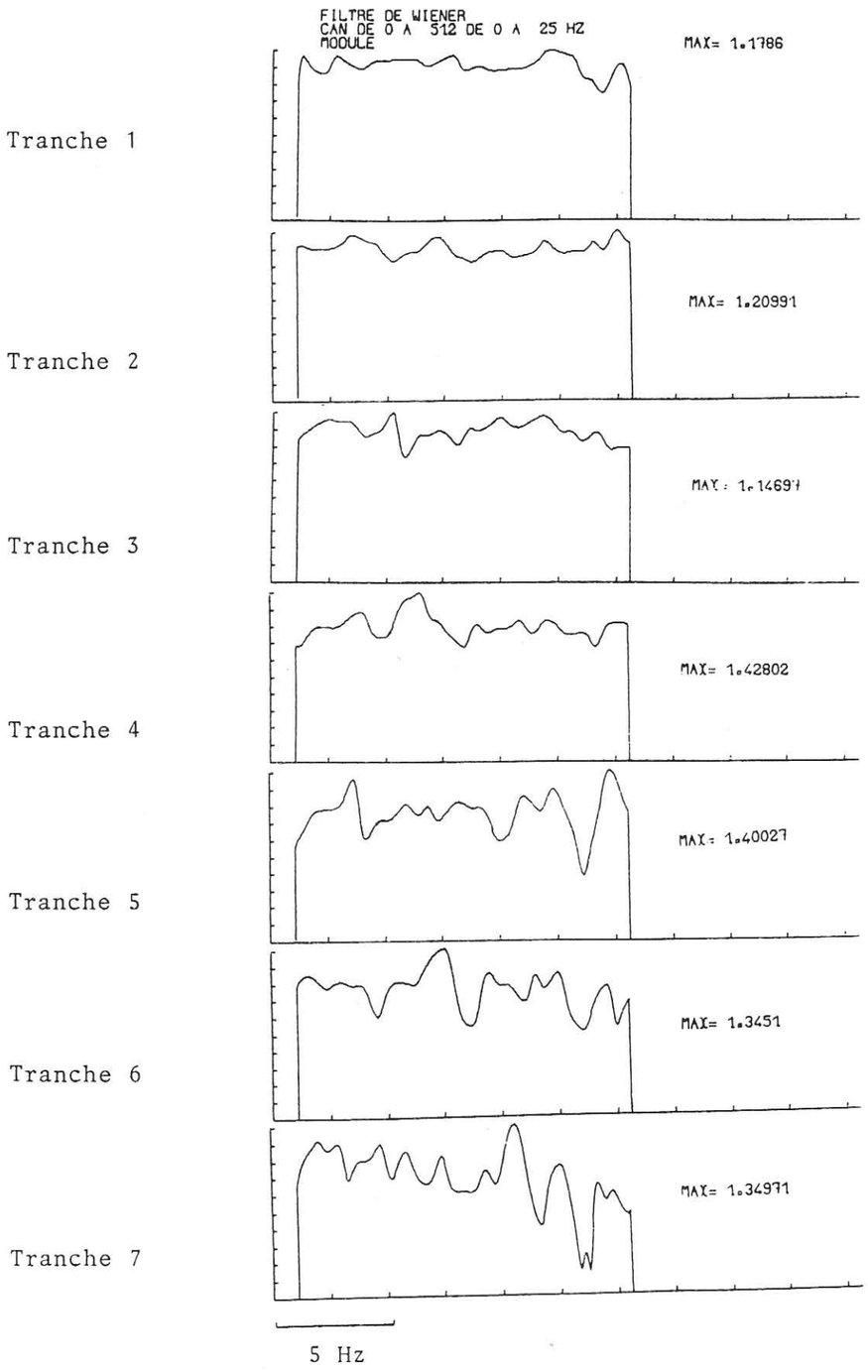


Figure A30 - Modules des filtres de Wiener par tranches.

3-4 Evolution du filtre dans le temps

Nous avons vu qu'un filtre de Wiener non lissé n'a pas de sens. Le signal différence est pratiquement nul aux erreurs de calcul près. Or, en évolutif, du fait de la faible durée de chaque tranche, le lissage est 8 fois moins efficace. On pourrait penser que l'observation d'une différence moindre est due à cette raison. En fait on note que le filtre de Wiener varie lentement et régulièrement au cours de l'événement tant en module qu'en phase. Le filtre global ressemble à la tranche 3.

Les rapports de TF en module et en phase présentent beaucoup plus de fluctuations que le filtre de Wiener issu du lissage. Donc le lissage est encore efficace ; il doit contribuer à l'élimination du bruit.

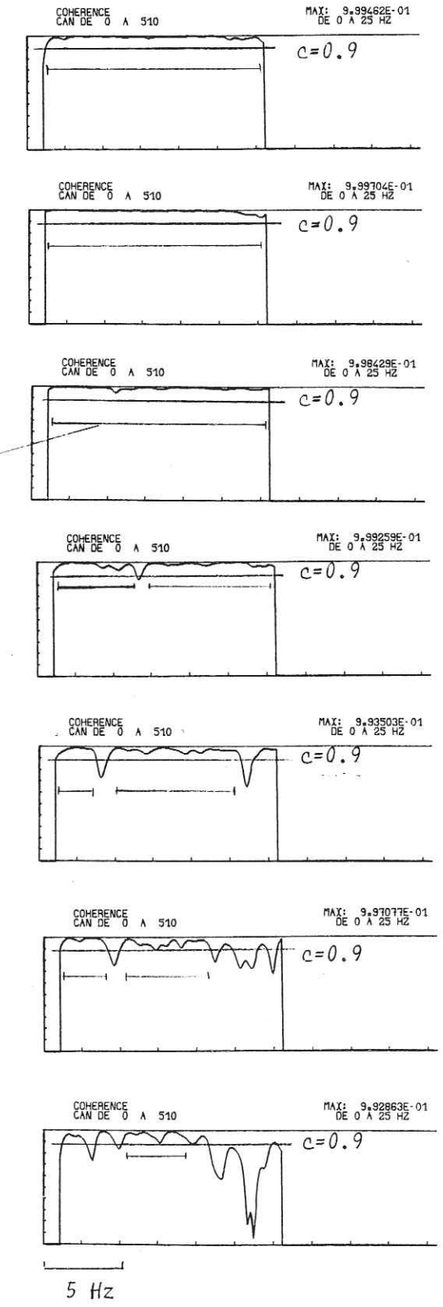
En cas de fort rapport S/B et courte durée (onde P), le rapport des TF est sans doute plus intéressant car le signal étant plus court < 2 sec, le lissage n'a plus de sens.

Module du filtre de Wiener

Sur la figure A30, nous avons représenté, pour chaque fenêtre, le module du filtre de Wiener. La valeur moyenne du module du filtre est légèrement inférieure pour les 3 premières tranches (qui rassemblent toute la partie hautes fréquences du spectre) à celle des tranches suivantes.

Cohérence

La cohérence de chaque tranche est présentée sur la figure A31. Elle est très stable pour les 3 premières tranches. Au fur et à mesure que l'on progresse le long des signaux, la valeur de la cohérence décroît et présente de plus en plus de fluctuations.



Tranche 1

Tranche 2

Tranche 3

intervalle à prendre en compte

Tranche 4

Tranche 5

Tranche 6

Tranche 6

Tranche 7

Figure A31 - Coefficient de cohérence par tranches consécutives sur la bande 1 Hz - 15 Hz. Les barres horizontales indiquent les intervalles à considérer pour lesquels la cohérence est suffisamment stable.

Rapports spectraux

On peut aussi observer cette tendance à partir du logarithme des rapports spectraux présenté sur la figure A32 (pour cette figure, l'échelle des ordonnées est la même quelle que soit la fenêtre considérée). La cohérence étant toujours très proche de 1, on a le même résultat que celui obtenu à partir du module du filtre de Wiener.

Nous avons calculé : $\text{Log} \dfrac{\gamma_{80}(f)}{\gamma_{78}(f)}$

On remarque une légère décroissance du Log en fonction de la fréquence, sauf pour les 4e et 5e tranches.

Phase du filtre de Wiener

On observe une évolution de l'écart de temps le long du sismogramme (cf figureA33a et A33b; pour une meilleure observation, nous avons fait loupe en traçant la phase entre $-\pi/4$ et $+\pi/4$). En effet, la pente de cette phase varie suivant la tranche considérée. De plus, pour la lère tranche, on observe très nettement 2 pentes : l'une pour les basses fréquences, l'autre pour les hautes fréquences (avec la possibilité d'un déphasage à l'origine).

Ecart de temps

Pour évaluer cette quantité , nous procédons à un ajustement de la phase. Pour ce faire, il nous faut déterminer les points indépendants à l'aide de l'erreur commise sur la phase (définie page 54).

Il ne faut pas oublier que nous avons suréchantillonné 8 fois en temps et qu'une stabilité sur une bande de fréquences $f \# 3B_w$ soit ici $f \# 3Hz$ est nécessaire pour avoir un résultat significatif.

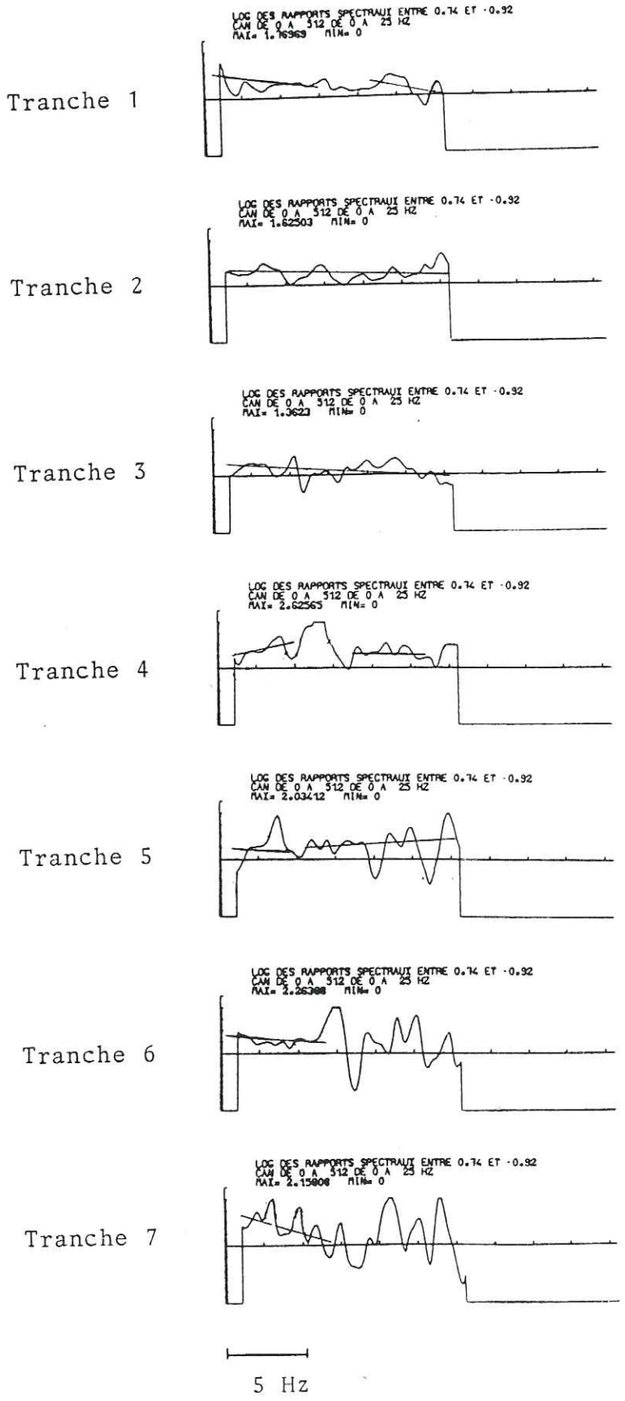


Figure A32 - Logarithme du rapport des spectres par tranches.

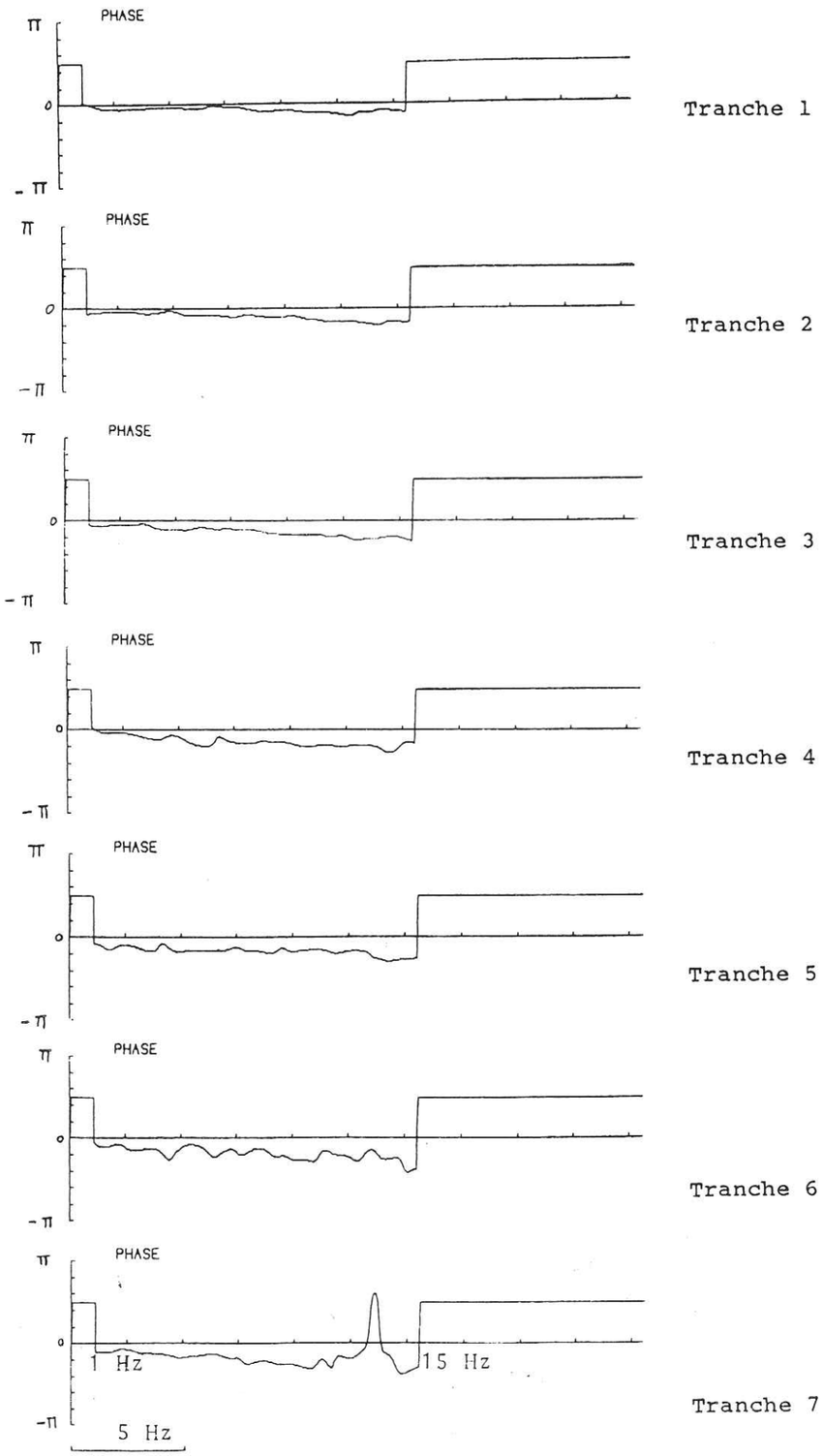


Figure A33a - Phase du filtre de Wiener sur 1 Hz - 15 Hz entre -π et π .

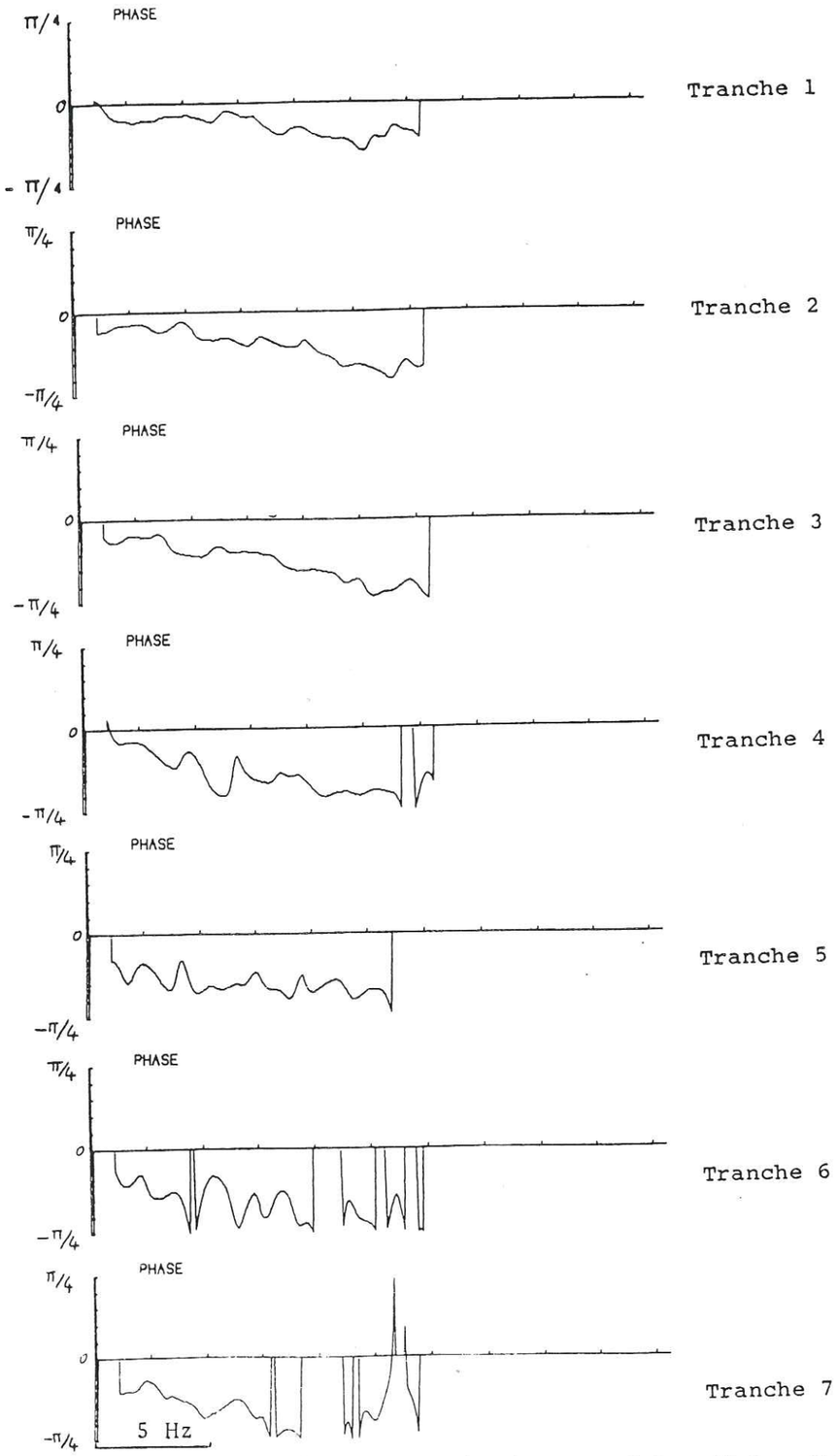


Figure A33b - Phase du filtre de Wiener sur 1 Hz - 15 Hz entre $-\frac{\pi}{4}$ *et* $\frac{\pi}{4}$.

Plusieurs cas peuvent se présenter :

-soit on réalise un ajustement linéaire en imposant à la droite de passer par l'origine,

-soit on ajuste à l'aide d'une fonction affine ax + b ce qui pose le problème d'un déphasage à l'origine,

-soit on procède à un ajustement par une fonction Spline.

Dans le cas où l'on estime le retard θ à partir d'un alignement de n points de phase indépendants, l'erreur sur ce retard est (Glangeaud ,1981) :

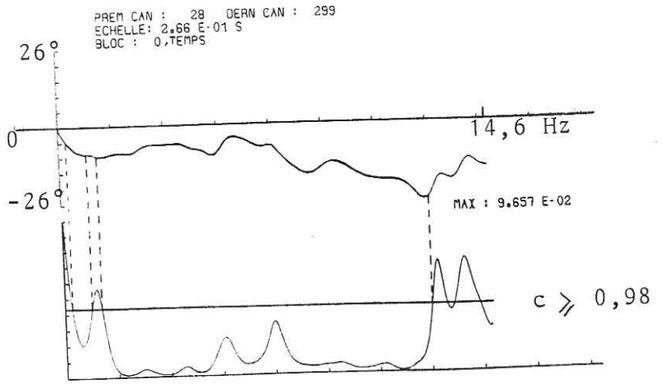
$$\sigma_\theta = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}\ \pi\ B_w \sqrt{(n-1)n(n+1)}} \left(\frac{1}{c^2} - 1 \right)^{1/2}$$

Nous avons représenté sur la figure A34 la phase et la variance de la phase pour chaque tranche.

Les erreurs maximales sur la phase sont :

- tranche 1 : 0,50 pour C > 0,98
- tranche 2 : 0,5° pour C > 0,98
- tranche 3 : 0,5° pour C > 0,98
- tranche 4 : 2,1° pour C > 0,92
- tranche 5 : 4,2° pour C > 0,85
- tranche 6 : 5,6° pour C > 0,82

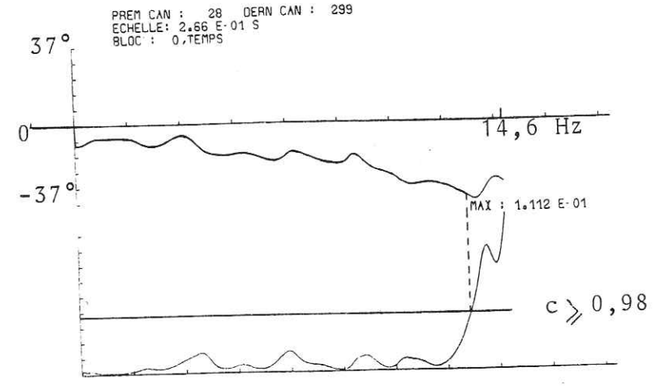
Nous pourrions considérer tous les points de phase comme significatifs dans la mesure où nos cohérences étant très bonnes, elles n'introduisent des erreurs sur la phase que de quelques degrés tandis que cette dernière varie de plusieurs dizaines de degrés dans le même temps.



Phase

Tranche 1

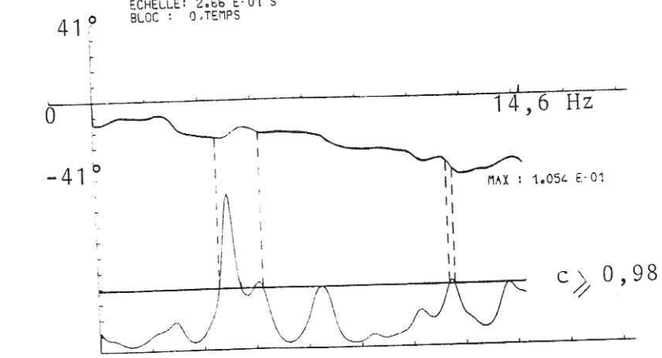
$\frac{1}{c^2} - 1$



Phase

Tranche 2

$\frac{1}{c^2} - 1$



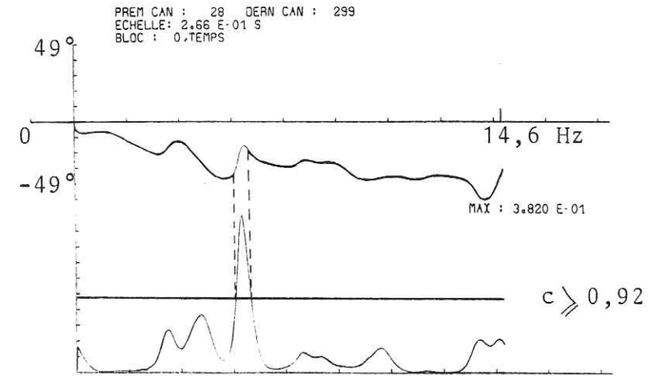
Phase

Tranche 3

$\frac{1}{c^2} - 1$

Figure A34 - Phase et variance de la phase par tranches consécutives. Les n points de phase à prendre en compte sont déterminés en fonction d'un seuil arbitraire de la cohérence. L'erreur commise sur l'écart de temps à l'aide d'un ajustement linéaire sur n points est donnée par :

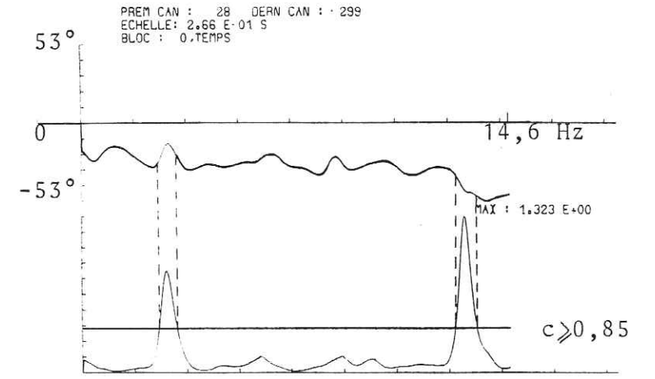
$$\sigma_\theta = \frac{\sigma_\phi \; T\sqrt{3}}{\pi \; B_w T \sqrt{(n-1)n(n+1)}} = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}\,\pi B_w \sqrt{(n-1)n(n+1)}} \left(\frac{1}{c^2} - 1 \right)^{1/2}$$



Phase

Tranche 4

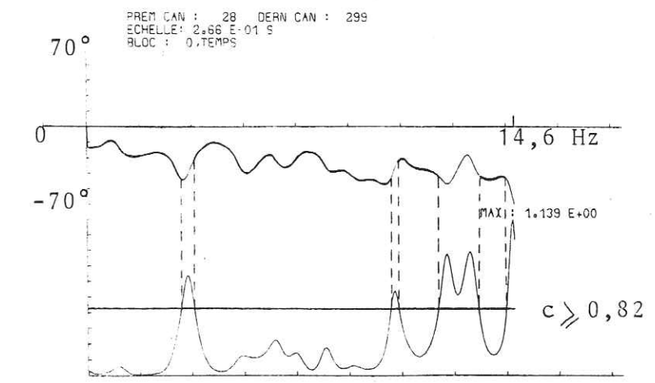
$\frac{1}{c^2} - 1$



Phase

Tranche 5

$\frac{1}{c^2} - 1$



Phase

Tranche 6

$\frac{1}{c^2} - 1$

Figure A34 suite

Conclusion :

On peut estimer des décalages temporels entre nos signaux qui sont fonctions du temps et de la fréquence. La cohérence est très utile pour sélectionner les parties significatives de la phase (stationnarité en fréquence et erreur sur la phase).

Cette analyse évolutive de nos signaux cherchait à déceler des variations suivant les types d'ondes considérées. Nous l'avons réalisée en découpant nos sismogrammes par tranches consécutives de façon tout à fait aléatoire. Ce découpage est trop sommaire pour mettre en évidence des variations liées aux différentes arrivées des ondes. Pour observer les instants de discontinuité au 2ème ordre du filtre, nous avons donc procédé à une dernière analyse, que nous appellerons analyse continue, à l'aide d'une fenêtre mobile.

4 - Analyse continue des signaux

Nous avons utilisé une fenêtre mobile, de support 2,56s, du type Hanning suivant :

$$\begin{cases} h(t) = 0{,}5[\ 1 + \cos(\ \pi t/t_m)\ ]^2 & -t_m < t < t_m \\ & \text{avec } t_m = 1.25 \text{ s} \\ h(t) = 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

Pour chaque fenêtre, un certain nombre de quantités sont calculées. La fenêtre est ensuite déplacée le long du sismogramme de 0,20 s à chaque traitement.

Pour tenir compte de l'erreur due au déroulement différent de la bande magnétique lors des 2 enregistrements, (0,24 ms d'écart de temps supplémentaire par seconde de signal enregistré), nous avons corrigé la phase de :

$\phi_c\ (f_i) = 2\ \pi\ (n-1)\ 48.10^{-6}\ f_i$

pour la n-ième fenêtre avec $f_i = i/\ 2{,}56$ Hz

Dans ce traitement, nous avons évalué la variation $\Delta\phi_{d_1 d_2}$ d'un point au suivant, ce qui revient à calculer la pente de la phase sur chaque segment élémentaire Δf de longueur $\frac{1}{20.48}$ # 0,05 Hz. Ainsi, on aura la mesure directe de l'écart de temps θ entre nos 2 signaux ; cet écart peut éventuellement être fonction de la fréquence (phénomènes de dispersion).

Nous avons représenté, sous forme de visualisation couleur :

-le module du filtre de Wiener :

$$|\ G_W\ (f)\ | = \frac{\gamma_{78,80}(f)}{\gamma_{78}(f)}$$

-le Logarithme de l'autospectre de l'événement 78 : Log $\gamma_{78}(f)$; ceci nous permettra d'observer l'évolution de l'énergie tout au long du sismogramme.

-le Logarithme des rapports spectraux :

$$\text{Log}\ \frac{\gamma_{80}(f)}{\gamma_{78}(f)}$$

-la phase du filtre de Wiener (phase de l'interspectre) $\phi(f)$

-la phase corrigée :

$$\phi_1\ (f) = \phi(f) - \phi_c(f)$$

-la "dérivée" de la phase $\frac{\Delta\phi(f)}{\Delta f}$ qui mesurera les écarts de temps entre nos deux traces.

-la dérivée de la phase corrigée : $\frac{\Delta\phi_1(f)}{\Delta f}$

Chacune de ces quantités est représentée par une échelle de couleurs (les valeurs de cette échelle varient pour chaque représentation : cf tableau II). Pour chaque diagramme, l'abscisse est le temps le long du sismogramme de 0 à 14 secondes (le temps origine correspond à la lère fenêtre ; l'arrivée des ondes P se situe environ 0,7 s après le début de cette fenêtre). Les fréquences sont représentées en ordonnée entre 0 et 50 Hz.

Cette représentation à 3 dimensions (temps, fréquence, variable étudiée), ne nous fournira pas de résultats précis mais plutôt des tendances qui nous guideront pour explorer par la suite un domaine particulier. Il s'agit donc d'une approche qualitative globale de nos données.

TABLEAU II

ECHELLE DES DIAGRAMMES COULEURS

FIGURES	ECHELLE DE COULEURS
HGW WIENER MODULE $Y_{78,80} / Y_{78}$	0 ; 1.4
HGW DER (CORR PHASE)	- 2. ; 2.
HGW LOG(POWER SPECTRUM) Log Y_{78}	- 5.6 ; 4.3
HGW LOG (SPECT RATIO) Log Y_{80} / Y_{78}	- 1.5 ; 1.5
HGW CORRECTED PHASE (en degrés Celsius)	- 25. ; 60.
HGW PHASE (en degrés Celsius)	- 25. ; 60.
HGW DERIVATED PHASE	- 2. ; 2.

Nous avons observé pour les rapports spectraux et la phase de l'interspectre les résultats sous les 2 formes suivantes :

-résultats "bruts"

-résultats après un lissage en fréquences réalisé à l'aide d'une fonction du type Hanning (puissance 32). Le B_wT est très faible, mais lisser à 1,1 réduit de beaucoup la variance.

Nous retrouvons dans la représentation des rapports spectraux non lissés (photo n°2) la raie parasite au voisinage de 17 Hz (cf fig A3 page 43). L'effet du lissage sur ce type de raie est très bien illustré par le deuxième diagramme des rapports spectraux. La raie parasite est élargie et vient polluer les fréquences adjacentes (cf photo 3).

Le logarithme de l'autospectre du signal 78 nous renseigne sur le contenu spectral de cet événement (cf photo 1). L'énergie décroît tout au long du sismogramme. Le début de la trace (ondes P) est constitué de hautes fréquences très énergétiques tandis que la coda est surtout composée de basses fréquences beaucoup moins énergétiques. On distingue d'autre part une arrivée d'énergie importante environ 3 s après le début des P qui correspond à l'arrivée des ondes S.

A partir des rapports spectraux (photo n° 3), nous observons 2 variations :

-une légère augmentation en fonction du temps (à basses fréquences, du vert pâle au vert foncé ; à hautes fréquences, du jaune au vert)

-une décroissance avec la fréquence (du vert au jaune)

Nous pouvons interpréter ces changements de deux façons :

-ou bien les 2 spectres à la source ne sont pas identiques dans l'azimuth de la station hgwv. Le spectre du signal 78 est plus hautes fréquences que celui de l'événement 80,

-ou bien l'atténuation du milieu a varié entre ces 2 dates.

On retrouve sur le module du filtre de Wiener la présence de la raie parasite autour de 17 Hz (cf Photo 7).

Le module du filtre est relativement stable. Son niveau moyen correspond à la correction de magnitude.

En observant l'évolution du module en fonction de la fréquence, on distingue deux niveaux : le module du filtre à hautes fréquences est inférieur au module du filtre à basses fréquences. Ceci conduit aux mêmes interprétations déduites à partir des rapports spectraux.

Le module présente d'autre part de grandes variations dans la bande 0-15 Hz qui se situe dans la coda.

Nous voyons apparaître de façon qualitative l'écart de temps entre nos deux signaux en remarquant la pente de la phase (la correction apportée a pour effet de réduire l'importance de cette pente).

On peut noter que la phase est très bien définie aux hautes fréquences bien que l'énergie interspectrale correspondante y soit faible.

La mesure d'écarts de temps entre les deux événements, à partir de la "dérivée" de la phase, ne met pas en évidence une tendance (cf photos 8 et 9). Néanmoins, à la vue de cette représentation, il se pourrait qu'il existe des phénomènes de dispersion.

Remarque : en observant ces surfaces, on réalise une intégration visuelle qui permet de déceler des effets dominants dans les fluctuations présentées tant en fréquence qu'en temps. Par contre, cette interprétation agréable pour l'observateur est non chiffrable et subjective. Elle augmente la précision statistique sur la mesure d'écarts de temps car elle permet de sélectionner un intervalle de stabilité optimal : on définit ainsi une surface temps-fréquence dans laquelle les résultats se regroupent.

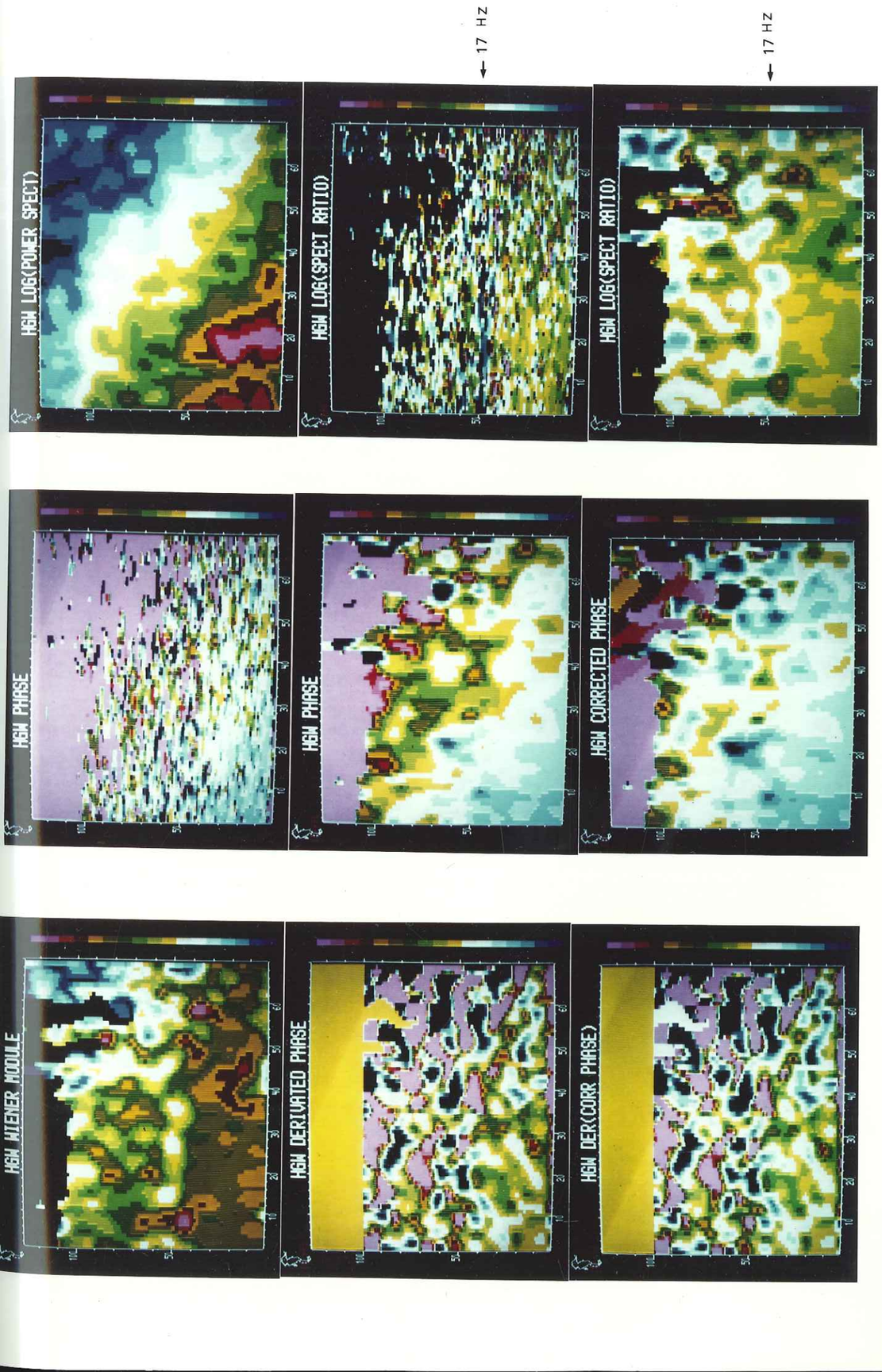


Photo 1

HGW LOG(POWER SPECT)

Logarithme népérien de l'autospectre du séisme 78. On observe l'arrivée d'énergie des ondes S ≃ 3 s après l'arrivée des ondes P.

Photo 2

HGW LOG(SPECT RATIO)

Logarithme népérien des rapports spectraux

$\text{Log} \frac{\gamma_{80}(\nu)}{\gamma_{78}(\nu)}$ non lissés.

On retrouve la raie parasite vers 17 Hz.

Photo 3

HGW LOG(SPECT RATIO)

Logarithme népérien des rapports spectraux lissés. La raie parasite est élargie.

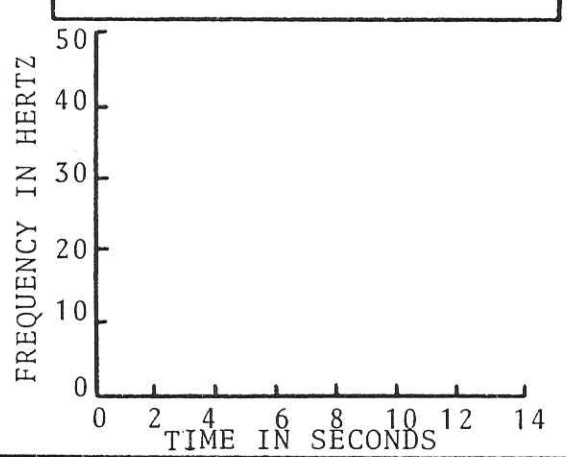


Photo 7

HGW WIENER MODULE

Module du filtre de Wiener

Photo 8

HGW DERIVATED PHASE

Dérivée de la phase non corrigée

(non utilisable)

Photo 9

HGW DER(CORR PHASE)

Dérivée de la phase corrigée

(non utilisable)

Photo 4

HGW PHASE

Phase de l'interspectre non lissée

Photo 5

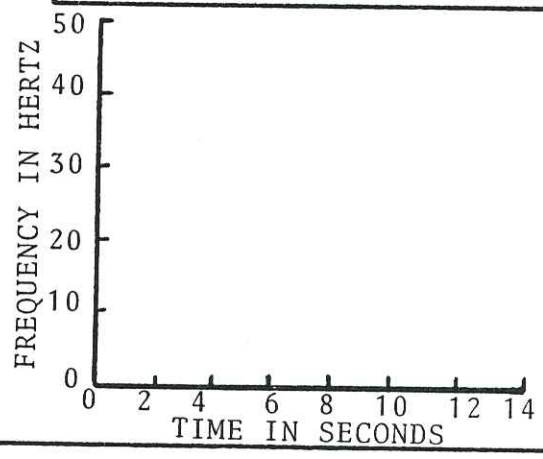
HGW PHASE

Phase de l'interspectre lissée

Photo 6

HGW CORRECTED PHASE

Phase corrigée lissée



III - ESTIMATION DE L'ECART DE TEMPS PAR UN ESTIMATEUR TEMPOREL

Une autre méthode pour déterminer l'écart de temps θ entre nos signaux est d'évaluer le décalage du maximum de l'enveloppe de la fonction d'intercorrélation. Cette procédure est équivalente à l'estimation à partir de la pente de la phase de l'interspectre. Par contre, elle peut être avantageuse dans la mise en oeuvre du calcul où l'on peut se limiter au calcul de quelques points d'une fonction de corrélation et d'une recherche du maximum.

Nous avons montré précédemment (cf encadré page 42) que la fonction d'intercorrélation $\Gamma_{d_1 d_2}(\tau)$ de nos signaux pouvait se mettre sous la forme :

$$\Gamma_{d_1 d_2}(\tau) = \Gamma_{d_1}(\tau + \theta)$$

Le maximum de l'intercorrélation se situe donc à $\tau = 0$ de par la propriété des autocorrélations d'être maximales à l'origine.

Ainsi, un moyen simple d'estimer le décalage temporel est de chercher l'abscisse du maximum de l'enveloppe de cette fonction. C'est ce que nous appellerons la corrélation classique. C'est l'estimateur le plus simple.

Le problème se pose de comment estimer la valeur de θ avec la meilleure précision possible. Plusieurs possibilités s'offrent à nous, chacune étant caractérisée par un estimateur temporel.

1 - Principe des estimateurs temporels :

L'objectif est d'élargir la bande passante de l'interspectre afin de pincer la fonction d'intercorrélation.

Chaque estimateur peut être défini par une fonction "poids" réelle P(f). L'estimée de la fonction de corrélation s'écrit alors (Masson, 1982) :

$$\widehat{\Gamma}_{d1,d2}(\tau) = TF^{-1} [P(f) . \widehat{\gamma}_{d1,d2}(f)]$$

2 - Présentation de 5 estimateurs temporels

Nous présentons dans le tableau suivant 5 estimateurs (Knapp and Carter, 1976, Masson, 1982) :

ESTIMATEUR	FONCTION POIDS
Corrélation classique	1
PHAT Phase transform	$\frac{1}{\lvert \gamma_{d_1 d_2}(f) \rvert}$
SCOT Smoothed Coherence Tran.	$\frac{1}{\sqrt{\gamma_{d_1}(f)\,\gamma_{d_2}(f)}}$
HT Hannan -Thomson	$\frac{C^2}{\lvert \gamma_{d_1 d_2}(f) \rvert\ (1 - C^2)}$
HT modifié	$\frac{C^2}{\lvert \gamma_{d_1 d_2}(f) \rvert}$

Pour chacun de ces estimateurs temporels, il nous faut avoir la meilleure résolution possible, c'est-à-dire avoir un pas d'échantillonnage Δt petit.

Nous suréchantillonnerons le signal (ou l'intercorrélation) de façon à diminuer Δt.

Remarques :

-l'estimateur PHAT (Phase Transform) blanchit le spectre dans toute la bande passante étudiée jusqu'à la fréquence de Shannon. Ceci donnera une intercorrélation beaucoup plus pointue. Mais l'estimation est détériorée par le fait que l'on blanchit aussi les zones où la cohérence est faible et où la phase est aléatoire.

-l'estimateur HT (Hannan-Thomsqn) blanchit le spectre et pondère l'énergie par la cohérence de façon à donner un faible poids aux fréquences où la cohérence est très mauvaise.

Le facteur de pondération est $\frac{c^2}{1-c^2}$; ceci introduit des erreurs de calcul dans les zones où la cohérence est très proche de 1 (problème de divergence). On pourrait pallier cet inconvénient en introduisant un seuil, une valeur limite. Nous avons préféré utiliser un estimateur s'inspirant de Hannan-Thomson : de façon expérimentale, nous avons choisi de pondérer l'énergie par le coefficient c^2. C'est un estimateur intermédiaire entre l'estimateur HT et l'estimateur SCOT (Smoothed Coherence Transform) qui ne prend en compte que les zones cohérentes (il pondère l'interspectre par $\frac{1}{\sqrt{\gamma_{d_1 d_2}(f)\gamma_{d_2}(f)}}$

ce qui revient à calculer la cohérence) ; dans notre cas, c étant voisin de 1, les estimateurs PHAT et SCOT sont très voisins).

3 - Mesure de l'écart de temps

La mesure de l'écart de temps entre nos signaux se fait sur l'enveloppe de la fonction d'intercorrélation. Il correspond au décalage du maximum de l'enveloppe de l'intercorrélation.

Nous avons utilisé les 3 estimateurs (corrélation classique, PHAT, HT modifié) sur différentes longueurs et parties du signal afin d'observer un écart de temps variable le long du sismogramme.

Le traitement a été effectué :

-sur les signaux dans leur totalité, soit d'une durée de 20,48 s

- sur une tranche de 2,56 s composée de 1,28 s de bruit puis de 1,28 s de signal qui correspond aux ondes P (cf figure A37).

-sur une tranche de signal de 2,56 s composée d'ondes S, prise 7,68 s après la première arrivée des P (cf figure A38).

(Les tranches ont été isolées à l'aide d'une fonction porte carrée de largeur 2,56 s ; on suppose qu'il n'y a pas d'effet de trend. Bien qu'il y ait des effets de bord, on gagne en B_wT.)

Dans chaque traitement, à la vue de l'interspectre, nous nous sommes limités pour éviter des erreurs de calculateur, aux bandes de fréquences suivantes :

-1 Hz - 38.5 Hz pour l'étude sur les signaux en entier
-1 Hz - 35.5 Hz pour l'étude sur des tranches de sismogrammes.

Dans toutes les figures présentées ci-après, les fonctions ont été normalisées.

a) Evaluation de l'écart de temps moyen à l'aide de 3 estimateurs

Nous avons suréchantillonné l'intercorrélation 8 fois, ce qui nous permet d'avoir un pas en temps $t = \frac{1}{8x100} = 0.125$ ms.

Deux remarques s'imposent :

-lisser la phase n'améliore pas les résultats ; les positions des maxima ne sont pas dissemblables. Ceci s'explique par le fait que la phase brute est relativement stable,

-les estimateurs PHAT et HT modifié améliorent beaucoup l'évaluation de l'écart de temps. Par ailleurs, il existe très peu de différences entre les deux estimations : l'estimateur PHAT, qui réalise seulement un blanchissement du spectre, est autant optimal que l'estimateur HT modifié. Cela semble naturel pour les signaux étudiés ici à cause de leur très bonne cohérence. On pourrait donc se limiter dans notre cas à un blanchissement du spectre. L'estimation du décalage temporel, en tenant compte de la cohérence, ne vient que confirmer les résultats obtenus à partir de la phase de l'interspectre. C'est l'estimateur le plus fidèle. On pourrait s'attendre à ce que l'estimateur PHAT donne une intercorrélation plus pointue mais on aurait pu alors se poser la question de la signification du décalage observé puisque tous les points ont le même poids.

Nous observons les écarts de temps suivants (cf figure A35):

-pour l'estimateur corrélation classique : 5 ms
-pour l'estimateur PHAT : 6,25 ms
-pour l'estimateur HT Modifié : 6,25 ms

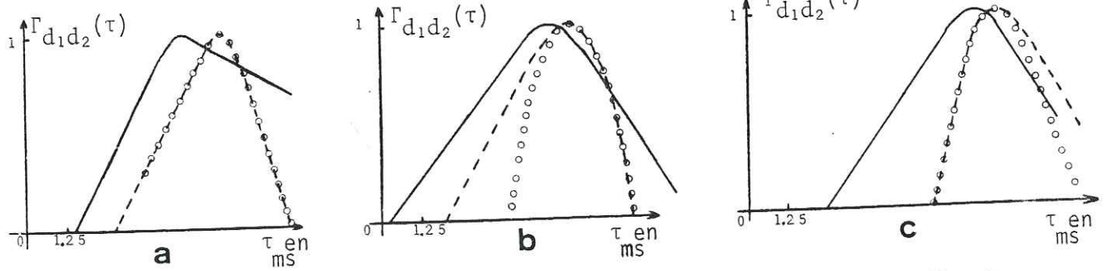


Figure A35 - Ecarts de temps pour différentes longueurs de signal et différents estimateurs : a) signal en entier
b) tranche P
c) tranche S
——— corrélation classique
o o o PHAT
– – – HT modifié

La figure A36 représente les 2 méthodes pour estimer le décalage temporel entre nos signaux.

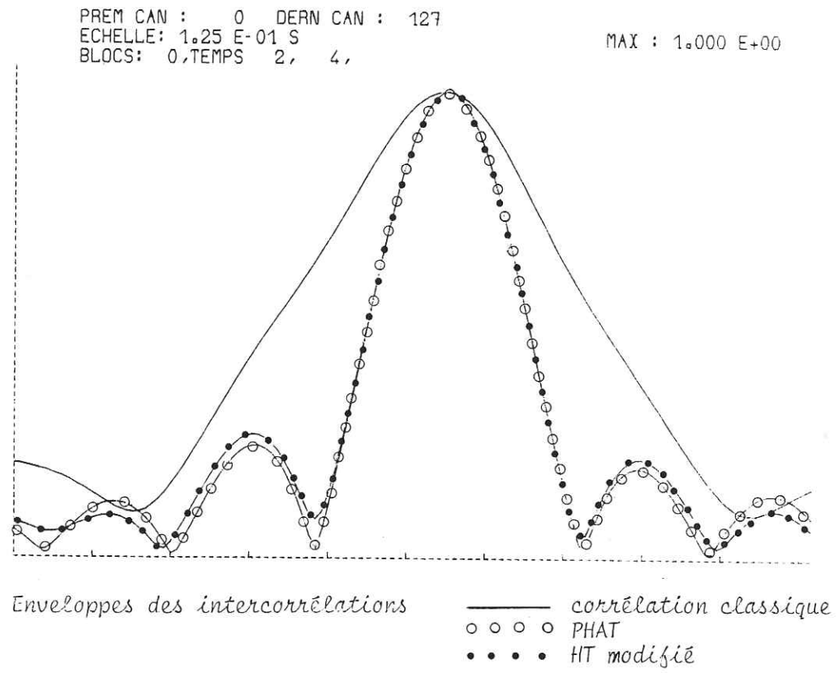


Figure A36 - Représentation des 2 méthodes pour estimer le décalage temporel entre nos signaux : décalage de l'enveloppe de la fonction d'intercorrélation ou phase de l'interspectre. (traitement sur les signaux en entier, lissage $B_wT = 20$)

b) Etude du contraste ondes P et ondes S pour l'estimation de l'écart de temps à l'aide de 3 estimateurs

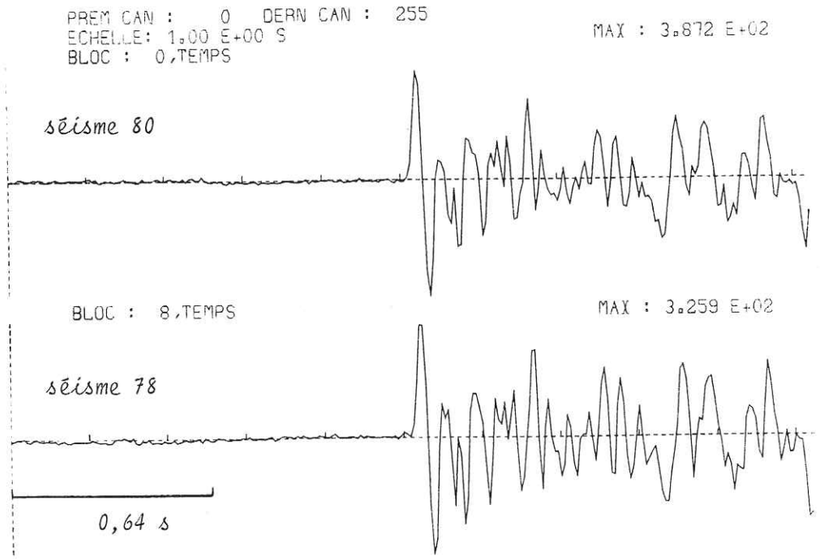


Figure A37 - Tranche P de signal analysé de longueur 2,56 s.

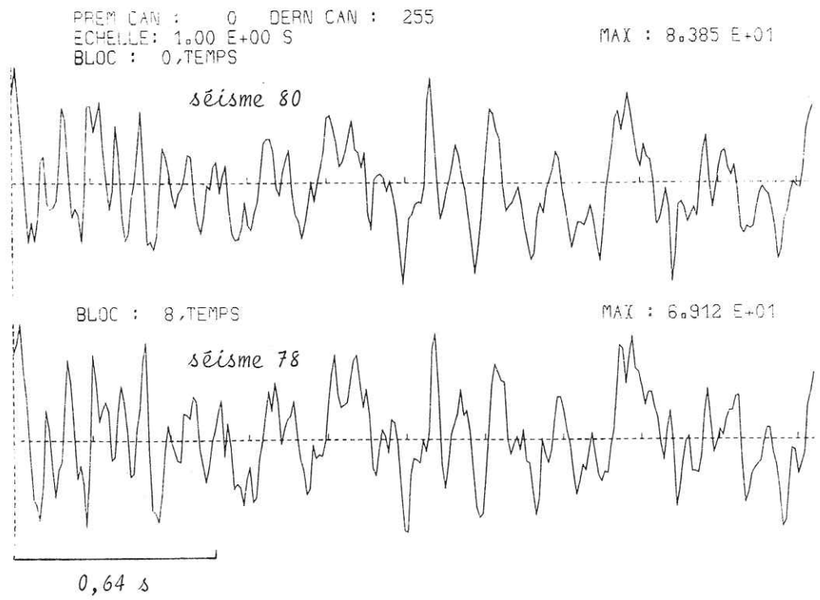


Figure A38 - Tranche S de signal analysé de longueur 2,56 s.

Tranche P : nous avons suréchantillonné les signaux d'entrée 8 fois, puis les fonctions d'intercorrélation 8 fois, ce qui nous ramène à une résolution de $\frac{1}{8x8x100}$ = 0.156 ms.

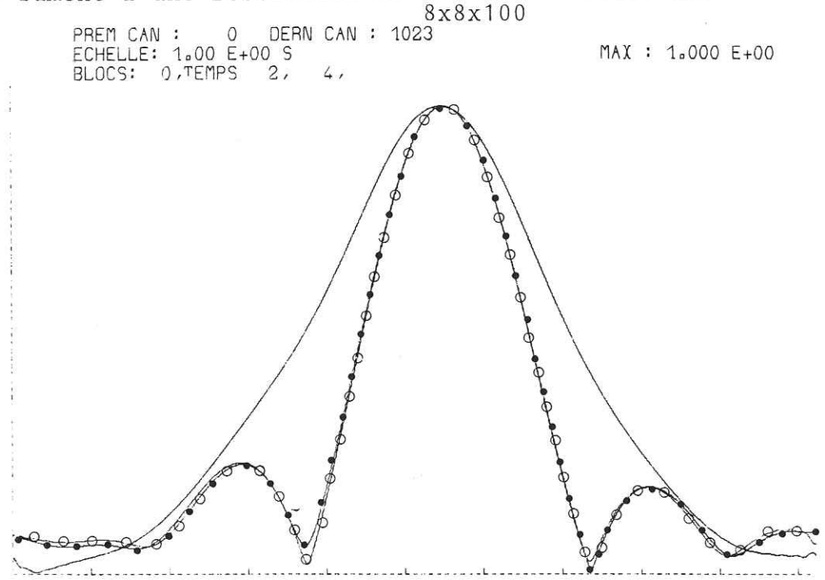


Figure A39 - Enveloppes des intercorrélations pour la tranche P pour 3 estimateurs : ——— corrélation classique , o o o PHAT, • • • HT modifié.

Tranche S : nous avons isolé une partie de signal située à 7.68 s après la première arrivée des P. La résolution est la même que pour la tranche P : 0.156 ms.

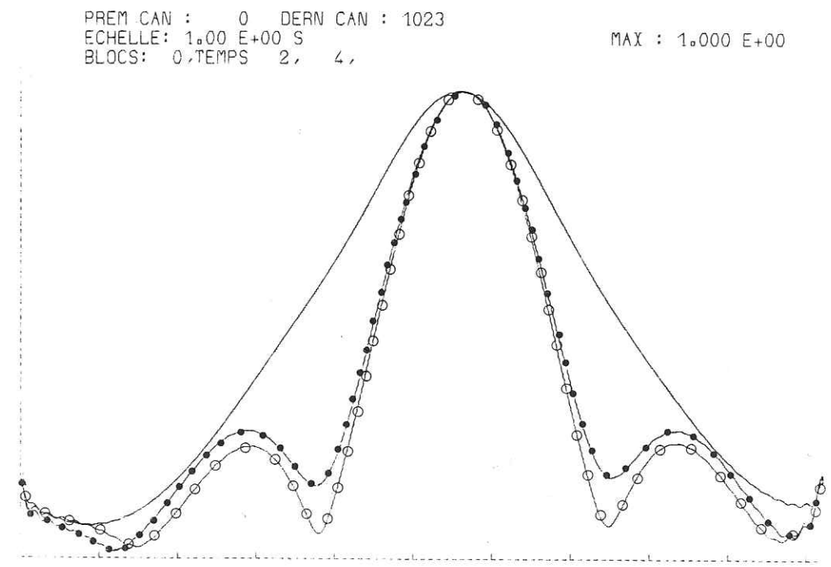


Figure A40 - Enveloppes des intercorrélations pour la tranche S pour 3 estimateurs : ——— corrélation classique, o o o PHAT, • • • HT modifié.

Nous observons les écarts de temps suivants (cf figures A35b et A35c) :

ESTIMATEUR	TRANCHE P	TRANCHE S
corrélation classique	5.3 ms	7.3 ms
PHAT	6.1 ms	7.8 ms
HT modifié	6.1 ms	7.8 ms

Comparaison des écarts de temps obtenus suivant la partie de signal étudié :

L'estimateur HT modifié nous fournit les valeurs suivantes :

SIGNAUX ETUDIES	ECART DE TEMPS
signal en entier	6.2 ± 1 ms
tranche P	6.1 ± 1 ms
tranche S	7.8 ± 1 ms

L'écart de temps calculé sur les signaux pris dans leur totalité correspond à un écart moyen, intermédiaire entre celui des ondes P et celui des ondes S.

On observe de nouveau un décalage temporel plus important pour les ondes S.

Pour évaluer l'erreur commise sur l'estimation des écarts de temps, nous parlerons d'erreur expérimentale qui correspondra au décalage entre le résultat donné par l'estimateur corrélation classique et celui donné par l'estimateur PHAT ou HT modifié.

Il est raisonnable de considérer une erreur de 1 ms sur les valeurs estimées.

c) Ecart de temps fonction de la bande de fréquences

Dans l'autre méthode, lors du traitement des signaux dans leur totalité, nous avions pu observer 2 pentes distinctes dans la phase de l'interspectre (cf figure A21) correspondant à 2 décalages temporels.

Par ailleurs, l'écart de temps calculé dans la bande 1 Hz - 7 Hz montrait un déphasage à l'origine de quelques degrés. Afin de le mettre en évidence, nous avons appliqué la méthode d'estimation d'un écart de temps entre 2 signaux à l'aide d'un estimateur temporel à nos 2 traces sismiques prises dans la bande 1 Hz - 7.3 Hz.

Les maxima des courbes des intercorrélations ne coïncident plus avec ceux de leur enveloppe, ce qui traduit un déphasage entre nos signaux : les maxima sont séparés de 5 ms, ce qui correspond à un déphasage de l'ordre de 6-7° en accord avec les résultats précédents.

CONCLUSION

La très bonne cohérence de nos signaux nous permet en choisissant l'un d'entre eux comme référence de prédire l'autre en utilisant le filtre de Wiener.

L'application d'un tel filtre à l'ensemble du sismogramme permet d'avoir une bonne estimation du filtre moyen qui représente alors la correction de magnitude entre les 2 séismes.

Cependant, le filtre n'est pas parfaitement stationnaire et il est préférable d'opérer sur des durées plus courtes de signal. On observe que les différences sont assez bien réparties en temps et en fréquence sauf au début du signal à l'arrivée de l'onde P (pour cette dernière, cette méthode n'est pas adaptée). Il semblerait qu'il y ait pour les signaux étudiés un comportement hautes fréquences distinct du comportement basses fréquences.

Le filtre de Wiener, en module et en phase, permet de caractériser la relation existant entre 2 sismogrammes d'un doublet et d'observer la stationnarité des différences. Son module nous renseigne sur les variations qui ont affecté les amplitudes des ondes bien que l'on ne puisse quantifier de façon simple ces changements d'un point de vue sismologique. La phase du filtre de Wiener nous permet de mesurer les écarts de temps entre nos signaux ; l'ajustement des points de la phase se fait en tenant compte de l'erreur commise (cette dernière est reliée au coefficient de cohérence entre les signaux).

Par ailleurs, nous voulions mesurer avec précision les écarts de temps entre nos signaux afin d'en déduire des variations de vitesses sismiques. L'étude des différents estimateurs temporels nous permet de choisir l'estimateur optimal Hannan-Thomson (ou Hannan-Thomson modifié pour éviter les problèmes de divergence).

Nous possédons désormais le moyen de mesurer avec précision les écarts de temps entre nos signaux. Nous considérons que l'erreur commise est 1 ms (erreur expérimentale). Ceci nous permet d'affirmer que les variations de vitesses observées pour ce doublet (Poupinet et al., à paraître) sont significatives et ne sont pas le résultat d'un artifice de calcul.

De même que précédemment, on peut observer un comportement basses fréquences distinct du comportement hautes fréquences. Cette distinction conduit à la mesure d'écarts de temps du même ordre de grandeur mais pose le problème d'un déphasage à l'origine qu'on ne peut absolument pas expliquer.

PARTIE B

MESURE DE VARIATIONS TEMPORELLES D'ATTÉNUATION ET D'EFFETS DE SOURCES DANS LA CROÛTE TERRESTRE

INTRODUCTION

Aux contraintes effectives inférieures à 1 kb, les propriétés élastiques des roches sont contrôlées principalement par les propriétés des microfissures (Nur, 1969 ; Winkler et Nur, 1982). Par exemple, l'application d'une contrainte uniaxiale induit une anisotropie élastique, les effets les plus grands se produisant dans la direction de la contrainte appliquée (Nur, 1969). Ceci a conduit à interpréter les variations des vitesses sismiques avant un tremblement de terre comme des changements dans l'état de saturation des fissures dans la croûte (Nur, 1972 ; Whitcomb et al., 1973 ; O'Connell et Budiansky, 1974) liés au développement du champ de contraintes associé au tremblement de terre imminent.

L'étude des doublets temporels a permis de mesurer des variations de vitesse des ondes S de l'ordre de 0,2 % dans cette région (Poupinet et al., à paraître). Ceci est un élément en faveur d'un changement probable de l'atténuation dans la croûte durant cette période. En effet, bien qu'il soit très difficile d'extrapoler les résultats aux conditions rencontrées in situ, des études menées en laboratoire ont montré les variations de vitesse et d'atténuation des ondes sismiques en fonction de différents paramètres tels que pression de confinement, saturation (Johnston et Toksöz, 1980 ; Winkler et Nur, 1979, 1982).

Notre objectif est de mettre au point des méthodes afin de mesurer une éventuelle variation temporelle du facteur de qualité Q pendant l'intervalle de temps séparant les 2 séismes d'un doublet. Cependant, nous ne pouvons négliger le fait que des effets de sources puissent intervenir et provoquent des variations non imputables à des changements liés à la propagation des ondes. Nous envisagerons donc les 2 aspects : les variations observées sont liées à un changement de l'atténuation du milieu ou bien ces dernières traduisent des mécanismes au foyer différents.

050 035771 5

Nous consacrons le ler chapitre de cette partie à l'étude des spectres de déplacement du sol des 2 doublets temporels. Il nous a semblé qu'une analyse sismologique classique de ce type pouvait nous apporter des informations intéressantes sur les sources sismiques (moments sismiques, dimensions) et sur leurs différences (par exemple, variation de la fréquence coin). En particulier, ceci nous permettra de situer la taille des sources par rapport à la distance les séparant.

Dans les chapitres suivants, nous nous proposons de mesurer les variations d'atténuation ou les effets de sources à l'aide de 2 méthodes :

- la première méthode du rapport spectral (développée dans le chapitre II) s'intéresse à un train d'ondes et permet de calculer des variations moyennes pour le type d'ondes étudiées.

- la seconde méthode, objet du chapitre III, est une méthode destinée à déceler des variations liées le plus possible à l'onde P.

Avant de discuter les résultats obtenus par l'une ou l'autre de ces techniques, nous avons appliqué la méthode du rapport spectral à un doublet spatial (chapitre IV). Il peut être intéressant d'observer le comportement des rapports spectraux d'un tel doublet pour lequel il n'y a pas évolution temporelle des paramètres du milieu entre les 2 séismes le composant.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à la synthèse de toutes les observations effectuées avec les interprétations sismologiques auxquelles elles conduisent.

I - ETUDE DES SOURCES SISMIQUES DU DOUBLET C2 ET DU DOUBLET S4

Les sources sismiques dans le cas des doublets temporels étudiés sont séparées par une distance inférieure ou égale à la dizaine de mètres. Il serait intéressant de situer cet ordre de grandeur par rapport à la taille des sources. Par ailleurs, nous aurons une meilleure idée de la différence "énergétique" de nos séismes en calculant le moment sismique, grandeur plus fiable que la magnitude.

L'allure générale des spectres pourra nous permettre de déceler une variation éventuelle de la fréquence coin entre les 2 séismes du doublet. Ce type d'information pourra nous être utile lors de l'étude de la variation du facteur de qualité Q.

Cette analyse des spectres de déplacement du sol ne nous fournira pas de valeurs précises mais plutôt des échelles pour chacun des paramètres cherchés (moment sismique, dimension). L'estimation est aussi rendue plus difficile du fait que nous travaillons sur des enregistrements verticaux.

1 - Spectres théoriques de déplacement du sol

Une analyse spectrale des ondes de volume P et S permet d'obtenir des informations sur la source sismique, à savoir :

- moment sismique M_o,
- dimensions de la source,
- chute de contraintes $\Delta\sigma$.

Ces paramètres peuvent se calculer à partir des spectres de déplacement du sol. Les modèles théoriques de sources sismiques (Haskell, 1964 ; Aki, 1967 ; Brune, 1970 ; Madariaga, 1976) prévoient la même

forme générale de ces spectres qui se caractérise par :

- un niveau plat aux basses fréquences,
- une décroissance en f^{-n} aux hautes fréquences.

Ceci se schématise en échelle bilogarithmique par :

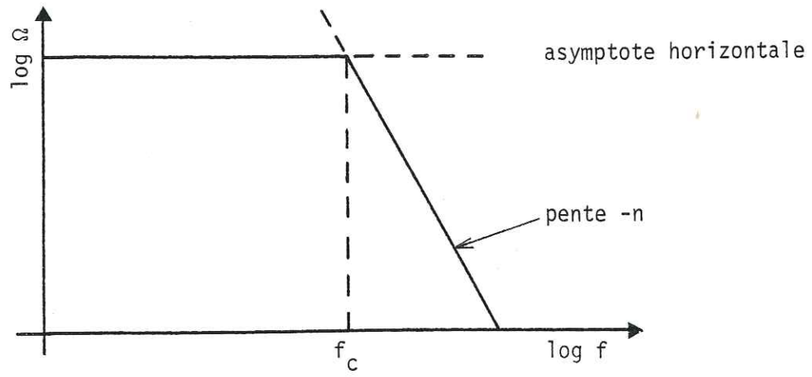


Figure B1 - Schématisation des spectres de déplacement du sol

L'intersection des 2 asymptotes est la fréquence coin f_c liée à la dimension de la source. Le niveau plat aux basses fréquences s'explique par le fait que la source est un point pour ces longueurs d'onde.

Les modèles à la source sont de 2 types :

- modèles cinématiques (dislocations) où le glissement sur la faille est spécifié arbitrairement. Ces modèles se distinguent par la fonction temporelle du mouvement de dislocation. Le plus commun est celui d'Haskell (dislocation rectangulaire). Dans notre cas (sources de petites dimensions), le modèle de Brune semble mieux adapté. Ce dernier impose à tous les points de la faille d'avoir le même vecteur glissement. La fonction temporelle est reliée à la contrainte effective nécessaire pour accélérer les 2 côtés de la faille. Il s'agit d'un coulissage en bloc.

- modèles dynamiques (cracks) où le glissement est la solution d'un problème de relaxation des contraintes. Nous considèrerons le modèle de Madariaga dans lequel il y a propagation de la rupture après que cette dernière ait été initiée au centre d'une faille circulaire.

Tous ces modèles théoriques se différencient par les relations entre les paramètres de la source et les caractéristiques du spectre (niveau plat, fréquence coin, décroissance).

Avant toute étude des amplitudes spectrales, il nous faut d'abord définir ce que l'on entend par ce terme. C'est l'objet du paragraphe suivant.

2 - Amplitude spectrale des ondes de volume

Les ondes sismiques que nous enregistrons sont le résultat de 3 facteurs :

1) La source sismique dont les caractéristiques sont nombreuses (fonction spatio-temporelle, moment, champ de contraintes, géologie environnante),

2) Le trajet au cours duquel les ondes subissent divers phénomènes (expansion géométrique, réflexion, réfraction, diffraction, absorption, scattering, dispersion, interférences),

3) Le récepteur où s'exerce le dernier filtrage par le sismomètre et où peuvent se produire des résonances et différentes interactions avec d'autres ondes (signal ou bruit).

Ainsi l'on peut écrire l'amplitude spectrale des ondes sismiques sous la forme suivante :

$$A(f,\theta,\phi) = A_s(f,\theta,\phi)\, A_{INS}(f)\, A_{CR}(f)\, G\, e^{-\pi f \int \frac{ds}{QV}}$$

avec :

θ , ϕ	: angles de direction du rai par rapport à la source
f	: fréquence
$A_S(f,\theta,\phi)$	: fonction de radiation de la source
$A_{INS}(f)$	: fonction de transfert de l'appareillage
$A_{CR}(f)$	: fonction de transfert de la croûte au voisinage du récepteur
G	: expansion géométrique
V	: vitesse de l'onde
Q	: facteur de qualité du milieu.

Examinons un peu plus en détail l'influence de chacun de ces éléments sur l'amplitude spectrale des ondes :

a) Les mécanismes au foyer (direction du mouvement, étude de la rupture, fonction de radiation)

Si on les modélise par un double couple, les mécanismes au foyer rayonnent une amplitude différente selon la direction du rai par rapport à la source définie par les angles θ et ϕ (cf. schéma ci-dessous). L'amplitude est nulle suivant les plans nodaux pour une onde P.

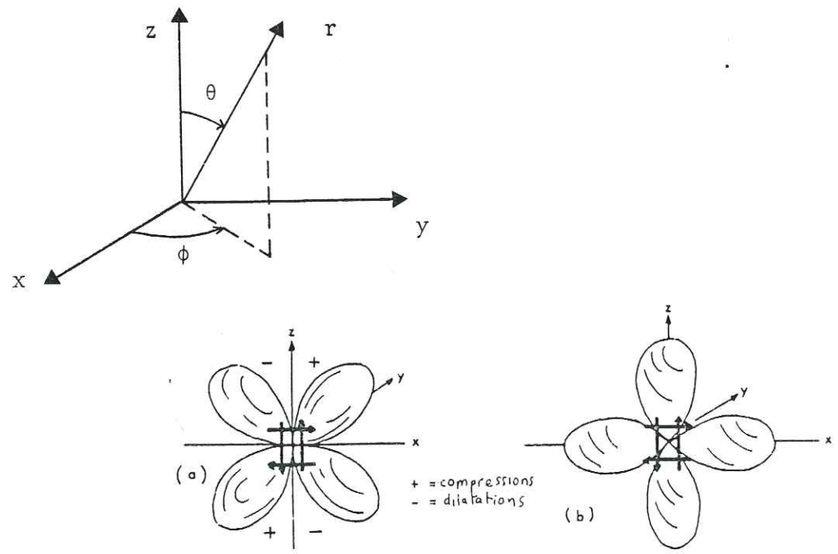


Figure B2 - d'après Modiano (1980)

Figure IV.7 Diagrammes de radiation d'un mécanisme de double couple pour une onde P (a) et pour une onde S (b). Les plans nodaux sont les plans xoy et yoz.

De plus, la propagation de la rupture peut moduler l'amplitude du diagramme de radiation de telle sorte que la direction de propagation de la rupture devienne une direction de radiation préférentielle (Savage, 1965 ; Aki et al. 1980).

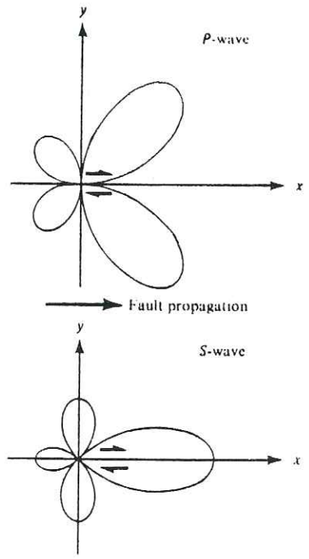


Figure B3 - d'après Aki et Richards (1980)

FIGURE **14.21**

Radiation patterns for the body waves radiating from the point of nucleation of a propagating in-plane shear fault. Compare with the usual double-couple radiation patterns (Figs. 4.5a and 4.6a).

En l'absence d'information sur la géométrie source-récepteur, nous avons adopté un facteur de radiation moyen de 0.4.

b) La réponse instrumentale

La chaîne d'acquisition est composée de 5 éléments majeurs :

1 - sismomètre (f_o = 1 Hz)
2 - amplificateur-modulateur } SITE

3 - enregistrement magnétique analogique
4 - démodulateur
5 - numérisateur : les enregistrements magnétiques sont numérisés à l'aide du système ECLIPSE à 100 points/seconde (taux maximum de numérisation) } USGS à Menlo Park

Le système USGS présente une fréquence de coupure à ≃ 30 Hz, ce qui ne permet pas d'enregistrer des séismes de magnitude < 1.2 (Eaton, 1977). Les raisons premières pour diminuer la réponse hautes fréquences du système USGS sont :

- réduire l'effet masquant du bruit hautes fréquences d'origine locale sur les enregistrements de séismes de magnitude > 3 se produisant à quelque distance de la station,

- éviter d'enregistrer des fréquences trop grandes pour le système digital d'enregistrement et/ou le système d'analyse. Le moyen le plus direct pour réduire la réponse hautes fréquences est de modifier les filtres en sortie du démodulateur.

Avec la réponse du système USGS, les amplitudes spectrales des déplacements du sol pour des séismes de magnitudes comprises entre 1.2 et 4.2 ont leurs pics dans la bande 1 Hz-30 Hz, c'est-à-dire dans la bande passante de "complète réponse" du système (Eaton, 1977).

Nous nous sommes inspirés du travail de S.W. Stewart et M.E. O'Neill (1980) pour calculer la réponse en fréquence du réseau USGS. Un exemple de courbe de réponse, pour un gain de 18 dB, est présenté sur la figure suivante.

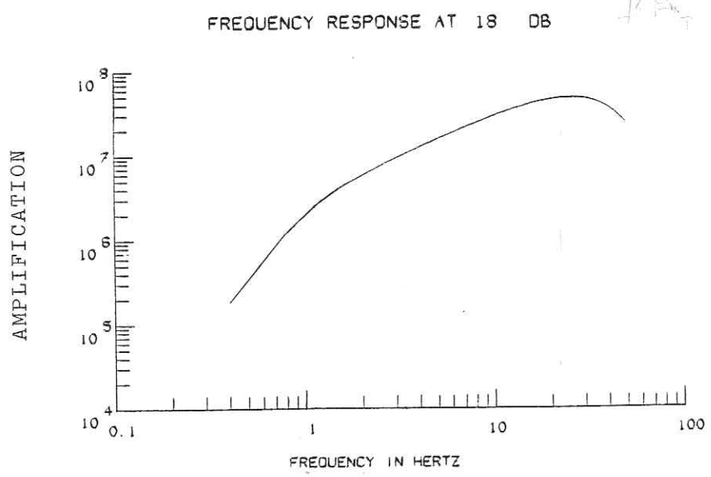


Figure B4 - Réponse instrumentale pour un gain de station à 18 dB.

c) Amplification du site et réflexion à la surface libre

L'amplification du site est liée à la topographie de l'endroit et à sa géologie. Comme nous ne possédons pas de renseignement à ce sujet pour nos stations sismologiques, les amplitudes spectrales seront non corrigées de cet effet.

A l'arrivée d'une onde à la surface libre, le sismomètre enregistre la somme de 3 ondes :

* l'onde incidente,
* l'onde réfléchie,
* l'onde réfléchie convertie.

Le rapport entre l'amplitude enregistrée et l'amplitude incidente varie suivant l'angle d'incidence de l'onde (cf. figures B5 et B6).

Nous avons adopté par la suite un facteur moyen égal à 2 quel que soit le type d'ondes.

d) L'expansion géométrique

Elle est indépendante de la fréquence et ne dépend que de la loi de vitesse du milieu. Nous la prendrons égale à $\frac{1}{R}$ où R est la distance hypocentrale. Cette hypothèse sera justifiée par la suite.

e) L'atténuation anélastique

Un des mécanismes les moins connus est l'absorption qui accompagne la propagation des ondes. En effet, au fur et à mesure qu'elles se propagent, les ondes sismiques cèdent une partie de leur énergie aux milieux traversés, ces derniers la convertissant en chaleur. Cette absorption mesure l'anélasticité du matériau, encore appelée atténuation intrinsèque. Elle se caractérise par la quantité sans dimension Q ou facteur de qualité (voir encadré).

L'atténuation anélastique est égale à $e^{-\frac{\pi f t}{Q}}$. Elle affecte peu la valeur du niveau plat de l'amplitude spectrale car celui-ci est mesuré sur la partie basses fréquences.

Les spectres présentés dans cette étude n'ont pas été corrigés de l'atténuation anélastique à cause du manque d'information sur la valeur du facteur de qualité. Ceci a pour effet de sous-estimer la valeur de la fréquence coin.

LE FACTEUR DE QUALITE Q

Cette grandeur sans dimension mesure l'anélasticité des matériaux et est définie par :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\pi}{Q} \qquad (1)$$

où ΔE est l'énergie dissipée pendant une période pour un mouvement sinusoïdal faiblement amorti.

Pour un milieu, dont la relation contrainte-déformation est linéaire, l'amplitude de l'onde A est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie. (1) s'écrit alors :

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\pi}{Q}$$

Si l'amplitude n'est fonction que de la direction de propagation, $A = A(x)$ et $dA = -\frac{dA}{dx}\lambda$ où $\lambda = \frac{c}{f}$

c : vitesse de phase de l'onde

f : fréquence

La solution de l'équation différentielle suivante

$$\frac{dA}{dx} = -\frac{\pi f}{Qc} A$$

permet de définir la valeur de Q.

Cette solution s'écrit :

$$A(x) = A_o \exp(-\frac{\pi f x}{Qc})$$

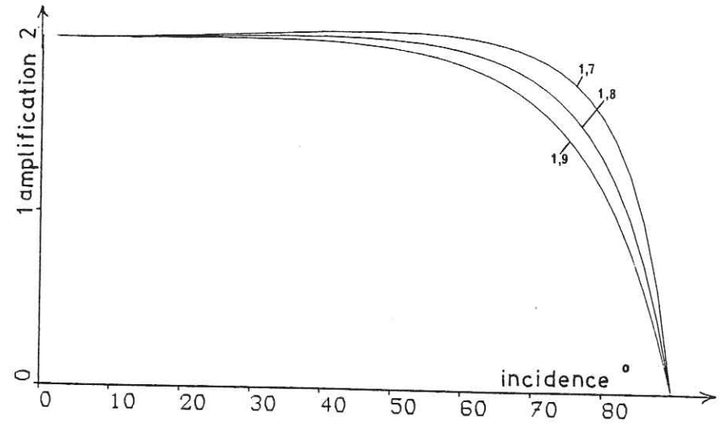


Figure IV.11 Amplification dûe à une réflexion à la surface libre d'une onde P, en fonction de l'angle d'incidence du rai, pour des valeurs du rapport V_p/V_s de 1,7 à 1,9

Figure B5 - d'après Modiano (1980)

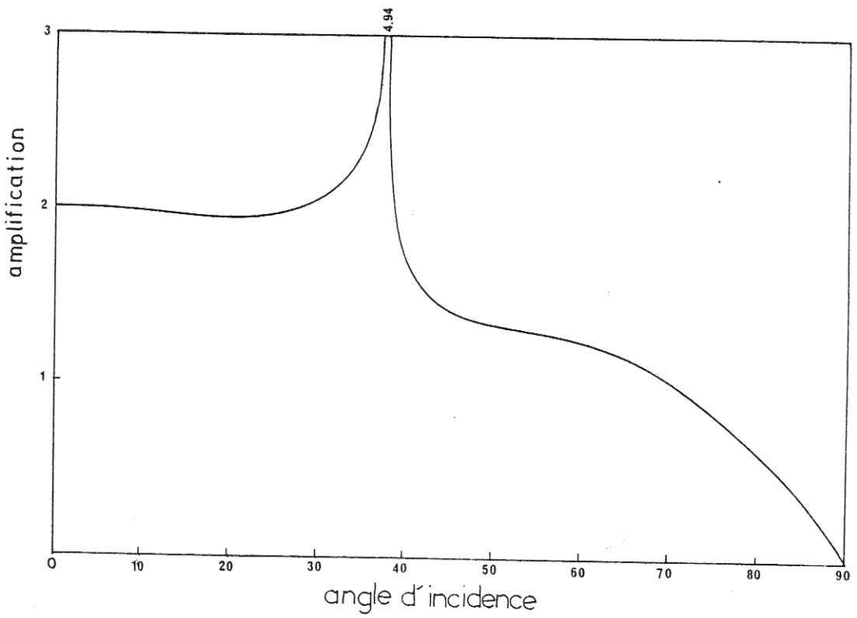


Figure IV.12 Amplification due à une réflexion à la surface libre d'une onde SV, en fonction de l'angle d'incidence du rai pour une valeur du coefficient de Poisson de 0.25.

Figure B6 - d'après Modiano (1980)

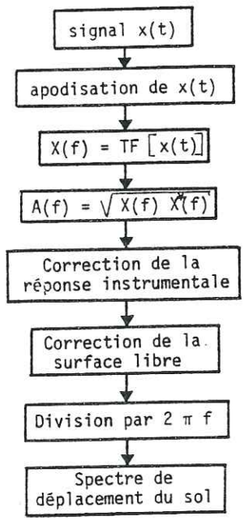
3 - Spectres de déplacement du sol du doublet C2 et du doublet S4

Les amplitudes spectrales sont calculées par transformée de Fourier d'échantillons de signal apodisé. Les longueurs d'analyse sont :

- pour les ondes P : ≃ 1.8 s

- pour les ondes S : ≃ 4 s ; cela correspond approximativement à la longueur choisie pour les P multipliée par le rapport V_p/V_s, pris égal à 1.78 ici. Ceci nous permet d'analyser des ondes qui ont suivi à peu près le même trajet. La longueur est un peu plus grande à cause de l'indétermination sur l'arrivée des ondes S.

La procédure se schématise de la façon suivante :



Remarques :

- les fonctions d'apodisation utilisées sont constituées d'un flanc de montée sur 32 pts suivi d'un niveau plat égal à 1 ;

- la résolution en fréquence est :

  * pour les ondes P : $\Delta f = \frac{1}{T_p} \simeq 0.39$ Hz

  * pour les ondes S : $\Delta f = \frac{1}{T_s} \simeq 0.19$ Hz

où T_p : longueur d'échantillon ondes P

T_s : longueur d'échantillon ondes S

La fréquence maximale d'analyse est :

$f_{max} = f_{Nyquist} = \frac{1}{2\Delta t} = 50$ Hz

avec Δt : pas d'échantillonnage ; $\Delta t = 0.01$ s.

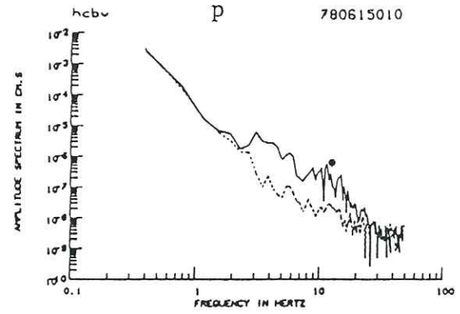
Nous présentons ci-après les spectres de déplacement du sol pour chacun des doublets étudiés. Nous avons éliminé les stations dont les enregistrements étaient saturés et n'avons retenu que les spectres où l'on pouvait estimer sans trop d'erreurs un niveau plat et une décroissance. D'autre part, nous avons évalué le spectre du bruit précédant chaque signal.

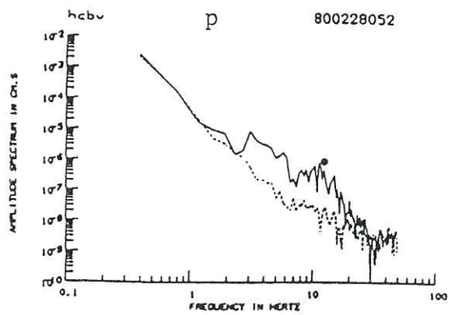
Les figures B 7 correspondent au doublet C2 et les figures B 8 au doublet S4. Le spectre du bruit a été représenté avec le spectre de l'onde P. Les ronds noirs indiquent l'emplacement des fréquences coins estimées. Nous ne présentons que quelques exemples de spectres de déplacement du sol.

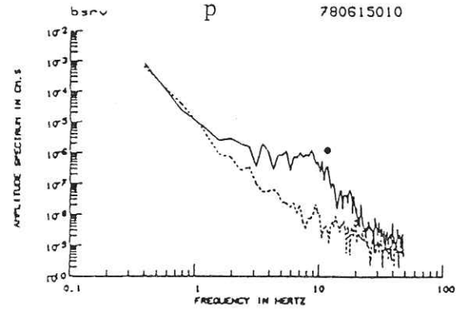
Observations générales

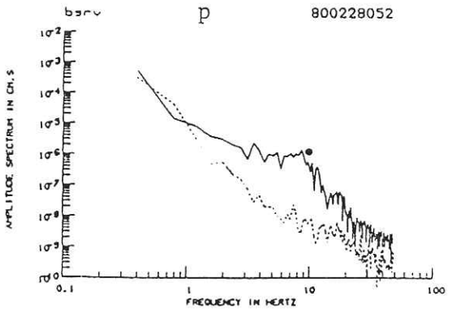
La similarité des formes d'ondes d'un doublet se traduit par une similarité spectrale des 2 séismes. Néanmoins l'on distingue un très léger changement dans la valeur du niveau plat pour bon nombre de stations lorsque l'on superpose les 2 spectres. Ceci s'explique par la différence de magnitude des événements. On observe également des fluctuations en diverses fréquences bien qu'il soit impossible de les interpréter d'un point de vue sismologique pour l'instant. Ces variations peuvent très bien être dues au bruit (les spectres ne sont pas lissés).

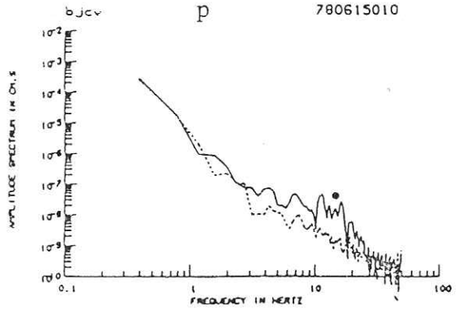
A très basses fréquences (jusqu'à ≃ 3 Hz) et à très hautes fréquences (au-delà de 30 Hz), les spectres des ondes P et les spectres des bruits se confondent. Cet effet basses fréquences est sûrement dû à la courbe de réponse de l'appareillage qui chute très fort dans cette zone de fréquences. De ce fait, on amplifie beaucoup un spectre faible qui peut être le spectre d'un bruit quelconque (activité microsismique ou bruit électronique). D'autre part, il n'est pas sérieux d'analyser les trop basses fréquences (nombre insuffisant de périodes dans la longueur d'échantillon considérée).

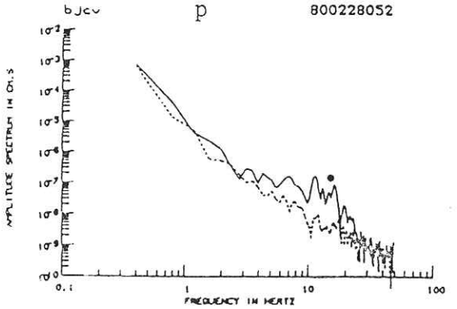


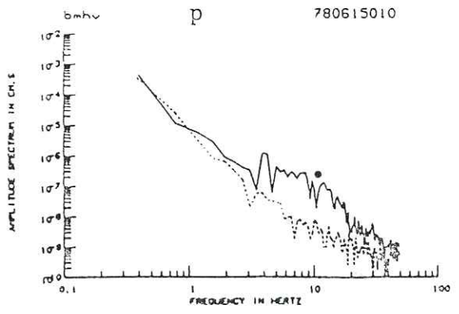












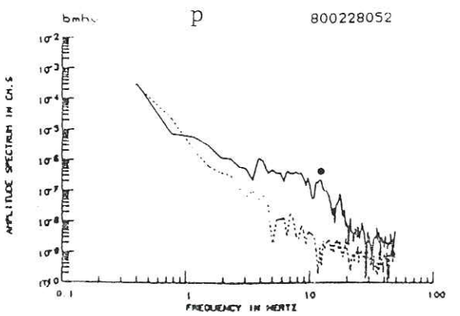
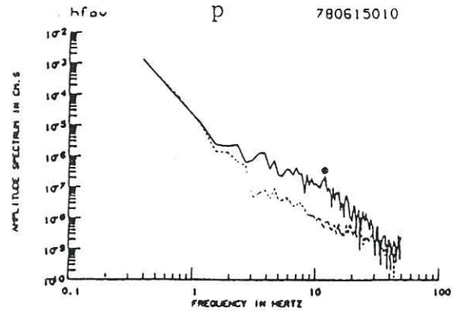


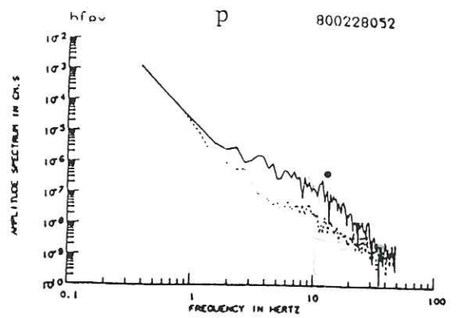
Figure B7a - Spectres de déplacement du sol des ondes P pour le doublet C2.

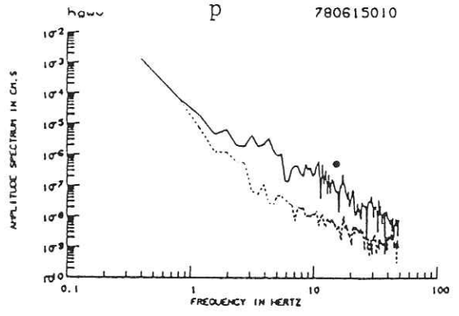
Le spectre du bruit précédant le signal a été superposé et est représenté en pointillés.

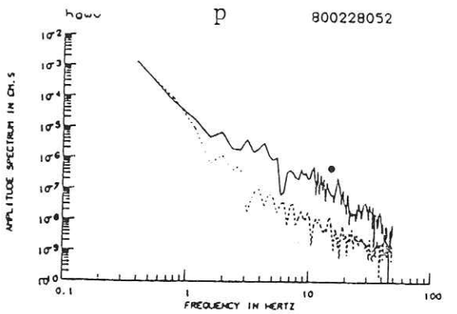
La partie gauche concerne le séisme 78 du doublet C2, la partie droite le séisme 80.

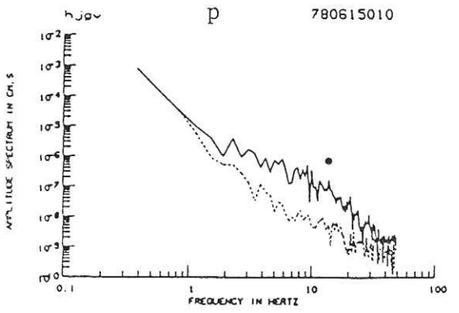
L'emplacement de la fréquence coin estimée est indiquée par un rond noir.

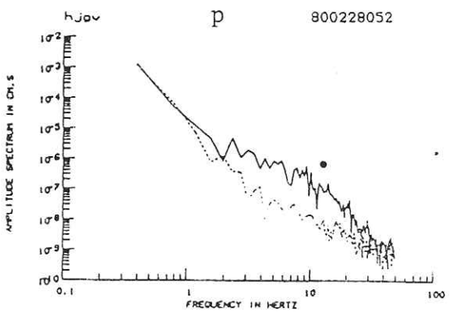


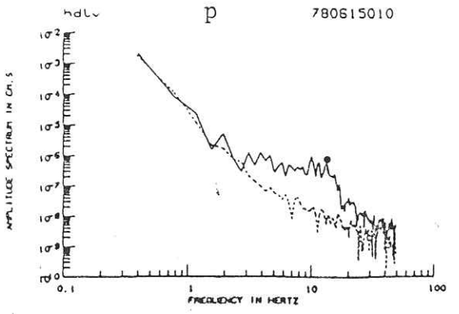












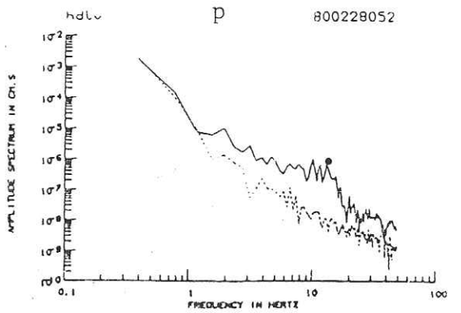
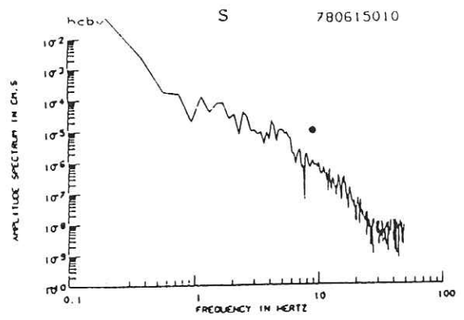
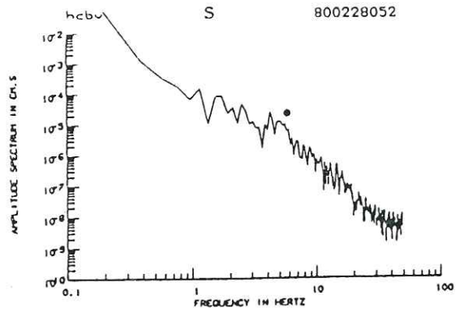
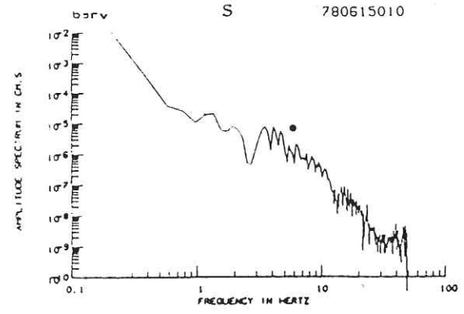
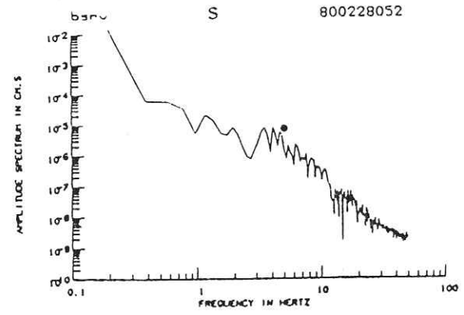


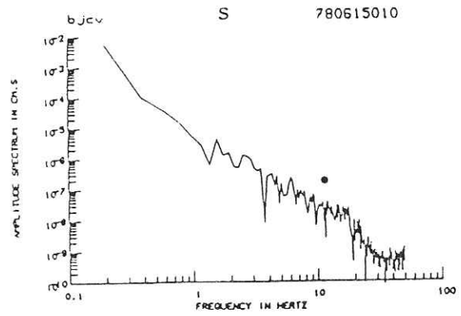
Figure B7a (suite)

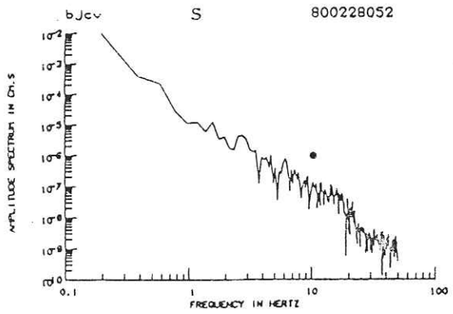


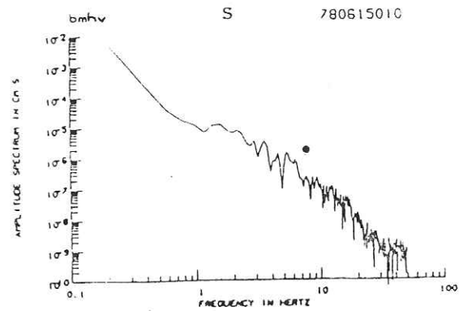












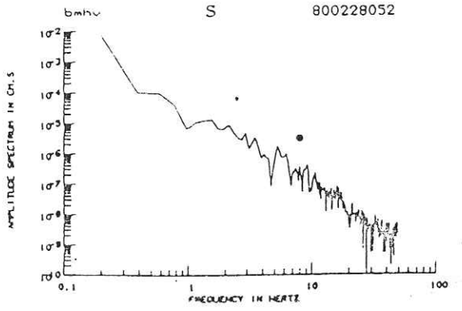
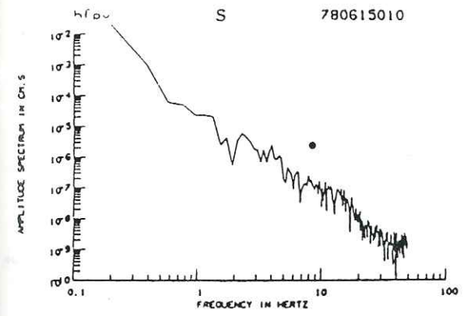
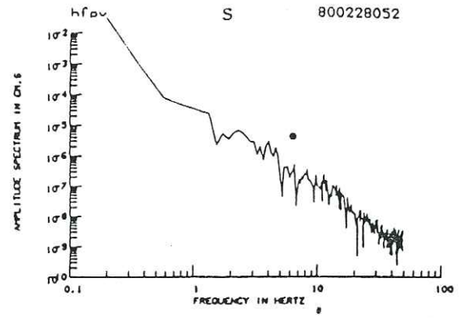
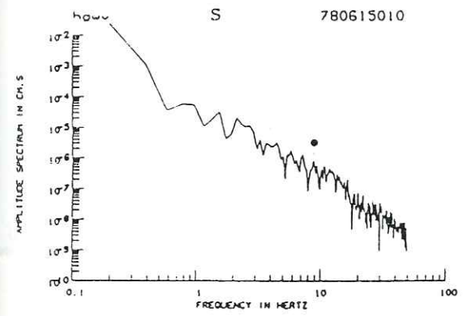
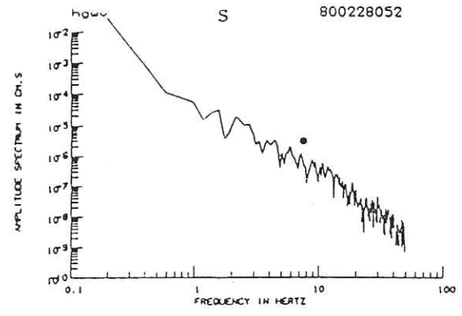


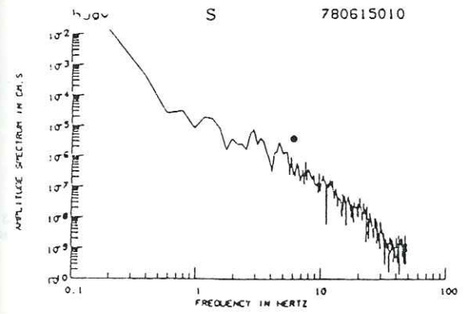
Figure B7b - Spectres de déplacement du sol des ondes S pour le doublet C2.

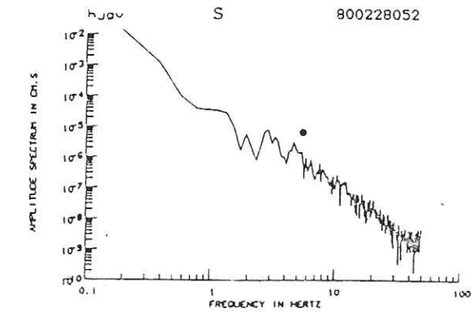


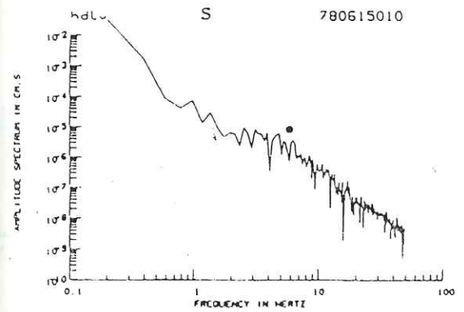












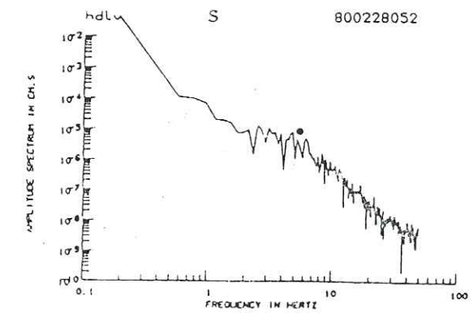
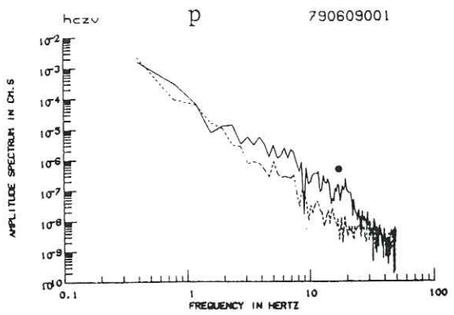
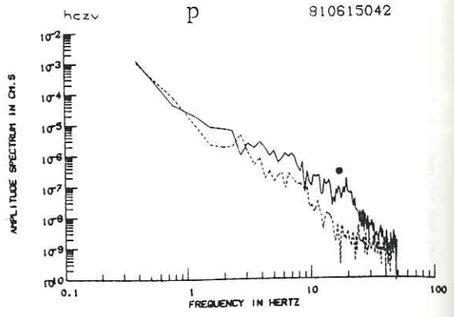
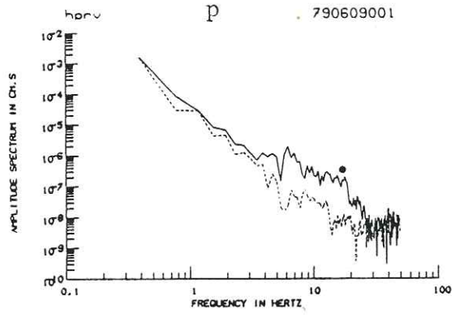
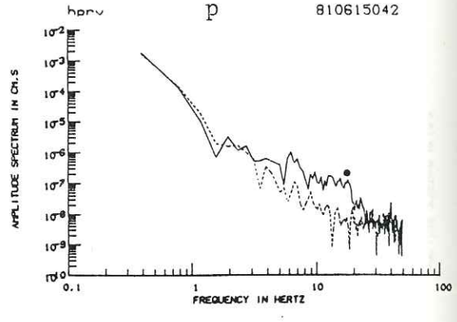


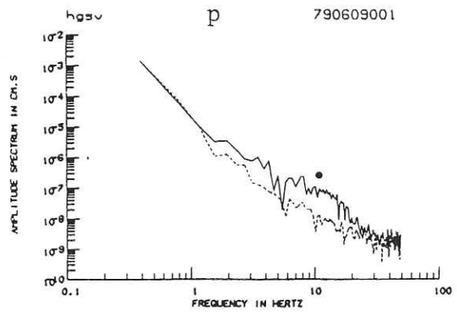
Figure B7b (suite)

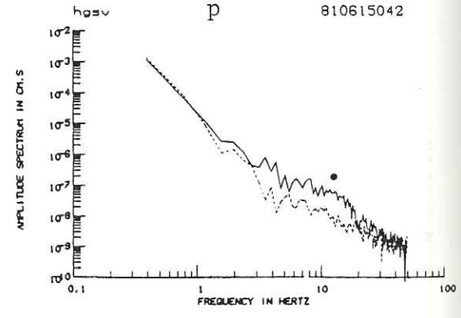


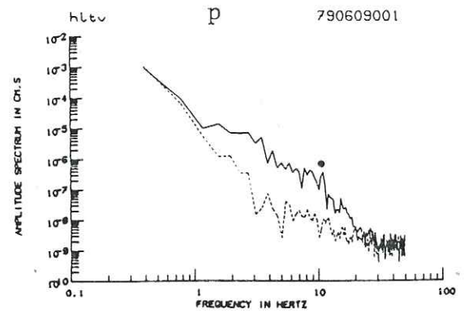












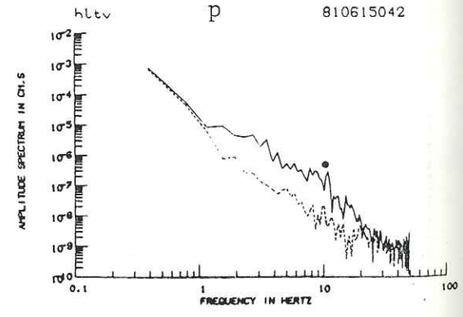
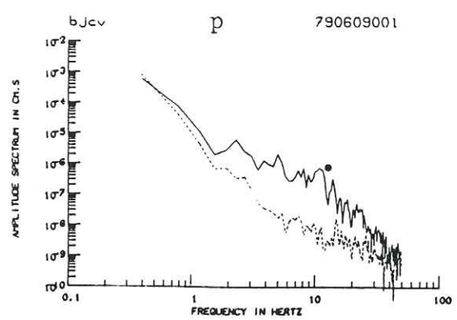
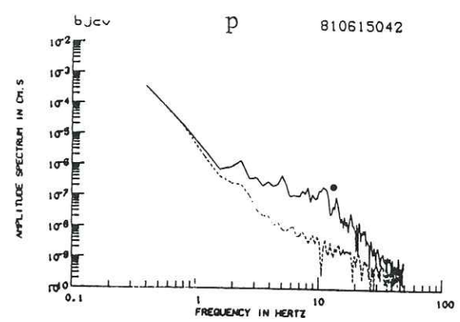
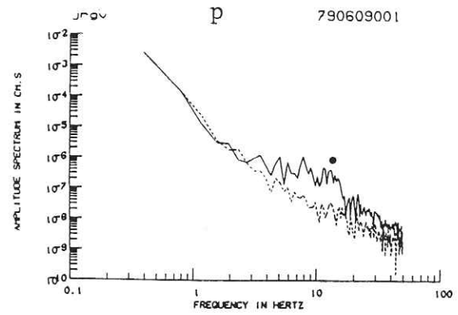
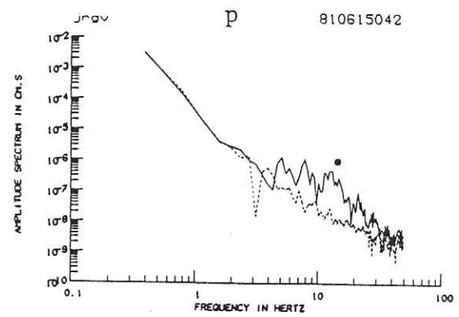


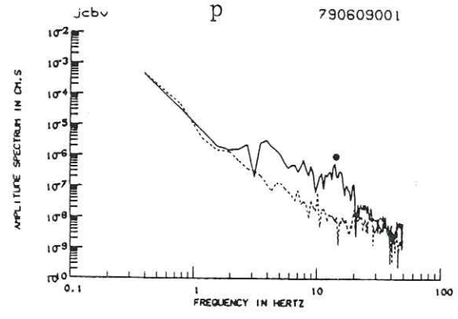
Figure B8a - Spectres de déplacement du sol des ondes P pour le doublet S4.
La partie gauche concerne le séisme 79 du doublet S4, la partie droite le séisme 81.

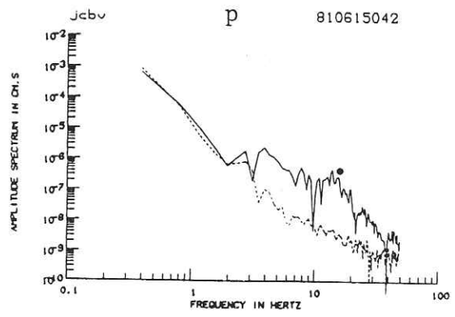


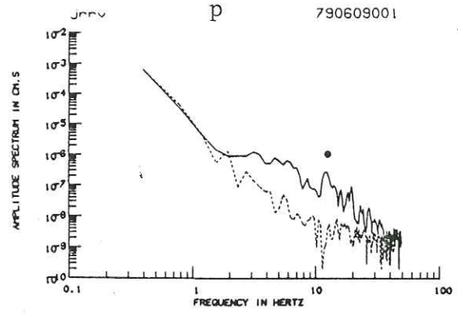












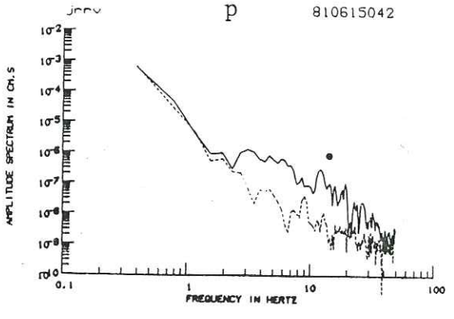
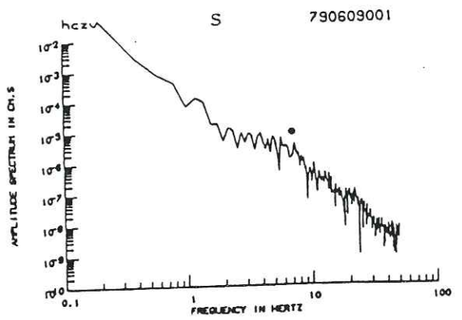
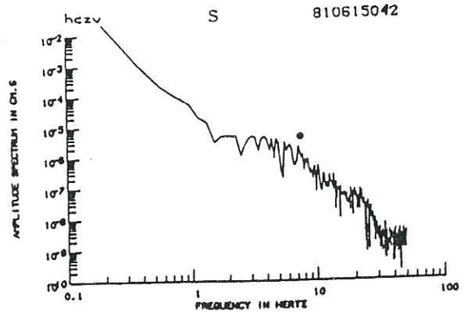
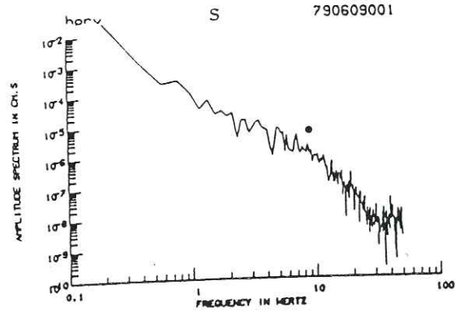
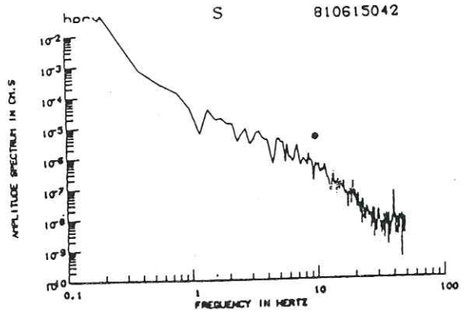


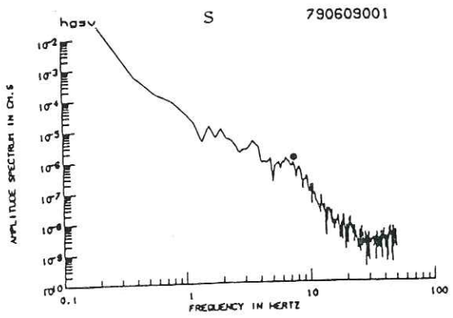
Figure B8a (suite)

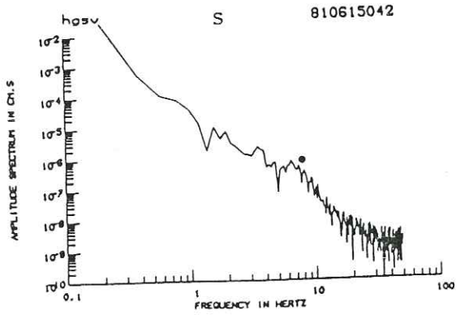


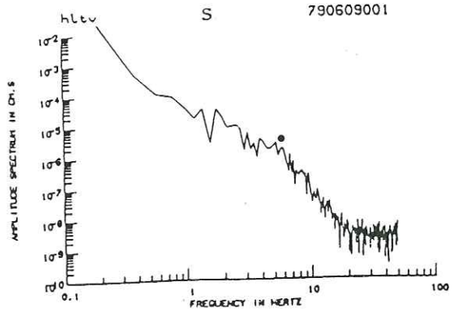












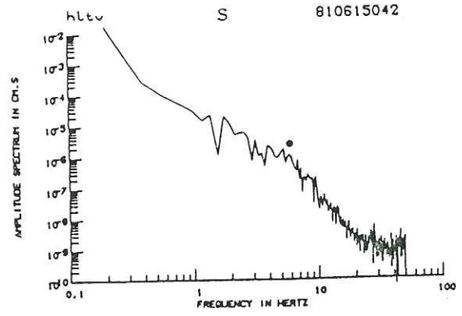
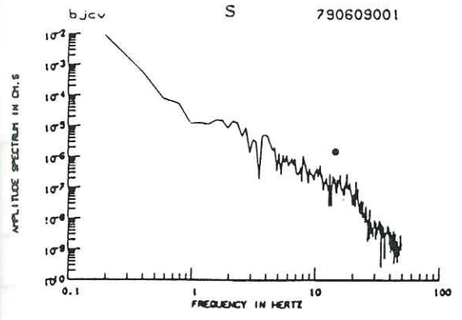
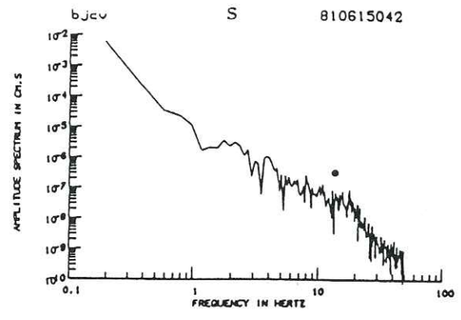
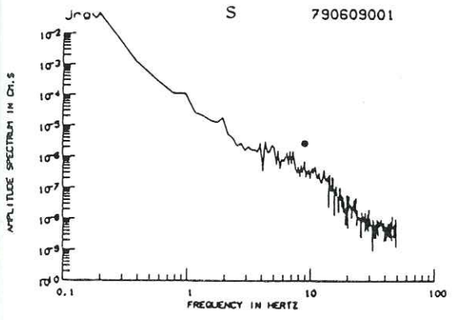
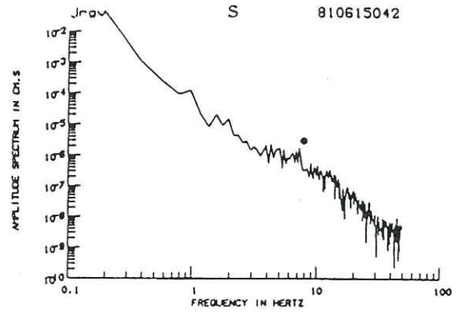


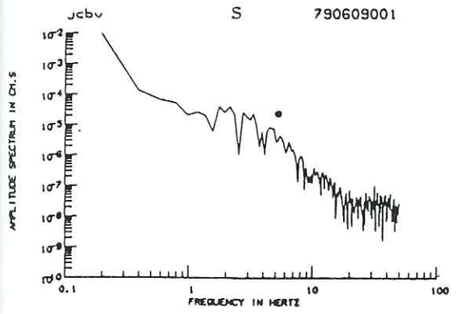
Figure B8b - Spectres de déplacement du sol des ondes S pour le doublet S4.

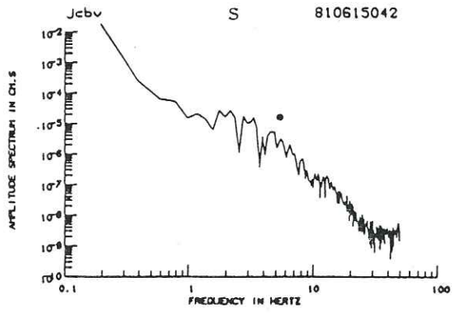


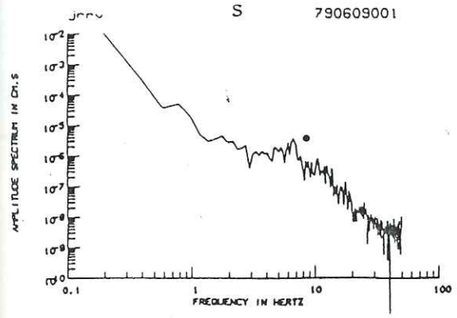












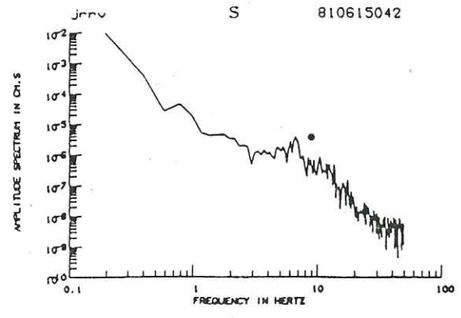


Figure B8b (suite)

Tableau I

Paramètres spectraux du doublet C2 780615010 - 800228052

Stations	R en km	Az en deg.	Ωp(o) en 10^{-7} cm.s		Ωs(o) en 10^{-7} cm.s		fc(p) en Hz		fc(s) en Hz		fc(p)/fc(s)	
			78	80	78	80	78	80	78	80	78	80
hgwv	17.5	286	5	5	40	30	15	15	8	7	1.87	2.14
hcbv	18.3	255	6	7	100	300	13	13	9	6	1.44	2.17
hjgv	21.9	207	8	6	40	60	14	13	6	5	2.33	2.60
hdlv	22.4	227	9	9	90	90	13	13	6	6	2.17	2.17
hfpv	24.6	186	4	4	30	40	12	13	8	6	1.50	2.17
jrrv	25.2	291	-	-	60	60	-	-	8	9	-	-
cadv	25.5	325	-	-	20	40	-	-	8	6	-	-
bmhv	32.2	172	3	4	20	40	12	13	7	7	1.71	1.86
bsrv	34.5	188	10	10	70	70	12	10	6	5	2.00	2.00
bemv	36.2	166	-	-	60	50	-	-	6	6	-	-
jhlv	36.3	294	5	5	20	30	14	15	8	7	1.75	2.14
jstv	39.5	311	4	5	-	-	14	13	-	-	-	-
jalv	39.9	301	2	4	40	40	20	18	8	9	2.50	2.00
bjcv	47.8	173	0.5	1.5	2	10	15	15	12	10	1.25	1.50

Pour les fréquences supérieures à 30 Hz, nous sommes au-delà de la fréquence de coupure du système (cf. page106) et ne pouvons donc pas considérer cette zone.

Par conséquent, seule la bande 3 Hz - 30 Hz est significative.

Avant de présenter les paramètres spectraux de chacun des séismes des doublets, une dernière remarque s'impose en ce qui concerne les ondes S. Pour ces dernières, le "bruit" le plus important est la coda de l'onde P. Par comparaison du spectre ondes P et du spectre ondes S, on observe pour les ondes S un niveau basses fréquences supérieur à celui des ondes P et une fréquence coin inférieure à celle des P ; ceci entraîne la superposition des 2 spectres à hautes fréquences (cette partie hautes fréquences des S est sûrement due aux ondes P). L'estimation de la fréquence coin des ondes S présente de ce fait une plus grande imprécision.

4 - Paramètres spectraux du doublet C2 et du doublet S4

Paramètres spectraux du doublet C2

Les résultats sont présentés dans le tableau I page 120. Pour certaines stations, nous n'avons pas estimé la valeur de la fréquence coin ou du niveau plat du fait de la mauvaise qualité du spectre obtenu.

Fréquences coins

Les moyennes effectuées sur 11 stations pour les spectres ondes P et 13 stations pour les spectres ondes S sont les suivantes :

$\overline{f_{c78}}(P) = 14$ Hz $\overline{f_{c80}}(P) = 14$ Hz

$\overline{f_{c78}}(S) = 7$ Hz $\overline{f_{c80}}(S) = 7$ Hz

Les fréquences coins mesurées pour les S sont toujours inférieures aux fréquences coins des P. Ce résultat $f_c(P) > f_c(S)$ est en accord avec d'autres études de ce genre faites sur de petits séismes (Molnar et al. , 1973 ; Bakun, Bufe et Stewart, 1976).

Nous avons représenté sur la figure suivante $f_c(S)$ en fonction de $f_c(P)$ pour chacun des séismes. Le rapport moyen $(f_c(P)/f_c(S))$ est d'environ 1.85 pour le séisme 78 et 2.00 pour le séisme 80. Par contre, nous n'observons pas de variation des fréquences coins en fonction de l'azimuth.

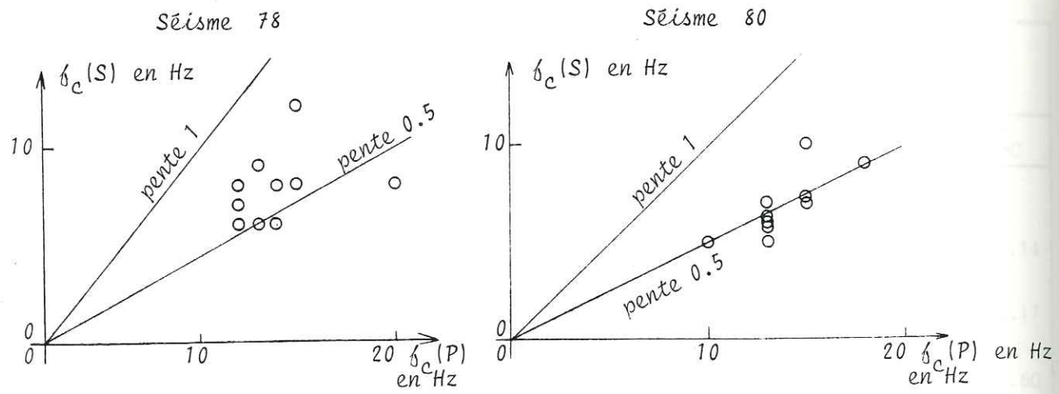


Figure B9 - Fréquences coins des ondes S en fonction des fréquences coins des ondes P pour chacun des séismes du doublet C2.

Niveaux plats $\Omega_p(0)$ et $\Omega_s(0)$

Ils se situent pour les P à $\simeq 5\ 10^{-7}$ cm.s. Le niveau plat pour les S peut varier d'un facteur 4 à 40 par rapport à celui des P, le facteur moyen étant voisin de 8. Cette valeur est légèrement supérieure à celle observée dans l'étude de Bakun et al. (1976) dans laquelle ce facteur était voisin de 5 pour ces gammes de magnitudes en Californie centrale. Nous avons sûrement sous-estimé la valeur de $\Omega_p(0)$.

Décroissance en f^{-n}

Les pentes observées sont de l'ordre de -5 car les spectres sont non corrigés de l'atténuation anélastique. Ces valeurs de pentes sont un indice de forte atténuation dans cette région.

Expansion géométrique

Nous l'avons supposée en $\frac{1}{R}$. Cette hypothèse est légitimée par la courbe suivante, où l'on a tracé le logarithme du niveau plat en

fonction du logarithme de la distance épicentrale. Une expansion géométrique en $\frac{1}{R}$ conduit à une pente - 1 (en pointillés sur la figure). Seule la courbe relative au séisme 78 est représentée.

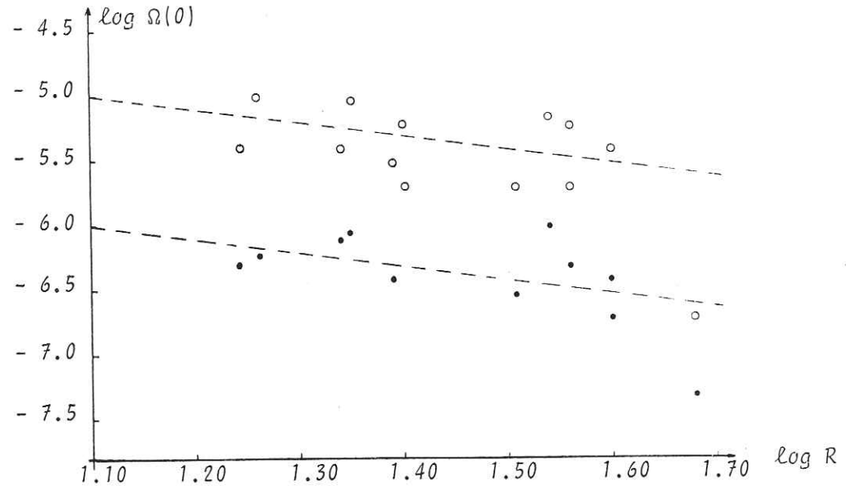


Figure B10 - Vérification de l'hypothèse d'une loi d'expansion géométrique en 1/R. Nous avons tracé les droites de pente (-1).

• *ondes P* ○ *ondes S*

Paramètres spectraux du doublet S4

Ils sont présentés dans le tableau I Bis.

Les observations sont tout à fait similaires à celles faites sur le doublet C2 :

- valeurs moyennes des fréquences coins :

$\overline{f_{c79}}(P) = 13$ Hz $\qquad \overline{f_{c81}}(P) = 13$ Hz

$\overline{f_c 79}(S) = 8$ Hz $\qquad \overline{f_{c81}}(S) = 8$ Hz

- rapport moyen $f_c(P)/f_c(S)$: $\simeq 1.82$ pour le séisme 79
  $\simeq 1.74$ pour le séisme 81

- niveaux plats du même ordre de grandeur

- mêmes décroissances en f^{-n}

Tableau I bis

Paramètres spectraux du doublet S4 790609001 - 810615042

Stations	R en km	Az en deg.	Ωp(o) en 10^{-7} cm.s		Ωs(o) en 10^{-7} cm.s		fc(p) en Hz		fc(s) en Hz		fc(p)/fc(s)	
			79	81	79	81	79	81	79	81	79	81
hkrv	13.2	47	100	100	300	250	11	11	7	8	1.57	1.37
hprv	20.6	316	3	2	50	40	17	17	9	10	1.89	1.70
hltv	21.3	71	5	5	30	20	10	10	6	6	1.67	1.67
hfev	21.6	33	7	6	150	100	11	11	5	6	2.20	1.83
hcav	23.2	11	5	4	10	8	12	12	10	9	1.20	1.33
bmcv	23.6	140	-	-	20	20	-	-	8	9	-	-
hczv	25.7	293	5	3	80	40	18	18	6	8	3	2.25
bjov	30.5	140	-	-	45	30	-	-	7	8	-	-
jrrv	31.2	326	9	6	40	40	13	14	8	9	1.62	1.55
hgsv	31.5	14	2.5	1.5	10	7	11	11	7	8	1.57	1.37
bjcv	32.9	157	7	2	10	3	13	12	14	13	0.93	0.92
jcbv	35.2	337	7	4	250	200	14	16	5	5	2.80	3.20
jrgv	45.3	302	5	6	30	20	14	15	9	8	1.75	1.87
jalv	46.7	323	-	-	15	10	-	-	8	8	-	-

Les paramètres spectraux étant déterminés, il nous faut maintenant choisir un modèle théorique de source sismique. Nos observations nous laissent le choix entre 2 modèles considérant des sources circulaires qui sont :

- le modèle de Brune (modèle cinématique) étendu par Hanks et Wyss (1972) qui prévoit un rapport $f_c(P)/f_c(S)$ égal au rapport des vitesses correspondant (cf. fig. B 11).

- le modèle de Madariaga (modèle dynamique) dans lequel le rapport moyen $f_c(P)/f_c(S)$ est d'environ 1.5 et où il y a variation des fréquences coins en fonction de l'azimuth (cf. figure B 12).

Nos résultats devraient nous amener à choisir le modèle de Brune. Néanmoins, le modèle de Madariaga semble être plus réaliste. Nous considèrerons donc les 2 modèles et calculerons les paramètres de la source pour chacun d'entre eux à l'aide des relations les caractérisant (voir encadré).

5 - Paramètres de la source du doublet C2 et du doublet S4

Les résultats détaillés sont présentés dans le tableau II pour le doublet C2 et dans le tableau II Bis pour le doublet S4.

Pour le calcul du moment sismique, nous avons adopté les valeurs suivantes :

ρ = 2.7 g/cm^3

R = 0.4 (valeur moyenne)

c = 5.6 km/s pour l'onde P (vitesse à 4 km de profondeur suivant le modèle de vitesses choisi (Spieth, 1981).

$\frac{V_p}{V_s}$ = 1.78

RELATIONS ENTRE LES PARAMETRES DE LA SOURCE ET LES PARAMETRES SPECTRAUX POUR LE MODELE DE BRUNE ET LE MODELE DE MADARIAGA

Moment sismique :

$$M_o = \frac{4\pi\rho R c^3}{R_{\theta\phi}} \Omega(0)$$

(expression identique pour les 2 modèles)

Rayon de la source :

Brune	Madariaga (pour une vitesse de rupture) $v_r = 0.9\ V_s$
$r_p = \frac{2.34\ V_p}{2\pi f_c\ (P)}$	$r_p = \frac{0.32\ V_s}{f_c(P)}$
$r_s = \frac{2.34\ V_s}{2\pi f_c\ (S)}$	$r_s = \frac{0.21\ V_s}{f_c(S)}$

Chute de contraintes : $\Delta\sigma = \frac{7}{16} \frac{M_o}{r^3}$

(expression identique pour les 2 modèles)

On a par ailleurs les relations suivantes :

$r_{Brune} = 1.77\ r_{Madariaga}$

$\Delta\sigma_{Brune} = \frac{1}{5.54} \Delta\sigma_{Madariaga}$ (pour les ondes S)

ρ : densité

R : distance hypocentrale

c : vitesse de l'onde

Ω (0) : valeur du niveau plat du spectre

$R_{\theta\phi}$: facteur de radiation de la source

$f_c(P)$: fréquence coin ondes P

$f_c(S)$: fréquence coin ondes S

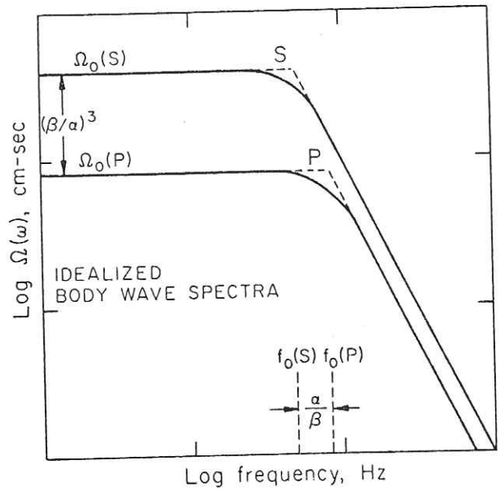


FIG. 1. Idealized body-wave spectra corrected for all propagation effects. *S*-wave spectrum from Brune (1970) for the case $\varepsilon = 1$. *P*-wave spectrum after discussion in text.

Figure B11 - d'après Hanks et Wyss (1972)

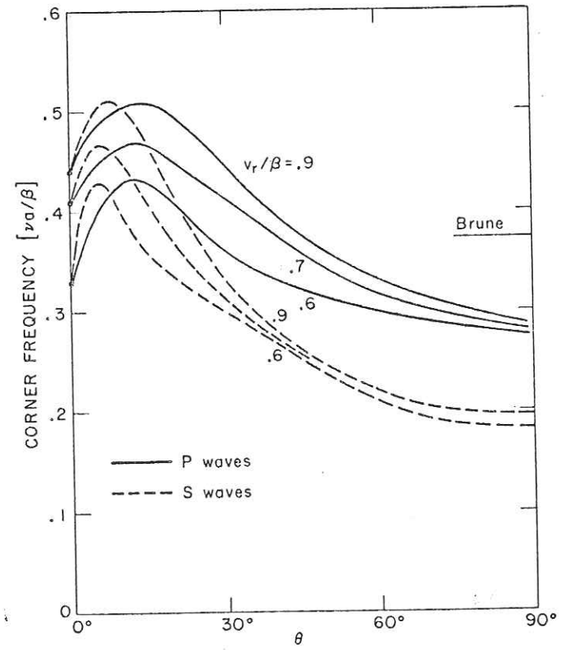


FIG. 10. Variation of *P* and *S* corner frequencies as a function of azimuth for three values of the rupture velocity.

Figure B12 - d'après Madariaga (1976)

Tableau II

Paramètres de la source du doublet C2 780615010 - 800228052

Stations	R en km	Az en deg.	M_o(P) en 10^{18} dynes cm		M_o(S) en 10^{18} dynes cm		r_B(P) en m		r_M(P) en m		r_B(S) en m		r_M(S) en m		$\Delta\sigma_B$(P) en bars		$\Delta\sigma_M$(P) en bars		$\Delta\sigma_B$(S) en bars		$\Delta\sigma_M$(S) en bars	
			78	80	78	80	78	80	78	80	78	80	78	80	78	80	78	80	78	80	78	80
hgwv	17.5	286	13	13	18	14	139	139	67	67	147	168	83	94	2.1	2.1	19.0	19.0	2.5	1.3	13.8	7.2
hcbv	18.3	255	16	19	48	145	160	160	77	77	130	195	73	110	1.7	2.0	15.3	18.2	9.6	8.6	53.2	47.6
hjgv	21.9	207	26	20	23	35	149	160	72	77	195	235	110	132	3.4	2.1	30.5	19.2	1.4	1.2	7.8	6.6
hdlv	22.4	227	30	30	53	53	160	160	77	77	195	195	110	110	3.2	3.2	28.7	28.7	3.1	3.1	17.2	17.2
hfpv	24.6	186	15	15	20	26	174	160	84	77	147	195	83	110	1.2	1.6	11.1	14.4	2.8	1.5	15.5	8.3
jrrv	25.2	291	-	-	40	40	-	-	-	-	147	130	83	73	-	-	-	-	5.5	8.0	30.5	44.3
cadv	25.5	325	-	-	14	27	-	-	-	-	147	195	83	110	-	-	-	-	1.9	1.6	10.5	8.9
bmhv	32.2	172	14	19	17	34	174	160	84	77	168	168	94	94	1.2	2.0	10.3	18.2	1.6	3.1	8.9	17.2
bsrv	34.5	188	51	51	64	64	174	208	84	101	195	235	110	132	4.2	2.5	37.6	21.7	3.8	2.2	21.0	12.2
bmcv	36.2	166	-	-	58	48	-	-	-	-	195	195	110	110	-	-	-	-	3.4	2.8	18.8	15.5
jhlv	36.3	294	27	27	19	29	149	139	72	67	147	168	83	94	3.6	4.4	31.6	39.3	2.6	2.7	14.4	14.9
jstv	39.5	311	23	29	-	-	149	160	72	77	-	-	-	-	3.0	3.1	27.0	27.8	-	-	-	-
jalv	39.9	301	12	24	42	42	104	116	50	56	147	130	83	73	4.7	6.7	42.0	59.8	5.8	8.4	32.1	46.5
bjcv	47.8	173	4	11	3	13	139	139	67	67	98	117	55	66	0.7	1.8	5.8	16.0	1.4	3.6	7.8	19.9

Tableau II bis

Paramètres de la source du doublet S4 790609001 - 810615042

Stations	R en km	Az en deg.	M_o(P) en 10^{18} dynes cm		M_o(S) en 10^{18} dynes cm		r_B(P) en m		r_M(P) en m		r_B(S) en m		r_M(S) en m		$\Delta\sigma_B$(P) en bars		$\Delta\sigma_M$(P) en bars		$\Delta\sigma_B$(S) en bars		$\Delta\sigma_M$(S) en bars	
			79	81	79	81	79	81	79	81	79	81	79	81	79	81	79	81	79	81	79	81
hkrv	13.2	47	197	197	105	87	189	189	92	92	168	147	94	83	12.8	12.8	110.7	110.7	9.7	12	55.3	66.6
hprv	20.6	316	9	6	27	22	123	123	59	59	130	117	73	66	2.1	1.4	19.2	12.8	5.4	6	30.4	33.5
hltv	21.3	71	16	16	17	11	208	208	101	101	195	195	110	110	0.8	0.8	6.8	6.8	1.0	0.6	5.6	3.6
hfev	21.6	33	23	19	86	57	189	189	92	92	235	195	132	110	1.5	1.2	12.9	10.7	2.9	3.4	16.4	18.7
hcav	23.2	11	17	14	6	5	174	174	84	84	117	130	66	73	1.4	1.2	12.5	10.3	1.6	1	9.1	5.6
bmcv	23.6	140	-	-	13	13	-	-	-	-	147	130	83	73	-	-	-	-	1.8	2.6	9.9	14.6
hczv	25.7	293	19	11	54	27	115	115	56	56	195	147	110	83	5.5	3.2	47.3	27.4	3.2	7.4	17.7	41.3
bjov	30.5	140	-	-	36	24	-	-	-	-	168	147	94	83	-	-	-	-	3.3	3.3	19.0	18.4
jrrv	31.2	326	42	28	33	33	160	149	77	72	147	130	83	73	4.5	3.7	40.2	32.8	4.5	6.6	25.2	37.1
hgsv	31.5	14	12	7	8	6	189	189	92	92	168	147	94	83	0.8	0.5	6.7	3.9	0.7	0.8	4.2	4.6
bjcv	32.9	157	34	10	9	3	160	174	77	84	84	90	47	51	3.6	0.8	32.6	7.4	6.6	1.8	37.9	9.9
jcbv	35.2	337	37	21	233	187	149	130	72	63	235	235	132	132	4.9	4.2	43.4	36.7	7.9	6.3	44.3	35.6
jrgv	45.3	302	34	40	36	24	149	139	72	67	130	147	73	83	4.5	6.5	39.9	58.2	7.2	3.3	40.5	18.4
jalv	46.7	323	-	-	19	12	261	261	-	-	147	147	83	83	-	-	-	-	2.6	1.7	14.5	9.2

Le tableau suivant (tableau III) récapitule les valeurs moyennes des 3 paramètres recherchés (moment sismique, dimension, chute de contraintes) obtenues par les 2 modèles théoriques choisis pour les 2 doublets étudiés.

TABLEAU III
VALEURS MOYENNES DU MOMENT SISMIQUE, DU RAYON DE LA SOURCE ET DE LA CHUTE DE CONTRAINTES POUR LES DOUBLETS C2 ET S4.

Séismes		ondes P					ondes S				
		M_o en 10^{18} dynes cm	r en mètres		$\Delta\sigma$ en bars		M_o en 10^{18} dynes cm	r en mètres		$\Delta\sigma$ en bars	
			Brune	Mad.	Brune	Mad.		Brune	Mad.	Brune	Mad.
DOUBLET C2	78	21	152	73	3	28	32	158	89	4	19
	80	23	155	75	3	26	44	179	101	4	20
DOUBLET S4	79	40	188	79	4	34	49	162	91	4	24
	81	34	185	78	3	29	36	150	85	4	23

6 - Discussion des résultats

Essayons d'évaluer les erreurs sur chacune des grandeurs calculées :

a) Sur le moment sismique : les erreurs sont multiples car :

* nous avons pris une valeur moyenne de 0,4 pour le facteur de radiation quelle que soit la géométrie source-récepteur.

* nous avons corrigé l'effet de la surface libre par un facteur constant égal à 2 quelle que soit l'incidence de l'onde.

* l'estimation du niveau plat est sûrement faite à un facteur 2 près.

b) Sur le rayon de la source

Une 1ère erreur est faite tout d'abord sur l'estimation de la fréquence coin . Nous pensons avoir sous-estimé les fréquences coins, et par voie de conséquence surestimé les dimensions des sources, pour 2 raisons :

* nous avons travaillé sur des spectres non corrigés de l'atténuation anélastique.

* il peut y avoir dans le cas de sources peu profondes contamination des ondes de surface ce qui tend à augmenter le niveau plat et à diminuer la fréquence coin.

D'autre part, pour le modèle de Madariaga, nous n'avons pas tenu compte de la variation azimuthale de la fréquence coin dans l'évaluation du rayon de la source (le facteur de variation peut atteindre 1.7 pour l'onde P et 2.3 pour l'onde S dans le cas d'une vitesse de rupture $v_r = 0.9\ V_s$).

c) Sur la chute de contraintes

L'estimation est très imprécise dans la mesure où elle se calcule à partir de 2 paramètres déjà entachés d'erreurs. La plus grosse source d'erreurs provient probablement du rayon des sources.

Le modèle de Madariaga semble plus réaliste en ce qui concerne la taille des sources mais conduit à une chute de contraintes 5 fois plus grande que le modèle de Brune.

Ces 2 modèles nous permettent d'avoir les ordres de grandeur suivants :

- pour le moment sismique : $\simeq 30\ 10^{18}$ dynes cm ($\Rightarrow \log M_o \simeq 19.5$)
- pour le rayon des sources : $\simeq 100$ m
- pour la chute de contraintes : $\simeq 10$ bars

Ces résultats sont tout à fait en accord avec d'autres études sur des microséismes dans cette même région (Bakun, 1984) ou en Californie centrale (Bakun et Bufe, 1975 ; O'Neill et J.H. Healy, 1973).

Nous voulions situer la distance séparant les séismes de chaque doublet (de l'ordre de la dizaine de mètres) par rapport à la taille des sources. Même si l'on considère la dimension des sources surestimée, il est très probable qu'il y a recouvrement partiel des sources.

Lors de l'étude des spectres de déplacement du sol, nous avons pu observer en superposant les amplitudes spectrales de chacun des séismes d'un doublet de légères fluctuations en fréquence. Celles-ci peuvent avoir des origines diverses : mécanismes au foyer et/ou facteurs de qualité différents, contamination par le bruit, interférences entre ondes, etc... Les chapitres suivants seront consacrés à l'examen de ces légères différences dans le contenu spectral des ondes (ou ce qui revient au même dans l'amplitude des formes d'ondes) entre les 2 événements d'un doublet.

Dans toute la suite de cette étude, nous supposons le facteur de qualité Q indépendant de la fréquence, hypothèse sujette à controverses (Aki, 1980). Ce choix simplificateur se justifie dans la mesure où s'il y a une dépendance éventuelle, celle-ci est sûrement faible pour nos séismes (Singh et al., 1982 ; Thouvenot, 1983). Prendre en compte un Q variable en fonction de la fréquence n'est pas fondamental dans notre cas.

Nous présentons tout d'abord la première méthode intitulée méthode de rapport spectral. Dans toutes les notations qui vont suivre, nous réservons l'indice 1 au 1er séisme d'un doublet et l'indice 2 au second séisme, ces derniers étant classés par ordre chronologique.

II MESURE DE VARIATIONS DE Q OU D'EFFETS DE SOURCES PAR UNE METHODE DE RAPPORT SPECTRAL

1 - Méthode du rapport spectral

Les rapports de spectres sont très largement utilisés en sismologie pour les mesures d'atténuation des ondes sismiques. S'inspirant des diverses techniques pour déterminer la valeur du facteur Q (rapport de fréquence, rapport de station, rapport d'onde (Bâth, 1974), nous calculons en chaque station le rapport des amplitudes spectrales de 2 séismes d'un doublet.

D'après l'expression donnée page 103, ces amplitudes s'écrivent :

$$A_1(f, \theta_1, \phi_1) = A_{s1}(f, \theta_1, \phi_1)\, A_{INS}(f)\, A_{CR}(f)\, G\, e^{-\frac{\pi f t_1}{Q_1}}$$

et

$$A_2(f, \theta_2, \phi_2) = A_{s2}(f, \theta_2, \phi_2)\, A_{INS}(f)\, A_{CR}(f)\, G\, e^{-\frac{\pi f t_2}{Q_2}}$$

(la signification des différentes variables est donnée page 104 ; t_1 et t_2 représentent les temps de propagation des ondes).

Si l'on fait le rapport de ces 2 quantités, on obtient :

$$\frac{A_1(f, \theta_1, \phi_1)}{A_2(f, \theta_2, \phi_2)} = \frac{A_{s1}(f, \theta_1, \phi_1)}{A_{s2}(f, \theta_2, \phi_2)}\, e^{-\pi f\left(\frac{t_1}{Q_1} - \frac{t_2}{Q_2}\right)} \qquad (1)$$

dans l'hypothèse simplificatrice où les fonctions de transfert de l'appareillage et de la croûte au voisinage de la station ainsi que la loi d'expansion géométrique n'ont pas varié entre les 2 séismes.

Nous considérons que les 2 facteurs de qualité Q_1 et Q_2 vérifient la relation suivante :

$$Q_2 = Q_1 + \Delta Q_1$$

ΔQ_1 représente donc la variation du facteur de qualité survenue entre les 2 événements.

Dans la mesure où les temps de propagation ne diffèrent que de quelques millisecondes, (Poupinet et al., 1982, sous presse ; cf. partie A) nous pouvons leur attribuer une valeur commune. Nous choisissons t_1 comme valeur de référence (les Δt sont de l'ordre de 10^{-3}s $\Rightarrow \Delta t/t_1$ négligeable devant $\Delta Q/Q_1$).

Dans ces conditions et en négligeant $\Delta Q_1 . Q_1$ devant Q_1^2 (hypothèse justifiée par la suite), l'expression (1) s'écrit :

$$\frac{A_1(f, \theta_1, \phi_1)}{A_2(f, \theta_2, \phi_2)} = \frac{A_{s1}(f, \theta_1, \phi_1)}{A_{s2}(f, \theta_2, \phi_2)} \; e^{- \pi f t_1 \frac{\Delta Q_1}{Q_1^2}}$$

Soit encore sous forme logarithmique :

$$\log\left[\frac{A_1(f, \theta_1, \phi_1)}{A_2(f, \theta_2, \phi_2)}\right] = \log\left[\frac{A_{s1}(f, \theta_1, \phi_1)}{A_{s2}(f, \theta_2, \phi_2)}\right] - \frac{1}{\text{Log}10} \pi f t_1 \frac{\Delta Q_1}{Q_1^2}$$

En traçant le terme de gauche en fonction de la fréquence, la pente de la courbe obtenue devrait nous donner la valeur de la variation $\frac{\Delta Q_1}{Q_1^2}$ et le niveau plat le rapport des facteurs sources.

Bien que très simple, cette méthode est d'un usage délicat lorsque l'on s'intéresse à des variations très fines comme celles que nous recherchons. Un décalage de quelques points, soit quelques centièmes de seconde, entre nos sismogrammes peut introduire un biais important dans le rapport spectral comme nous le démontrons ci-après à l'aide d'une simulation. Cette dernière a été réalisée à l'aide d'un doublet artificiel c'est-à-dire composé des 2 mêmes signaux l'un d'entre eux étant simplement décalé d'une quantité connue δt. De ce fait, lors du traitement, les échantillons analysés ne subissent pas la même apodisation ce qui provoque des fluctuations dans le rapport spectral. Nous avons effectué cette simulation avec différentes valeurs δt. Les résultats observés montrent que les fluctuations sont d'autant plus importantes que le décalage entre les signaux est grand.

Nous avons présenté sur la figure suivante les courbes (non lissées) pour un δt = 0.02 s, pour 3 stations hphv, bjov, hjsv pour le séisme du 9 juin 1979. Malgré la faible valeur du décalage, le biais introduit peut être conséquent. Il faut donc prendre la précaution d'aligner nos signaux au 1/100 s près avant tout traitement.

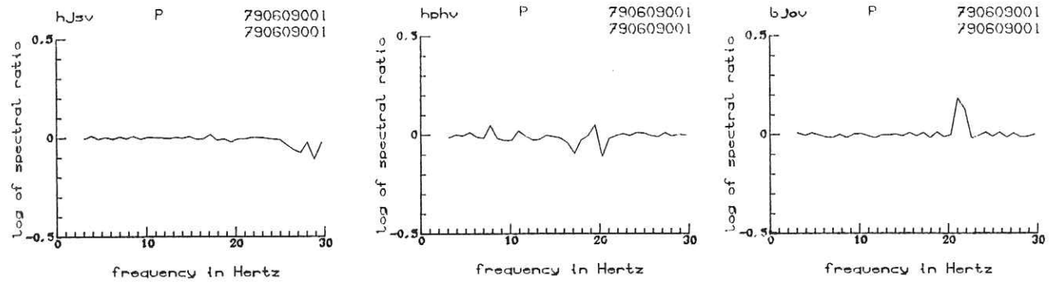


Figure B13 - Rapports spectraux non lissés d'un doublet artificiel, i.e. composé de 2 signaux identiques simplement décalés de 0.02 s. Cette simulation est faite sur le séisme du 9 juin 1979 enregistré en 3 stations (hjsv,hphv,bjov) et permet d'observer l'effet introduit par le décalage des signaux.

Mise en oeuvre

Nous calculons les amplitudes spectrales des signaux sur des fenêtres de :

* 1.28 s pour les ondes P ; l'arrivée de l'onde se situe ≃ 0.4 s après le début de la fenêtre, ce qui correspond à une analyse d'environ 0.7 s de signal

$B T_i$ # 0.7 x 10 = 7

$B_W T$ (lissage 3 pts) = 2.6

(cf. partie A pour la définition des quantités BT_i et $B_W T$)

* 2.56 s pour les ondes S ; le positionnement de la fenêtre se fait à partir du temps théorique $t_s = t_p$ x 1.78

BT_i # 2 x 10 = 20

$B_W T$ (lissage 5 pts) = 3.6

Nous avons pris le soin d'observer les résultats sans lissage afin de détecter d'éventuels phénomènes parasites.

Les rapports spectraux des ondes P puis des ondes S sont présentés, après lissage, dans les figures suivantes :

- figures B 14 pour le doublet C2 (23 stations)
- figures B 15 pour le doublet S4 (22 stations)

Le rapport calculé est $\frac{A_1}{A_2}$ où 1 est l'indice du 1er séisme du doublet et 2 l'indice du second séisme.

2 - Variations de Q_p et Q_s pour les doublets S4 et C2

Afin d'interpréter les pentes observées en termes de variations du facteur de qualité, nous avons réalisé des abaques dont un exemple est donné ci-après.

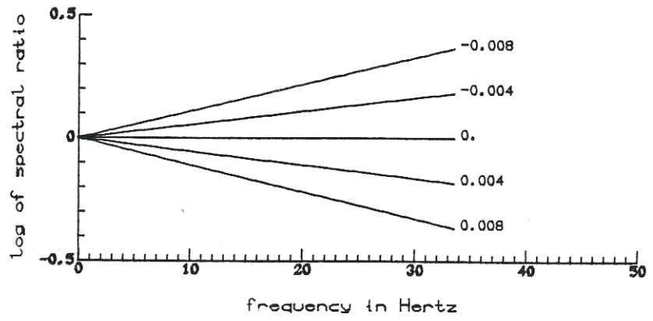


Figure B16 - Abaque représentant la variation du logarithme du rapport spectral en fonction de la fréquence pour diverses valeurs du paramètre $t\,\Delta Q/Q^2$ (t représente le temps de propagation de l'onde).

Pour chacun des rapports spectraux, nous avons évalué la pente maximale et la pente minimale pouvant encadrer les points de la courbe. Ceci nous permet d'avoir une fourchette d'estimation pour la variation de Q. Il semblerait qu'il y ait un comportement basses fréquences distinct du comportement hautes fréquences : les rapports spectraux entre 5 Hz et environ 15 Hz présentent beaucoup moins de fluctuations que ceux des hautes fréquences. Nous nous sommes donc appuyés sur la bande de fréquences :

* 5 Hz- ≃ 15 Hz pour les ondes P

* 3 Hz- ≃ 15 Hz pour les ondes S

lors de l'ajustement à l'aide de nos abaques (la borne supérieure 15 Hz n'est qu'approximative et est fonction du comportement du rapport spectral étudié).

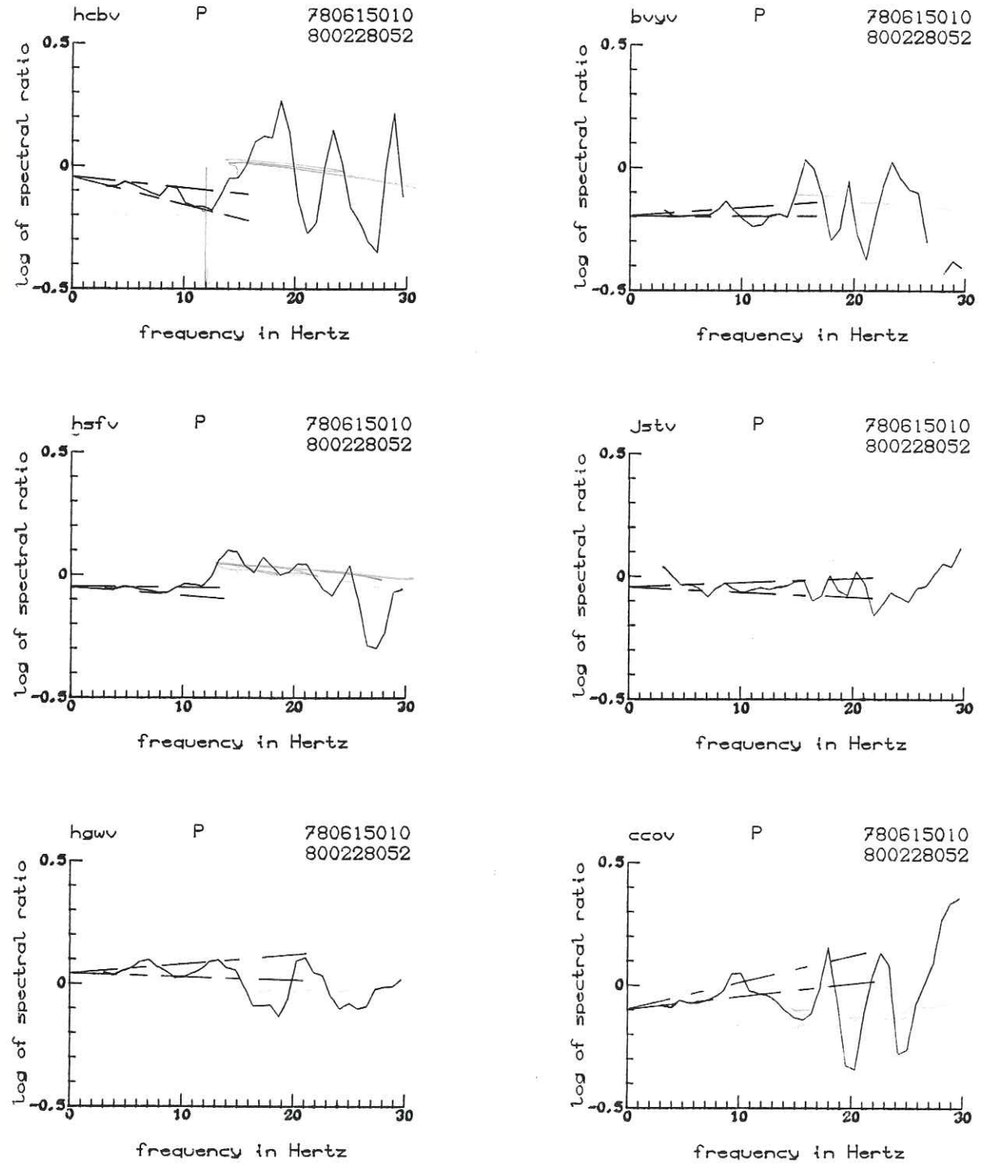
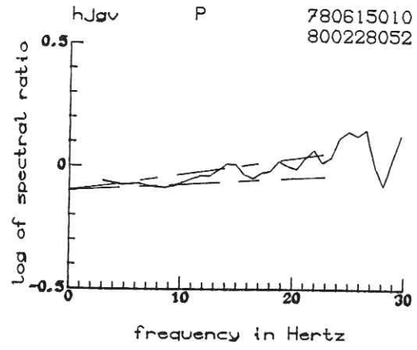
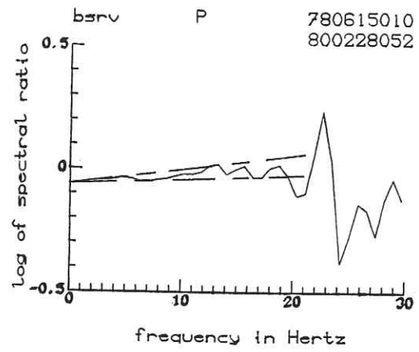
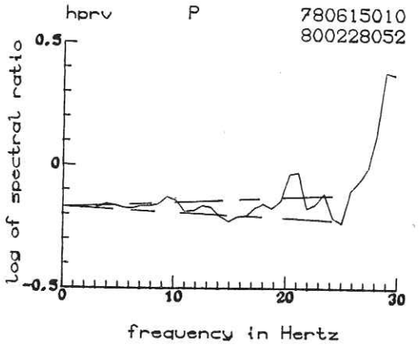
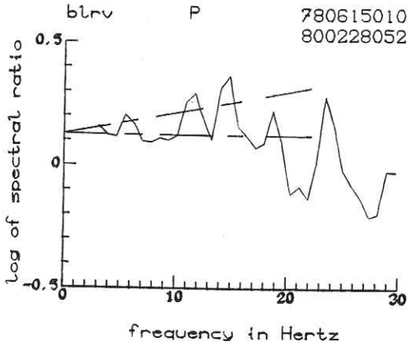


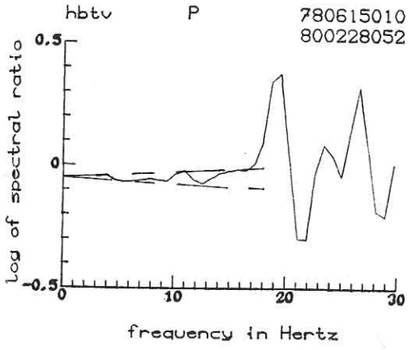
Figure B14a - Rapports spectraux pour les ondes P du doublet C2.
Les lignes en pointillés indiquent la pente minimale et la pente maximale que nous avons considérées.











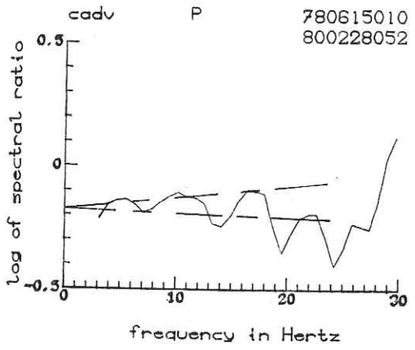
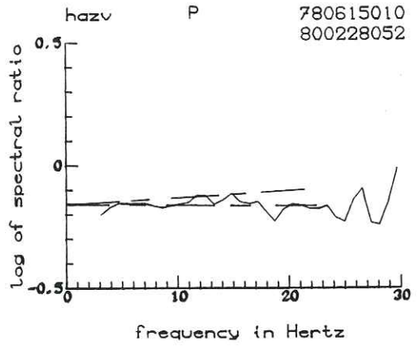
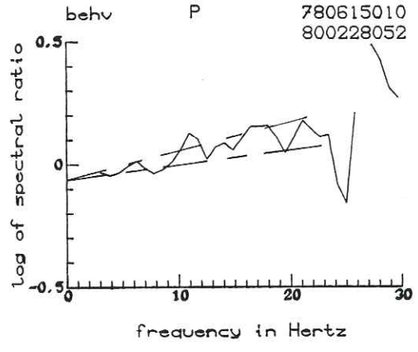
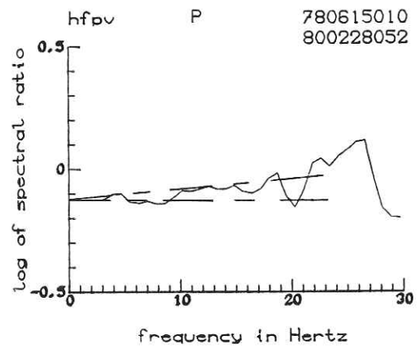
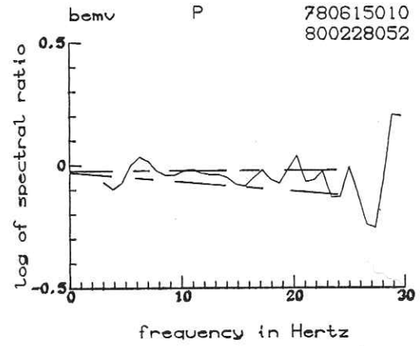


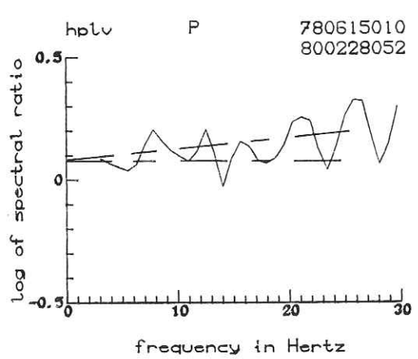
Figure B14a (suite)











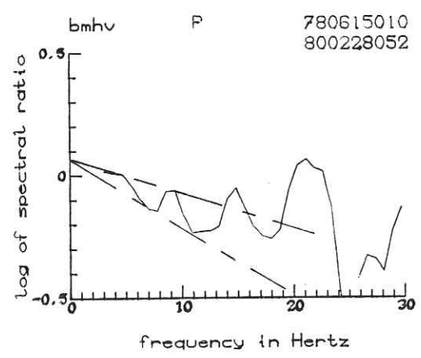
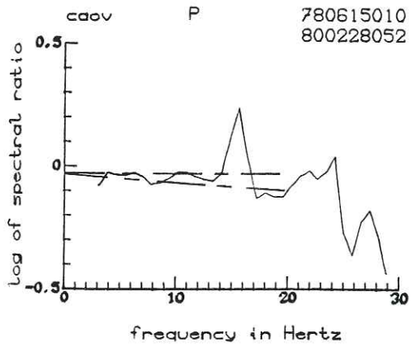
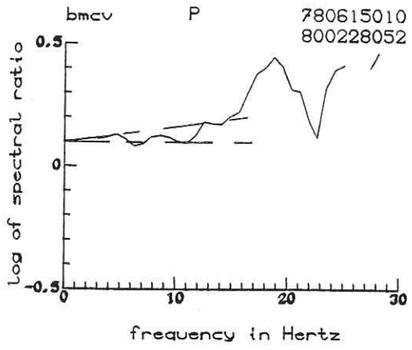
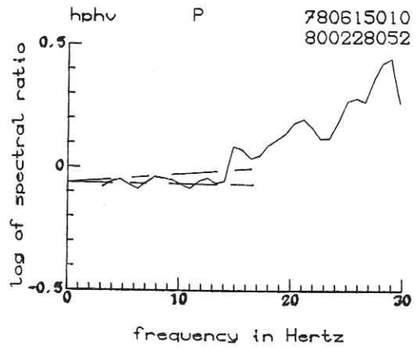
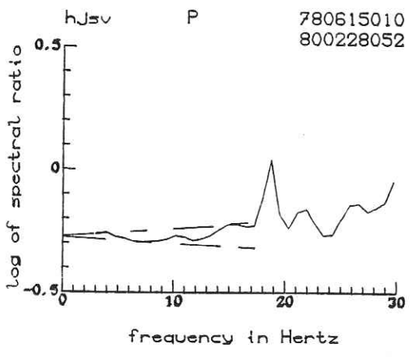


Figure B14a (suite)









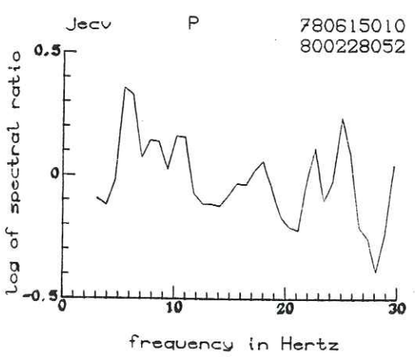
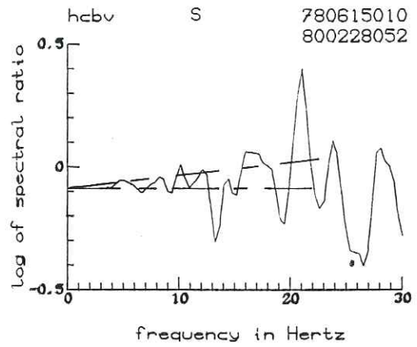
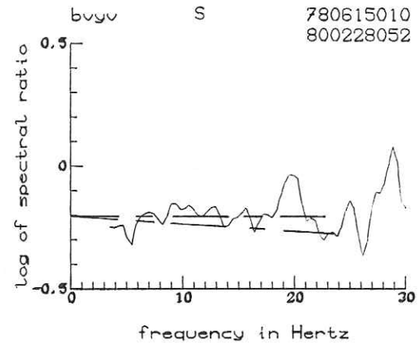
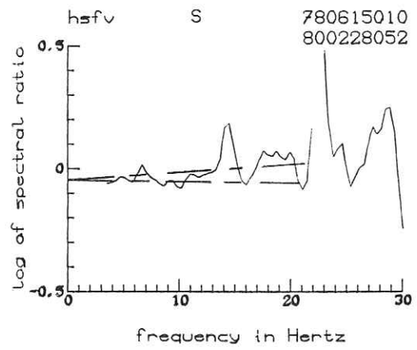
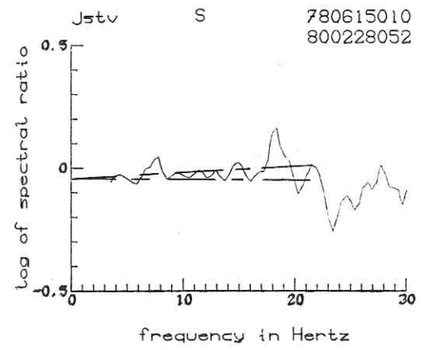


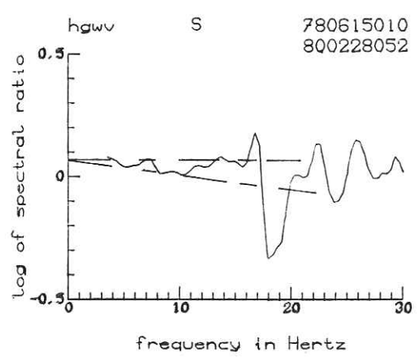
Figure B14a (suite)











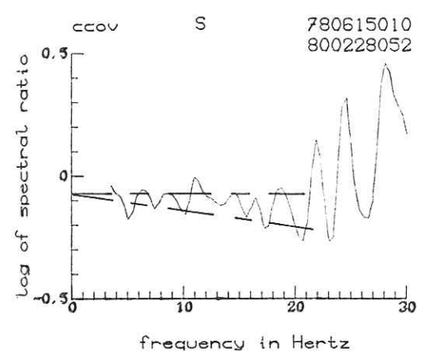
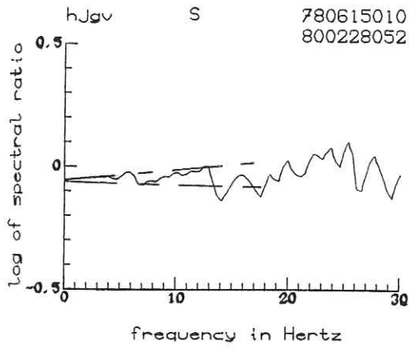
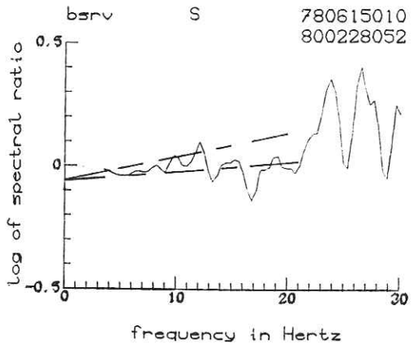
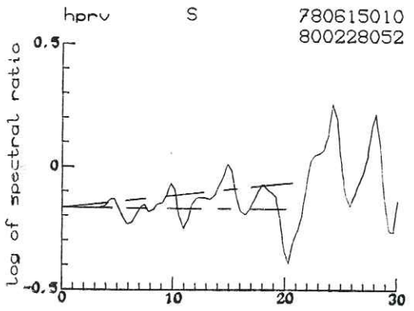
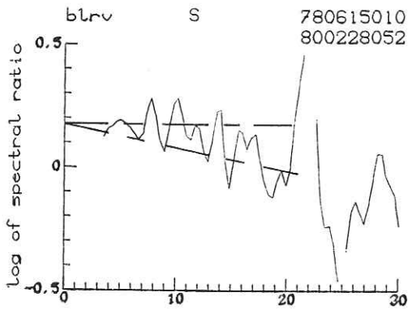


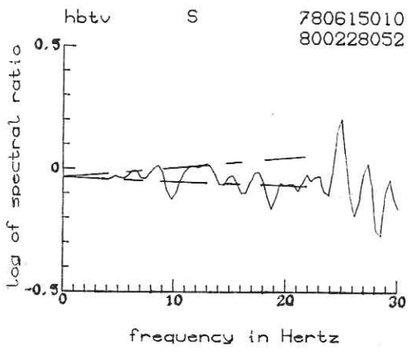
Figure B14b - Rapports spectraux pour les ondes S du doublet C2.











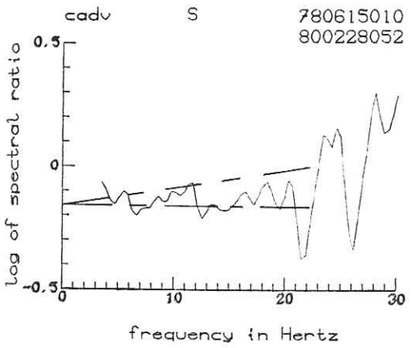
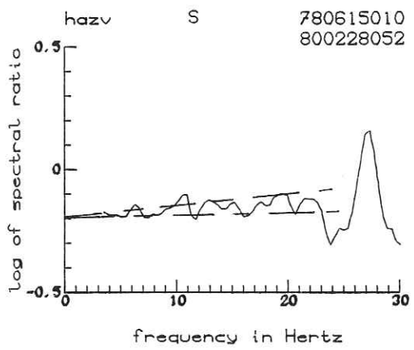
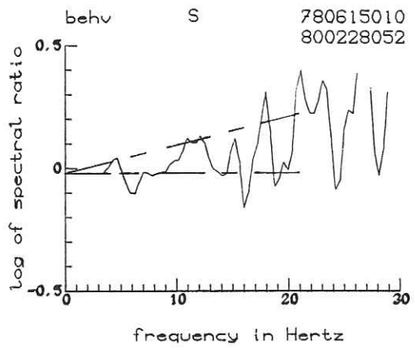
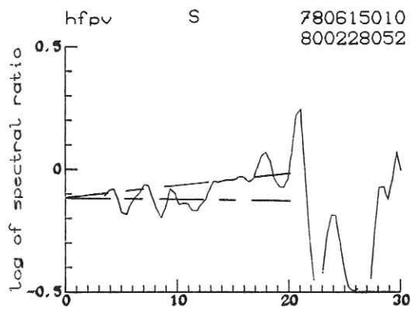
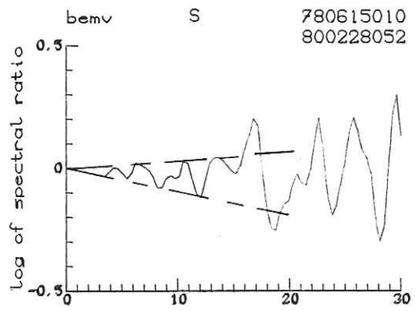


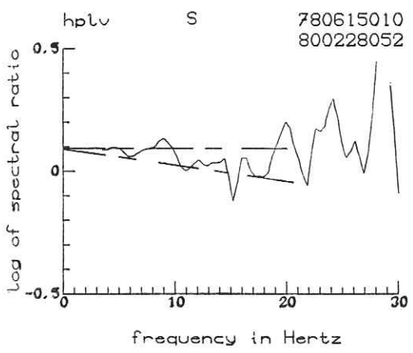
Figure B14b (suite)











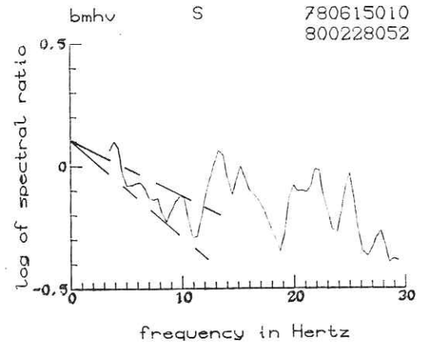
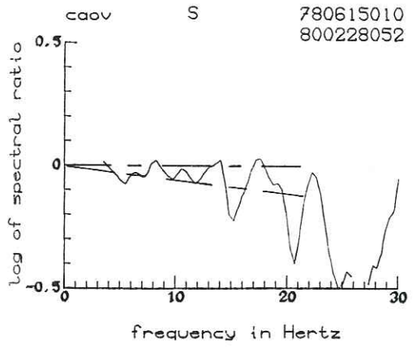
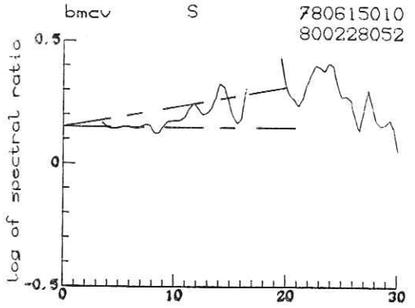
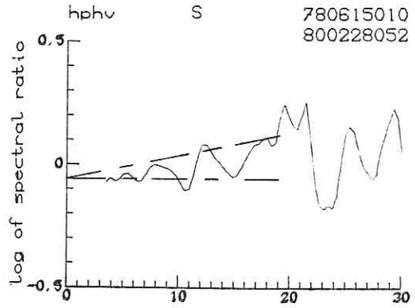
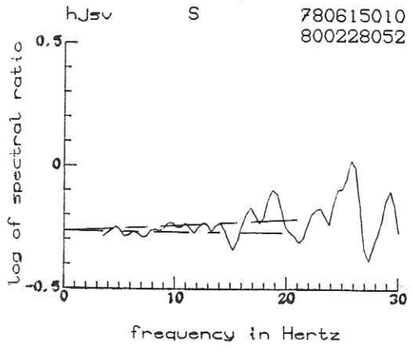


Figure B14b (suite)









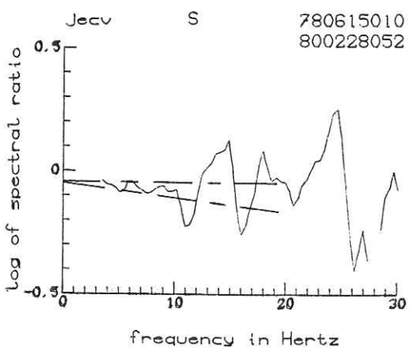
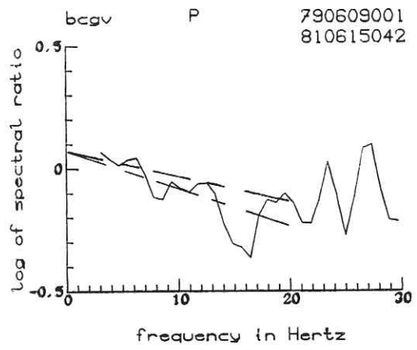
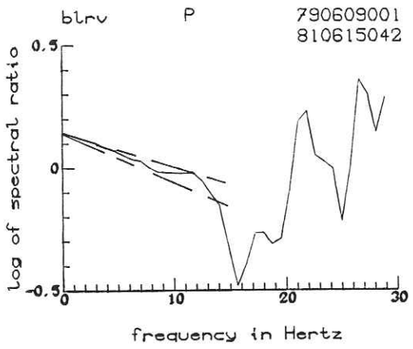
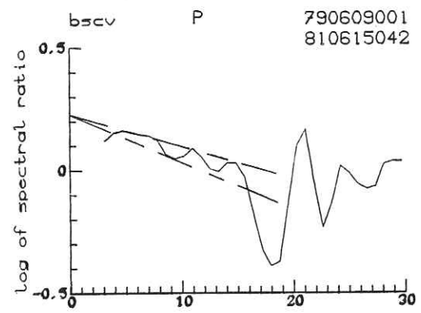
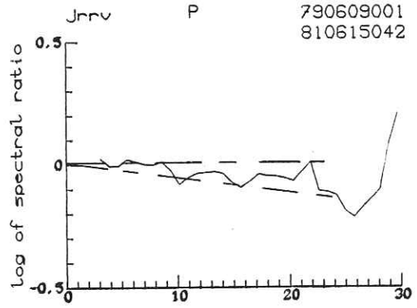


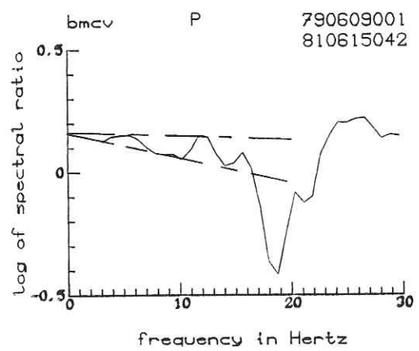
Figure B14b (suite)











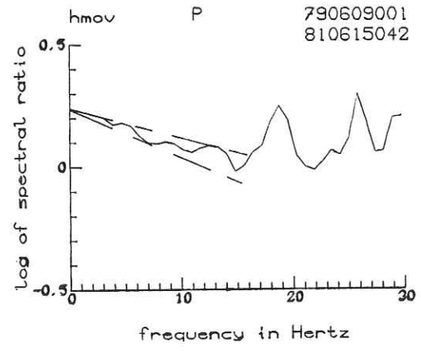
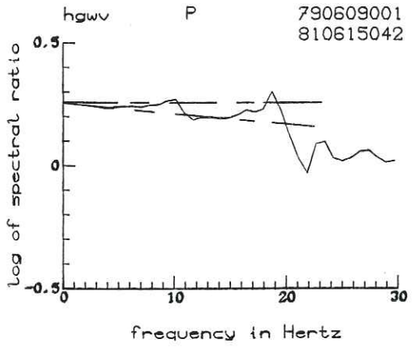
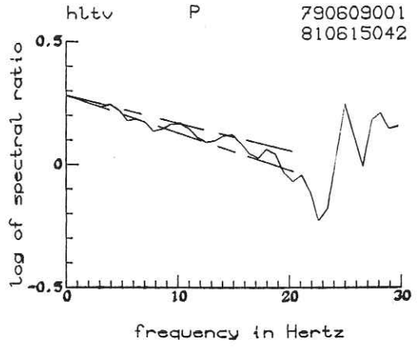
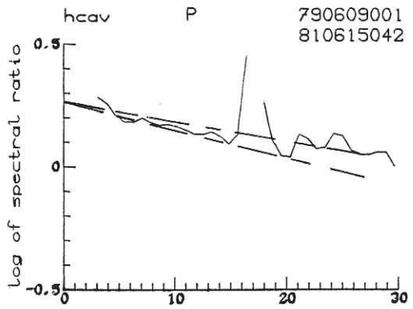


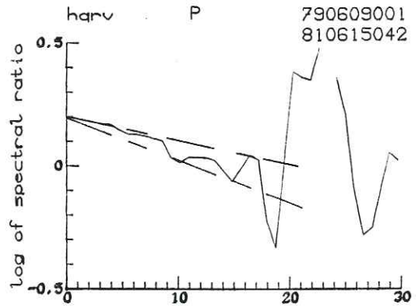
Figure B15a - Rapports spectraux pour les ondes P du doublet S4.

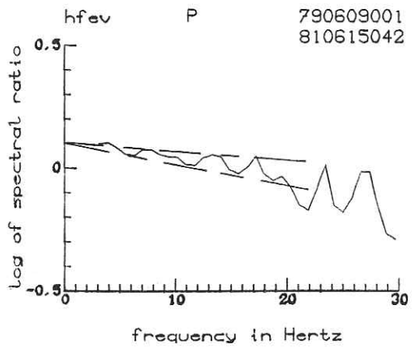
Les lignes en pointillés indiquent la pente minimale et la pente maximale que nous avons considérées.











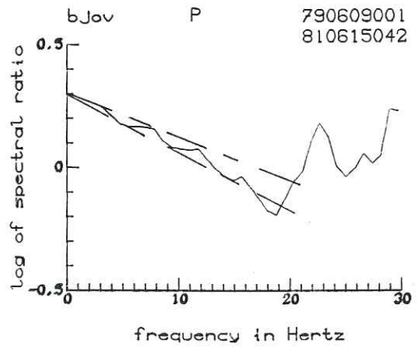
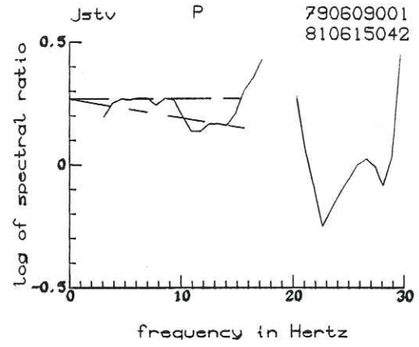
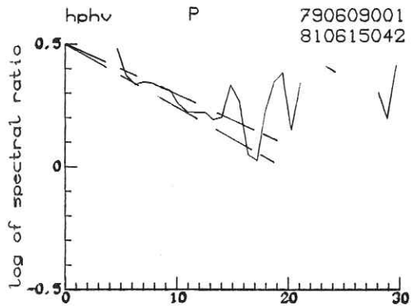
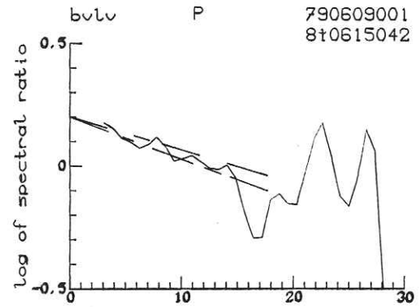
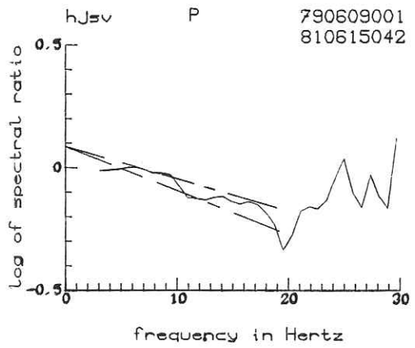


Figure B15a (suite)









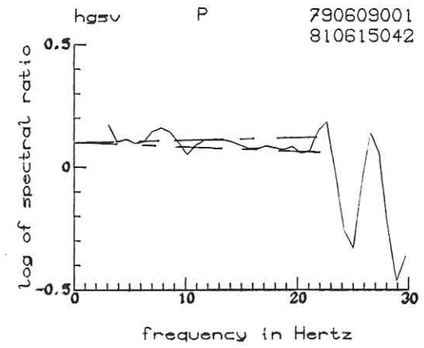
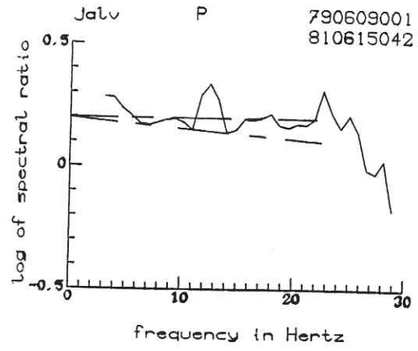
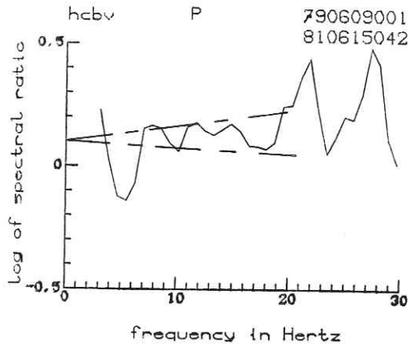
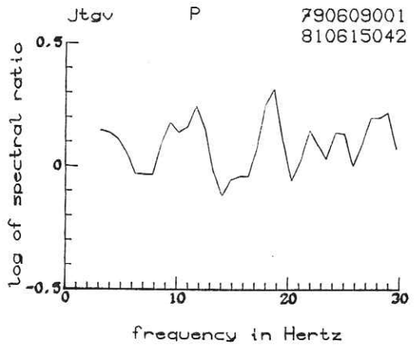


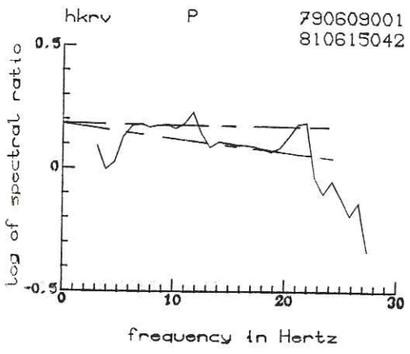
Figure B15a (suite)

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









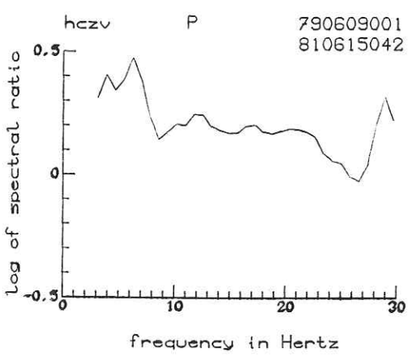
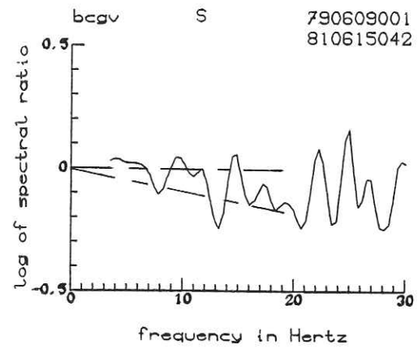
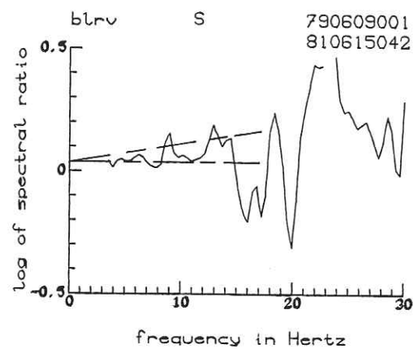
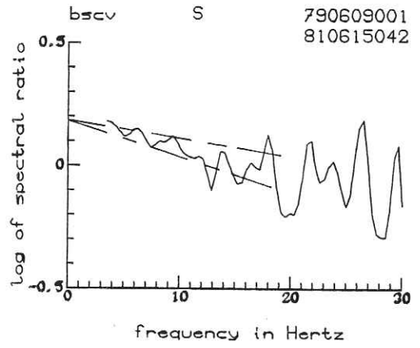
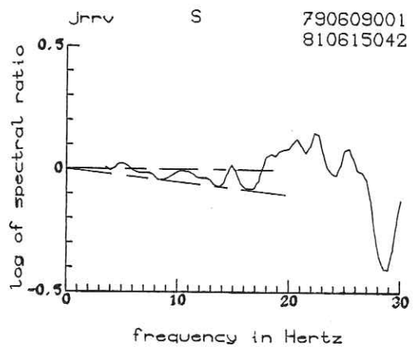


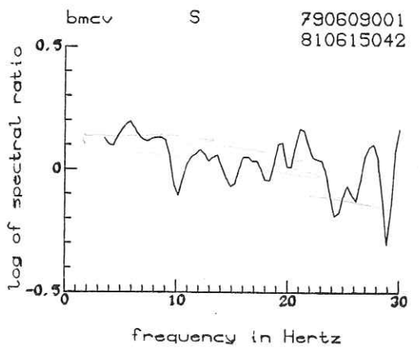
Figure B15a (suite)











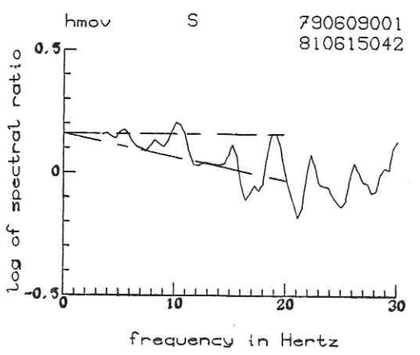
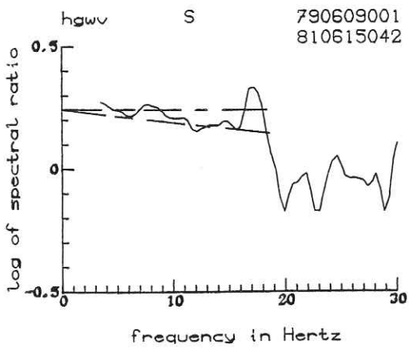
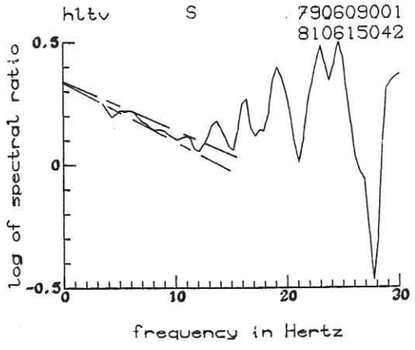
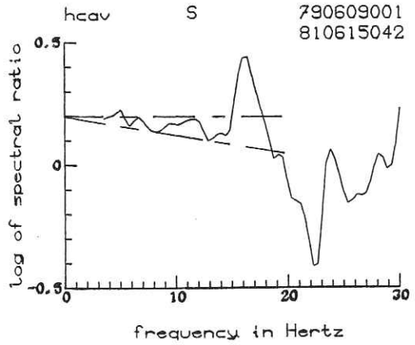
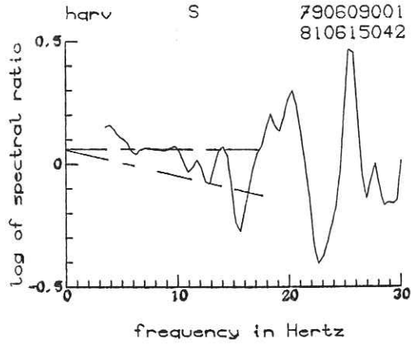


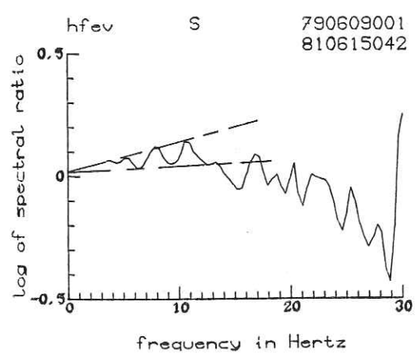
Figure B15b - Rapports spectraux pour les ondes S du doublet S4.











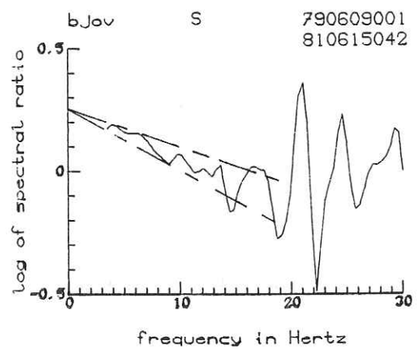
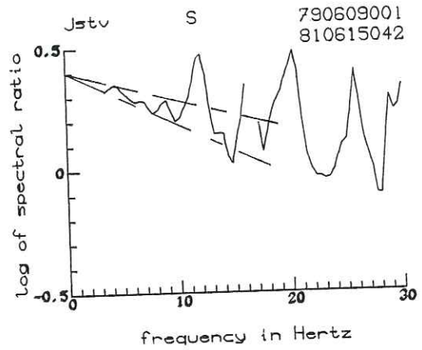
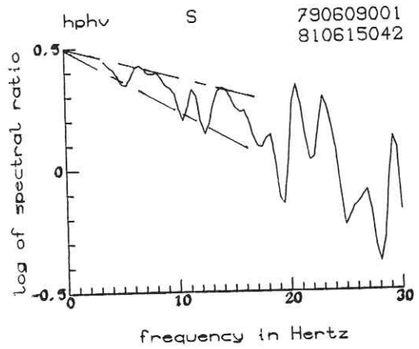
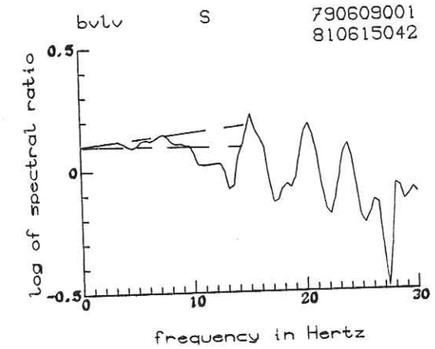
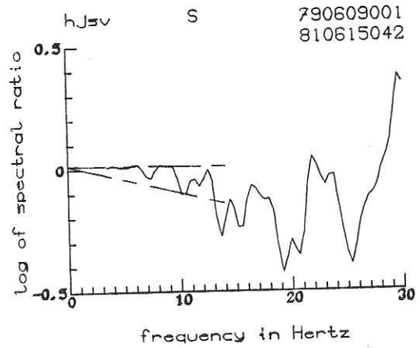


Figure B15b (suite)









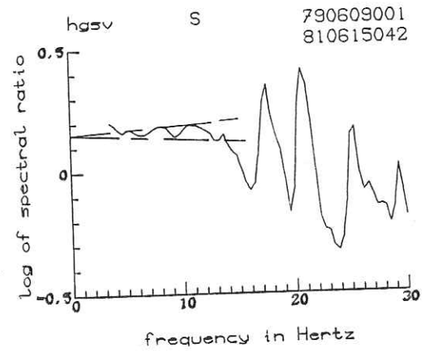
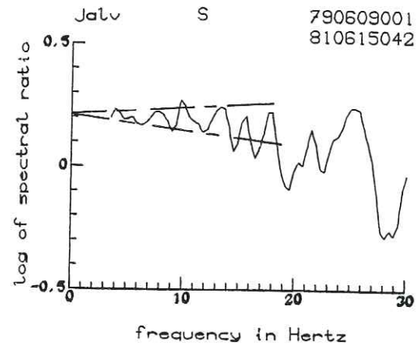
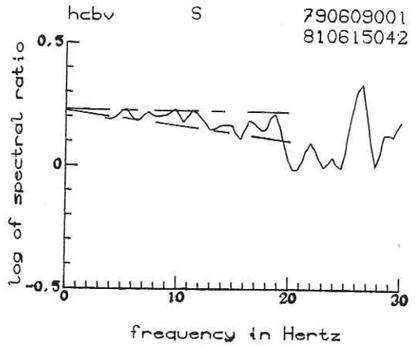
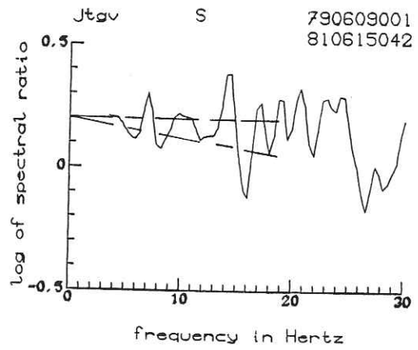
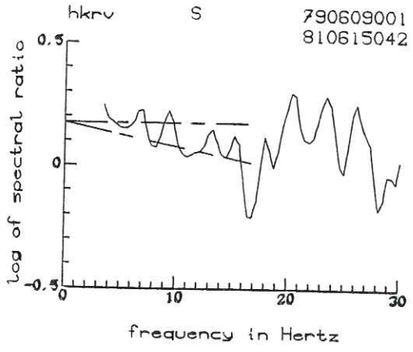


Figure B15b (suite)









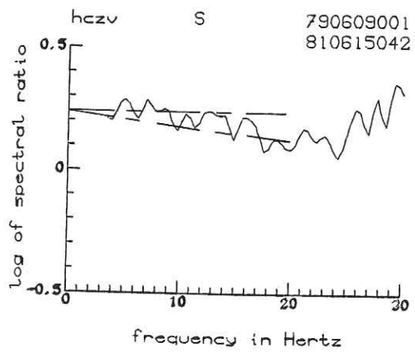


Figure B15b (suite)

Lors de l'étude du filtre de Wiener (cf. partie A), nous avions observé pour la station étudiée, station hgwv du doublet C2, une "raie parasite" à 17 Hz que nous ne pouvions expliquer. Ce phénomène se retrouve sur les rapports spectraux des ondes P, puis des ondes S pour cette station (effet très net sur les ondes S). Nous n'avons toujours pas d'explication quant à son origine mais ceci nous permet de voir comment il est traduit dans les rapports spectraux. Nous pouvons en déduire que les grandes fluctuations observées sur les autres stations sont liées à des phénomènes du même type. Ceci nous confirme dans l'idée qu'il ne faut pas chercher à expliquer des variations très pointues en fréquences, mais plutôt une tendance générale dans le rapport spectral.

Nous mesurons les valeurs de $\frac{\Delta Q_1}{Q_1^2}$. L'interprétation en valeurs relatives $\frac{\Delta Q_1}{Q_1}$ sera faite ultérieurement lors de la discussion des résultats.

$\frac{\Delta Q_1}{Q_1^2} > 0$ signifie que l'atténuation a diminué entre les 2 séismes du doublet.

$\frac{\Delta Q_1}{Q_1^2} < 0$ signifie que l'atténuation a augmenté entre les 2 séismes du même doublet.

Par ailleurs, la droite avec laquelle nous ajustons la courbe de rapport spectral coupe l'axe des ordonnées en un point $I(0, y_I)$. La valeur y_I correspond au logarithme décimal du rapport des facteurs sources, soit $y_I = \log \frac{A_{s1}}{A_{s2}}$.

Les résultats sont présentés dans le tableau A pour le doublet C2 et le tableau B pour le doublet S4. Les valeurs surmontées d'un astérisque sont celles pour lesquelles l'ajustement était difficile, la courbe présentant beaucoup de fluctuations. Ces valeurs sont de ce fait très imprécises.

TABLEAU A

VARIATIONS $\Delta Q_1/Q_1^2$ ET RAPPORTS DES FACTEURS SOURCES POUR LE DOUBLET C2

Stations	Az en deg.	$\Delta Q_1(P)/Q_1^2$ (P) en 10^{-4}		$\Delta Q_1(S)/Q_1^2$ (S) en 10^{-4}		$A_{S1}(P)/A_{S2}(P)$	$A_{S1}(S)/A_{S2}(S)$
		minimum	maximum	minimum	maximum		
hphv	159	0	- 8	0	- 8	0.83	0.87
hazv	229	0	- 5	- 1	- 5	0.69	0.63
hbtv	210	0	- 5	1	- 4	0.87	0.91
hgwv	286	3	- 8	0	7	1.12	1.20
hplv	60	0 *	-11 *	0	7	1.15 *	1.26
hsfv	191	0	4	0	- 2	0.89	0.87
hcbv	255	9	18	0	- 5	0.89	0.81
hprv	264	- 4	4	0 *	- 5 *	0.68	0.69 *
hjgv	207	- 4	-10	0	- 4	0.79	0.85
hjsv	140	- 2	6	0	2	0.55	0.54
hfpv	186	0	- 7	0	- 4	0.76	0.76
bvyv	170	0	- 3	0	2	0.63	0.63
cadv	325	2 *	- 6 *	0	- 4	0.66 *	0.69
jecv	285	-	-	0	3	-	0.89
bmhv	172	15 *	30 *	12 *	23 *	1.15 *	1.26 *
bsrv	188	- 3	- 6	- 2	- 5	0.87	0.89
bmcv	166	0	- 7	0	- 4	1.26	1.41
ccov	329	- 4	-10	0	4	0.79	0.85
blrv	154	0 *	- 7 *	0 *	5 *	1.32 *	1.51 *
jstv	311	- 1	1	0	1	0.89	0.91
caov	351	0	2	0	3	0.95	1.00
behv	143	- 6	-11	0 *	- 5 *	0.85	0.95 *
bcmv	137	0	3	- 1 *	4 *	0.98	1.00 *

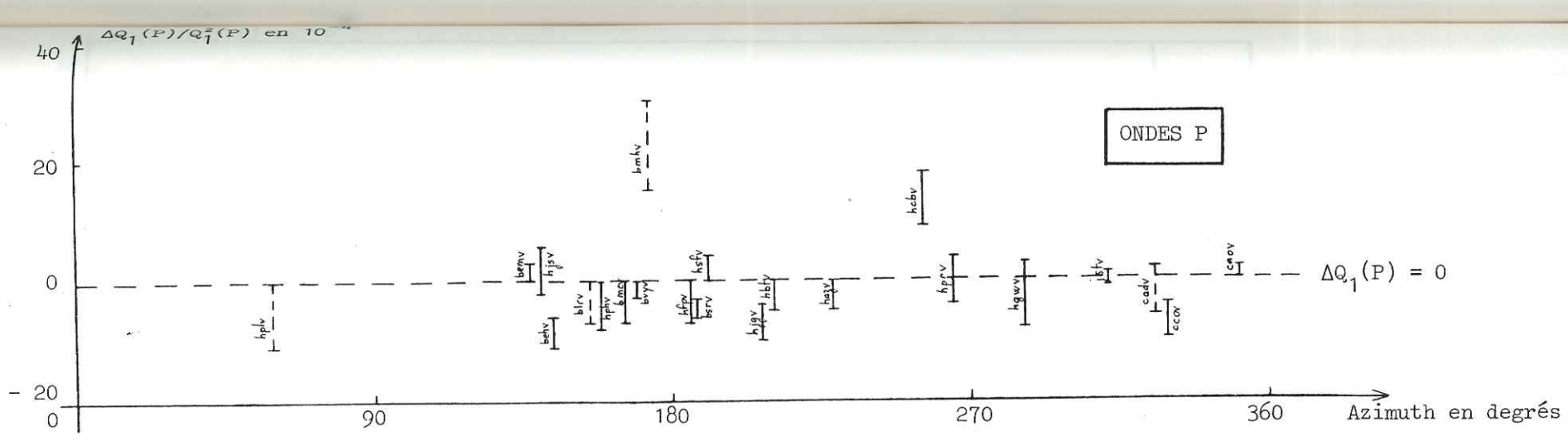


Figure B17a - Variations $\Delta Q_1/Q_1^2$ en fonction de l'azimuth pour le doublet C2.

Pour chaque station, nous avons représenté l'intervalle $[\min \Delta Q_1/Q_1^2 , \max \Delta Q_1/Q_1^2]$. Les barres verticales en pointillés correspondent aux résultats incertains.

La droite horizontale en pointillés traduit une absence de variation de Q_1.

La figure du dessus est relative aux ondes P, celle du dessous relative aux ondes S.

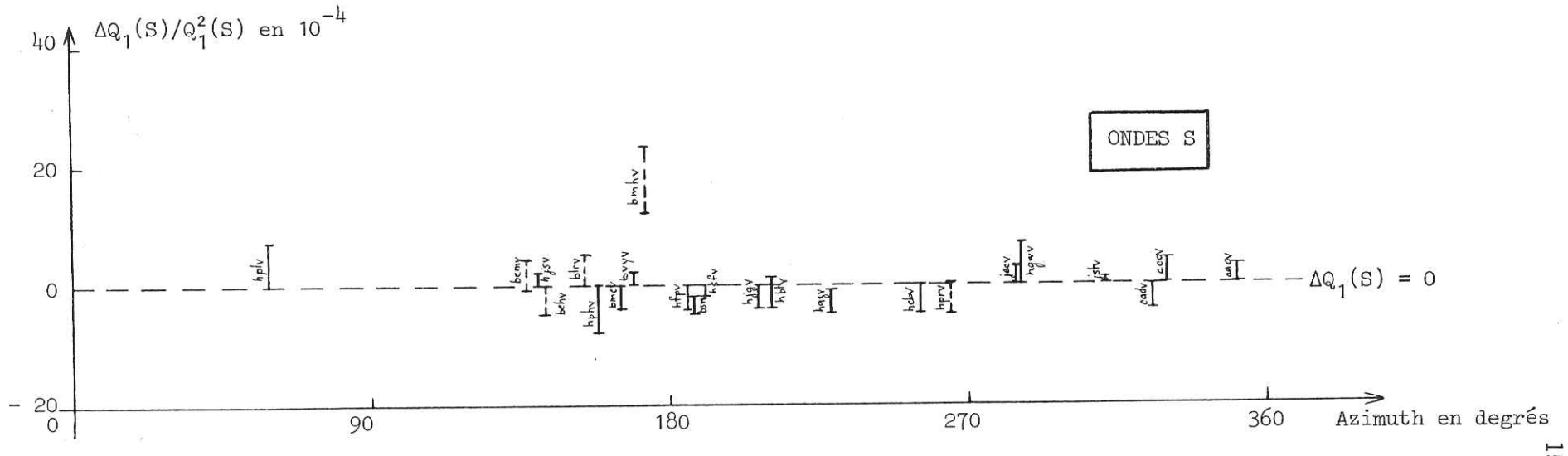
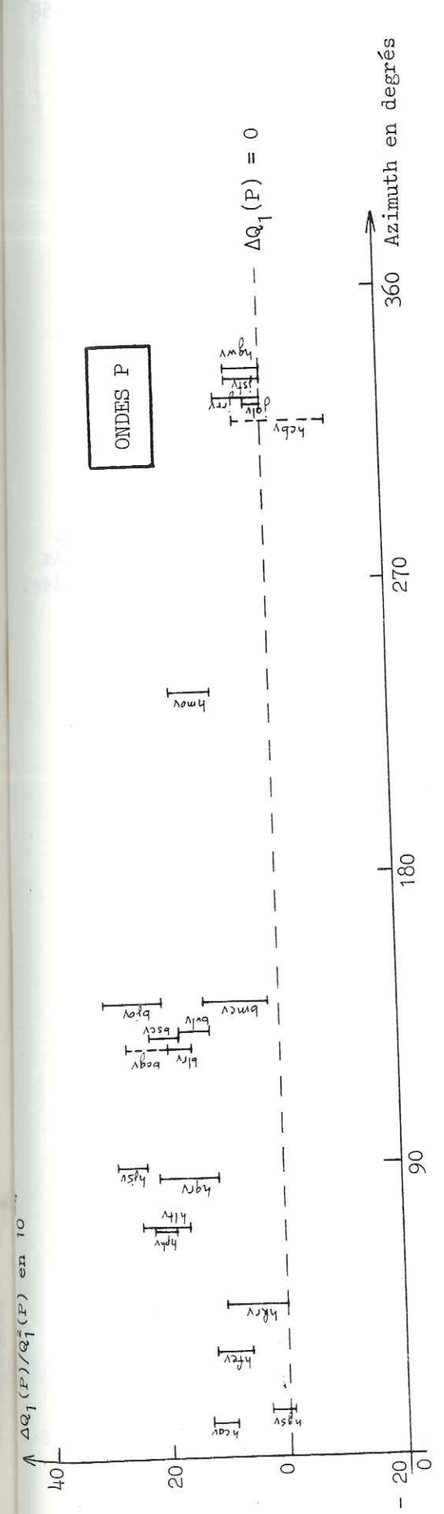


TABLEAU B

VARIATIONS $\Delta Q_1/Q_1^2$ ET RAPPORTS DES FACTEURS SOURCES POUR LE DOUBLET S4

Stations	Az en deg.	$\Delta Q_1(P)/Q_1^2$ (P) en 10^{-4}		$\Delta Q_1(S)/Q_1^2$ (S) en 10^{-4}		$A_{S1}(P)/A_{S2}(P)$	$A_{S1}(S)/A_{S2}(S)$
		minimum	maximum	minimum	maximum		
hphv	71	18	23	6	13	1.58	1.58
hkrv	47	0	10	0 *	10 *	1.51	1.51 *
hcbv	317	5 *	-11 *	0	4	1.26 *	1.66
hjsv	91	23	28	0	9	1.15	1.05
bcgv	126	19 *	26 *	0	8	1.15 *	1.00
hltv	71	16	24	14	18	1.90	2.09
hfev	33	6	12	- 2	-10	1.26	1.05
hcav	11	9	13	0	5	1.78	1.58
bmcv	140	2	13	-	-	1.41	-
hgwv	335	0	6	0	3	1.78	1.70
hczv	293	-	-	0	4	-	1.74
hqrv	87	11	21	0	7	1.58	1.15
blrv	126	15	19	0	- 3	1.38	1.10
bjov	140	20	30	11	17	2.00	1.70
bscv	129	17	22	6	9	1.66	1.51
hjsv	14	- 1	3	1	- 2	1.26	1.41
jrrv	326	0	8	0	3	1.02	1.00
jtgv	307	-	-	0 *	3 *	-	1.58 *
bvlv	131	12	17	0 *	- 3 *	1.58	1.26 *
hmov	235	10	17	0 *	4 *	1.70	1.41 *
jalv	323	0	3	- 1	2	1.58	1.58
jstv	331	0	6	5 *	9 *	1.82	2.51 *



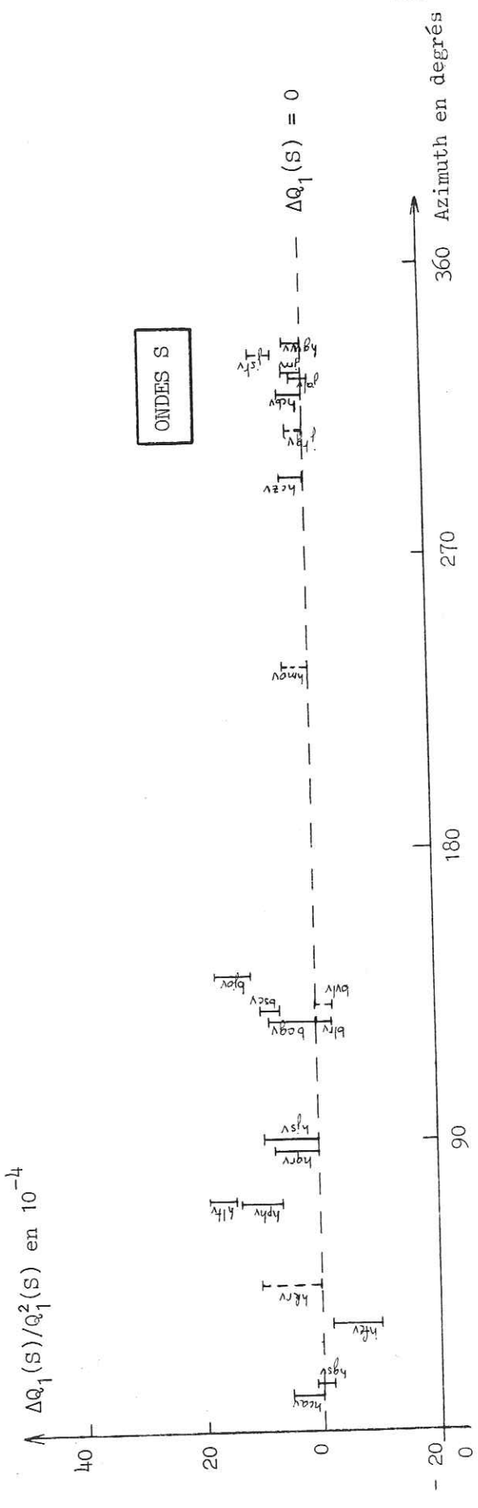


Figure B17b - Variations $\Delta Q_1/Q_1^2$ en fonction de l'azimuth pour le doublet S4 (même légende que pour la figure B17a).

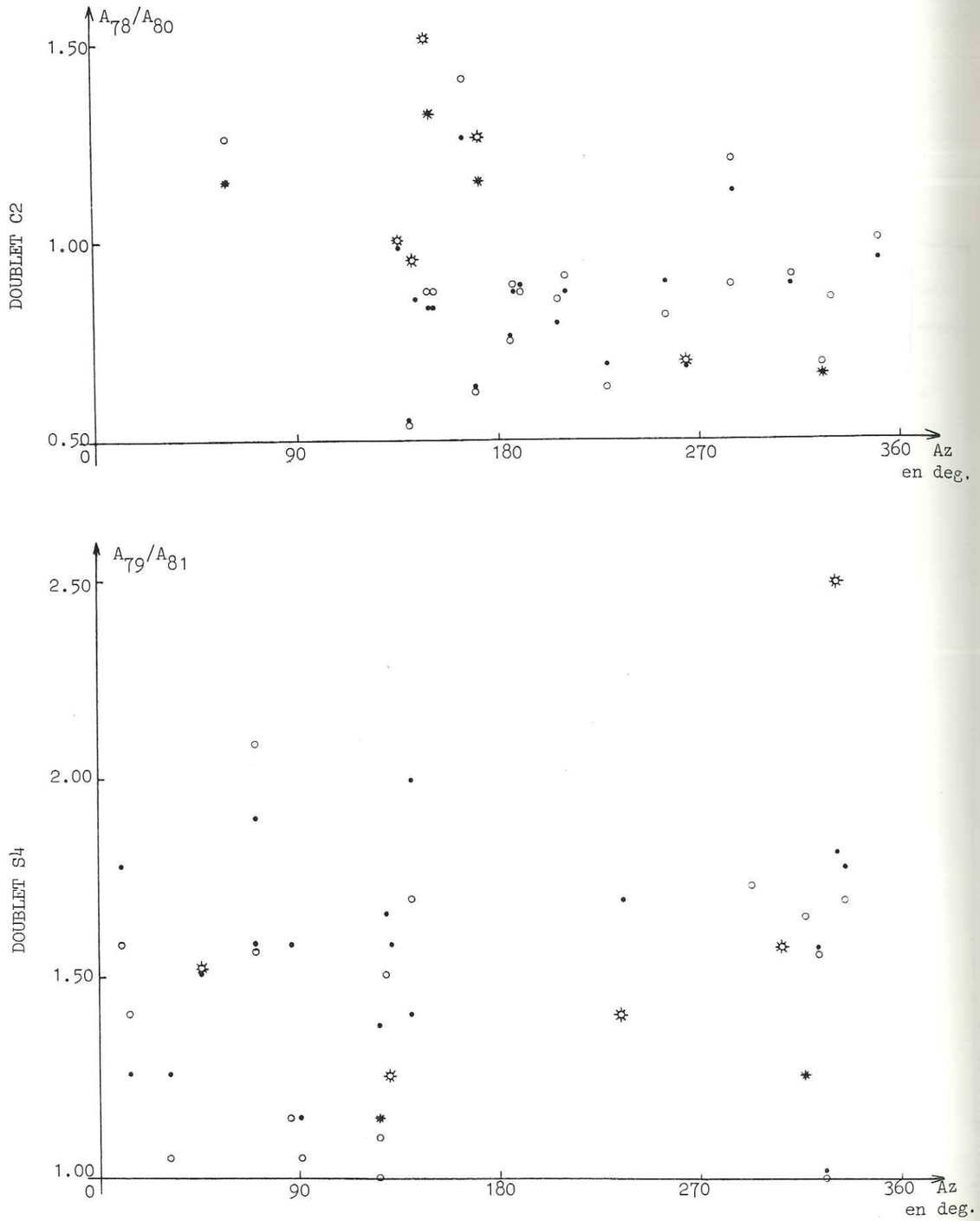


Figure B18 - Rapports des facteurs sources A_{S1}/A_{S2} en fonction de l'azimuth pour chacun des doublets et pour les différents trains d'ondes :

- • *ondes P*
- ○ *ondes S*
- ✱ *résultats incertains ondes P*
- ✲ *résultats incertains ondes S*

Dans les figures B 17 et B 18, nous avons reporté, pour chacun des doublets et chaque type d'ondes étudiées, les valeurs trouvées pour $\Delta Q_1 / Q_1^2$ et le rapport des facteurs sources A_{s1}/A_{s2} en fonction de l'azimuth des stations. Pour les figures relatives à ΔQ_1, nous avons tracé une courbe en pointillés traduisant l'absence de variations d'atténuation (i.e. $\Delta Q_1 = 0$).

Plusieurs remarques s'imposent à la vue de ces résultats :

1) les comportements pour les ondes S ou pour les ondes P sont similaires ;

2) les variations $\Delta Q/Q^2$ sont en général plus faibles pour les ondes S que pour les ondes P. Ceci pourrait être un indice de $Q_s > Q_p$ ou bien d'un phénomène affectant plus les ondes P que les ondes S (saturation partielle en eau par exemple) ;

3) il ne semble pas y avoir de phénomène de directivité des sources pour chacun des doublets (cf. figure B 18 rapports des sources).

Ces observations générales étant faites, examinons le cas de chaque doublet. Nous ne tenons pas compte des résultats incertains (barres verticales en pointillés).

DOUBLET C2

Que ce soit sur les ondes P ou les ondes S, il est difficile d'observer une tendance très nette, indiquant une variation du facteur Q (valeurs très proches de l'absence de variations). Néanmoins, quelques stations (4) présentent une variation ΔQ_p négative et une station a un comportement anormal par rapport à la tendance du groupe avec une variation $\Delta Q_p > 0$ (station hcbv).(cf. fig. B 17 a)

Nous avons reporté sur la carte suivante la valeur moyenne de $\frac{\Delta Q_p}{Q_p^2}$ pour chaque station (la valeur moyenne est calculée comme la moyenne arithmétique du minimum et du maximum observés). Les triangles

pleins sont les stations pour lesquelles $|\Delta Q_p|$ est supérieure strictement à 0. Les triangles vides sont les stations pour lesquelles ΔQ_p peut être nul. Un signe - indique une décroissance du facteur Q_p.

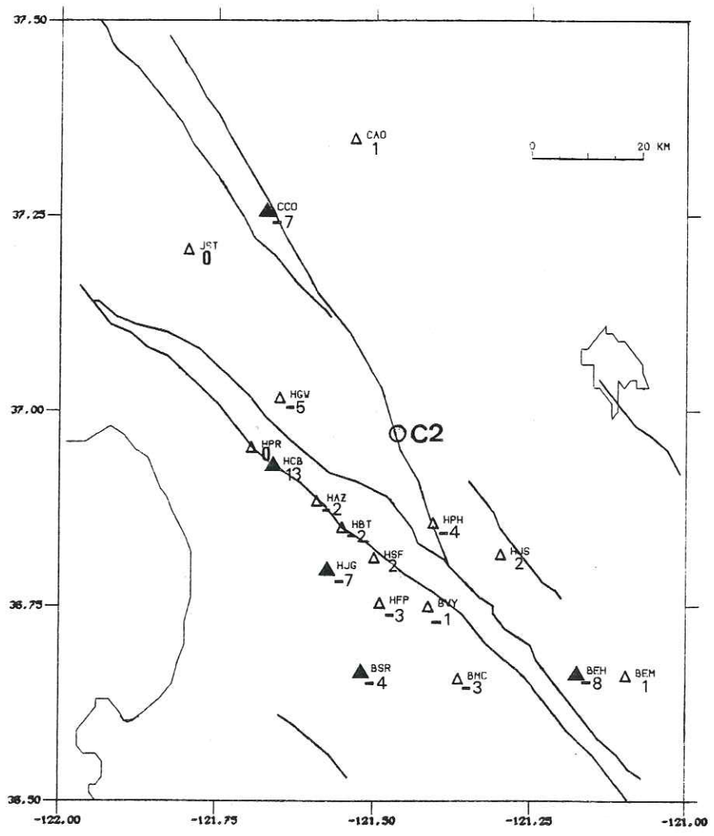


Figure B19 - Valeurs moyennes des variations $\Delta Q(P)/Q^2(P)$ pour le doublet C2.

Légende : ▲ Stations pour lesquelles $|\Delta Q(P)| > 0$

△ Stations pour lesquelles $|\Delta Q(P)| \geq 0$

Un signe négatif indique une décroissance du facteur Q.

(valeurs exprimées en 10^{-4})

Il est impossible de localiser une zone présentant une variation marquée du facteur Q_p. Cependant, il semblerait qu'il y ait eu décroissance du facteur de qualité entre les 2 séismes du doublet C2 bien qu'il soit difficile de quantifier ce changement. L'atténuation des ondes P aurait donc augmenté entre le séisme de 78 et le séisme de 80 dans cette région.

En ce qui concerne les variations de Q_s, seules 2 stations semblent indiquer de façon nette une diminution du facteur Q_s (bsrv et hazv ; bsrv présentait déjà une diminution du facteur Q_p). De même, de façon qualitative, on peut essayer de dégager une tendance montrant une diminution du facteur Q_s. Il faut cependant considérer ces résultats avec prudence. C'est la raison pour laquelle nous n'avons pas reporté sur une carte les valeurs moyennes de $\Delta Q_s/Q_s^2$.

DOUBLET S4

Une tendance très nette se dégage en ce qui concerne $\Delta Q_p/Q_p^2$. Toutes les stations situées dans un azimuth compris entre 70° et 140° présentent un $\Delta Q_p > 0$. Par ailleurs, 3 autres stations hcav, hfev, hmov d'azimuths respectifs 11°, 33°, 235° montrent le même comportement bien qu'il soit difficile d'en tirer une conclusion (d'autres stations dans des azimuths voisins n'ont pas de $\Delta Q_p > 0$; la station hmov est la seule dans cet azimuth).(cf. fig. B 17b)

La carte suivante des valeurs moyennes de $\Delta Q_p/Q_p^2$, avec les mêmes symboles que précédemment, permet de visualiser les résultats.

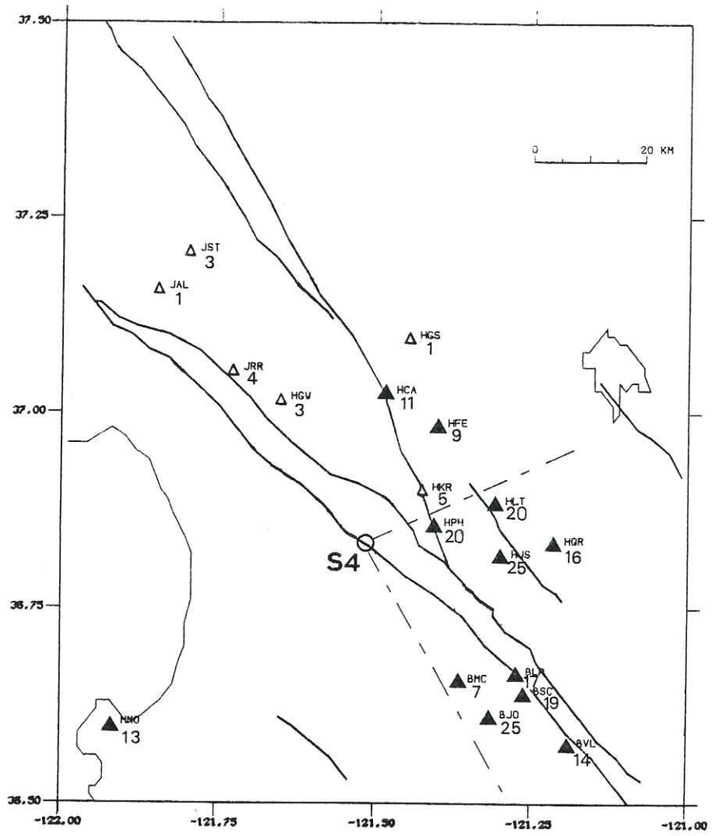


Figure B20 - Valeurs moyennes des variations $\Delta Q(P)/Q^2(P)$ pour le doublet S4 (cf figure B19 pour légende). (valeurs exprimées en 10^{-4})

Les demi-droites en pointillés délimitent la zone dans laquelle il y aurait eu augmentation du facteur de qualité Q_p, entraînant une diminution de l'atténuation des ondes P, pendant l'intervalle de temps séparant les 2 séismes du doublet S4.

En ce qui concerne les variations du facteur de qualité Q_s, il est beaucoup plus difficile de mettre en évidence une tendance systématique. On observe de même une augmentation de Q_s mais sur un nombre beaucoup plus réduit de stations (4 au lieu de 9). Par ailleurs, la station hfev présente un comportement anormal par rapport aux autres stations : $\frac{\Delta Q_s}{Q_s^2}$ est négatif (valeur moyenne - 6). C'est l'unique station de ce type. Nous avons fait figurer sur la carte présentée ci-après les valeurs moyennes de $\frac{\Delta Q_s}{Q_s^2}$.

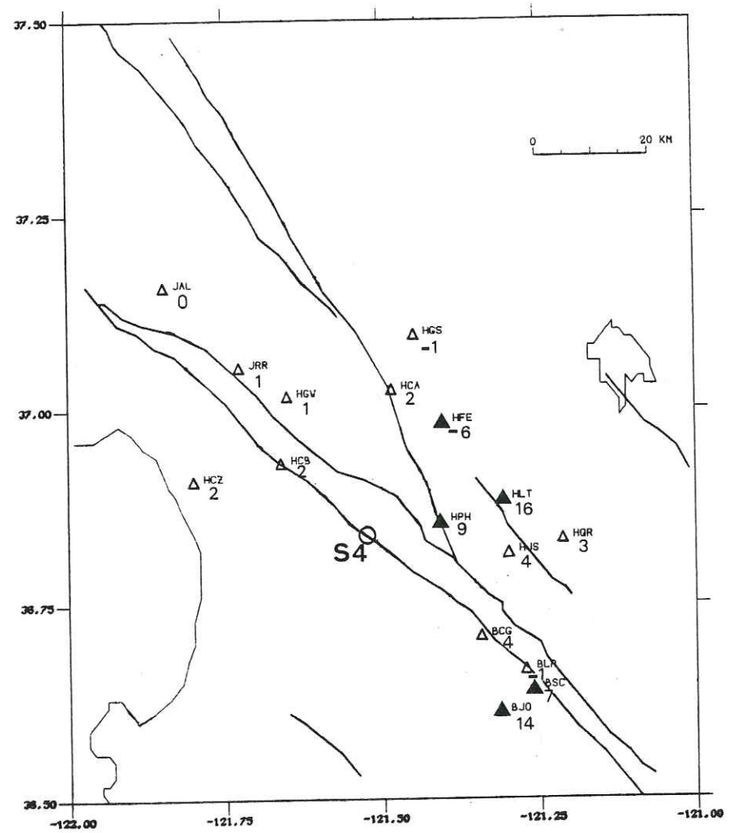


Figure B21 - Valeurs moyennes des variations $\Delta Q(S)/Q^2(S)$ pour le doublet S4 (cf figure B19 pour légende). (valeurs exprimées en 10^{-4})

Après avoir interprété les variations observées sur les rapports spectraux en termes de changements de l'atténuation du milieu, il nous faut maintenant envisager la seconde interprétation possible liée à des mécanismes au foyer différents. Ce sera l'objet du paragraphe suivant.

3 - Variations de sources pour les doublets C2 et S4

Les pentes observées sur les rapports spectraux sont peut être simplement la conséquence d'un effet de sources. En effet, bien que les sources soient très similaires (moments sismiques voisins, distance les

séparant inférieure ou égale à 10 mètres), les mécanismes au foyer des 2 séismes sont peut être légèrement différents.

Nous avons donc cherché à estimer à l'aide de modèles théoriques simples l'effet que pouvait produire un changement dans les sources sismiques d'un doublet.

Nous avons considéré les 2 modèles théoriques d'Aki (1967) donnant le spectre du déplacement en champ lointain :

- modèle en f^3 : $$\Omega(f) = \frac{\Omega(0)}{\left[1 + (\frac{f}{f_c})^2\right]^{3/2}}$$

- modèle en f^2 : $$\Omega(f) = \frac{\Omega(0)}{\left[1 + (\frac{f}{f_c})\right]^2}$$

$\Omega(0)$: valeur du niveau plat
f_c : fréquence coin
$\Omega(f)$: spectre du déplacement en champ lointain

Pour chacun de ces modèles, nous cherchons à évaluer la variation de fréquence coin Δf_c entre les 2 sources susceptible d'expliquer les pentes observées sur les rapports spectraux.

Si l'on schématise le spectre à la source sous la forme suivante :

$$A_s(f) = \frac{\Omega(0)}{\left[1 + (\frac{f}{f_c})^m\right]^n}$$

(les coefficients m et n dépendent du modèle choisi) et que l'on fait l'hypothèse $\Delta f_c \ll f_c$ (la variation de la fréquence coin est faible par rapport à la valeur de la fréquence coin), on obtient le logarithme du rapport des facteurs sources des 2 séismes par :

$$\log\left[\frac{A_{s1}(f)}{A_{s2}(f)}\right] \simeq \log\frac{\Omega_1(0)}{\Omega_2(0)} - \frac{mn\ f_c\ f_c^m}{f_c^{m+1} + f_c f^m}$$

Cette hypothèse de faible variation de fréquence coin se justifie d'après l'étude des sources sismiques faite dans le chapitre précédent. En effet, lors de l'analyse de chaque doublet, les spectres de déplacement du sol de chacun des séismes étaient très similaires. En superposant les spectres, que ce soit pour les ondes S ou les ondes P, on observait de petites différences. Ceci nous permet de penser que s'il y a eu variation de la fréquence coin, celle-ci est sûrement inférieure à 2 Hz.

A l'aide de cette formulation théorique, nous avons réalisé les abaques de chacun des modèles dont 2 exemples sont présentés ci-dessous :

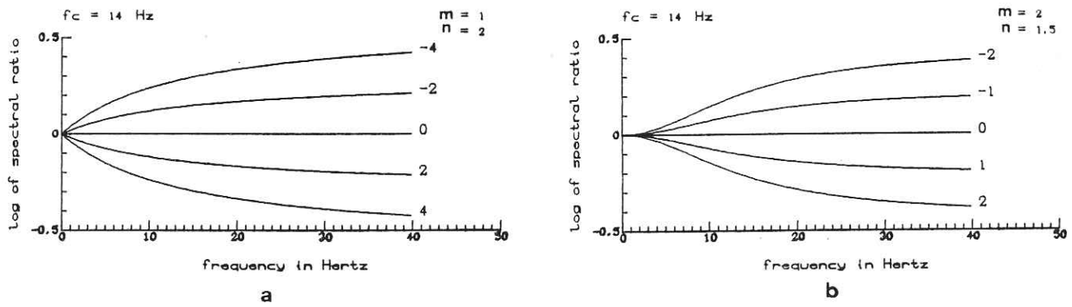


Figure B22 - Abaques représentant la variation du logarithme du rapport spectral en fonction de la fréquence pour une fréquence coin f_c donnée et diverses valeurs de variations de fréquence coin Δf_c dans le cas de 2 modèles théoriques :

a - modèle en f^2 (m = 1, n = 2)
b - modèle en f^3 (m = 2, n = 1.5)

L'ajustement des rapports spectraux observés par ces abaques suppose la connaissance de la valeur de la fréquence coin. Nous nous sommes appuyés sur les valeurs trouvées précédemment lors de l'étude des sources sismiques. Pour les stations dont les spectres de déplacement ne permettaient pas l'évaluation de la valeur de f_c, nous avons choisi

TABLEAU C

VARIATIONS DE FREQUENCES COINS POUR LE DOUBLET C2

Stations	Az en deg.	Modèle en f^2				Modèle en f^3			
		$\Delta f_c(p)$ en Hz	$A_{S1}(P)/A_{S2}(P)$	$\Delta f_c(S)$ en Hz	$A_{S1}(S)/A_{S2}(S)$	$\Delta f_c(P)$ en Hz	$A_{S1}(P)/A_{S2}(P)$	$\Delta f_c(S)$ en Hz	$A_{S1}(S)/A_{S2}(S)$
hphv	159	0	0.87	- 1	0.71	0	0.87	- 0.5	0.79
hazv	229	0	0.69	- 0.5	0.59	0	0.69	0	0.66
hbtv	210	0	0.89	0	0.93	0	0.89	0	0.93
hgwv	286	- 1	1.10	1	1.44	0	1.12	0	1.10
hplv	60	- 1	1.15	1	1.51	- 1	1.10	0.5	1.38
hsfv	191	0.5	0.91	- 0.5	0.83	0.5	0.91	0	0.89
hcbv	255	2	0.98	- 0.5	0.76	1	0.89	0	0.85
hprv	264	1	0.74	- 1	0.52	0.5	0.71	0	0.69
hjgv	207	- 2	0.69	0	0.89	- 0.5	0.79	0	0.89
hjsv	140	- 1	0.48	0	0.55	- 0.5	0.50	0	0.54
hfpv	186	- 1	0.71	- 0.5	0.74	- 0.5	0.72	0	0.76
bvyv	170	0	0.63	- 1	0.47	0	0.63	0	0.63
cadv	325	1	0.76	- 0.5	0.65	0.5	0.72	0	0.71
jecv	285	-	-	1	1.10	-	-	0	0.83
bmhv	172	4	1.26	2	1.41	2	1.10	1	1.12
bsrv	188	- 1	0.87	- 1	0.74	- 0.5	0.87	- 0.5	0.79
bmcv	166	- 1	1.23	- 0.5	1.32	- 1	1.26	0	1.41
ccov	329	- 2	0.71	1	1.10	- 1	0.79	0	0.79
blrv	154	- 2	1.15	1	1.91	- 1	1.26	0.5	1.78
jstv	311	0	0.89	0	0.93	0	0.89	0	0.95
caov	351	0	0.89	0	0.91	0	0.89	0	0.91
behv	143	- 1	0.91	- 1	1.41	- 1	0.89	- 0.5	0.79
bemv	137	2	1.26	1	1.26	0.5	1.00	0.5	1.15

une valeur de référence égale à la valeur moyenne des fréquences coins pour le séisme étudié.

Nous présentons dans les tableaux C et D les valeurs trouvées pour la variation de f_c et le rapport des facteurs sources correspondant suivant les 2 modèles utilisés. Pour certaines stations, nous avons indiqué $\Delta f_c = 0$. Ceci ne signifie pas que la pente du rapport spectral est nulle mais que la variation de fréquence coin trouvée est inférieure en valeur absolue à 0.5 Hz.

$\Delta f_c > 0$ signifie qu'il y a augmentation de la fréquence coin entre le ler séisme et le 2ème séisme d'un doublet.

$\Delta f_c < 0$ signifie qu'il y a diminution.

A la vue de ces résultats, on peut écarter le modèle en f^2 car il conduit à des variations de fréquence coin trop grandes (effet très net pour le doublet S4).

Le modèle en f^3 conduit à :

* $0 \leqslant |\Delta f_c(P)| \leqslant 1$ pour le doublet C2

Il semblerait qu'il y ait eu diminution de la fréquence coin entre les 2 événements (résultat cohérent avec une augmentation de magnitude entre le ler et le 2ème séisme). La variation est en général beaucoup plus faible en ce qui concerne les ondes S.

* $0 \leqslant \Delta f_c(P) \leqslant 2$ pour le doublet S4

Ceci traduirait une augmentation de la fréquence coin entre les 2 séismes (la magnitude du 2ème séisme de ce doublet est plus faible).

Sur la figure B 23 , nous avons tracé, en fonction de l'azimuth des stations, les rapports des facteurs sources trouvés pour chacun des doublets afin d'observer une éventuelle directivité des sources.

TABLEAU D

VARIATIONS DE FREQUENCES COINS POUR LE DOUBLET S4

Stations	Az en deg.	Modèle en f^2			Modèle en f^3		
		$\Delta f_c(P)$ en Hz	$A_{S1}(P)/A_{S2}(P)$	$\Delta f_c(S)$ en Hz	$\Delta f_c(P)$ en Hz	$A_{S1}(P)/A_{S2}(P)$	$\Delta f_c(S)$ en Hz	$A_{S1}(S)/A_{S2}(S)$
hphv	71	4	1.73	3	2	1.81	1	1.65
hkrv	47	3	2.40	2	1	1.82	0.5	1.74
hcbv	317	- 1	1.15	1	- 1	1.10	0	1.58
hjsv	91	4	1.48	1	2	1,26	0.5	1.15
bcgv	126	4	1.48	1	2	1.20	0.5	1.12
hltv	71	3	2.63	2	1	1.90	0.5	2.19
hfev	33	1.5	1.41	- 1	0.5	1.32	- 0.5	1.00
hcav	11	1.5	1.91	1	1	1.82	0.5	1.70
bmcv	140	2	1.58	-	1	1.45	-	-
hgwv	335	1	2.00	1	0.5	1.90	0.5	2.09
hczv	293	2.5	2.09	0.5	2	2.24	0.5	2.09
hqrv	87	4	2.00	2	2	1.58	0.5	1.41
hlrv	126	4	1.58	- 1	1	1.29	- 0.5	0.98
bjov	140	> 4	2.24	> 2	> 2	1.82	1	1.51
bscv	129	4	2.00	2	2	1.66	0.5	1.58
hgsv	14	1.5	1.66	0.5	1	1.12	0	1.58
jrrv	326	2	1.26	1	-	-	0.5	1.00
jtgv	307	-	-	1	2	1.58	- 0.5	1.78
bylv	131	4	1.91	- 1	1.5	1.58	0.5	1.15
hmov	235	3	1.86	1	0	1.58	0.5	1.58
jalv	323	- 0.5	1.45	1	0.5	1.58	0.5	1.91
jstv	331	1	1.82	2	0.5	1.82	1.	2.63

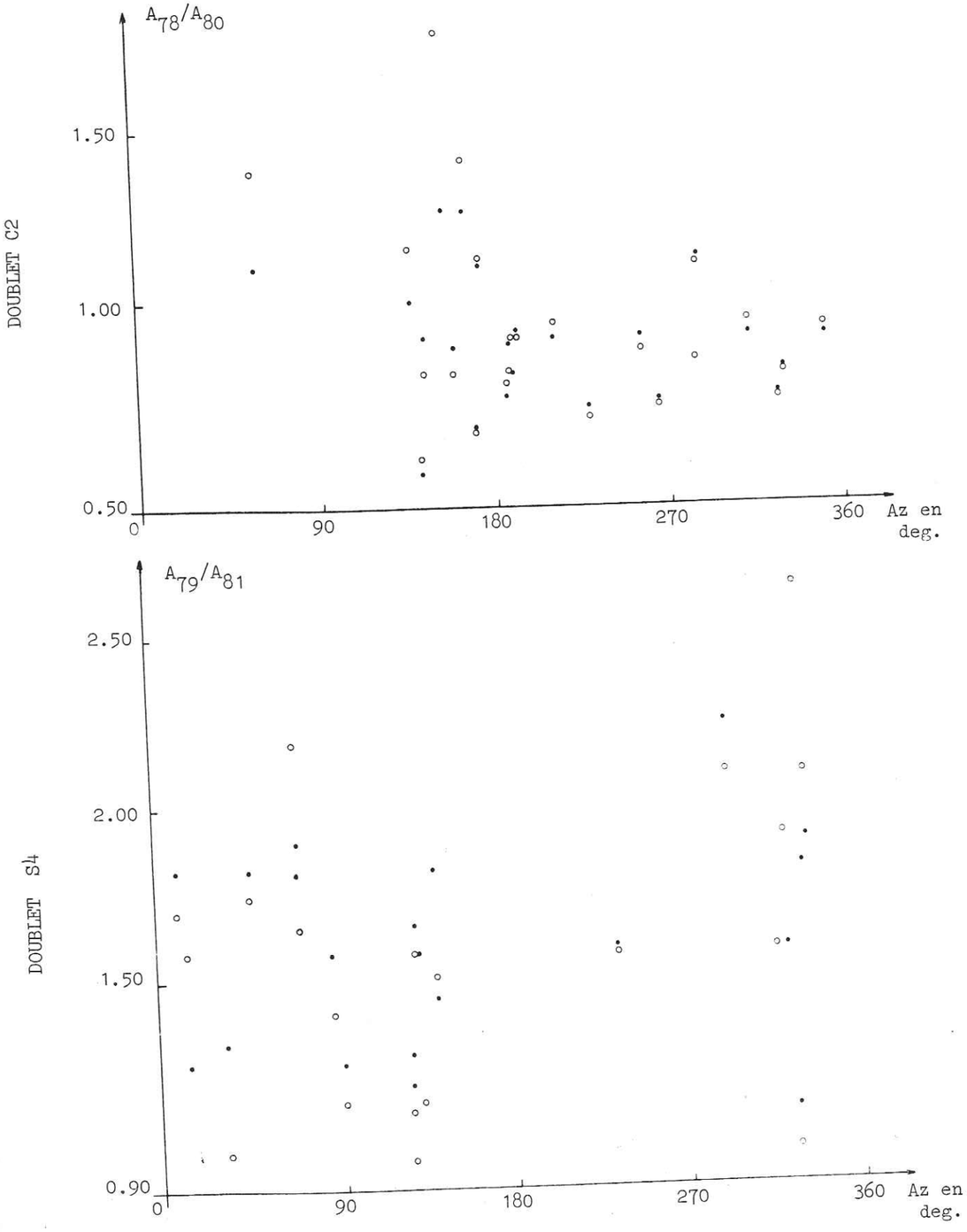


Figure B23 - Rapports des facteurs sources A_{S1}/A_{S2} en fonction de l'azimuth pour chacun des doublets et pour les différents trains d'ondes dans le cas d'une interprétation en termes de variation de fréquence coin (modèle en w^3).

• ondes P o ondes S

Nous n'avons considéré que le modèle en f^3. Les courbes obtenues sont très similaires à celles réalisées lors de l'interprétation en termes de variations du facteur Q (cf. figure B18) et ne montrent pas de phénomènes de directivité des sources.

Nous voyons donc apparaître toute la difficulté du choix d'une interprétation des variations observées sur les rapports spectraux. Ces derniers présentent des fluctuations certaines qui peuvent s'expliquer comme des changements dans l'atténuation ou dans les mécanismes au foyer.

Pour tenter de lever cette indétermination, nous allons envisager dans le chapitre suivant une autre méthode de mesure des variations d'amplitude des ondes entre les 2 séismes d'un doublet.

III - MESURE DE VARIATIONS DE Q_p OU D'EFFETS DE SOURCES PAR ESTIMATION DE LA FORME D'ONDE

Au lieu d'utiliser le domaine spectral pour mesurer les variations, nous allons travailler sur les formes d'ondes des séismes ou plutôt sur la différence des formes d'ondes (nos sismogrammes étant très similaires, les informations sont contenues dans les différences).

1 - Estimation de la forme d'onde du 2ème signal

Nous considérons les amplitudes des 2 signaux d'un doublet liées par une certaine relation caractérisée par une fonction non connue $g(t)$.

Soient $x_1(t)$ et $x_2(t)$ nos signaux. On a la relation suivante : $x_2(t) = g(t) \otimes x_1(t)$. ($\otimes$ est l'opérateur convolution).

Dans ces conditions, si l'on connaît une estimation de $g(t)$, on peut obtenir un signal estimé $\hat{x}_2(t)$. L'estimation de $g(t)$ sera parfaite lorsque la différence entre le signal estimé $\hat{x}_2(t)$ et le signal réel $x_2(t)$ sera nulle.

Nous allons donc chercher à estimer au mieux $g(t)$, le critère d'estimation étant de minimiser l'énergie de la différence entre le signal estimé $\hat{x}_2(t)$ et le signal attendu $x_2(t)$.

Par raison de simplicité, il est plus facile d'opérer dans le domaine des fréquences. Soient $X_1(f)$ et $X_2(f)$ les TF respectives des signaux $x_1(t)$ et $x_2(t)$ et $G(f)$ la TF de $g(t)$.

On a la relation suivante : $X_2(f) = G(f)\, X_1(f)$.

La relation entre les amplitudes des 2 signaux est caractérisée en fréquence par un filtre de gain réel G(f) (gain réel pour ne modifier que les amplitudes).

En lère approche, G(f) est une constante traduisant approximativement la différence de magnitude. Au second ordre, le filtre peut être plus hautes fréquences ou plus basses fréquences et a l'allure d'une fonction affine af + b (b mesure l'écart de magnitude). Aux ordres supérieurs, G(f) peut présenter des fluctuations liées à chaque fréquence.

Ce schéma simple de fonction affine sera d'autant meilleur que la bande de fréquences analysée sera étroite. Cette approche ne peut donc pas s'appliquer à un train d'ondes sismiques mais semble être très adaptée à des signaux simples tels que l'onde directe.

Le filtre G(f) se détermine à partir des amplitudes spectrales de nos signaux. En effet :

$$A_1(f) = \left[X_1^*(f)\ X_1(f)\right]^{1/2}$$

$$A_2(f) = \left[X_2^*(f)\ X_2(f)\right]^{1/2} = G(f)\ A_1(f)$$

d'où l'on tire l'expression de G(f)

$$G(f) = \frac{A_2(f)}{A_1(f)}$$

$$\text{soit encore } G(f) = \frac{A_{s2}}{A_{s1}}\, e^{\pi f t_1 \frac{\Delta Q_1}{Q_1^2}}$$

d'après la définition des amplitudes spectrales donnée dans le chapitre I.

En lère approximation, nous pouvons développer l'exponentielle sous la forme $(1 + \epsilon)$. Ceci est possible vu les ordres de grandeur en jeu. Un rapide calcul va nous permettre de justifier cette hypothèse.

Evaluons l'erreur introduite par cette simplification. Nous nous plaçons dans le plus mauvais cas.

$\overline{t_1} = 6$ s (t moyen calculé d'après nos données)

$$\left.\frac{\Delta Q_1}{Q_1}\right|_{max} = 10^{-1} \quad \Rightarrow \quad \pi f t_1 \frac{\Delta Q_1}{Q_1^2} = 0.377$$

$Q_1 = 10^2$

$f_{max} = 20$ Hz

$e^{0.377} = 1.458$

$1 + 0.377 = 1.377$

L'erreur relative introduite est $\frac{0.081}{1.377} \neq 6$ %. Il s'agit certainement de la limite supérieure (la variation $\frac{\Delta Q}{Q}$ est sûrement inférieure à 10 % ; un $\frac{\Delta Q}{Q} \neq 5$ % introduirait une erreur de 2 %. De plus, $f \neq 10$ Hz pour les premières arrivées).

On peut donc obtenir une expression approchée de G(f) qui est la suivante :

$$G(f) \simeq \frac{A_{s2}}{A_{s1}}\ (1 + \pi f t_1 \frac{\Delta Q_1}{Q_1^2})$$

Ainsi G(f) s'écrit sous forme d'une fonction affine (af+b) avec :

$$a = \frac{A_{s2}}{A_{s1}}\ \pi\ t_1 \frac{\Delta Q_1}{Q_1^2}$$

$$b = \frac{A_{s2}}{A_{s1}}$$

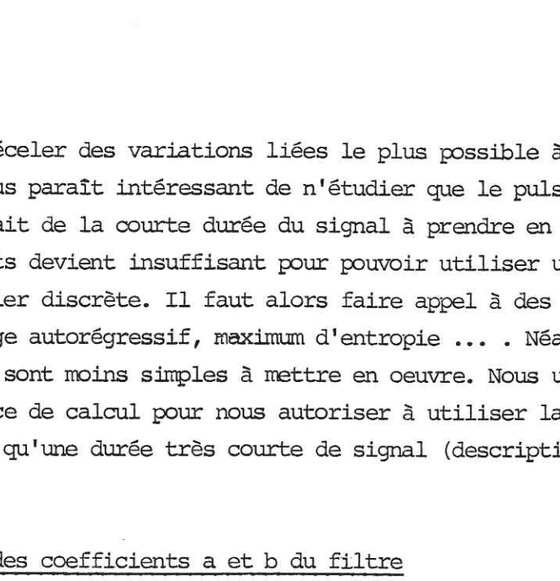
La valeur du coefficient b nous renseignera sur les facteurs sources tandis que le coefficient a permettra d'évaluer la quantité $\frac{\Delta Q_1}{Q_1}$ ou du moins $\frac{\Delta Q_1}{Q_1^2}$.

Afin de déceler des variations liées le plus possible à l'onde P directe, il nous paraît intéressant de n'étudier que le pulse d'arrivée. Mais du fait de la courte durée du signal à prendre en compte, le nombre de points devient insuffisant pour pouvoir utiliser une transformée de Fourier discrète. Il faut alors faire appel à des méthodes du type filtrage autorégressif, maximum d'entropie ... . Néanmoins, ces techniques sont moins simples à mettre en oeuvre. Nous utilisons donc un artifice de calcul pour nous autoriser à utiliser la TFD tout en n'analysant qu'une durée très courte de signal (description ultérieure).

Détermination des coefficients a et b du filtre

Nous prenons le signal $x_1(t)$ comme signal référence et allons essayer d'estimer au mieux le signal $x_2(t)$ en minimisant l'énergie de la différence entre le signal estimé $\hat{x}_2(t)$ et le signal attendu $x_2(t)$.

La méthode se schématise de la façon suivante :

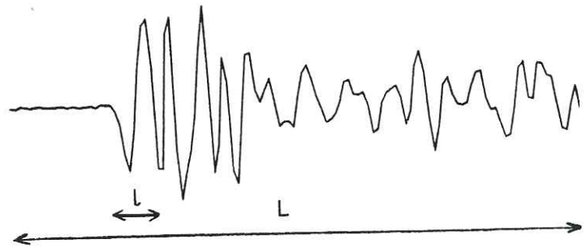


2 - Evolution de la forme d'onde de la différence

Afin de quantifier la précision de l'estimation, nous définissons le rapport suivant e :

$$e = \frac{\text{énergie de la différence sur longueur l}}{\text{énergie du signal sur longueur l}}$$

l étant la portion de signal que nous voulons estimer. Cette longueur l est variable suivant les stations. Nous l'avons choisie, sauf exception, de telle façon qu'elle ne contienne que les 2 premières arches du signal. En général, l est de l'ordre de 0.10 s.



La transformée de Fourier de départ est faite sur une longueuer L de signal, L étant bien supérieure à l (L ∿ 10 l ou plus). Pour obtenir une meilleure résolution en temps, les signaux sont suréchantillonnés 4 fois. La minimisation de e se fait seulement sur la longueur l. Les 2 signaux $x_1(t)$ et $x_2(t)$ sont alignés au point près, soit 0.01 s, ce qui revient à avoir $\hat{x}_2(t)$ et $x_2(t)$ alignés de la même façon.

De façon à évaluer l'efficacité du filtre, nous procédons en 4 étapes :

1) Différence brute :

Nous calculons la différence entre nos signaux réels $x_1(t)$ et $x_2(t)$ sur la portion de signal nous intéressant, soit l.

2) Différence corrigée :

Nous introduisons la correction d'écart de temps mesuré (de l'ordre de quelques millisecondes) puis effectuons la différence entre nos signaux réels. Ceci nous a permis de voir que l'écart de temps était plus, ou moins bien estimé selon la longueur L de la fenêtre choisie. Nous prenons donc en chaque station la fenêtre la mieux adaptée (soit 1.28 s, soit 2.56 s), c'est-à-dire celle qui apporte la meilleure correction d'écart de temps.

TABLEAU E
FACTEURS DE REDUCTION e_i/e_{i+1}

Stations	l en s	Facteurs de réduction		
		e_1/e_2	e_2/e_3	e_3/e_4
hphv	0.11	1.05	128.22	2.02
hkrv	0.17	1.37	4.96	1.05
hcbv	0.15	1.02	1.35	1.25
hjsv	0.14	1.92	1.15	1.47
bcgv	0.14	1.52	1.48	1.11
hltv	0.32	1.08	98.74	1.26
hfev	0.32	1.64	3.75	1.35
hcav	0.14	1.04	51.84	1.13
bmcv	0.08	1.05	10.54	1.25
hgwv	0.12	1.06	195.17	1.10
hczv	0.22	1.46	1.18	1.69
hqrv	0.14	1.14	16.82	1.04
blrv	0.16	1.10	2.56	1.30
bjov	0.07	1.14	8.23	1.85
bscv	0.18	1.06	7.63	1.13
hgsv	0.10	1.56	14.93	1.07
bvlv	0.14	1.39	2.73	1.10
hmov	0.14	1.10	35.78	1.00
jalv	0.15	1.13	4.63	1.14
jstv(1)	0.18	-	102.39(2)	1.15

(1) Il n'y a pas correction d'écart de temps pour cette station.
(2) rapport e_1/e_3

3) Différence magnitude

Nous supposons nos différences dues à un effet de sources seul, ce qui revient à considérer un filtre constant en fréquence (a = 0). Nous obtenons la différence entre un signal estimé par simple correction de magnitude $\hat{x}_2(t)$ et un signal attendu $x_2(t)$.

4) Différence sources+ trajet

Nous introduisons en plus par rapport au cas précédent, un effet de trajet. Le filtre est alors défini par ses 2 coefficients a et b.

Chacune de ces procédures se caractérise par une valeur e_i où i est le numéro de l'étape correspondante (i = 1, 2, 3 ou 4). L'évolution de e_i nous permet de mesurer les améliorations successives apportées par chaque traitement. L'amélioration d'une étape i à une étape (i + 1) se quantifie par le rapport suivant :

$$\frac{e_i}{e_{i+1}}$$

Il y a amélioration si ce rapport est > 1.

Cette technique étant assez longue à mettre en oeuvre, nous ne l'avons appliquée qu'au doublet S4. Nous avons sélectionné 20 stations pour lesquelles l'arrivée de l'onde P était bien marquée.

3 - Résultats obtenus

Nous présentons dans le tableau E les différents rapports e_i/e_{i+1} pour chacune des stations étudiées.

En règle générale, la correction de l'écart de temps diminue d'un facteur ≃ 1.20 l'énergie de la différence sauf pour la station jstv où aucun changement ne se produit. L'introduction du seul effet de source provoque une diminution très variable selon les stations (d'un facteur ≃ 1.15 à ≃ 195). Enfin, avec la prise en compte d'un effet de trajet supplémentaire, la réduction peut aller d'un facteur 1.00 (aucune amélioration) à un facteur 2.02.

TABLEAU F

VALEURS DES COEFFICIENTS DU FILTRE ET PRECISION DE L'ESTIMATION
DANS LE CAS D'UNE CORRECTION SOURCES ET D'UNE CORRECTION (SOURCES + TRAJET)

Stations	1 en s	sources + trajet			sources		amélioration e_3/e_4
		a	b	e_4	b	e_3	
hphv	0.11	0.009	0.58	0.009	0.78	0.018	2.02
hkrv	0.17	0.019	0.50	0.079	0.63	0.083	1.05
hcbv	0.15	- 0.021	1.04	0.226	0.73	0.283	1.25
hjsv	0.14	0.021	0.90	0.005	1.03	0.007	1.47
bcgv	0.14	- 0.018	0.96	0.058	0.85	0.064	1.11
hltv	0.32	- 0.008	0.66	0.003	0.61	0.004	1.26
hfev	0.32	0.012	0.76	0.007	0.86	0.010	1.35
hcav	0.14	0.007	0.59	0.005	0.65	0.006	1.13
bmcv	0.08	0.017	0.51	0.026	0.64	0.033	1.25
hgwv	0.12	0.003	0.54	0.003	0.57	0.003	1.10
hczv	0.22	0.026	0.86	0.024	1.10	0.041	1.69
hqrv	0.14	- 0.006	0.68	0.017	0.65	0.018	1.04
blrv	0.16	0.015	0.82	0.004	0.91	0.006	1.30
bjov	0.07	0.020	0.51	0.014	0.69	0.026	1.85
bscv	0.18	0.015	0.62	0.022	0.71	0.025	1.13
hgsv	0.10	- 0.005	0.80	0.007	0.71	0.008	1.07
bvlv	0.14	0.016	0.71	0.027	0.81	0.030	1.10
hmov	0.14	- 0.002	0.72	0.005	0.71	0.005	1.00
jalv	0.15	- 0.011	0.72	0.067	0.65	0.076	1.14
jstv	0.18	0.004	0.58	0.004	0.60	0.004	1.15

On observe très nettement la succession des améliorations apportées sur les figures suivantes qui représentent l'évolution de la différence en temps pour chacune des étapes considérées (cf. figure B 24).

Dans le tableau F , nous avons reporté les valeurs du ou des coefficients du filtre selon que l'on considère un filtre à 1 ou 2 coefficients.

Il nous faut maintenant déterminer l'efficacité du filtre défini par ses 2 coefficients a et b. Si l'introduction du paramètre a n'apporte qu'une faible amélioration (seuil à fixer), nous considèrerons que les différences d'amplitudes de nos signaux peuvent s'expliquer simplement par un effet de sources, c'est-à-dire des mécanismes au foyer différents. Par contre, si le facteur de réduction est important (toujours par rapport à une référence choisie), il faut tenir compte des 2 effets conjugués de la source et du trajet pour expliquer les variations observées.

Sur la figure B25, nous avons représenté l'amélioration apportée par l'introduction d'un facteur trajet (coefficient a) par rapport au seul effet de source (coefficient b) en fonction de l'azimuth des stations. Cette courbe présente beaucoup de similarité avec le diagramme de la figure B20 qui représentait les variations $\Delta Q_p/Q_p^2$ en fonction de l'azimuth pour le doublet S4. Un facteur de réduction égal à 1.00 correspond à une variation $\Delta Q_p/Q_p^2$ nulle. Les différences de comportement (par exemple, pour la station hmov, $\Delta Q_p/Q_p^2$ était nettement supérieur à 0 alors qu'on observe un facteur de réduction égal à 1.00) peuvent s'expliquer de diverses façons :

1) Ce traitement sur les formes d'ondes est fait sans élimination du bruit (aucun lissage).

2) Nous ne travaillons que sur les 2 premières arches du signal, soit ≃ 0.10 s alors que la méthode du rapport spectral s'intéressait à des trains d'ondes 6 fois plus longs.

Station hphv

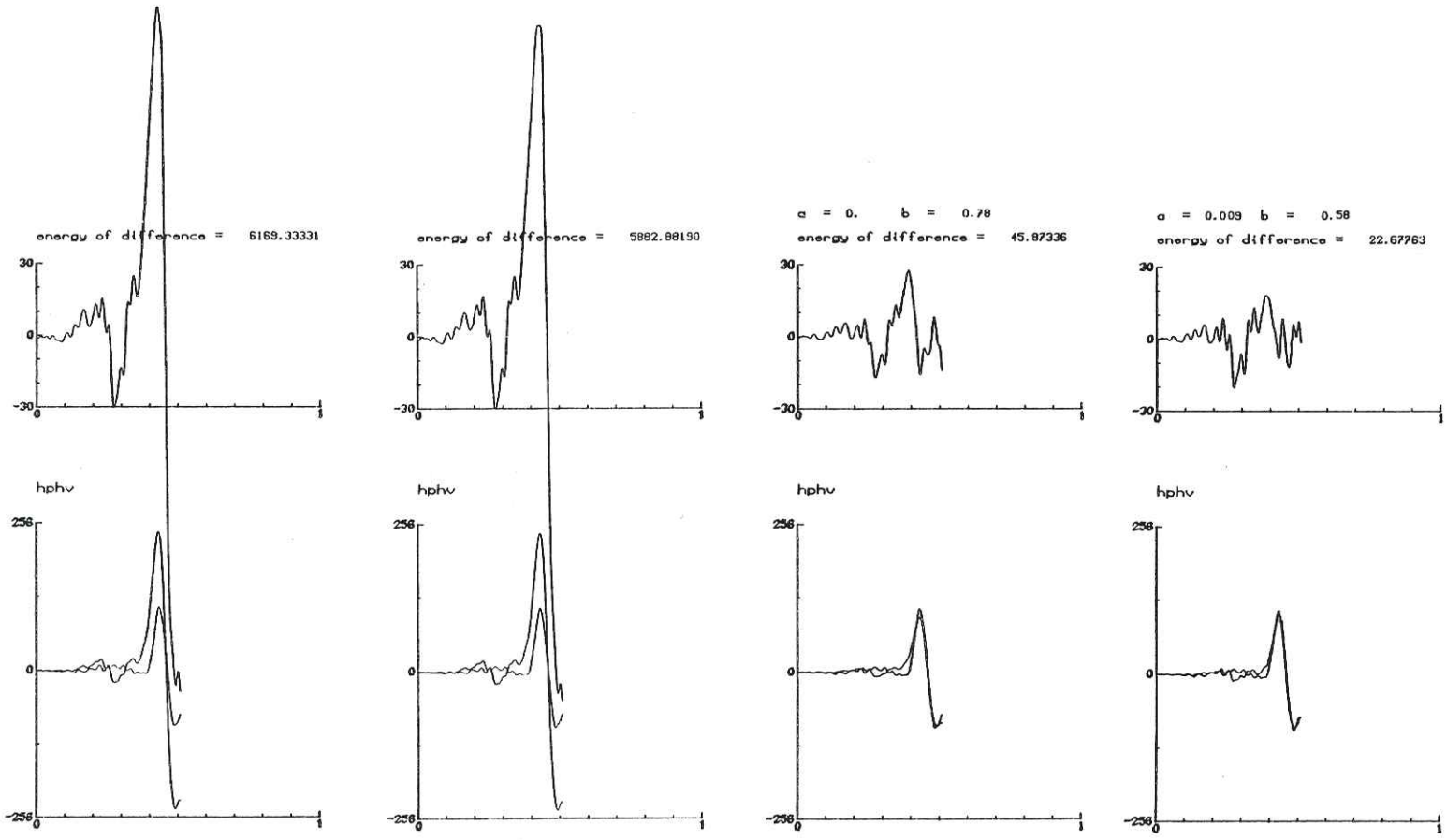


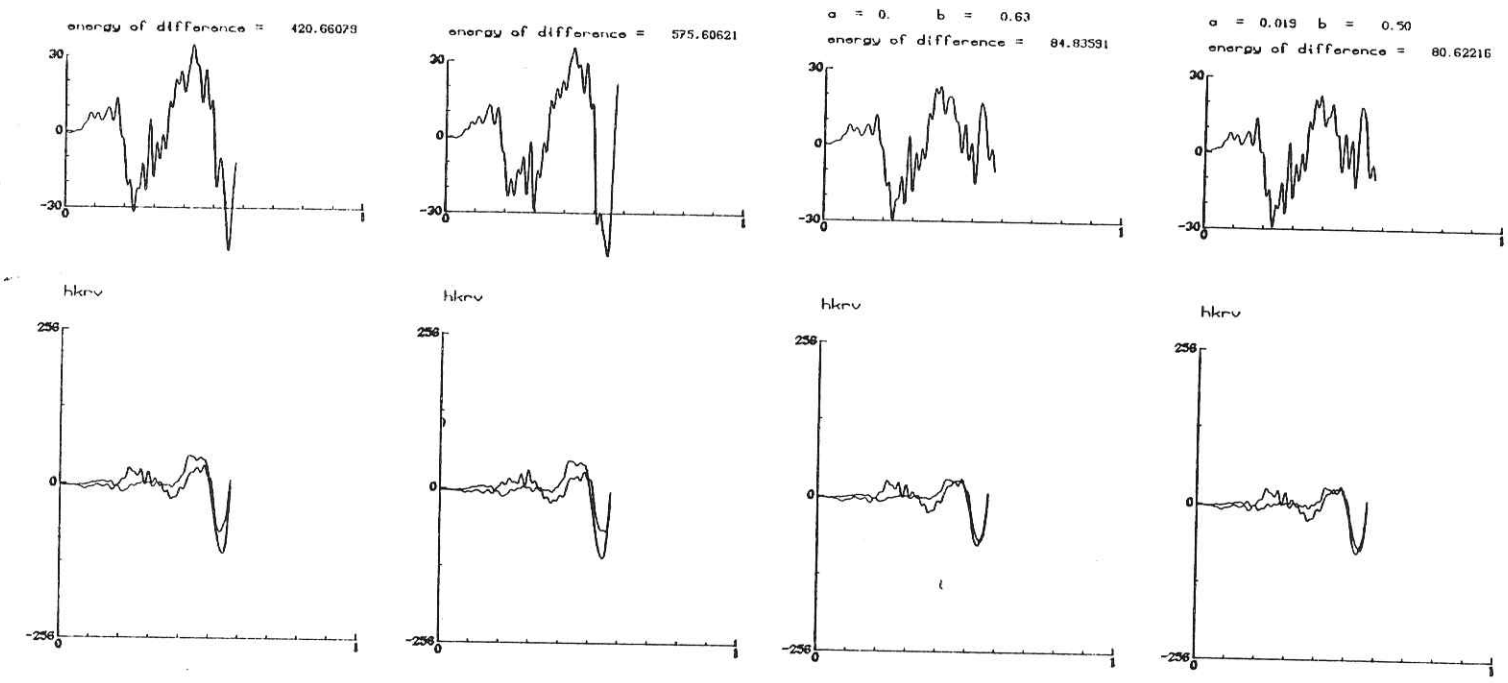
Figure B24 - Superposition du signal estimé $\hat{x}_2(t)$ et du signal attendu $x_2(t)$ et représentation de la différence des 2 formes d'ondes pour les différents traitements (de gauche à droite) :

1 - différence brute
2 - différence corrigée
3 - différence magnitude
4 - différence sources + trajet

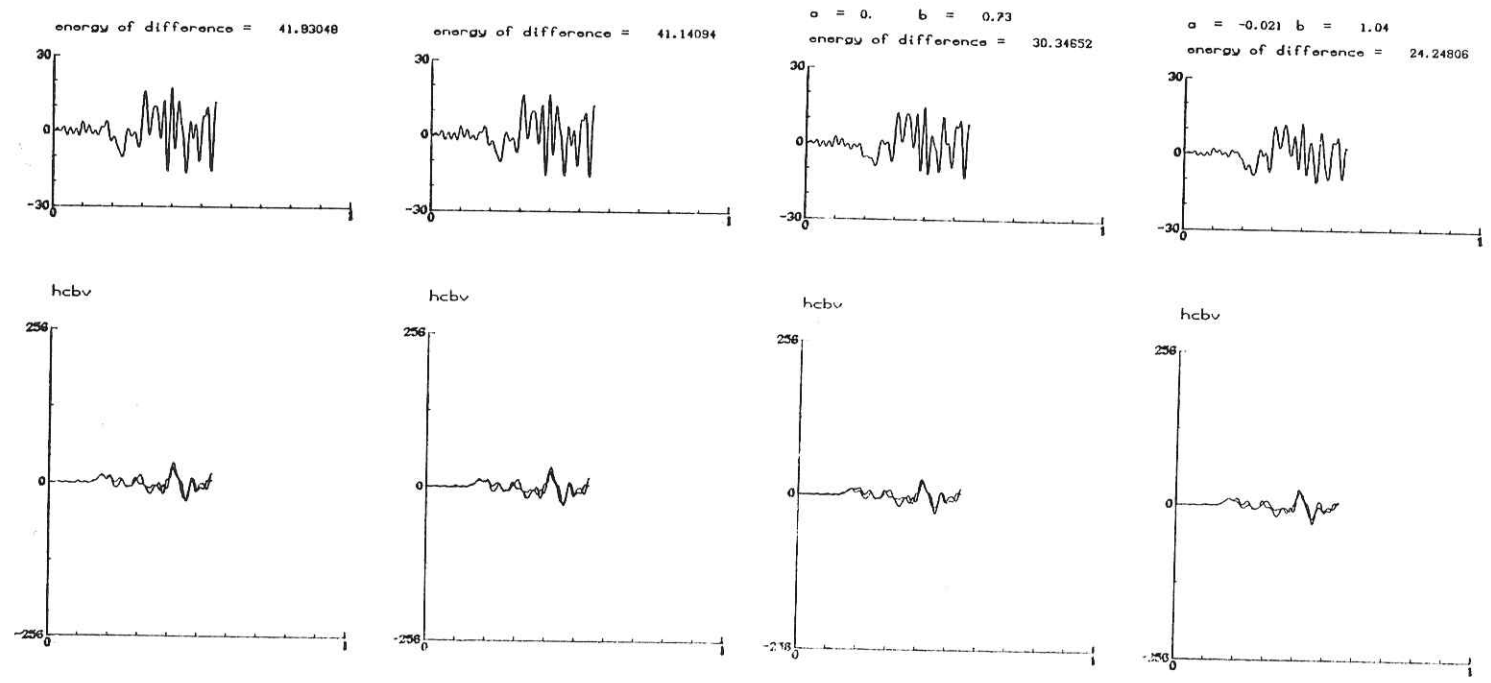
N.B. : l'échelle des figures signal et différence n'est pas la même.

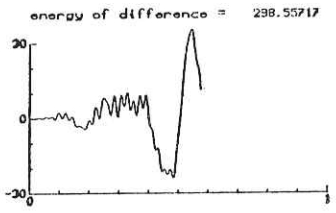
L'énergie de la différence est calculée sur la portion de signal comprise entre 0.4 s et la fin du signal (l'échelle en temps est 0 - 1 s). Pour les traitements 3 et 4, les coefficients du filtre sont indiqués par les valeurs a et b. Ces figures permettent de suivre l'amélioration apportée par les différentes corrections.

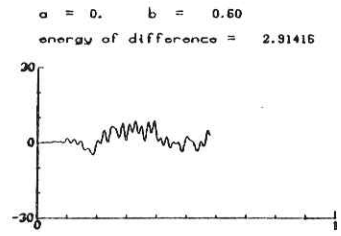
Station hkrv

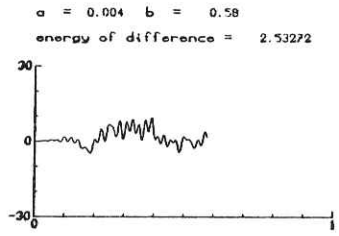


Station hcbv

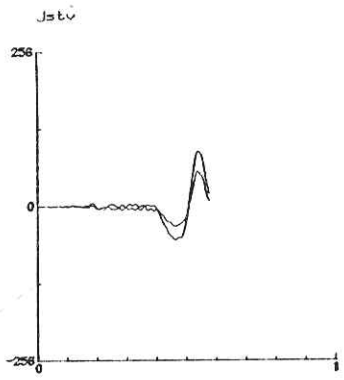


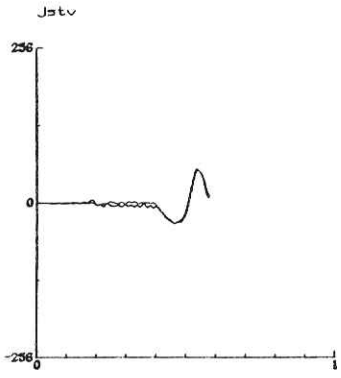


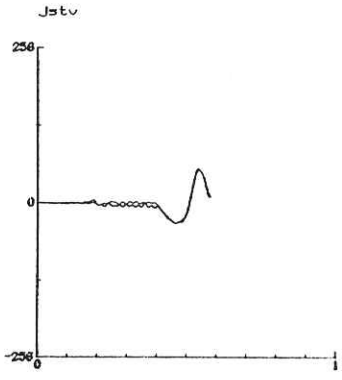


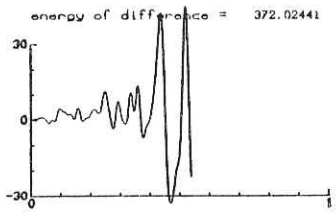


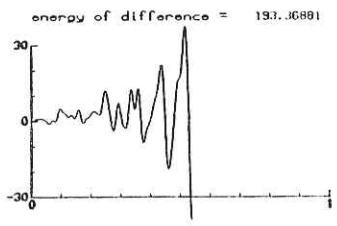
Station jstv

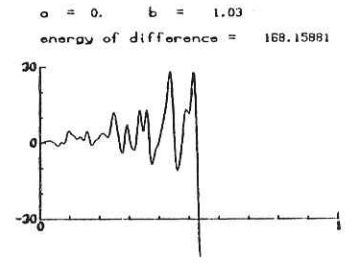


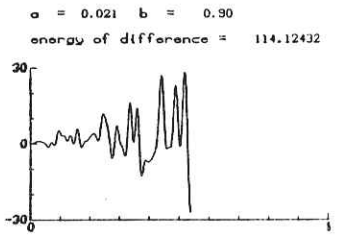




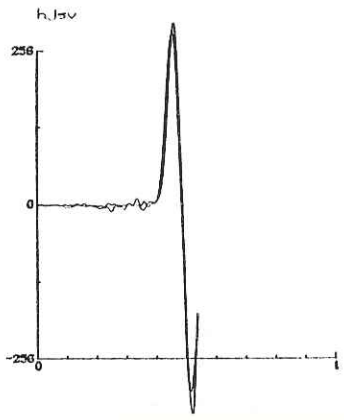


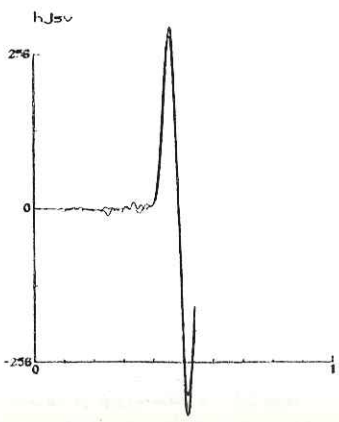


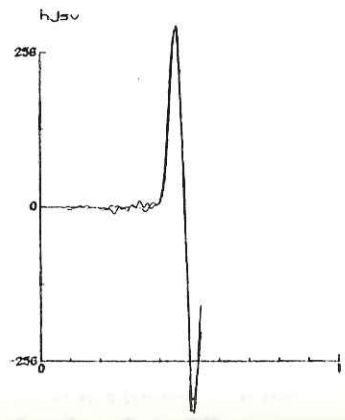


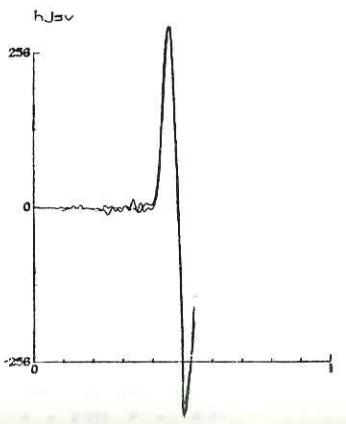


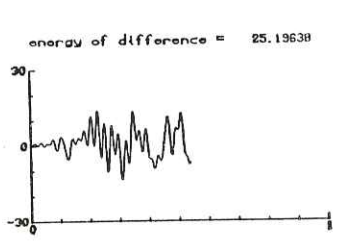
Station hjsv

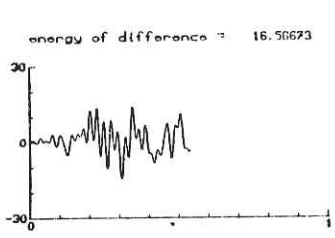


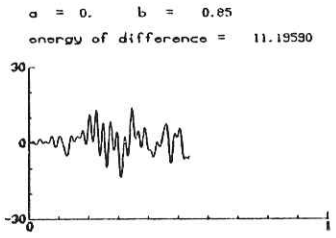


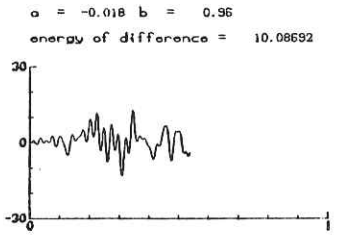




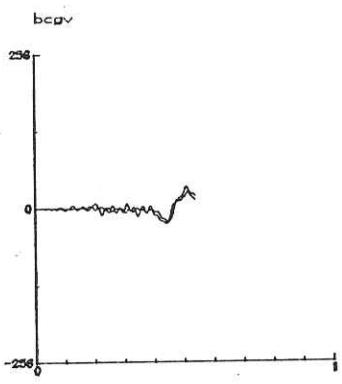


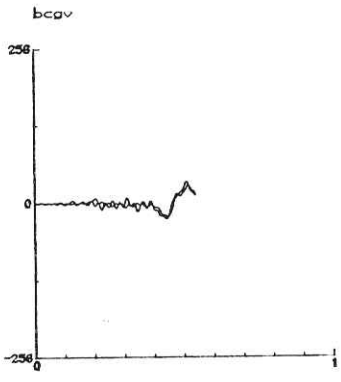


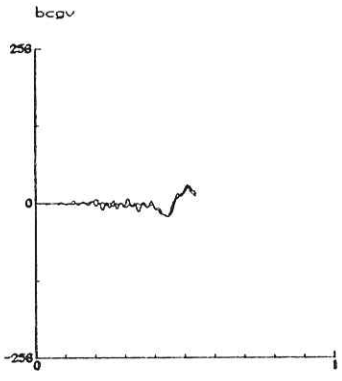


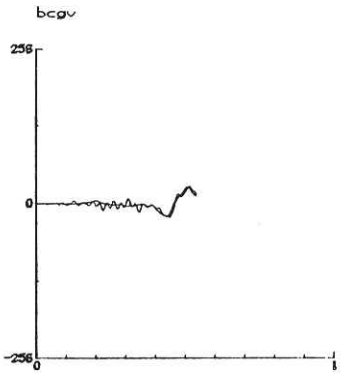


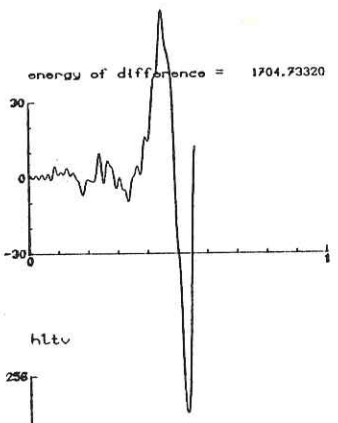
Station bcgv

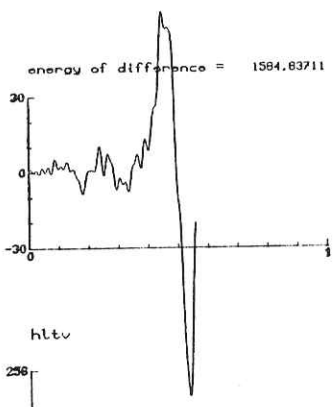


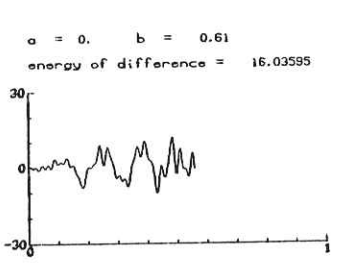


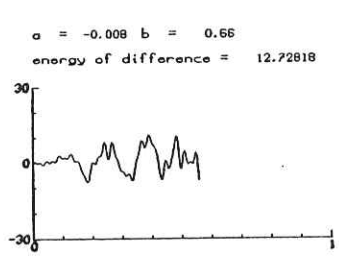




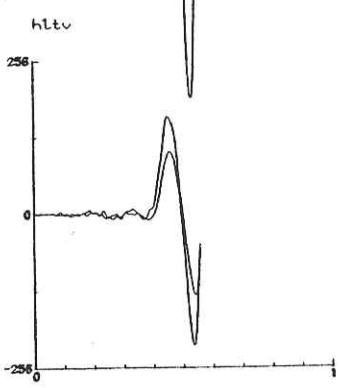


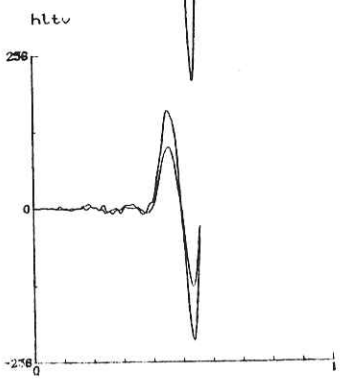


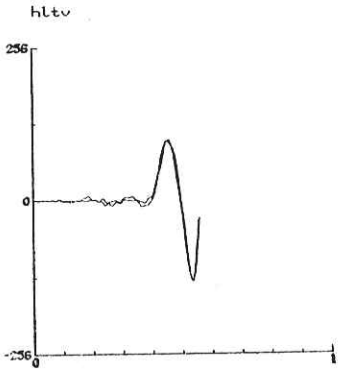


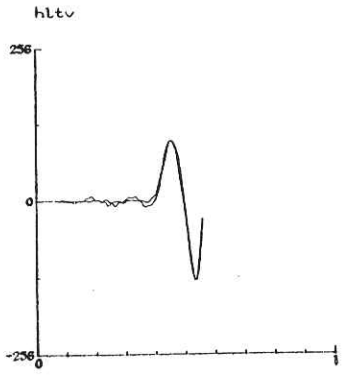


Station hltv

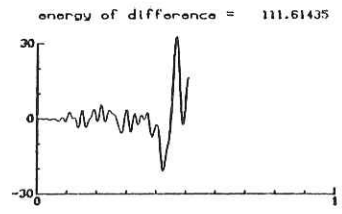


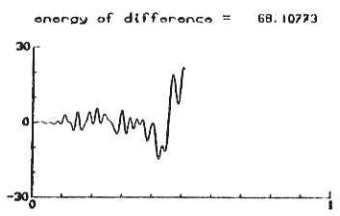


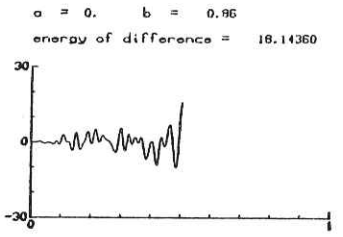


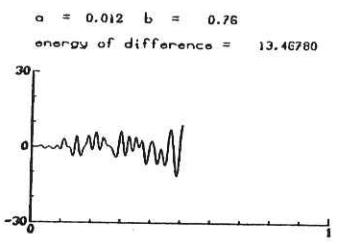


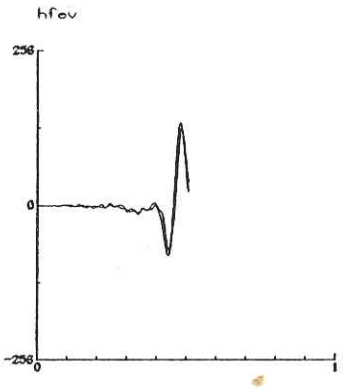
Station hfev

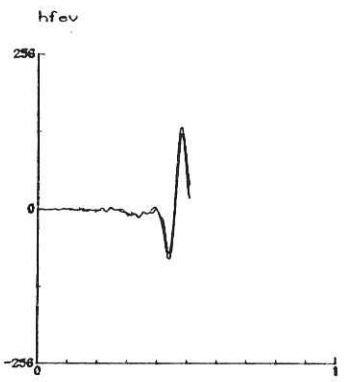


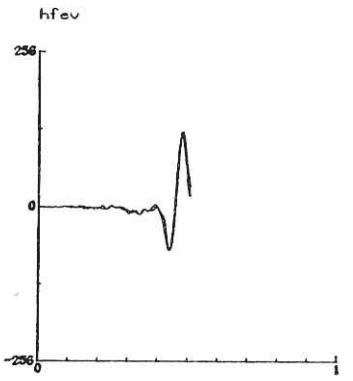


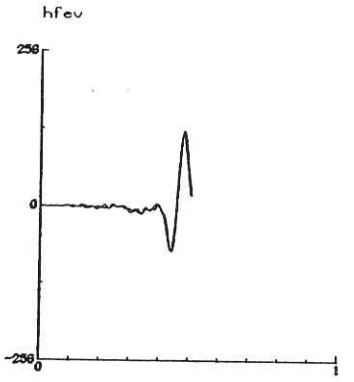




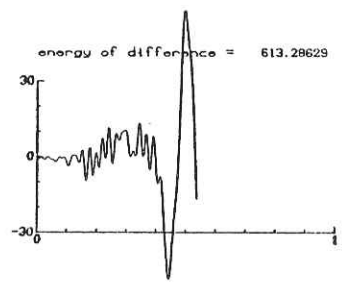


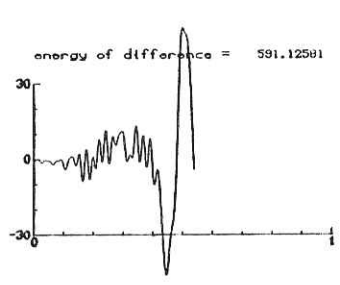


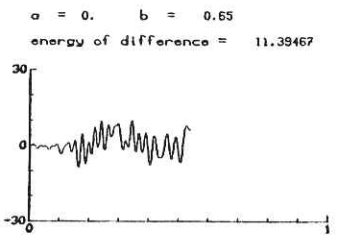


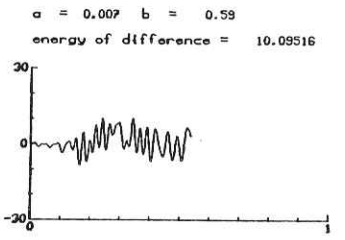


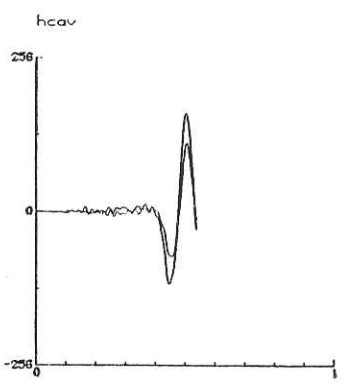
Station hcav

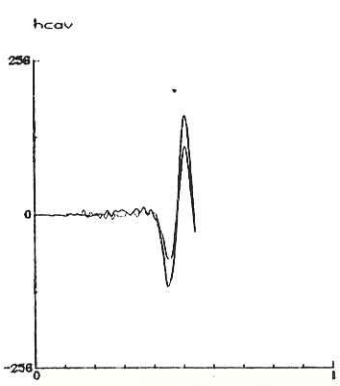


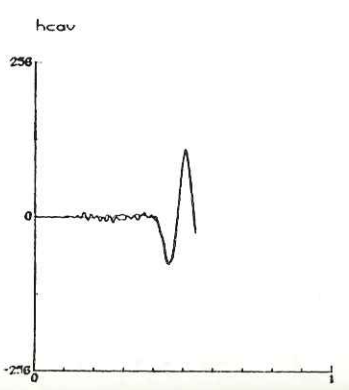


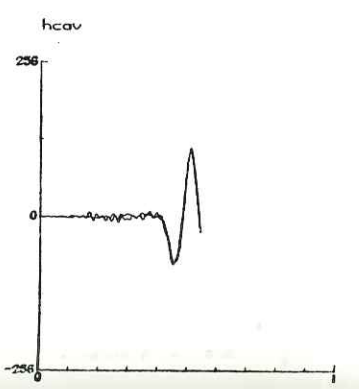




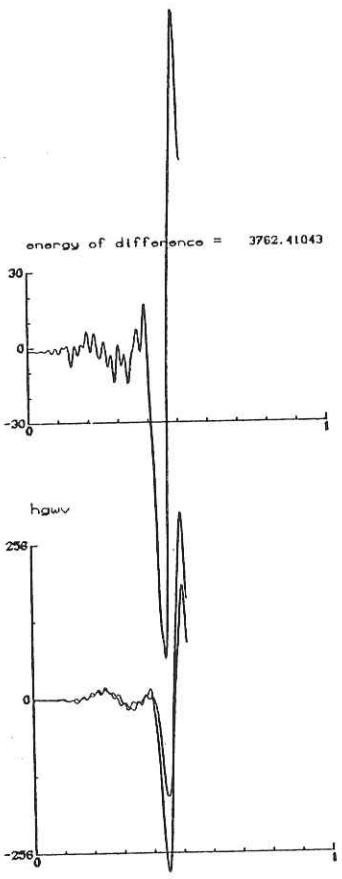


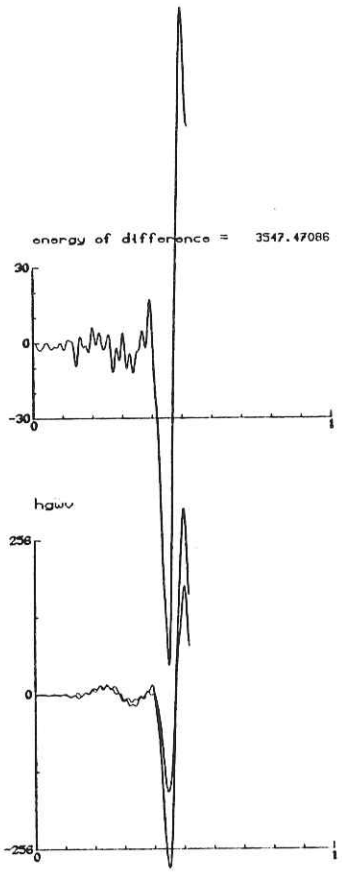




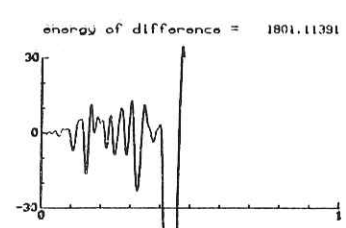


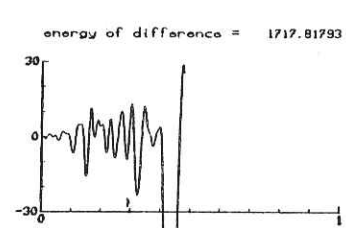
Station hgwv

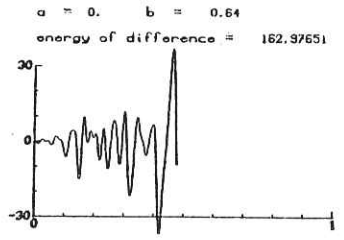


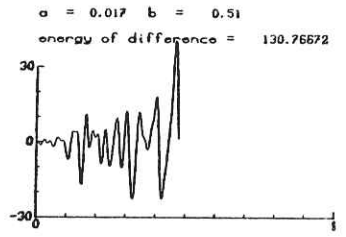


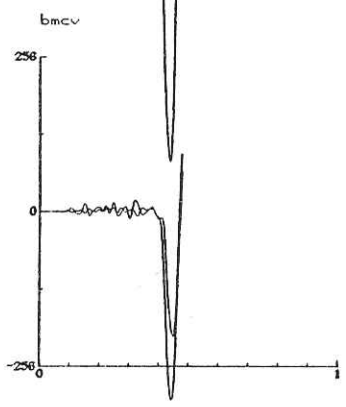
Station bmcv

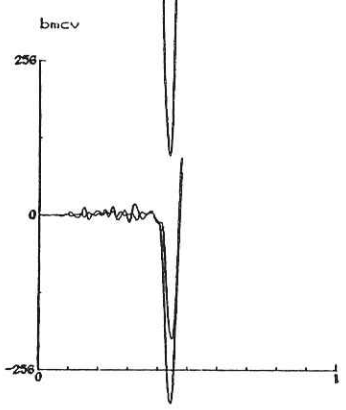


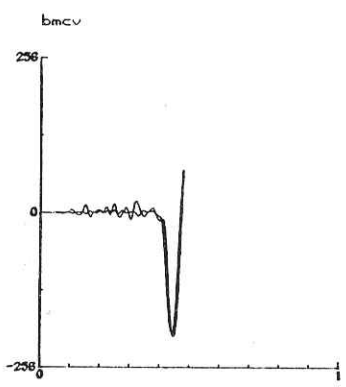


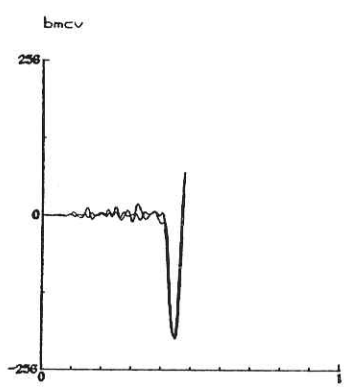


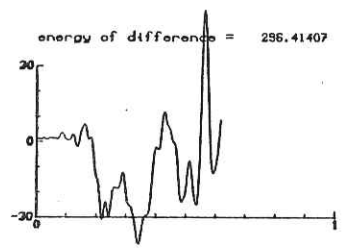


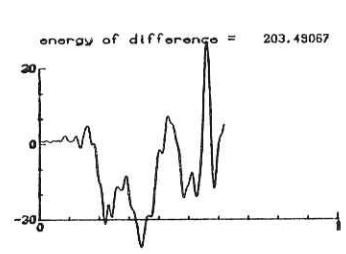


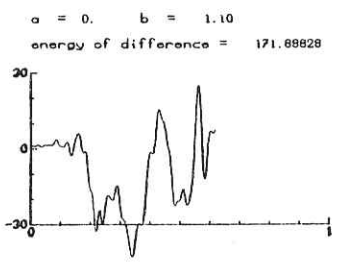


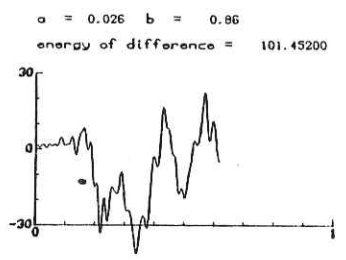




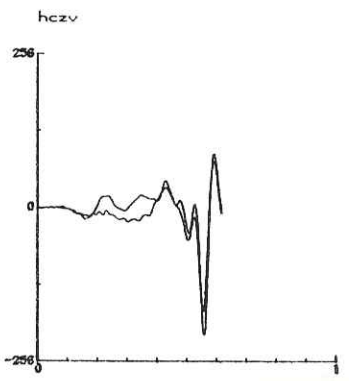


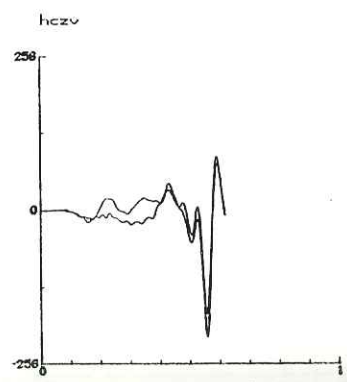


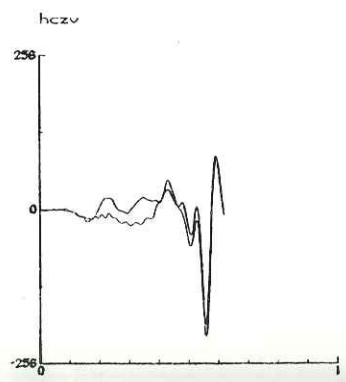


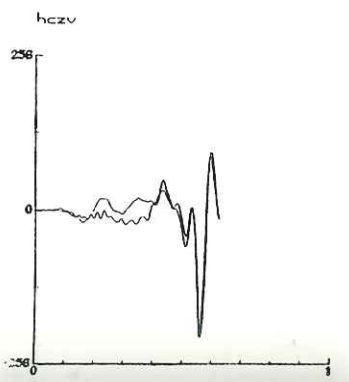


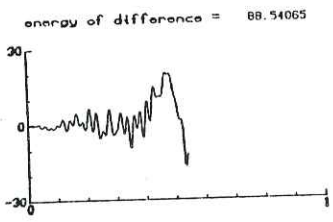
Station hczv

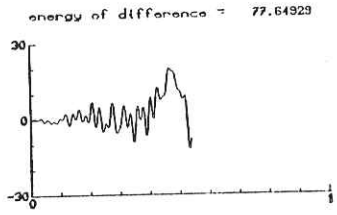


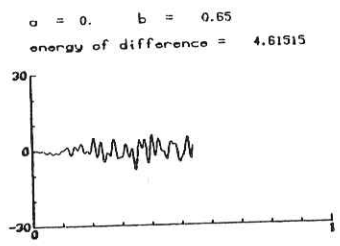


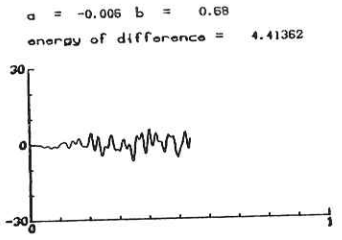




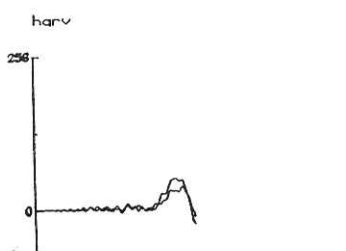


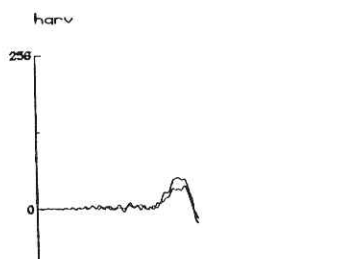


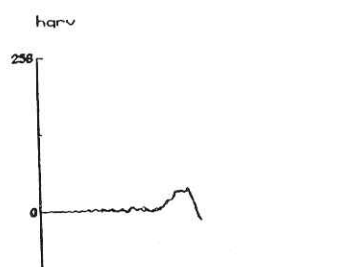


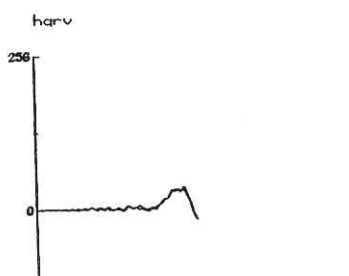


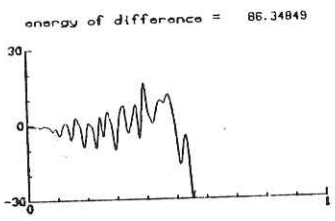
Station hqrv

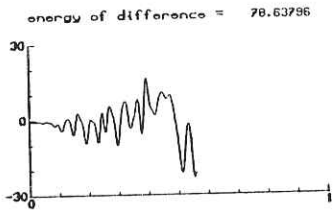


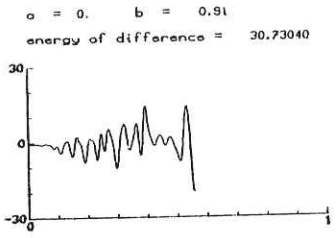


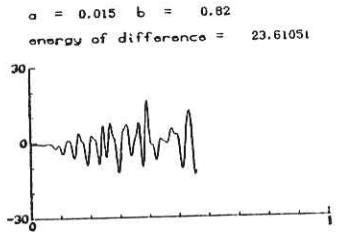




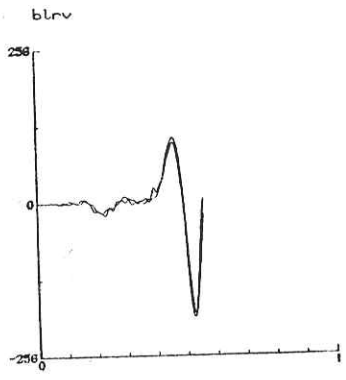


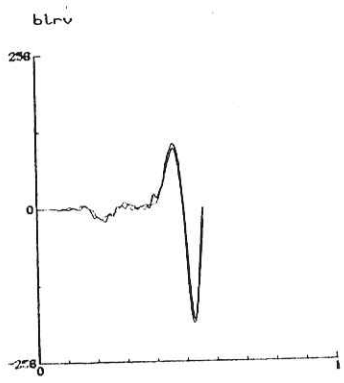


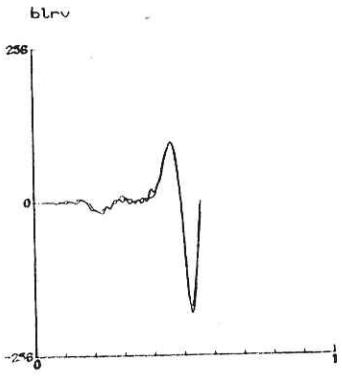


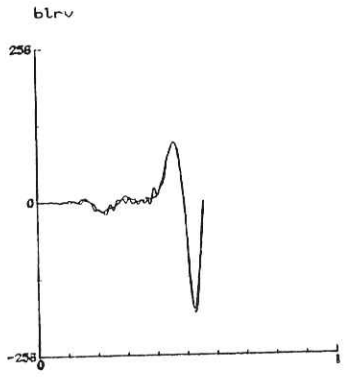


Station blrv

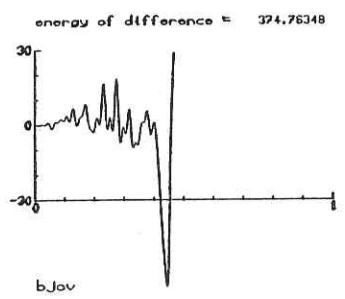


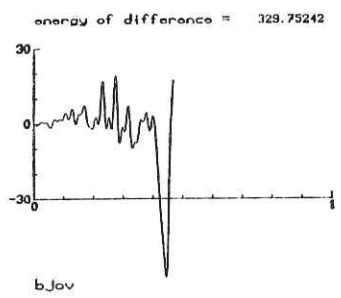


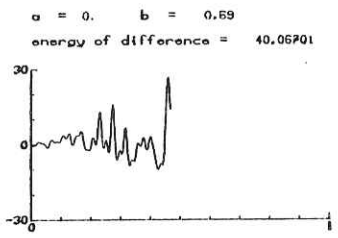


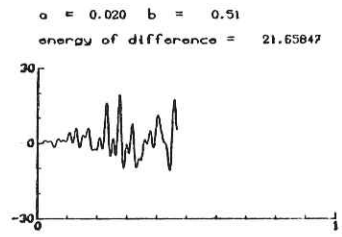


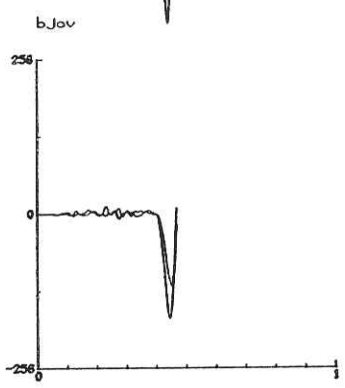
Station bjov

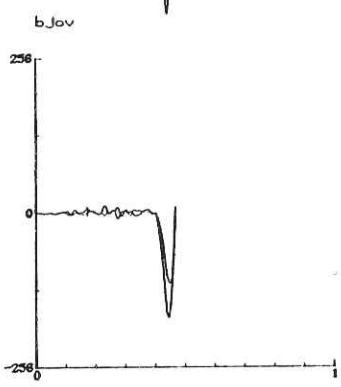


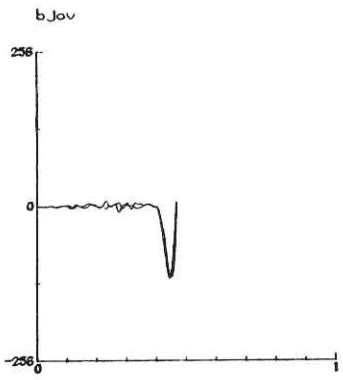


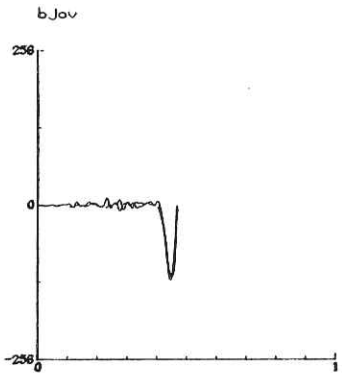


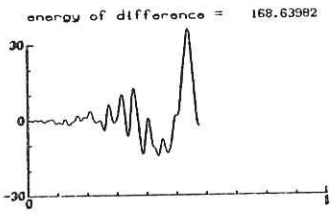


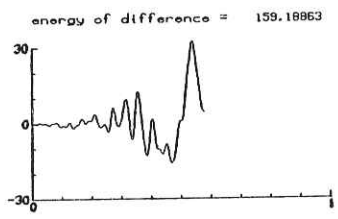


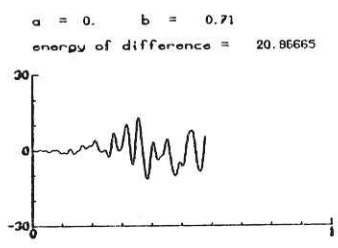


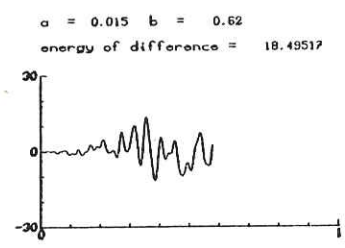




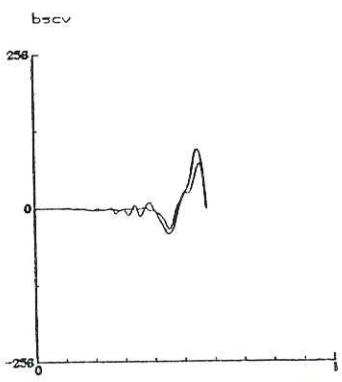


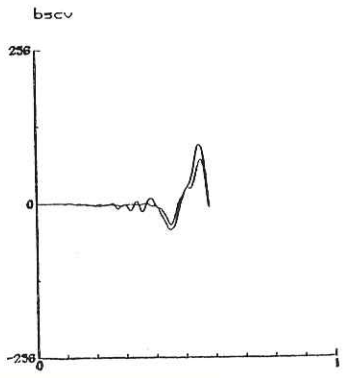


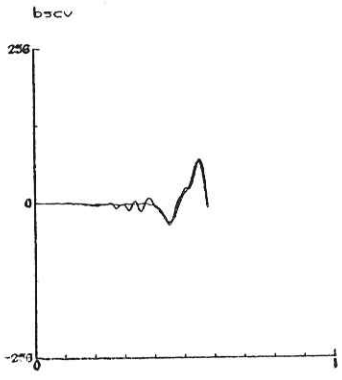


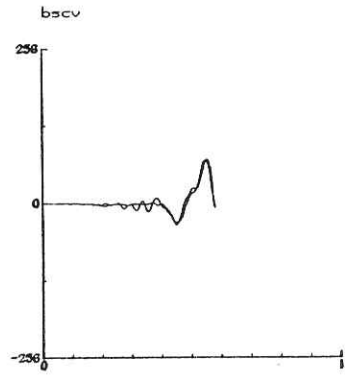


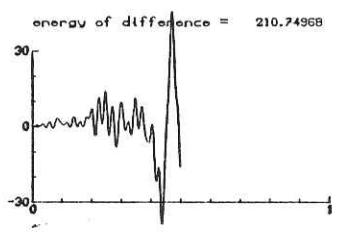
Station bscv

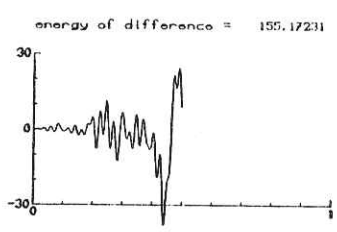


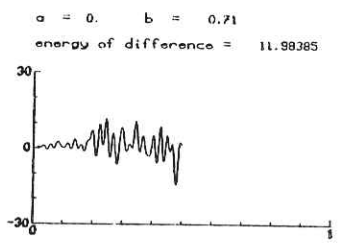


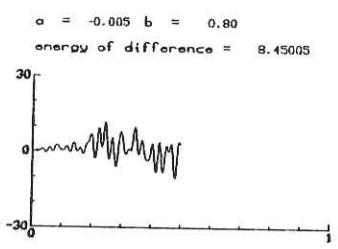




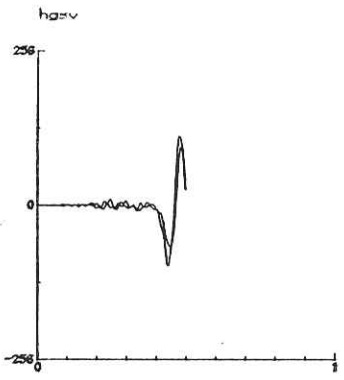


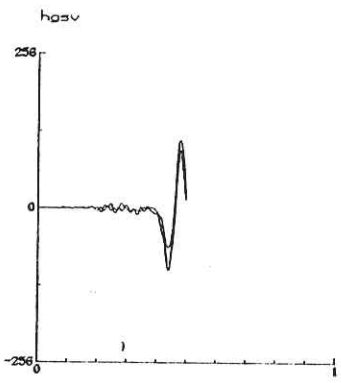


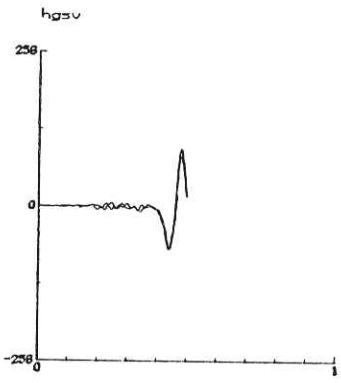


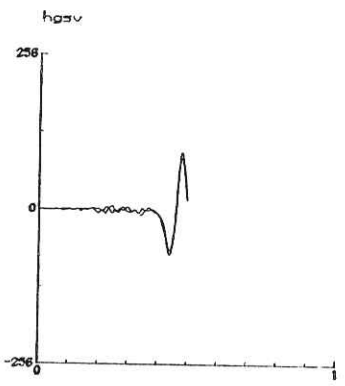


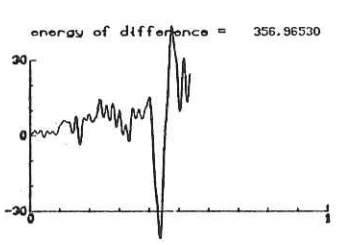
Station hgsv

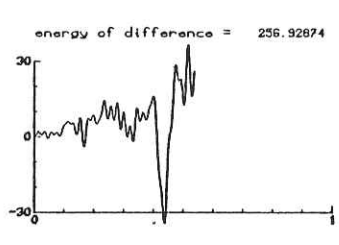


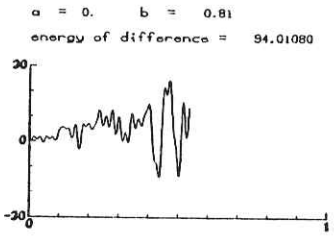


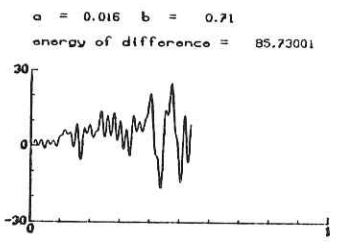




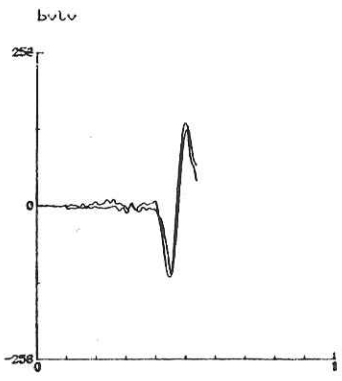


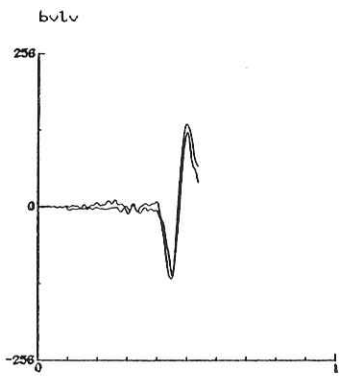


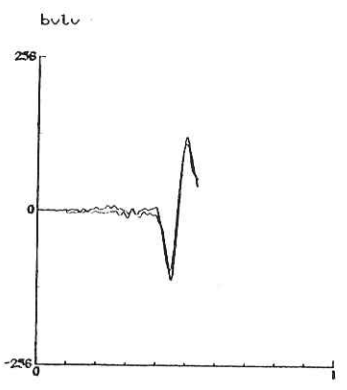


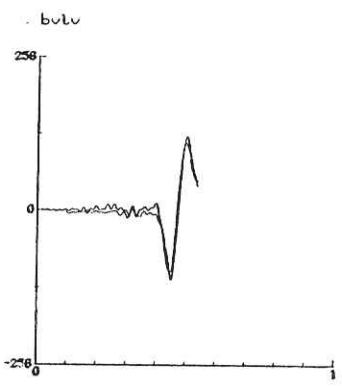


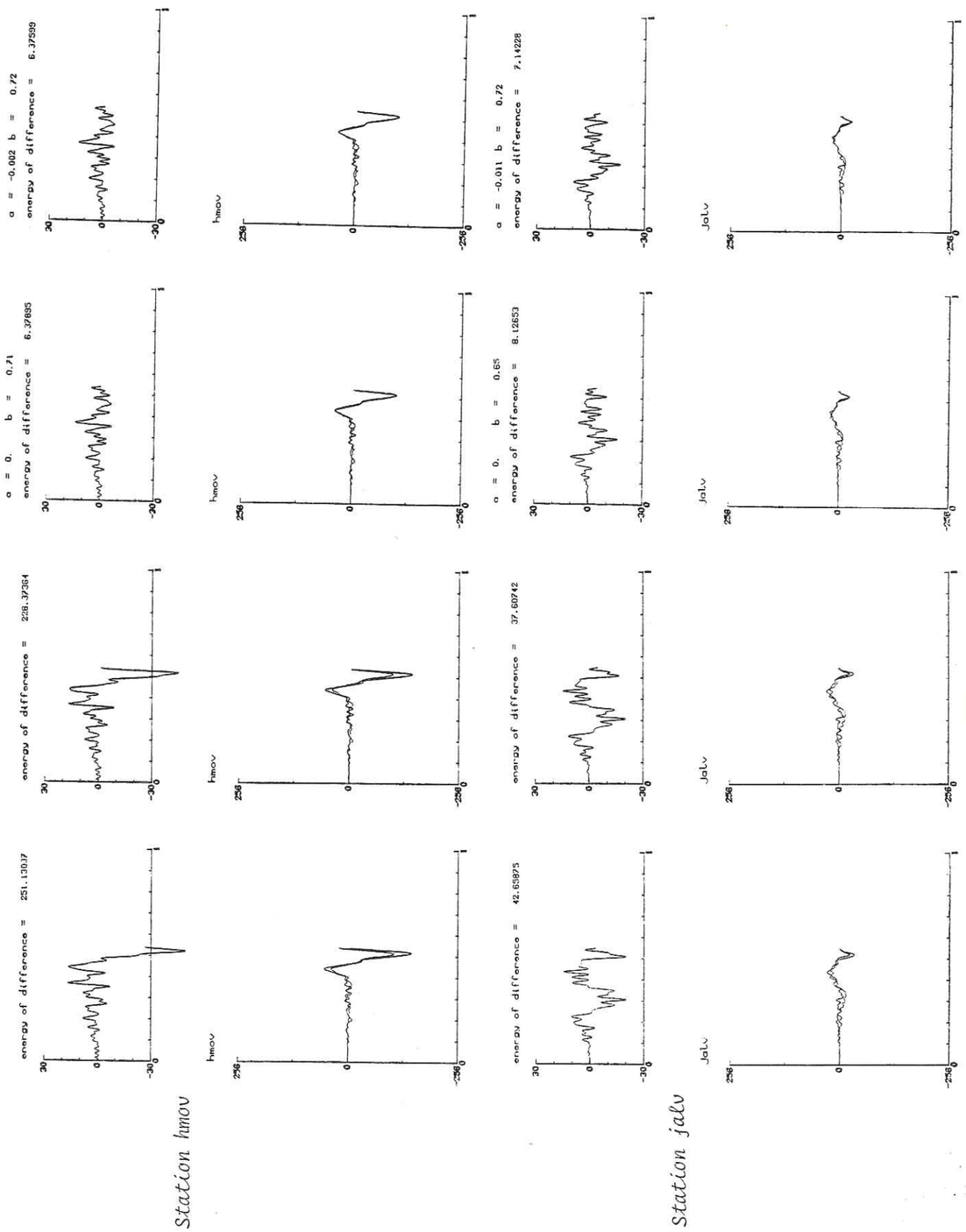
Station bvlv











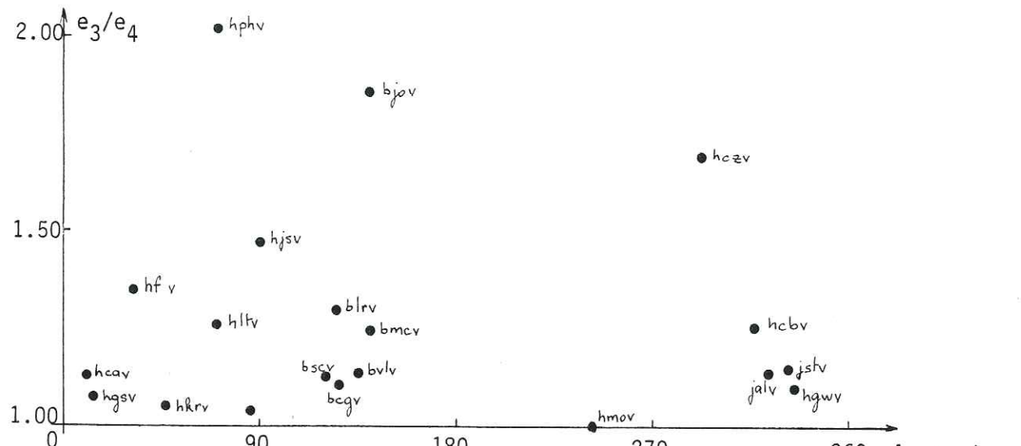


Figure B25 - Amélioration apportée dans l'estimation du 2ème signal par introduction d'une correction de trajet (liée à une variation de Q) en plus d'une correction de magnitude.

La comparaison des 2 traitements va nous guider dans le choix du seuil d'amélioration au-dessus duquel nous considèrerons le filtre défini par a et b comme significatif.

Lors de l'étude de $\Delta Q_p/Q_p^2$ faite précédemment, nous n'avions pas trouvé de valeurs strictement négatives pour le double S4. Les variations retenues étaient toutes des augmentations de ΔQ_p. Or, par cette méthode sur les formes d'ondes, nous obtenons en certaines stations des valeurs a négatives, ce qui traduit une décroissance de ΔQ_p. Toutes les stations (7) présentant cette caractéristique d'un $\Delta Q_p < 0$ ont des facteurs de réduction e_3/e_4 inférieurs ou égaux à 1.26. Les valeurs $\Delta Q_p/Q_p^2$ calculées pour ces stations sont :

hcbv	:	$-19\ 10^{-4}$
bcgv	:	$-15\ 10^{-4}$
hltv	:	$-8\ 10^{-4}$
hqrv	:	$-5\ 10^{-4}$
hgsv	:	$-3\ 10^{-4}$
hmov	:	$-1\ 10^{-4}$
jalv	:	$-5\ 10^{-4}$

Même si nous nous sommes trompés lors de l'évaluation de la pente du rapport spectral pour ces stations, il ne fait aucun doute pour 4 d'entre elles (bcgv, hltv, hqrv, hmov) qu'il ne peut y avoir diminution de Q_p. (cf. figure B15 pour les rapports spectraux ondes P de ces stations). Il faudrait en effet une pente contraire. Les résultats pour ces 4 stations n'ont donc pas de sens.

Par ailleurs, un autre critère doit entrer en ligne de compte. Il s'agit de la qualité de l'estimation définie par la valeur e_i. S'il y a amélioration de l'estimation mais que celle-ci est de qualité médiocre, il faut éliminer la station considérée. Les valeurs des e_3 et e_4 sont données dans le tableau page 178. A la vue de ces résultats, nous décidons de ne considérer que les stations dont la précision de l'estimation est $\leqslant 10^{-2}$.

Compte-tenu de ces 2 critères (facteur de réduction $e_3/e_4 \geqslant 1.10$ et qualité de l'estimation), nous avons retenu pour l'évaluation de la variation $\Delta Q_p/Q_p^2$ les stations suivantes : hphv , hjsv, hfev, hcav, blrv, jstv.

Nous avons regroupé dans le tableau synthétique suivant les valeurs de $\Delta Q_p/Q_p^2$ et A_{s1}/A_{s2} obtenus pour ces 6 stations. Les valeurs positives de $\Delta Q_p/Q_p^2$ traduisent une augmentation du facteur de qualité entre les 2 séismes du doublet.

Stations	Az en deg.	$\Delta Q_p/Q_p^2$ en 10^{-4}	A_{s1}/A_{s2}	Précision de l'estimation
hphv	71	27	1.72	0.009
hjsv	91	16	1.11	0.005
hfev	33	10	1.32	0.007
hcav	11	7	1.69	0.005
blrv	126	9	1.22	0.004
jstv	331	4	1.72	0.004

Comme dans le cas des rapports spectraux, nous avons reporté ces valeurs sur une carte des stations (cf. figure ci-après).

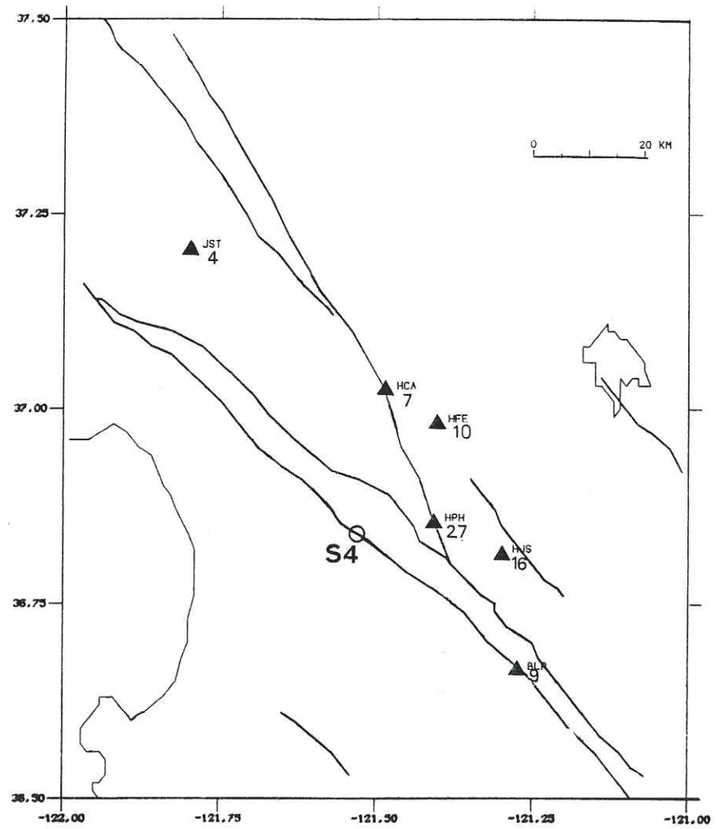


Figure B26 - Valeurs moyennes des variations $\Delta Q(P)/Q^2(P)$ pour le doublet S4 obtenues par la méthode d'estimation de la forme d'onde (valeurs exprimées en 10^{-4}).

Toutes ces stations sauf jstv présentaient une variation $\Delta Q_p/Q_p^2 > 0$ lors de la mesure faite à partir des rapports spectraux. Les valeurs trouvées avec cette méthode d'estimation de la forme d'onde sont cohérentes avec celles obtenues par l'autre méthode, ce qui confirme donc quelques-uns des résultats précédents.

A l'aide des rapports spectraux, nous avions trouvé en d'autres stations des variations de ΔQ_p que nous ne retrouvons pas ici. Ceci s'explique par le fait que la méthode d'estimation de la forme d'onde comme nous l'avons utilisée n'était pas adaptée aux signaux étudiés. Cette méthode suppose en effet :

* des signaux peu bruités (ce n'était pas le cas de hmov et hqrv)

* une estimation précise de l'écart de temps entre les signaux (pour les stations bvlv, bjov, bmcv, hltv, l'écart de temps est mal estimé - cf. fig. B24)

* des signaux de forme simple (bscv présentait une forme plus compliquée que les autres signaux - cf. fig. B24) à cause de la modélisation d'un filtre en fréquences du type fonction affine.

Nous voyons ainsi toutes les limites de cette technique. Son intérêt réside dans le fait que nous travaillons sur les formes d'ondes et maîtrisons toutes les étapes du traitement. Néanmoins, son utilisation pose des conditions sur les signaux à étudier.

Quelle que soit la méthode employée, il nous est difficile de choisir entre les deux interprétations - sources ou variations d'atténuation - expliquant les différences d'amplitudes entre nos signaux.

Un moyen éventuel de lever cette indétermination est l'étude d'un doublet spatial pour lequel il n'y a pas évolution temporelle des paramètres, les séismes se produisant à quelques heures d'intervalle. Seules les sources et la distance les séparant peuvent être responsables des dissemblances entre les sismogrammes. Nous consacrerons donc le chapitre suivant à l'observation de ce type de doublets à l'aide de la méthode du rapport spectral.

IV - MESURE D'EFFETS DE SOURCES SUR UN DOUBLET SPATIAL

A priori, l'étude d'un doublet spatial (cf. page 3 pour la définition) à l'aide de rapports spectraux devrait nous fournir des informations :

- sur la valeur du facteur de qualité dans la croûte,

- sur les effets produits par les sources ou la distance les séparant.

En effet, le rapport des amplitudes spectrales s'écrit sous la forme :

$$\log \frac{A_1(f,t_1)}{A_2(f,t_2)} = \log \frac{A_{s1}(f)}{A_{s2}(f)} - \frac{1}{\text{Log } 10} \quad \frac{\pi f(t_1 - t_2)}{Q} \qquad (1)$$

avec $t_1 - t_2$: différence des temps de propagation liée à la distance entre les sources.

Q : facteur de qualité du milieu (identique pour les 2 séismes).

(cf. page 104 pour la signification des autres termes).

Si l'on trace la partie gauche de cette équation en fonction de la fréquence, on doit observer une pente nous permettant de déduire la valeur de Q.

Notre étude a porté sur le double S6 constitué d'un séisme de magnitude 1.80 et d'un séisme de magnitude 1.60, localisés sur la faille de San Andreas dans la région de San Juan Bautista (cf. carte page 4). Les événements se sont produits à ≃ 6 h 02 mn d'intervalle. La distance entre les sources est d'environ 66 mètres, ce qui introduit des différences de temps de propagation de l'ordre du centième de seconde.

Les rapports spectraux pour les ondes P et les ondes S ont été calculés dans les mêmes conditions que précédemment (cf. chapitre II de cette partie) et sont présentés dans les figures suivantes (figures B 27).

De façon générale, nous pouvons considérer que le rapport spectral s'écrit sous la forme suivante :

$$\log \frac{A_1(f, t_1)}{A_2(f, t_2)} = \log \frac{A_{s1}(f)}{A_{s2}(f)} - \frac{\pi f}{\text{Log}\,10} \alpha$$

où α est un paramètre lié aux temps de propagation et aux facteurs de qualité.

Pour chacun des rapports spectraux, nous avons évalué la valeur de ce paramètre α à partir des pentes observées. Les valeurs trouvées sont regroupées dans le tableau G et sont exprimées en termes de αmin et αmax (les résultats incertains sont marqués d'un astérisque).

TABLEAU G

VALEURS DU PARAMETRE α DES RAPPORTS SPECTRAUX DU DOUBLET S6

STATIONS	R en km	Az en deg.	ONDES P		ONDES S	
			αmin.	αmax.	αmin.	αmax.
hcrv	18.2	339	0.014	0.018	0.000*	0.010*
bcgv	18.3	125	- 0.014	- 0.020	0.000*	0.004*
hltv	20.2	64	0.000	0.004	0.000*	0.000*
bmcv	20.9	141	- 0.001	- 0.006	0.000*	0.000*
hgwv	26.7	332	0.015	0.018	0.013	0.021
bjov	27.8	140	0.000•	- 0.005•	- 0.008•	- 0.013•
bpcv	28.7	203	0.003•	0.008•	0.008•	0.015•
bjcv	30.4	159	- 0.003	- 0.006	- 0.009	- 0.016
hgsv	32.9	10	0.000*	0.010*	0.000	0.008
jrrv	33.8	325	0.010	0.013	0.015	0.024
hspv	34.6	359	0.000	0.007	0.013	0.020
jbzv	36.3	311	0.013	0.018	0.000	0.006
jcbv	37.6	335	0.006	0.010	0.006•	0.015•
bvlv	38.4	131	- 0.004	- 0.012	- 0.005	- 0.011
cadv	41.1	346	0.000*	0.008*	0.008	0.013
jrgv	47.9	303	0.007	0.011	0.016	0.023
bhsv	49.8	133	- 0.001	0.002	- 0.002	- 0.006

• le sismogramme est peut être saturé

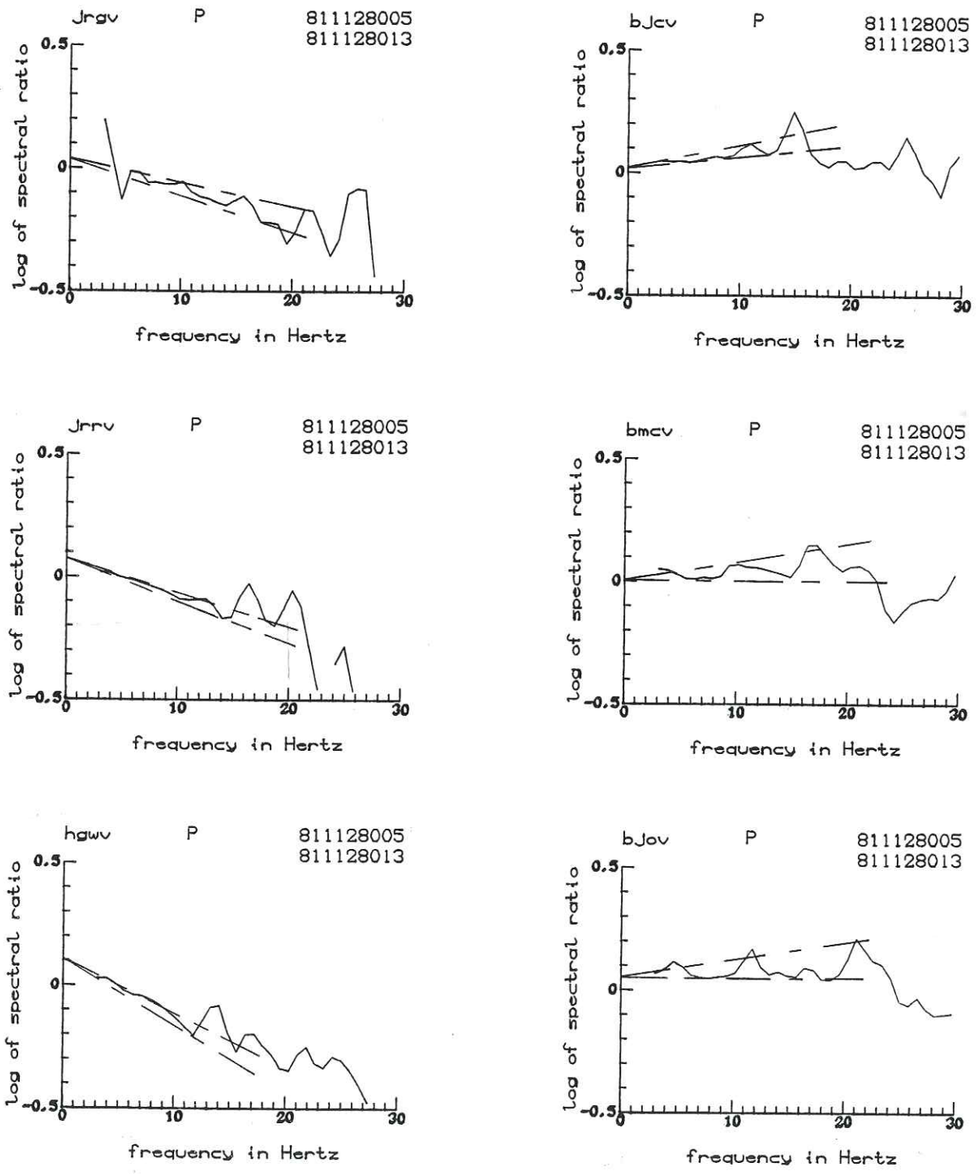
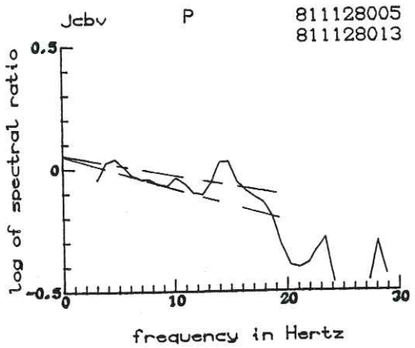
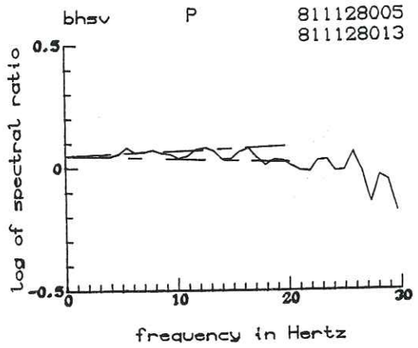
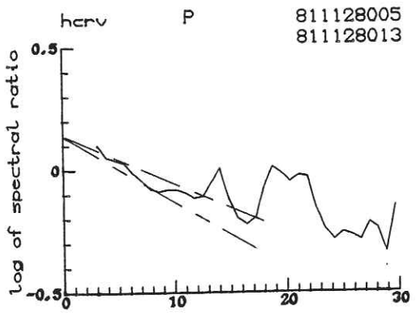


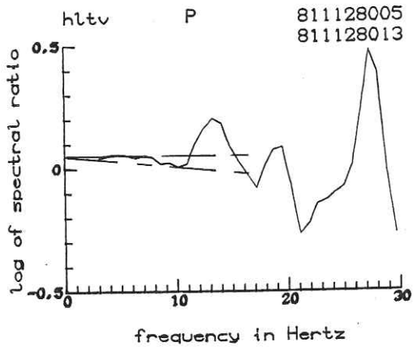
Figure B27a - Rapports spectraux pour les ondes P du doublet S6.

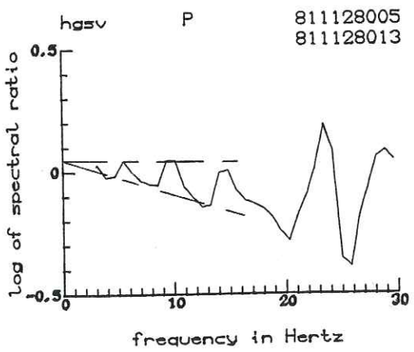
Les lignes en pointillés indiquent la pente minimale et la pente maximale que nous avons considérées.











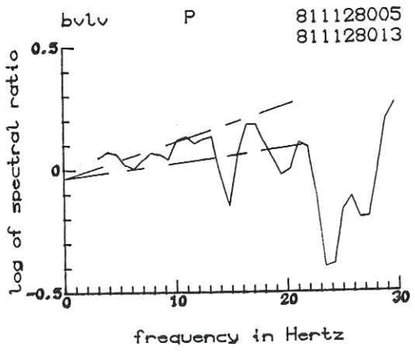
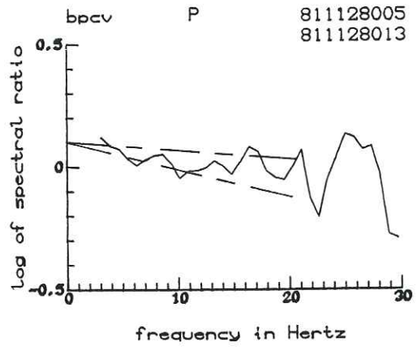
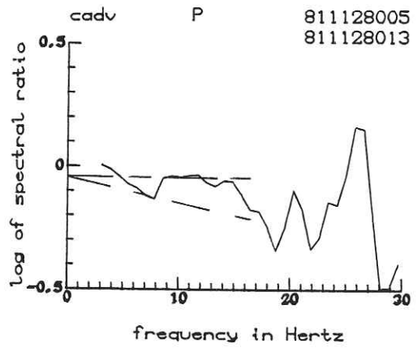
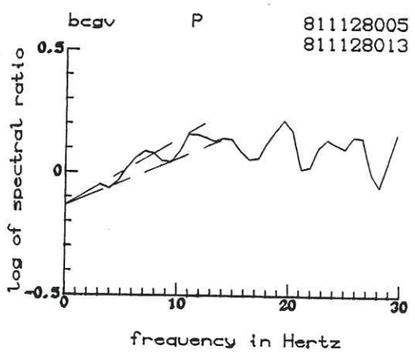
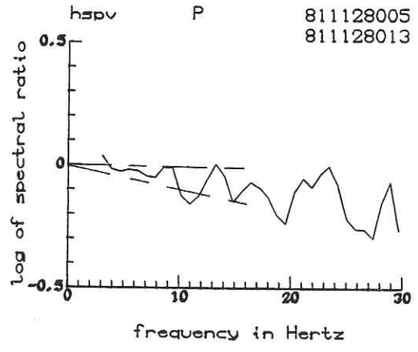


Figure B27a (suite)









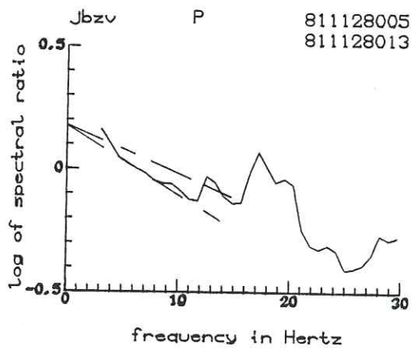
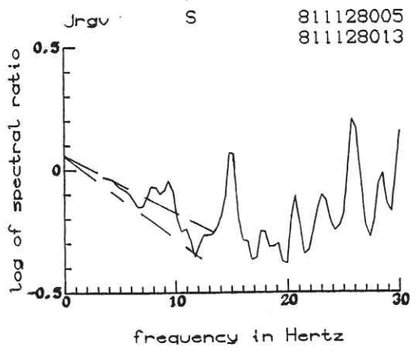
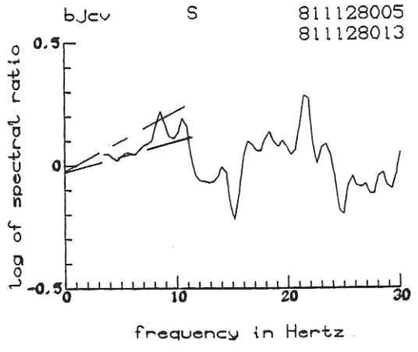
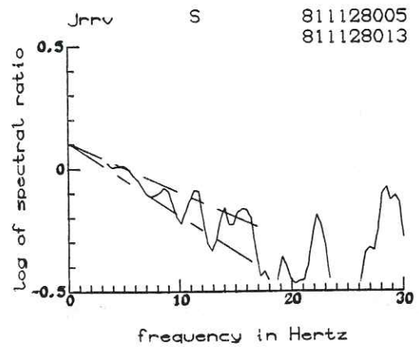
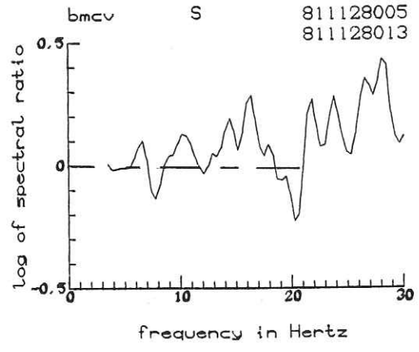


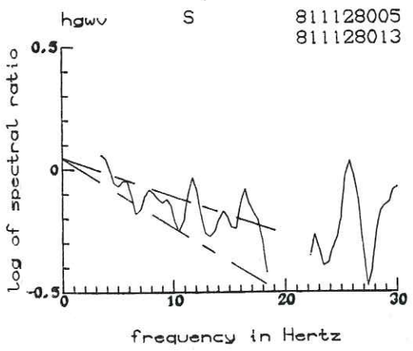
Figure B27a (suite)











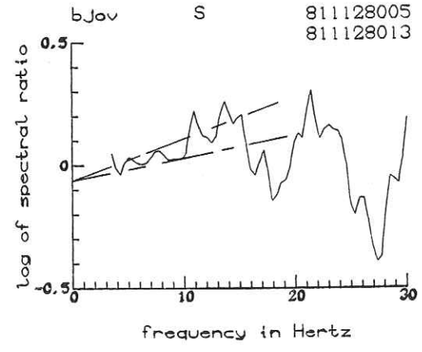
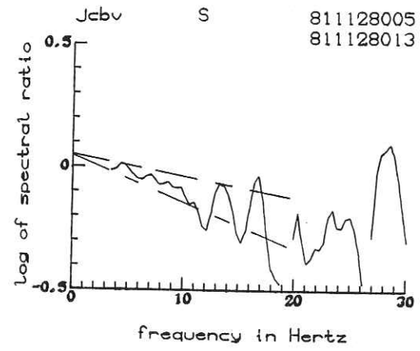
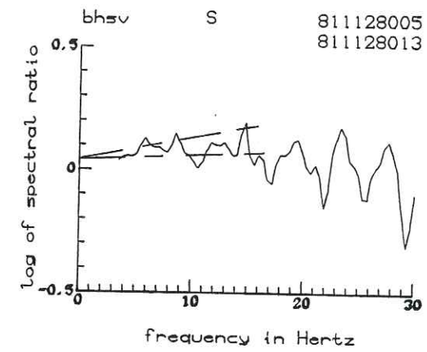
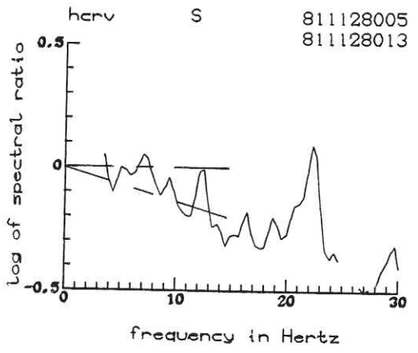
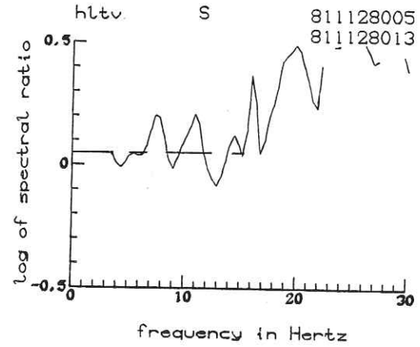


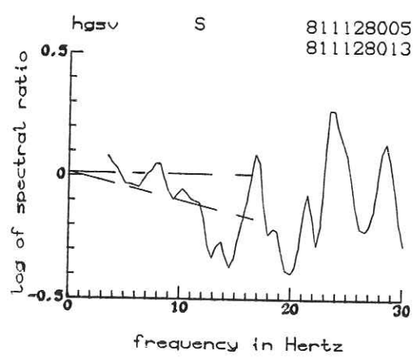
Figure B27b - Rapports spectraux pour les ondes S du doublet S6.











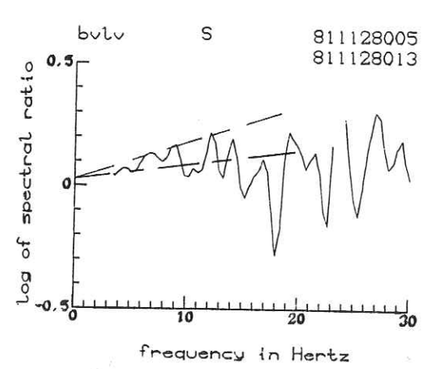
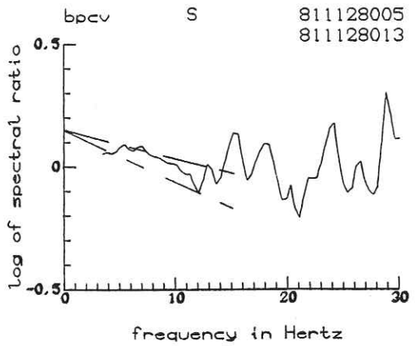
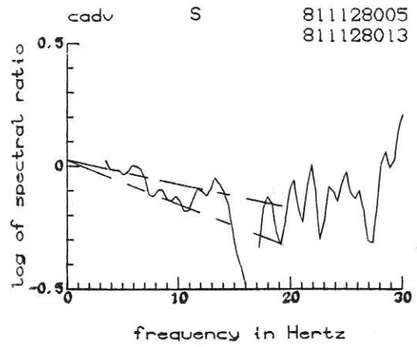
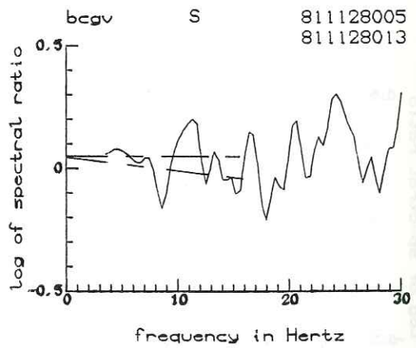
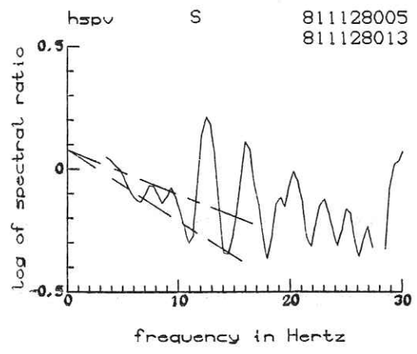


Figure B27b (suite)









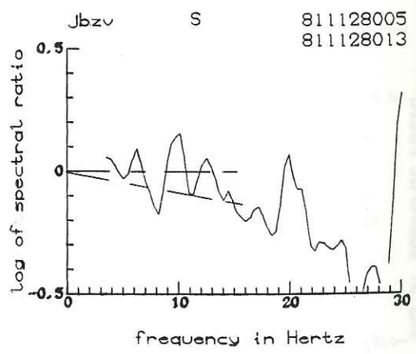
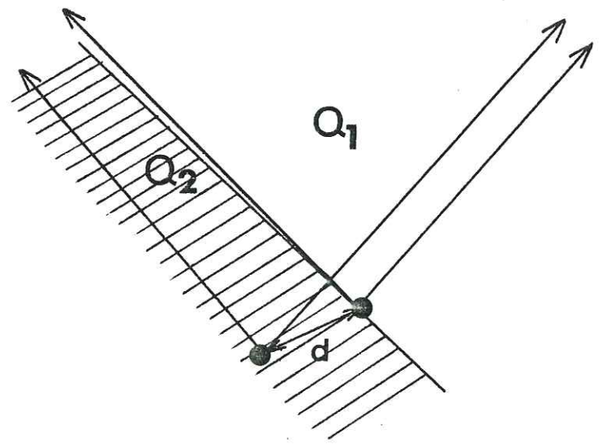


Figure B27b (suite)

Les pentes mesurées sont de 10^{-3} voire 10^{-2}. Ces pentes ne sont donc pas liées à l'atténuation du milieu comme on pourrait s'y attendre. En effet, un rapide calcul d'ordre de grandeur à partir de l'équation (1) donne des valeurs d'environ 10^{-4} ($Q \simeq 10^2$; $t_1 - t_2 \simeq 10^{-2}$s). Les valeurs de pentes trouvées conduisent à des facteurs de qualité aberrants, voisins de 1. Nous ne pouvons donc pas déterminer l'atténuation du milieu de cette façon. Les sources sont trop proches dans l'espace ($t_1 - t_2$ trop petit) pour mettre en évidence une pente liée au facteur de qualité Q.

Une explication possible des résultats observés serait un contraste de facteur de qualité dans cette région. Les ondes peuvent avoir suivi des trajets très voisins mais dans des milieux présentant 2 atténuations différentes. Ce serait le cas par exemple pour un séisme qui aurait eu lieu au bord de la faille et un autre à l'intérieur. Nous devrions alors voir apparaître une variation azimuthale : contraste maximal pour les stations situées dans l'axe de la faille, minimal dans la direction perpendiculaire (cf. schéma simplifié ci-après).



Dans ce but, nous avons tracé les valeurs du paramètre α en fonction de l'azimuth des stations. Comme α peut osciller entre αmin et αmax, nous représentons l'intervalle (αmin, αmax). Les résultats pour les ondes P et les ondes S sont regroupés dans la figure B28(les barres verticales en pointillés correspondent aux valeurs incertaines).

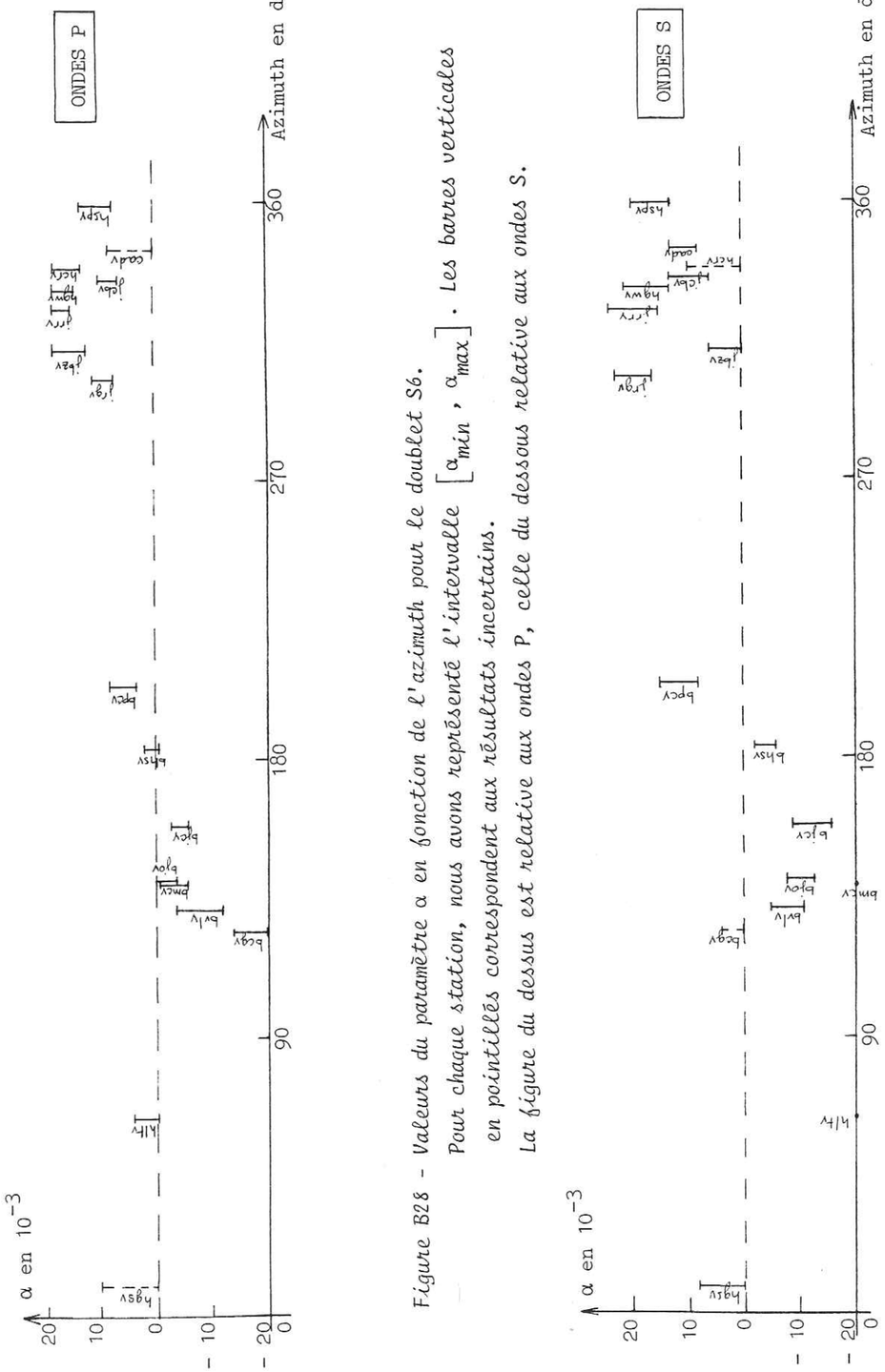


Figure B28 - Valeurs du paramètre α en fonction de l'azimuth pour le doublet S6.
Pour chaque station, nous avons représenté l'intervalle $[\alpha_{min}, \alpha_{max}]$. Les barres verticales en pointillés correspondent aux résultats incertains.
La figure du dessus est relative aux ondes P, celle du dessous relative aux ondes S.

Lorsque l'on observe la répartition azimuthale du paramètre α, il est surprenant de constater que des stations situées dans l'axe de la faille présentent des valeurs de α positives ou négatives selon qu'elles sont au Nord-Ouest ou au Sud-Est du doublet (les différences sont aussi bien marquées pour les P que pour les S). Les pentes des rapports spectraux de ce doublet ne sont donc pas liées à un contraste des milieux dans lesquels les ondes se sont propagées. Un autre effet est alors à mettre en cause : les sources de ces 2 séismes ont sûrement des mécanismes au foyer différents. Nous observons probablement des phénomènes de directivité des sources.

L'interprétation en termes de variations de fréquences coins selon le modèle en f^3 d'Aki (1967) conduit à des valeurs pour Δf_c au maximum égales à 2, avec la même distribution azimuthale que pour $\Delta Q/Q_1^2$ (augmentation de la fréquence coin au Nord-Ouest, diminution de la fréquence coin au Sud-Est).

Il se pourrait donc que la modélisation des spectres par un niveau plat et une décroissance en f^{-n} au-delà d'une fréquence coin soit une schématisation peu adaptée aux cas réels. Les pentes observées sur les rapports spectraux des doublets seraient dans ce cas le rapport de pentes différentes des spectres à la source. Ceci éliminerait l'interprétation en termes de variations de la fréquence coin que nous avions suggérée avec le modèle en f^3 d'Aki. Nous pouvons donc écarter l'hypothèse du changement de la fréquence coin expliquant les différences d'amplitudes entre les séismes d'un doublet.

Bien que cet exemple de doublet spatial ne puisse constituer une référence certaine pour les doublets temporels étudiés précédemment, il nous fournit par contre une idée sur l'influence des phénomènes liés aux sources. Ceux-ci sont loin d'être négligeables et peuvent être un élément important des comportements observés.

Maintenant que nous possédons cette information supplémentaire, nous pouvons faire la synthèse de tous les résultats obtenus et envisager leur discussion dans le chapitre suivant.

V - DISCUSSION DES RESULTATS

Rappelons brièvement les observations faites sur les doublets de cette étude :

1 - Doublets temporels

Les rapports spectraux (ondes P et ondes S) des doublets C2 et S4 présentaient des pentes qui pouvaient conduire à 2 interprétations :

- la première estimait le phénomène lié à une variation de l'atténuation du milieu pendant l'intervalle de temps séparant les séismes. L'effet était beaucoup plus marqué sur les ondes P que sur les ondes S. Le doublet S4 présentait des variations très nettes pour un groupe de stations situées dans un azimuth compris entre 70° et 140°. Nous observions une augmentation du facteur de qualité entre les 2 événements du doublet. La méthode d'estimation de la forme d'onde corroborait ces résultats pour quelques-unes de ces stations.

Pour le doublet C2, sans pouvoir parler de variations absolues du facteur de qualité, une tendance se dégageait montrant une diminution du facteur de qualité entre les 2 séismes. L'amplitude des variations était moindre par rapport à celle du doublet S4.

- la seconde considérait les sources comme responsables du comportement observé sur les rapports spectraux. En utilisant un modèle théorique simple (modèle en f^3 d'Aki), les changements étaient interprétés comme des variations de fréquences coins entre les séismes. Des variations inférieures à 2 Hz pouvaient rendre compte des observations réalisées.

2 - Doublet spatial

Les rapports spectraux de ce doublet présentaient le même genre de pentes bien qu'aucune variation temporelle des paramètres ne puisse intervenir dans ce cas. Une interprétation en terme de contraste d'atténuation entre deux milieux distincts dans lesquels les ondes se seraient propagées était impossible à cause de la distribution azimuthale des variations observées. Les pentes des rapports spectraux étaient donc la traduction d'un effet lié à des sources différentes, avec probablement un phénomène de directivité des sources.

A priori, l'étude du doublet spatial à l'aide de la méthode du rapport spectral devait nous permettre de lever l'indétermination sur les deux interprétations possibles pour expliquer les changements sur les doublets temporels. Néanmoins, rien ne permet d'affirmer que l'observation faite sur ce doublet soit reproductible et applicable à d'autres doublets. De plus, 2 facteurs le différencient des doublets temporels C2 et S4 :

- la distance séparant les sources est $\simeq$ 7 fois plus grande que celle séparant les sources des doublets temporels ; il se peut qu'il y ait beaucoup moins, voire pas du tout, de recouvrement des sources dans ce cas.

- il semble qu'un phénomène supplémentaire intervienne pour ce doublet spatial : il y a peut-être un effet de directivité des sources, effet non observé pour les 2 autres doublets temporels. La seule étude à notre connaissance sur ce sujet est celle de Bakun et al. (1978) sur 2 tremblements de terre, de magnitudes 3.0 et 2.8 sur la faille de San Andreas en Californie centrale, qui s'étaient produits à 4 mn d'intervalle. Les deux événements bien que possédant des solutions focales identiques montraient des différences azimuthales dans les diagrammes de radiation hautes fréquences ($f \gtrsim 10$ Hz). Ces observations étaient interprétées comme la conséquence d'une propagation unilatérale de la rupture vers le Sud-Est pour l'un des séismes tandis que l'autre présentait une forte extension de la rupture vers le Nord-Ouest.

Pour tous les doublets étudiés, les rapports spectraux montraient une distinction entre un comportement basses fréquences et un comportement hautes fréquences. Alors que les hautes fréquences apparaissent comme "imprévisibles", les basses fréquences semblent être reproductibles, selon une loi donnée, d'un séisme à l'autre.

Dans le cas du doublet spatial pour lequel les effets observés sont liés à des phénomènes de sources, une telle distinction serait cohérente avec des modèles à barrières (Das et Aki, 1977 ; Aki, 1979 ; Papageorgiou et al., 1983), les grandes longueurs d'onde étant beaucoup moins sensibles que les faibles longueurs d'ondes aux hétérogénéités.

En ce qui concerne les doublets temporels présentés dans cette étude, rien ne nous permet d'affirmer de façon absolue que les effets de sources sont négligeables et que nous observons véritablement des variations de l'atténuation du milieu. Néanmoins, quelques faits sont à prendre en compte :

- les sources sont séparées d'une distance inférieure ou égale à la dizaine de mètres et se chevauchent sur une très grande surface (> 50 %)

- les dislocations moyennes pour ces séismes sont de l'ordre du millimètre. On peut donc penser que la rupture se propage, pour chacun des séismes d'un doublet, dans le même environnement.

Nous pouvons donc considérer que très probablement les sources de ces doublets temporels se sont comportées de la même façon et que les différences observées sont liées à des changements dans le milieu de propagation des ondes.

Lors de nos mesures, nous avions déterminé les variations $\Delta Q/Q^2$. Afin d'obtenir une variation relative $\Delta Q/Q$, il nous faut choisir une valeur du facteur de qualité pour les ondes P et les ondes S. Le choix d'une valeur précise n'est pas fondamental et permet simplement d'avoir un ordre de grandeur de $\Delta Q/Q$. De nombreuses études effectuées sur des

séismes de Californie centrale (O'Neill et Healy, 1973 ; Johnson et McEvilly, 1974 ; Bakun et al., 1975, 1976) conduisent à des valeurs de Q_p comprises entre ≃ 50 et 250, le rapport Q_p/Q_s étant de l'ordre de 2. Nos séismes se produisant près de la surface (≃ 4 km de profondeur) le long de failles actives, on peut penser que l'atténuation est importante (effet observé sur les spectres de déplacement du sol). En conséquence, nous choissons une valeur de Q_p moyen égale à 100, avec un rapport $Q_p/Q_s = 2$. D'après les valeurs calculées précédemment (cf. chapitre II, nous ne retenons que les $|\Delta Q/Q^2| > 0$), nous obtenons comme variations relatives des facteurs de qualité (un signe - indique une décroissance de Q entre les 2 séismes) :

	Stations	$\Delta Q_p/Q_p$ avec $Q_p = 100$	$\Delta Q_s/Q_s$ avec $Q_s = 200$
DOUBLET C2	ccov	- 7 %	
	hjgv	- 7 %	
	behv	- 8 %	
	bsrv	- 4 %	
	hcbv	13 %	
DOUBLET S4	hphv	20 %	5 %
	hltv	20 %	8 %
	hjsv	25 %	
	hqrv	16 %	
	blrv	17 %	
	bscv	19 %	4 %
	bvlv	14 %	
	bjov	25 %	10 %
	bmcv	7 %	
	hfev	9 %	- 3 %
	hcav	11 %	
	hmov	13 %	

Si l'on ne tient pas compte de la station hcbv, l'atténuation des ondes P aurait augmenté d'environ 6 % (moyenne sur 4 stations) entre le séisme 78 et le séisme 80 du doublet C2 (≃ 1 an 1/2 d'intervalle).

Pour le doublet S4, l'atténuation des ondes P aurait diminué d'environ 16 % (moyenne sur 12 stations) entre le séisme 79 et le séisme 81 (2 ans d'intervalle). L'atténuation des ondes S aurait également décru d'environ 7 % (moyenne sur 4 stations, hfev non comprise).

Ces valeurs se réfèrent à un facteur de qualité $Q_p = 100$ et un rapport $Q_p/Q_s = 2$. Il va de soi qu'un autre choix de références modifierait les nombres trouvés (par exemple, $Q_p = 50$ et $Q_p/Q_s = 2$ diminuent les pourcentages d'un facteur 2).

Ces variations relatives du facteur de qualité étant évaluées, essayons d'en donner une interprétation sismologique.

Les mécanismes d'atténuation se divisent en 2 groupes : ceux qui considèrent les inclusions fluides et ceux qui ne les considèrent pas. Dans la mesure où les roches de la croûte supérieure sont partiellement ou totalement saturées, il se pourrait que des mécanismes liés à des fluides aient un effet prédominant d'atténuation. Auparavant, on considérait le glissement frictionnel aux joints des grains (friction interne) comme le responsable de l'anélasticité des roches. Winkler et Nur (1982) considèrent que ce phénomène ne peut pas être invoqué comme la cause prépondérante de l'atténuation sismique in situ, car il supposerait des taux de déformation très supérieurs à ceux observés en sismologie. Le facteur de qualité Q semble très lié à l'état de saturation en eau et de pression de confinement. En effet, divers travaux effectués sur échantillons (Nur et Simmons, 1969 ; Toksöz et al., 1979 ; Johnston et Toksöz, 1980 ; Winkler et Nur, 1982) ont permis d'observer :

- qu'une saturation en fluide augmente l'atténuation des ondes de volume (avec une atténuation plus grande pour les ondes P que les ondes S) ; ceci résulterait d'un écoulement fluide dans ou entre les fissures.

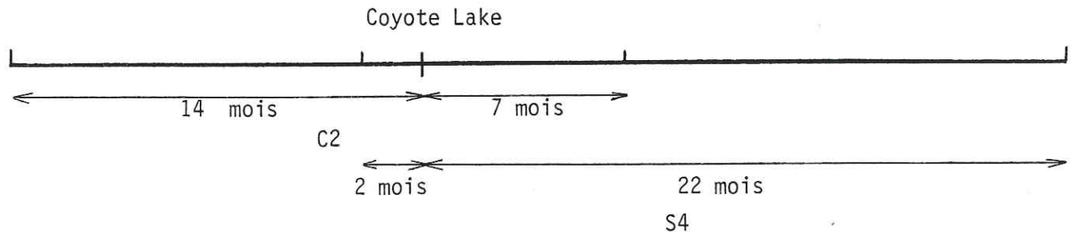
- qu'une pression croissante diminue l'atténuation, effet probablement dû à la fermeture des fissures (le taux de décroissance dépend de la nature de la roche, de la porosité et de la distribution spatiale des fissures).

Malgré les limites des études menées en laboratoire, nous avons le choix entre 2 interprétations possibles pour expliquer les variations d'atténuation entre les séismes des doublets :

1 - changement du régime des contraintes du milieu

2 - changement dans l'état de saturation en eau du milieu

Considérons la première interprétation. Il y a eu relâchement des contraintes lors du séisme de Coyote Lake ($M_L = 5.9$) le 6 août 1979. Un schéma simplifié permet de situer tous les événements dans le temps.



A priori, ce relâchement des contraintes devrait provoquer une augmentation de l'atténuation du milieu entre avant et après Coyote Lake.

C'est bien le résultat observé pour le doublet C2 malgré le faible nombre de mesures. En dépit de l'absence de valeurs "certaines" pour les ondes S, cette augmentation de quelques % serait par ailleurs cohérente avec une décroissance des vitesses des ondes S d'environ 0,2 % mesurée pour ce doublet (Poupinet et al., à paraître).

Par contre, le doublet S4 fournit des résultats contradictoires : nous observons une diminution de l'atténuation des ondes de volume. A priori, ce doublet devrait être plus sensible que le doublet C2 au séisme de Coyote Lake dans la mesure où le 1er séisme de S4 s'est produit 2 mois avant Coyote Lake. Nous pouvons donc penser que les résultats observés pour ce doublet ne sont pas liés au changement de l'état des contraintes du milieu.

La seconde interprétation possible est donc une variation de l'état de saturation en eau du milieu. Une diminution (ou augmentation) de la saturation en fluide provoque une diminution (ou augmentation)

de l'atténuation des ondes sismiques avec un effet nettement plus marqué pour les ondes P que pour les ondes S. Nos observations, sur les ondes P et les ondes S, traduiraient :

- une augmentation de la saturation partielle en eau du milieu pour le doublet C2,

- une diminution de la saturation partielle en eau du milieu pour le doublet S4.

Ces changements peuvent s'expliquer par des mécanismes d'écoulement fluide entre les fissures ou à l'extérieur de la zone de compression (mécanisme de consolidation) sous l'effet des contraintes.

Ces résultats font tout naturellement penser aux phénomènes de dilatance. Cependant, cette interprétation ne semble pas pouvoir s'appliquer à nos observations pour 2 raisons :

- les failles de coulissage ne sont pas des terrains propices à la dilatance (Nur et al., 1973)

- la théorie de la dilatance suppose une sous-saturation du milieu avant le tremblement de terre, correspondant à la formation des microfissures, puis un écoulement fluide vers cette zone. Ceci conduirait à penser que le milieu lors du séisme de juin 79 se trouvait probablement dans un état sous-saturé anormal. Le doublet S4 devrait donc présenter une augmentation de l'atténuation s'expliquant par le retour à des conditions de saturation normales.

Néanmoins, il faut être prudent sur le choix ou l'élimination d'un phénomène physique responsable des variations observées car nous ne connaissons aucune loi temporelle sur les phénomènes en présence (évolution temporelle des contraintes, temps de sous-saturation, etc..). Les résultats "contradictoires" des 2 doublets étudiés s'expliquent peut-être simplement par leur position relative dans le temps.

Un autre facteur peut également modifier et de façon non négligeable les états de saturation partielle en eau du milieu. Il s'agit des chutes de pluie annuelles qui peuvent provoquer de très importantes variations en certains endroits (cf. article de Schulz et al., 1983). Malheureusement, nous ne possédons pas cette dernière information mais il semble peu probable, du moins pour le doublet S4, que ce phénomène soit responsable des variations observées puisque les 2 séismes le constituant ont eu lieu le même mois de l'année (mois de juin).

Un autre élément important sur lequel nous ne possédons pas encore de renseignement malgré nos efforts pour l'obtenir concerne la calibration du système. En effet, il nous faut vérifier pour les doublets temporels la stabilité de la courbe de réponse instrumentale et quantifier ses variations. Par ailleurs, quelques stations ont subi des modifications (sismomètres et modulateurs remplacés, canaux d'enregistrement différents) dont il serait important d'évaluer l'impact.

Toute l'analyse faite dans les derniers chapitres montre la difficulté à mesurer des variations de Q_p ou Q_s de façon absolue puisque les résultats observés peuvent être liés à des mécanismes au foyer différents.

Un moyen possible d'isoler cet effet de sources serait de travailler sur la coda. Cette dernière, selon Aki (1969), correspondrait pour les tremblements de terre locaux, à la superposition d'ondes rétrodiffusées sur de nombreuses hétérogénéités distribuées au hasard dans la terre. Ainsi, la puissance spectrale de la coda pourrait se décomposer en 2 facteurs (Aki et Chouet, 1975) : un facteur source du séisme et un facteur régional, commun à toutes les sources, représentant l'effet d'une grande région indépendamment de la distance et du trajet entre la source et le récepteur. Dans cette hypothèse, le rapport des puissances spectrales de la coda de 2 séismes est égal au rapport des facteurs sources.

Nous pourrions utiliser cette dernière propriété pour éliminer l'effet de facteurs sources différents dans les rapports spectraux d'ondes P ou d'ondes S. Bien que cette méthode soit très simple dans sa formulation, son application à nos signaux pose quelques problèmes. En effet, l'estimation de la puissance spectrale de la coda se fait à partir d'un temps t, fixe quelle que soit la station d'enregistrement, mesuré à partir du temps origine t_o du séisme. Ce temps t doit être bien supérieur au temps de propagation des ondes S. Malheureusement, à cause de la faible dynamique du système et des magnitudes des séismes étudiés, le rapport signal sur bruit se détériore très vite pour des temps longs. Par ailleurs, nous avons une limite technique liée au temps de numérisation des événements.

Une autre possibilité est de travailler avec une fenêtre mobile le long du sismogramme afin d'observer une évolution du facteur Q. Cette observation peut se faire :

1) en fonction de la fréquence pour une différence de temps de propagation donnée.

On a :

$$\text{Log}\,\frac{A_1(f,t_1)}{A_2(f,t_1)} = \text{Log}\,\frac{A_{s1}(f)}{A_{s2}(f)} - \pi f t_1\,\frac{\Delta Q_1}{{Q_1}^2}$$

$$\text{Log}\,\frac{A_1(f,t_2)}{A_2(f,t_2)} = \text{Log}\,\frac{A_{s1}(f)}{A_{s2}(f)} - \pi f t_2\,\frac{\Delta Q_1}{{Q_1}^2}$$

(nous supposons les géométries source-récepteur très voisines, i.e., θ et ϕ constants).

En faisant la différence de ces 2 expressions, il vient :

$$\text{Log}\left[\frac{A_1(f,t_1)}{A_2(f,t_1)} \cdot \frac{A_2(f,t_2)}{A_1(f,t_2)}\right] = \pi f(t_2 - t_1)\,\frac{\Delta Q_1}{{Q_1}^2}$$

Ainsi, nous pouvons mesurer les variations $\frac{\Delta Q_1}{{Q_1}^2}$ associées aux diverses phases (ondes P, ondes S, coda) en choisissant un intervalle de temps $(t_2 - t_1)$ adéquat (cette différence $t_2 - t_1$ n'est autre que la différence de temps entre les positions des fenêtres de calcul).

2) en fonction du temps pour une bande de fréquences donnée.

On a :

$$\text{Log}\,\frac{A_1(f_1,t)}{A_2(f_2,t)} = \text{Log}\,\frac{A_{s1}(f_1)}{A_{s2}(f_2)} - \pi(f_1 - f_2)\,t\,\frac{\Delta Q_1}{{Q_1}^2}$$

Si l'on effectue ce calcul le long du sismogramme et que l'on trace les résultats en fonction du temps, les pentes observées doivent nous donner la variation $\frac{\Delta Q_1}{{Q_1}^2}$ dans la bande de fréquences analysée.

Cette dernière procédure semble très adaptée à la variation du facteur de qualité Q_β dans la coda.

Nous avons appliqué ces 2 techniques (Poupinet et al., sous presse) sur un certain nombre de stations du doublet C2. Les valeurs obtenues pour les variations $\frac{\Delta Q_1}{{Q_1}^2}$ étaient tout à fait compatibles avec les résultats présentés dans cette étude bien que la précision des estimations était sûrement moins bonne (signaux non alignés au centième de seconde). Ces méthodes de mesure en évolutif, à l'aide d'une fenêtre mobile déplacée le long des sismogrammes, paraissant plus prometteuses que des mesures absolues, nous envisageons de les appliquer aux 2 doublets étudiés ici avec la précision adéquate (alignement et correction de l'écart de temps).

CONCLUSION

La prévision sismique suppose une connaissance approfondie des structures de la croûte et des paramètres la caractérisant. Les doublets de séismes peuvent remplir cet objectif en fournissant un moyen d'étude détaillée, dans le temps et dans l'espace, d'une zone sismique.

Nous voulions observer l'évolution temporelle des paramètres de la croûte terrestre à savoir vitesses et facteurs de qualité. Le problème se posait de comment mesurer les faibles différences existant entre les sismogrammes d'un doublet. Dans ce but, nous avons toujours eu le souci de vérifier l'influence du traitement sur les résultats et de rechercher la technique optimale de mesure des variations observées.

Cette étude s'articule en 2 parties :

- la première envisage l'application de méthodes de traitement du signal à un doublet de séismes. Nous utilisons le filtre de Wiener pour évaluer la relation entre les 2 événements. Ce filtre ne pose aucune condition sur le modèle physique expliquant les changements entre les séismes et suppose simplement le choix d'une référence.

Le filtre de Wiener, par son module et sa phase, nous renseigne sur les modifications survenues entre les 2 séismes que celles-ci soient liées aux sources ou aux conditions de propagation.

Si l'on considère les signaux sur une longue durée (≃ 18 s), le module du filtre nous donne approximativement la correction de magnitude, la phase l'écart de temps moyen. Ce dernier est calculé en tenant compte de la variance de la phase, liée à la cohérence des signaux très proche de 1 dans notre cas). Un traitement plus sélectif permet de déceler des variations associées aux différentes ondes (ondes P, ondes S,

coda). Le filtre de Wiener, sur l'exemple traité, nous permet de reconstituer le 2ème séisme à partir du 1er à ≃ 6 % près en amplitude. Un problème se pose néanmoins à l'arrivée de l'onde P où le filtre a du mal à estimer cette brusque impulsion.

Le deuxième aspect de cette partie est l'utilisation de différents estimateurs temporels pour mesurer le décalage temporel entre nos signaux à partir de l'enveloppe de la fonction d'intercorrélation. L'application de 3 estimateurs temporels - corrélation classique, PHAT, HT (ou HT modifié pour éviter des problèmes de divergence) à nos sismogrammes, sur leur durée totale ou sur des trains d'ondes particuliers, est effectuée. Nous observons que l'estimateur optimal est Hannan-Thomson (qui blanchit l'interspectre et pondère par la cohérence). Les mesures conduisent à des écarts de temps de l'ordre de 6 ms avec une précision de 1 ms. La distinction entre un comportement basses fréquences et un comportement hautes fréquences conduit à 2 décalages temporels différents, avec pour l'un d'entre eux un déphasage à l'origine.

- la seconde partie considère les variations temporelles de l'atténuation ou les changements dans les sources susceptibles de s'être produits entre les 2 événements des doublets étudiés.

L'étude des spectres de déplacement du sol nous permet d'observer que la taille des sources est nettement supérieure à la distance les séparant. La même zone a donc initialisé la rupture lors de chacun des séismes d'un doublet.

Afin d'évaluer les différences d'amplitudes entre les sismogrammes, nous utilisons 2 méthodes : méthode du rapport spectral et méthode d'estimation de la forme d'onde. Cette dernière technique bien que d'une mise en oeuvre moins simple nous permet de travailler sur les formes d'ondes des premières arrivées et de suivre les traitements successifs (correction d'écart de temps, correction de magnitude, correction de variation d'atténuation). Les rapports spectraux des ondes P et des ondes S présentent des pentes qui ne sont pas le résultat d'un artifice de calcul. Celles-ci peuvent s'interpréter comme des variations

d'atténuation ou des mécanismes au foyer différents. L'observation des quantités $\Delta Q/Q^2$ (où ΔQ représente le changement du facteur de qualité entre le premier et le deuxième séisme) pour chacun des doublets temporels conduit à :

* une augmentation de l'atténuation des ondes P pour le doublet C2,

* une diminution de l'atténuation des ondes P et S pour le doublet S4.

Pour tenter de lever l'indétermination entre variations de facteur Q ou variations de sources, nous avons appliqué cette méthode de rapport spectral à un doublet spatial pour lequel les changements sont liés aux sources et à la distance les séparant. Les rapports spectraux présentent également des pentes qui sont alors la traduction de mécanismes au foyer différents (l'explication par un contraste de facteur de qualité entre 2 milieux est rendue impossible à cause des valeurs aberrantes de Q, proches de 1, auxquelles elle conduit). Néanmoins, rien ne permet de considérer ce doublet spatial comme une référence par rapport à d'autres doublets. Par ailleurs, deux éléments importants le différencient des doublets temporels :

* la distance séparant les sources est ≃ 7 fois plus grande ; le chevauchement des sources, s'il existe, est sûrement beaucoup plus faible que dans le cas des doublets temporels.

* il semble exister un phénomène de directivité, effet non observé sur les autres doublets.

Cette analyse du doublet spatial nous permet de penser que la schématisation des spectres de déplacement du sol par un niveau plat et une fréquence coin n'est pas très réaliste pour les séismes étudiés ici. De plus, deux comportements distincts à basses et hautes fréquences apparaissent. Les basses fréquences semblent être reproductibles d'un séisme à l'autre tandis que les hautes fréquences montrent un comportement plus "imprévisible". Cette observation pourrait être cohérente avec des modèles à barrières.

Bien qu'il soit difficile de séparer de façon absolue les effets liés au trajet de ceux liés aux sources, nous pensons qu'il y a eu un changement des propriétés de la croûte dans cette région provoquant une variation dans l'atténuation des ondes de volume de quelques %. Cette évolution est très probablement associée au séisme de Coyote Lake qui s'est produit pendant l'intervalle de temps séparant les événements des doublets. Une modification de l'état de saturation en eau du milieu pourrait expliquer les résultats observés (moindres effets sur les ondes S). Celle-ci pourrait avoir deux origines : écoulement de fluides (entre ou dans les fissures ou même à l'extérieur des zones de compression) ou bien changements dans la nappe phréatique. Nos observations ne semblent pas être consistantes avec un modèle de dilatance.

Cette étude sur des doublets de séismes californiens nous a permis de mettre au point les méthodes de mesures des variations des paramètres de la croûte terrestre. Nous possédons maintenant un outil fiable. La suite de ce travail serait l'utilisation de cet outil sur d'autres doublets ou multiplets. Nous pouvons rêver au multiplet idéal qu'il soit spatial ou temporel :

- des événements séparés dans le temps par une modification importante (gros séisme par exemple ou éruption volcanique) et encadrant ce changement de façon proche (séismes juste avant et séismes juste après).

- des événements séparés dans l'espace dans une région présentant des anomalies importantes ce qui permettrait l'étude de la structure physique et la détection de particularités telles qu'une chambre magmatique par exemple.

BIBLIOGRAPHIE

AKI, K. (1967) - Scaling law of seismic spectrum, J. Geophys. Res. 72, p 1217-1231.

AKI, K. (1969) - Analysis of the Seismic Coda of Local Earthquakes as Scattered Waves, J. Geophys. Res. 74, p 615-631.

AKI, K. (1979) - Characterization of Barriers on an Earthquake Fault, J. Geophys. Res. 84, p 6140-6148.

AKI, K. (1980) - Attenuation of Shear-waves in the Lithosphere for Frequencies from 0.05 to 25 Hz, Phys. Earth Planet. Inter., 21 : 50-60.

AKI, K. (1980) - Scattering and Attenuation of Shear-waves in the lithosphère, J. Geophys. Res. 85, p 6496-6504.

AKI, K., B. CHOUET (1975) - Origin of coda waves : source, attenuation and scattering effects, J. Geophys. Res. 80, p 3322-3342.

AKI, K., P.G. RICHARDS (1980) - Quantitative Seimology, Theory and Methods, Freeman and Co., San Francisco.

BAKUN, W.H., R.M. STEWART, D. TOCHER (1973) - Variations in V_p/V_s in Bear Valley in 1972, Proceedings of the Conference on Tectonics Problems on the San Andreas fault system, Stanford Univ. Publ., Geol. Sci., 13 : 453-462.

BAKUN, W.H., C.G. BUFE (1975) - Shear-wave attenuation along the San Andreas fault zone in central California, Bull. Seim. Soc. Am. 65, p 439-459.

BAKUN, W.H., C.G. BUFE, R.M. STEWART (1976) - Body wave spectra of central California earthquakes, Bull. Seism. Soc. Am. 66, p 363-384.

BAKUN, W.H., R.M. STEWART, C.G. BUFE (1978) - Directivity in the high frequency radiation of small earthquakes, Bull. Seism. Soc. Am. 68, p 1253-1263.

BAKUN, W.H., M. McLAREN (1984) - Microearthquakes and the nature of the creeping-to-locked transition of the San Andreas fault near San Juan Bautista, California, Bull. Seism. Soc. Am. 74, p 235-254.

BÄTH, M. (1974) - Spectral analysis in geophysics. Elsevier, Amsterdam.

BOORE, D. M., A.G. LINDH, T.V. McEVILLY, W.W. THOLMACHOFF (1975) - A search for travel time changes associated with the Parkfield earthquake of 1966, Bull. Seism. Soc. Am. 65, p 1407-1418.

BRUNE, J.N. (1970) - Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, J. Geophys. Res. 75, p 4997-5009.

BRUNE, J.N. (1971) - Correction to "Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes", J. Geophys. Res. 76, p 5002.

CHOUET, B. (1979) - Temporal variation in the attenuation of earthquake coda near Stone Canyon, Geophys. Res. Letters, 6, p 143-146.

DAS, S., D. AKI (1977) - Fault Plane with Barriers : a Versatile Earthquake Model, J. Geophys. Res. 82, p 5658-5670.

EATON, J.P. (1977) - Frequency response of the USGS short period telemetered seismic system and its suitability for network studies of local earthquakes, U.S. Geol. Surv. Open File Rep., 77-844, 45 pp.

GELLER, R.J., C.S. MUELLER (1980) - Four similar earthquakes in central California, Geophys. Res. Letters, 7, p 821-824.

GLANGEAUD, F. (1981) - Signal Processing for Magnetic Pulsations, J. atmos. terr. phys. 43 (9), p 981-998.

GLANGEAUD, F. (1982) - Analysis of Pulsations, Planet. Space Sci., Vol. 30, No 12, p 1249-1258.

HANKS, T.C., M. WYSS (1972) - The use of body-waves spectra in the determination of seismic source parameters, Bull. Seism. Soc. Am. 62, p 561-589.

HASKELL, N.A. (1964) - Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, Bull. Seism. Soc. Am. 54, p 1811-1841.

HEALY, J.H., M.E. O'NEILL (1977) - Calibration of seismographic systems : USGS stations in the central California network, U.S. Geol. Surv. Open File Rep., 77-736.

ISHIDA, M., H. KANAMORI (1980) - Temporal variation of seismicity and spectrum of small earthquakes preceding the 1952 Kern County California, earthquake, Bull. Seism. Soc. Am. 78, p 509-527.

JENKINS, G.M., D.G. WATTS (1968) - Spectral Analysis and Its Applications. Holden-Day, New-York.

JOHNSON, L.R., T.V. McEVILLY (1974) - Near field observations and source parameters of central California earthquakes, Bull. Seism. Soc. Am. 64, p 1855-1886.

JOHNSTON, D.H., N. TOKSÖZ (1980) - Ultrasonic P and S wave attenuation in dry and saturated rocks under pressure, J. Geophys. Res. 85, p 925-936.

KANAMORI, H., G. FUIS (1976) - Variation of P-wave velocity before and after the Galway Lake earthquake (M_L = 5.2) and the Goat Mountain earthquake (M_L = 4.7) in the Mojave Desert, Bull. Seism. Soc. Am. 66, p 2017-2037.

KNAPP, C.H., G.C. CARTER (1976) - The Generalized Correlation Method for Estimation of time delay, IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal processing, Vol. ASSP-24, N°4, p 320-326.

LACOUME, J.L., F. GLANGEAUD, P. LORENZINO, D. BAUDOIS, G. PRETET (1981) - Filtrage de Signaux Multicomposantes utilisant les Corrélations Intercomposantes, GRETSI, Huitième Colloque sur le Traitement du Signal et ses Applications, Nice, p 311-318.

LEE, W.H.K., S.W. STEWART (1981) - Principles and applications of microearthquakes network, Advances in Geophysics, Vol. 23, Academic Press.

MADARIAGA, R. (1976) - Dynamics of an expanding circular fault, Bull. Seism. Soc. Am. 66, p 639-666.

MASSON, J. (1982) - Mesures de débit par corrélation dans l'industrie nucléaire. Etude de différentes méthodes et réalisation de l'unité de traitement d'un débitmètre à corrélation. Thèse de Docteur Ingénieur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble.

MOLNAR, P., B.E. TUCKER, J.N. BRUNE (1973) - Corner frequencies of P and S-waves and models of earthquake source, Bull. Seism. Soc. Am. 63, p 2091-2104.

MODIANO, T. (1980) - Sismotectonique des Pyrénées occidentales. Etude détaillée du contenu spectral des ondes de volume dans la région focale, Thèse de 3ème cycle, Université de Grenoble, France.

NUR, A. (1972) - Dilatancy, pore fluids and premonitory variations of t_s/t_p travel times, Bull. Seism. Soc. Am. 62, p 1217-1222.

NUR, A., G. SIMMONS (1969) - Stress-induced velocity anisotropy in rock : an experimental study, J. Geophys. Res. 74, p 6667-6674.

NUR, A., M.L. BELL, P. TALWANI (1973) - Fluid Flow and Faulting : a detailed study of the dilatancy mechanism and premonitory velocity changes, Proceedings of the Conference on Tectonics Problems of the San Andreas fault system, Stanford Univ. Publ., Geol. Sci., 13 : 391-404.

O'CONNELL, R.J., B. BUDIANSKY (1974) - Seismic Velocities in Dry and Saturated Cracked Solids, J. Geophys. Res. 79, p 5412-5426.

O'NEILL, M.E., J.H. HEALY (1973) - Determination of source parameters of small earthquakes from P-wave rise time, Bull. Seism. Soc. Am. 63, p 599-614.

OUAHABI, A. (1983) - Filtrage des signaux multicomposantes, Thèse de Docteur Ingénieur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, FRANCE.

PAPAGEORGIOU, A.S., K. AKI (1983) - A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion. Part II. Applications of the model, Bull. Seism. Soc. Am. 73, p 953-978.

POUPINET, G., F. GLANGEAUD, P. COTE (1982) - P-time delay measurement of a doublet of microearthquakes, Proceedings IEEE ICASSP82, Paris, May 3-5, 1516.

POUPINET, G., J. FRECHET, W.L. ELLSWORTH, M.J. FREMONT, F. GLANGEAUD (sous presse) - Doublet analysis : improved accuracy for earthquakes prediction studies, Earthquake Prediction Research.

POUPINET, G., W.L. ELLSWORTH, J. FRECHET (à paraître). Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets : an application to the Calaveras fault, California.

REASENBERG, P., W.L. ELLSWORTH (1982) - Aftershocks of the Coyote Lake, California earthquake of August 6, 1979 : A detailed study, J. Geophys. Res. 87, p 10637-10655.

RIKITAKE, T. (1976) - EARTHQUAKE PREDICTION. Elsevier, Amsterdam.

SAVAGE, J.C.(1965) - The Effect of Rupture Velocity upon Seismic First Motions, Bull. Seism. Soc. Am. 55, 263-275.

SCHULZ, S., R.O. BURFORD, B. MAVKO (1983) - Influence of seismicity and rainfall on episodic creep on the San Andreas Fault system in central California, J. Geophys. Res. 88, p 7475-7484.

SINGH, S.K., R.J. APSEL, J. FRIED, J.N. BRUNE (1982) - Spectral Attenuation of SH waves along the Imperial Fault, Bull. Seism. Soc. Am. 72, p 2003-2016.

SPIETH, M.A. (1981) - Two detailed seismic studies in central California, Ph. D. Thesis, Stanford University, California.

STEWART, S.W., M.E. O'NEILL (1980) - Calculation of the Frequency Response of the USGS Telemetered Short-Period Seimic System, U.S. Geol. Surv. Open File Rep., 80 - 143,83 pp.

SUYEHIRO, S. (1968) - Change in earthquake spectrum before and after the Matsushiro swarm, Pap. Met. Geophys., 19, p 427-435.

THOUVENOT, F. (1983) - Frequency Dependence of the Quality Factor in the Upper Crust : a Deep Seismic Sounding Approach, Geophys. J.R. Astr. Soc. 73, p 427-447.

THURBER, C.H. (1983) - Earthquake locations and three-dimensional crustal structure in the Coyote Lake area, central California, J. Geophys. Res. 88, p 8226-8236.

TOKSÖZ, M.N., D.H. JOHNSTON, A. TIMUR (1979) - Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks, I. Laboratory measurements, Geophysics 44, p. 681-690.

URHAMMER, R.A. (1980) - Observations of the Coyote Lake, California earthquake sequence of August 6, 1979, Bull. Seism. Soc. Am. 70, p 559-570.

WESSON, R.L., R. ROBINSON, C.G. BUFE, W.L. ELLSWORTH, J.H. PFLUKE, J.A. STEPPE, L.C. SEEKINS (1977) - Search for seismic forerunners to earthquakes in Central California, Tectonophysics 42, p 1111-1126.

WHITCOMB, J.H., J.D. GARMANY, D.L. ANDERSON (1973) - Earthquake Prediction : Variation of Seismic Velocities before the San Francisco Earthquake, Science 180, p 632-635.

WINKLER, K.W., A. NUR (1979) - Pores Fluids and Seismic Attenuation in Rocks, Geophys. Res. Letters, 6, p 1-4.

WINKLER, K.W., A. NUR (1982) - Seismic attenuation : Effects of pore fluids and frictional sliding, 47, p 1-15.

THESE de 3e CYCLE

Titre de l'ouvrage :

MESURE DE VARIATIONS TEMPORELLES DES PARAMETRES DE LA CROUTE TERRESTRE ET D'EFFETS DE SOURCES PAR TRAITEMENT DE DOUBLETS DE SEISMES

Nom de l'auteur : Marie-José FREMONT

Etablissement : Université Scientifique et Médicale de Grenoble

RESUME

Les doublets de séismes sont un outil puissant de mesure des variations très fines du milieu dans lequel les ondes se sont propagées ou des sources qui leur ont donné naissance. Ils permettent en particulier l'étude de l'évolution temporelle des paramètres de la croûte (vitesses, facteurs de qualité), objectif se situant dans un cadre de prévision sismique.

La première partie est consacrée à la recherche de techniques optimales pour mesurer les différences entre les 2 séismes d'un doublet. Le filtre de Wiener permet de caractériser la relation existant entre les sismogrammes. Ce filtre présente des fluctuations, en temps et en fréquence, liées aux diverses phases (ondes P, ondes S, coda). La mesure d'écarts de temps entre nos signaux est réalisée à l'aide de plusieurs estimateurs temporels afin de déterminer l'estimateur le plus fiable. Les différences des temps de propagation des ondes sont obtenues avec une précision de 1 ms.

La seconde partie s'intéresse aux variations temporelles de l'atténuation dans la croûte et aux effets de sources. Dans un premier temps, une étude des sources sismiques des doublets est présentée. Celle-ci permet de situer la taille des sources par rapport à la distance les séparant. Deux méthodes sont utilisées pour mesurer des changements du facteur de qualité ou des différences dans les sources sismiques : méthode du rapport spectral et méthode d'estimation de la forme d'onde. Les rapports spectraux observés, pour les ondes P et les ondes S, présentent des pentes qui peuvent s'interpréter comme des variations d'atténuation ou des mécanismes au foyer différents.

Bien qu'il soit difficile de démêler les effets liés au trajet et ceux liés aux sources, il semble qu'une variation du facteur de qualité de quelques % se soit produite entre les 2 séismes des doublets étudiés. L'anlayse d'un doublet spatial permet d'observer par ailleurs que la schématisation des spectres de déplacement du sol par un niveau plat et une fréquence coin n'est pas très réaliste pour les séismes utilisés dans cette étude.

MOTS-CLES

Sismologie ; Doublets de séismes ; Variations d'atténuation ; Spectres à la source ; Ecarts de temps ; Filtre de Wiener.