



HAL
open science

Sismogenese et doublets sismiques

Julien Frechet

► **To cite this version:**

Julien Frechet. Sismogenese et doublets sismiques. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1985. Français. NNT : . tel-00683536

HAL Id: tel-00683536

<https://theses.hal.science/tel-00683536>

Submitted on 29 Mar 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.

~~Amis de l'Institut~~

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GÉOLOGIE ET DE MÉCANIQUE

THÈSE

A Juin

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'ÉTAT ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Julien FRECHET

SUJET

SISMOGENESE ET DOUBLETS SISMIQUES

Soutenu le 12 Juin 1985 devant la Commission d'Examen

M. R. MADARIAGA Président

M. W.L. ELLSWORTH

M. C. FROIDEVAUX

M. J.L. LACOUME

Examineurs

M. G. PASCAL

M. G. PERRIER

M. G. POUPINET

GRENOBLE

Reçu le 28 JUIL. 1985

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GÉOLOGIE ET DE MÉCANIQUE

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'ÉTAT ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Julien FRECHET

SUJET

SISMOGENESE ET DOUBLETS SISMIQUES

Soutenue le 12 Juin 1985 devant la Commission d'Examen

M. R. MADARIAGA Président

M. W.L. ELLSWORTH

M. C. FROIDEVAUX

M. J.L. LACOUME

M. G. PASCAL

M. G. PERRIER

M. G. POUPINET

Examineurs

CHAPITRE I CARACTERISATION DU CHAMP DE CONTRAINTES
DANS LE GLOBE TERRESTRE

I.1. DEPLACEMENTS, DEFORMATIONS ET CONTRAINTES DANS LE GLOBE.....	3
I.2. LES EQUATIONS DE LA MECANIQUE DES MILIEUX CONTINUS.....	4
I.3. SOURCES DE VARIATION DE CONTRAINTES DANS LE GLOBE.....	7
I.4. CONTINUTE ET DISCONTINUITES DU CHAMP DE CONTRAINTES.....	8
I.5. LISSAGE DU CHAMP DE CONTRAINTES; FACTEUR D'ECHELLE.....	10
I.6. LA GRAVITE, MOTEUR DE LA DYNAMIQUE TERRESTRE.....	12
I.7. CONTRAINTES THERMIQUES.....	13

CHAPITRE II DEFORMATIONS ET CONTRAINTES ENGENDREES PAR
UNE FAILLE

II.1. INTRODUCTION.....	14
II.2. REPRESENTATION D'UNE FAILLE PAR DES DISLOCATIONS.....	15
II.3. POINT-SOURCE DANS UN DEMI ESPACE HOMOGENE ELASTIQUE.....	17
II.4. VECTEUR DE GALERKIN D'UNE FAILLE RECTANGULAIRE DANS UN DEMI ESPACE ELASTIQUE.....	21
4.a. Mouvement horizontal (strike-slip).....	23
4.b. Mouvement vertical (Dip-slip).....	30
II.5. COMMENTAIRES SUR LES FORMULES OBTENUES.....	36
II.6. CALCUL DES DEPLACEMENTS EN SURFACE.....	38
II.7. CONCLUSION.....	39

CHAPITRE III DOUBLETS DE SEISMES; ANALYSE SPECTRALE

III.1. INTERET DES DOUBLETS SISMIQUES.....	40
1.a. Introduction.....	40
1.b. Tentatives précédentes d'étude de doublets.....	41
III.2. ANALYSE INTERSPECTRALE D'UN DOUBLET.....	42
2.a. Calcul de l'interspectre.....	43
2.b. Cohérence et erreurs.....	45
2.c. Calcul de la cohérence et du rapport spectral d'un doublet.....	48
III.3. EXEMPLE D'ANALYSE D'UN DOUBLET; UTILISATION D'UNE FENETRE MOBILE.....	50
3.a. Etude d'une fenêtre centrée sur l'onde P.....	50
3.b. Utilisation d'une fenêtre mobile.....	53
3.c. Calcul du délai.....	53
3.d. Calcul du délai pour un signal saturé.....	57

CHAPITRE IV ETUDE DE DOUBLETS EN CALIFORNIE CENTRALE
(RESEAU CALNET)

IV.1. ACQUISITION DES DONNEES; ERREURS INSTRUMENTALES.....	60
1.a. Sélection de doublets.....	60
1.b. Chaîne d'acquisition et de numérisation.....	62
IV.2. DELAIS INSTRUMENTAUX.....	64
2.a. Délai de vitesse de défilement.....	65
2.b. Délai de balayage de numérisation.....	67
2.c. Délai statique et dynamique de tête de lecture.....	69
2.d. Délai de démodulation.....	69
IV.ANNEXE. EPLUCHAGE DU CODE TEMPS.....	70

CHAPITRE V LES DOUBLETS SPATIAUX

V.1. MESURE DU DELAI DES ONDES P ET S; RELOCALISATION.....	72
1.a. Etude du délai des ondes P.....	72
1.b. Relocalisation relative d'un doublet.....	76
1.c. Analyse du délai des ondes S.....	78
V.2. IMPLICATIONS SUR LA SISMOGENESE ET LA SISMOTECTONIQUE.....	82
2.a. Relocalisation métrique de multiplets; conséquences sismotectoniques.....	82
2.b. Modèle de source d'un doublet.....	92
V.3. MESURE DU CONTRASTE DE VITESSE A TRAVERS LA FAILLE DE SAN ANDREAS.....	100
V.4. VARIATIONS DU DELAI LE LONG DU SISMOGRAMME; ETUDE DE LA CAUDA.....	102
V.ANNEXE. SISMOGRAMMES ET DELAIS POUR LES DOUBLETS SA, SF ET A6/56.....	107

CHAPITRE VI LES DOUBLETS TEMPORELS; MESURES DE VARIATIONS DE VITESSE DANS LA CROUTE

VI.1. INTRODUCTION.....	140
VI.2. UTILISATION DES DOUBLETS TEMPORELS POUR MESURER DES VARIATIONS DE VITESSE.....	141
VI.3. MESURE DE VARIATIONS DE VITESSE DANS LA CROUTE A L'AIDE DE DOUBLETS DE SEISMES: APPLICATION A LA FAILLE DE CALAVERAS, CALIFORNIE.....	144
VI.4. DISCUSSION DES RESULTATS SUR LES MESURES DE VARIATION DE VITESSE.....	158
4.a. Délais des ondes P.....	158
a.i. Relocalisation.....	158
a.ii. Recherche de variation de vitesse des ondes P.....	159
4.b. Variation du délai le long du sismogramme.....	179
4.c. Estimation des changements de vitesse des ondes S.....	185
VI.5. ORIGINE DU CHANGEMENT DE VITESSE.....	194

VI.6. NATURE DE LA CAUDA.....196

CONCLUSION

1. ACQUISITION DES DONNEES.....	199
2. TRAITEMENT.....	200
3. INTERPRETATION.....	200

BIBLIOGRAPHIE.....206

ANNEXE 1: SISMOGRAMMES ET DELAIS DES DOUBLETS TEMPORELS....207

AVANT-PROPOS

Si cette page est la première de ma thèse, c'est pour moi la dernière, mais sûrement pas la moins importante. Je désire en effet associer à ce travail tous ceux qui m'ont apporté leur aide pendant ces quatre années. En premier lieu mes remerciements vont à G. Poupinet qui m'a confié l'étude des doublets et m'a apporté, avec souplesse, l'aide et les conseils idoines. Parallèlement ma reconnaissance va aux sismologues de l'U.S.G.S. à Menlo Park, et tout particulièrement à W.L. Ellsworth, qui non seulement nous ont permis l'accès à leurs remarquables données, mais en outre ont obtempéré à toutes nos exigences (sauf celle de fumer une Gauloise devant le "computer") ; sans la qualité du réseau CALNET cette thèse n'aurait pu avoir lieu.

Je tiens ensuite à remercier G. Perrier qui m'a accueilli dans son Laboratoire et encouragé dans cette étude, M. Bouchon, M. Campillo, M.J. Frémont et F. Glangeaud pour les nombreuses discussions et suggestions. J'ai eu plaisir à réunir un Jury de spécialistes dont j'ai apprécié les remarques précises et constructives.

Cette étude a été financée par l'A.T.P. "Sismogenèse, plis, failles" de l'I.N.A.G., et a bénéficié de subventions de l'U.S.G.S..

CHAPITRE I
CARACTERISATION DU CHAMP DE CONTRAINTES DANS LE GLOBE TERRESTRE

I.1. DEPLACEMENTS, DEFORMATIONS ET CONTRAINTES DANS LE GLOBE

La Terre, à l'instar de planètes plus éloignées qu'elle du soleil, est une planète solide et apparemment inerte. Cependant l'homme connaît depuis longtemps des exceptions notables à ce calme apparent: les éruptions volcaniques et les tremblements de terre. Ces derniers étaient attribués à des effets atmosphériques jusqu'au 18ème siècle environ, avant d'être reconnus comme des déformations du sol. Depuis la mise au point de la théorie de la tectonique des plaques dans les années 60, la Terre est considérée comme un objet sans cesse changeant, avec ses grandes plaques lithosphériques qui se déplacent à des vitesses de quelques cm/an, avec ses cellules de convection qui brassent une grande partie du manteau, avec ses panaches de matière chaude (hot spots) qui remontent des zones les plus profondes du manteau terrestre.

La géométrie de ces mouvements est assez bien connue en surface, et l'on peut ainsi expliquer dans leurs grandes lignes la répartition et le mode de fonctionnement des séismes et des volcans, ainsi que les déformations plus lentes (plis, surrections, affaissements) qui se produisent dans les chaînes de montagne, les grabens, etc... Par contre les forces et les contraintes qui sont à l'origine de ces mouvements restent encore largement inconnues (Hanks et Raleigh 1980; Lliboutry 1976).

La mécanique des milieux continus indique que ces mouvements sont dus à deux types de forces: les forces de gravité et les forces internes appelées contraintes. L'analyse des contraintes dans le globe, et plus particulièrement dans la lithosphère, est peu avancée; il n'est pas possible actuellement de cartographier le champ des contraintes lithosphériques, alors que celles-ci sont la cause de toutes les déformations observées (séismes et déformations lentes). Les raisons de cette méconnaissance sont nombreuses; elles sont liées à des problèmes conceptuels et aux difficultés de mesure de la contrainte. Problèmes conceptuels, d'une part parce que les contraintes en un point sont représentées par un tenseur symétrique, c'est-à-dire par six nombres indépendants, difficiles à appréhender de façon intuitive; et d'autre part parce que les contraintes ne sont jamais observables directement, mais ne se manifestent que par les déformations qu'elles engendrent. Les mesures de contrainte sont assez délicates: elles peuvent être obtenues en surface ou dans des forages, par mesure de déformation après relaxation de la contrainte ou par fracturation hydraulique

(Froidevaux et coll. 1980; Zoback et coll. 1980; McGarr et coll. 1982; Greiner et Illies 1977; Richardson et coll. 1979, pour une revue plus complète). Des mesures plus indirectes peuvent être obtenues à l'aide des mécanismes au foyer de séismes, ou à l'aide de divers marqueurs géologiques depuis l'échelle microscopique jusqu'aux structures pluri-kilométriques (voir par ex. Richardson et coll. 1979), mais ces mesures ne donnent en général qu'une indication sur les directions principales du déviateur des contraintes.

Toutes les déformations du globe terrestre se produisent sous l'effet des forces de contraintes. Les causes globales de ces contraintes sont reconnues actuellement comme étant la production de chaleur à l'intérieur du globe par radioactivité naturelle des roches, et la répartition inhomogène des masses (Lliboutry 1982). Certains changements de phase (en particulier lors de la formation des "roches" du noyau, du manteau et de la croûte terrestres) jouent un rôle par modification des densités et par absorption ou production de chaleur. La terre est donc une machine thermique complexe où les variations de densité et de température induisent des champs de contraintes, ces champs provoquant eux-mêmes les déplacements et les déformations dans le globe.

Cette thèse est consacrée à l'étude de quelques caractéristiques du champ de contraintes, et plus particulièrement de ses relations avec la sismogenèse. Dans la première partie (Chapitres I et II) on s'intéresse à une étude théorique, d'abord du champ global de contraintes, puis de ses variations lors d'un séisme à l'aide d'un modèle simplifié (demi-espace homogène et élastique). Dans la deuxième partie (Chapitres III et suivants) nous étudierons des doublets de séismes (c'est-à-dire des séismes se produisant au même endroit et engendrant des ondes de forme identique); nous présenterons plusieurs méthodes d'étude de ce type de données, fondées sur une analyse interspectrale par fenêtre mobile, en essayant de montrer les conséquences qui en découlent sur les relations entre contraintes et sismogenèse. Puis nous utiliserons des doublets pour mesurer des variations de vitesses sismiques dues à des variations de contraintes.

I.2. LES EQUATIONS DE LA MECANIQUE DES MILIEUX CONTINUS

La théorie de la mécanique des milieux continus s'est élaborée du 17ème au 19ème siècles (Love 1927). Depuis Galilée jusqu'à Navier, en passant par Hooke et Young, les problèmes principaux étaient ceux de l'équilibre des barres et des plaques élastiques. C'est à Cauchy (1827, 1828) que l'on doit la notion moderne de tenseur des contraintes et l'équation qui porte son nom qui régit

la dynamique des milieux continus.

Les contraintes dans un milieu continu sont dues aux forces d'interaction entre molécules voisines, forces qui tendent à maintenir la cohésion du milieu. Pour passer de cette notion Newtonienne de forces ponctuelles à la notion de contraintes, on considère un élément de surface fictif dS en un point du milieu. Les molécules situées d'un côté de la surface exercent des forces sur celles situées de l'autre côté. La résultante de ces forces vaut F . Le principe des contraintes est que F/dS tend vers une limite non nulle f quand dS tend vers zéro, tout en gardant la même orientation. Cette limite est la contrainte dans la direction n , normale à dS . Ce principe peut-être démontré pour certains cas simples, mais on l'admet pour l'ensemble des milieux continus. On peut démontrer alors, en appliquant la loi fondamentale de la dynamique $F = m\gamma$ à un volume élémentaire, que f varie linéairement avec n (Saada 1974).

On peut écrire:

$$f = T n,$$

où T est un tenseur symétrique d'ordre 2 appelé tenseur des contraintes:

$$T = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{12} & T_{22} & T_{23} \\ T_{13} & T_{23} & T_{33} \end{bmatrix}$$

T_{ij} est la composante sur X_i de la contrainte dans la direction X_j . On démontre en même temps la loi de Cauchy:

$$\text{div } T + \rho (g - \gamma) = 0$$

où ρ est la densité du milieu, g l'accélération de la pesanteur, et γ l'accélération du point considéré.

A l'équilibre, on a

$$\text{div } T + \rho g = 0;$$

et en l'absence de pesanteur:

$$\text{div } T = 0.$$

Cette équation tensorielle est en fait un système de trois équations différentielles linéaires à six inconnues ($T_{11}, T_{22}, T_{33}, T_{12}, T_{13}, T_{23}$). Cette équation admet une multiple infinité de

solutions. Pour la résoudre, on est obligé de connaître la loi de comportement du matériau, c'est-à-dire la loi qui relie le tenseur des contraintes T au tenseur des déformations E , ainsi que les forces ou les déplacements appliqués aux frontières du corps considéré. Ces lois de comportement peuvent être très complexes; elles ne sont connues que dans des cas simples et idéaux: thermoélasticité, viscoélasticité, plasticité, fluide parfait, fluide visqueux, etc... L'introduction de la loi de comportement dans la formule de Cauchy ci-dessus permet en général d'obtenir une solution unique quand on impose des conditions aux frontières. L'introduction des lois de comportement limite le nombre des tenseurs des contraintes physiquement possibles. Par exemple dans le cas d'un solide élastique, le tenseur E des déformations doit satisfaire aux conditions de compatibilité (les six équations de Saint Venant); le tenseur des contraintes T , linéairement relié à E , est donc soumis à des conditions semblables. Rappelons quelques formes prises par la loi de comportement intervenant dans l'étude des déformations du manteau et de la croûte terrestres:

a. Viscosité (milieu incompressible et isotrope)

La loi de comportement s'écrit:

$$T' = 2 \eta \, dE/dt$$

où T' est le déviateur des contraintes,

$$T' = T - \text{tr}(T) / 3$$

η est la viscosité et dE/dt est le tenseur des vitesses de déformation. $\text{tr}(T)$ désigne la trace de T , c'est-à-dire la somme de ses éléments diagonaux.

b. Plasticité idéale

Si E' est le déviateur des déformations:

$$E' = E - \text{tr}(E) / 3$$

et si τ est la cission maximale

$$\tau^2 = \{ (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 \} / 6$$

σ_1, σ_2 et σ_3 étant les valeurs propres de T , on a deux cas possibles (Lliboutry 1976):

$$E' = 0 \quad \text{et} \quad \tau < \tau_{\max}$$

ou bien

$$E' \neq 0 \quad \text{et} \quad \tau = \tau_{\max}$$

c. Thermoélasticité

On a la relation

$$T_{ij} = \rho \cdot \partial \phi / \partial e_{ij}$$

où T_{ij} et e_{ij} sont les composantes du tenseur des contraintes T et du tenseur des déformations E , et où ϕ est le potentiel thermodynamique et ρ est la densité.

Pour des petites déformations, on linéarise le potentiel ϕ .

D'où:

$$T_{ij} = \alpha_{ij} \cdot \theta + \lambda_{ijkl} \cdot e_{kl}$$

où θ est l'écart de température par rapport à l'état de référence, α_{ij} est le tenseur des coefficients de dilatation thermique et λ_{ijkl} est le tenseur des coefficients d'élasticité (seuls 21 des 81 coefficients sont indépendants).

Pour un corps isotrope cette formule se simplifie:

$$T_{ij} = \{-\beta \cdot \theta + \lambda (e_1 + e_2 + e_3)\} \delta_{ij} + 2 \cdot \mu \cdot e_{ij}$$

soit encore

$$T = (-\beta \cdot \theta + \lambda \cdot \text{tr}E) I + 2 \cdot \mu \cdot E$$

où β est le coefficient de dilatation thermique, λ et μ sont les coefficients de Lamé.

I.3. SOURCES DE VARIATION DE CONTRAINTES DANS LE GLOBE

Considérons le globe à un instant t_0 , dans un état de contraintes T_0 , et une répartition de températures θ_0 . Le champ de contraintes T_0 va induire des déplacements et des déformations: soit par mouvement visqueux convectif dans le manteau, soit par séismes ou fluage dans la croûte. Ces déplacements vont produire des variations de contrainte par un double effet: d'une part ils provoquent un relâchement local de la contrainte (voir par exemple dans le Chapitre II le relâchement dû au jeu d'une faille rectangulaire), et d'autre part ils modifient la répartition des masses. Une deuxième source de variations de contraintes est due à

la température. La terre présente un flux de chaleur qui amène en surface la chaleur produite dans le globe par radioactivité, frottements, changements de phase, etc... Ce flux de chaleur, combiné avec les mouvements de convection, provoque des variations de températures, et donc de contraintes. Deux autres sources de variations de contraintes peuvent intervenir: les changements de phase, et l'érosion, qui tous deux modifient la répartition des masses.

Dans cette analyse, nous nous sommes placés d'un point de vue "Newtonien", en ce sens que la notion fondamentale est la contrainte. C'est elle qui entraîne les déplacements et les déformations, et non l'inverse. Cette façon de voir est sans doute correcte sur le plan des principes physiques. Par contre elle est difficile à relier aux études de terrain, puisque celles-ci mesurent des déformations et essaient de remonter aux contraintes. Cette opération de remontée aux contraintes est faite à l'aide d'un certain nombre d'hypothèses sur la forme du champ de contraintes, et sa relation aux déplacements. Nous allons tenter de préciser quelques-unes de ces hypothèses.

I.4. CONTINUITÉ ET DISCONTINUITÉS DU CHAMP DE CONTRAINTES

Dans un milieu continu, soumis à des forces volumiques et extérieures continues, le champ de contraintes est continu. Mathématiquement on peut obtenir des champs de contraintes vérifiant la loi de Cauchy, mais présentant des discontinuités de part et d'autre d'une surface; seule la contrainte normale à cette surface doit être continue. On pourrait imaginer de réaliser une telle situation en juxtaposant deux corps élastiques semblables dans lesquels existeraient des états de contraintes différents. Cependant, afin d'obtenir un milieu continu, il faudrait souder ces deux corps. La zone de soudure rendrait alors la contrainte continue. En fait, la contrainte est due aux forces intermoléculaires; celles-ci ne peuvent s'établir que si les atomes ou les molécules occupent les positions d'un réseau régulier dicté par les règles de la mécanique quantique. Pour obtenir une discontinuité de la contrainte, il est nécessaire de briser la continuité du réseau atomique ou moléculaire, ce qui aboutit à modifier le type de forces intermoléculaires en jeu. En pratique on provoque ainsi une rupture de la cohésion du milieu. De même pour un milieu visqueux, où la contrainte est proportionnelle à la vitesse de déformation, une discontinuité de la contrainte entraînerait une discontinuité de la vitesse de déformation, ce qui paraît physiquement irréalisable.

En conclusion on peut systématiquement admettre que le champ

de contraintes dans un milieu continu est lui-même continu.

Ceci est donc valable pour les zones du globe où la viscosité est non négligeable, telles que l'asthénosphère; on peut en effet supposer que la convection et la viscosité ont permis un brassage et un mélange des matériaux, rendant ainsi le milieu continu. De même, les régions homogènes (constituées d'un même matériau cohérent) et non fracturées de la lithosphère doivent être soumises à un champ de contraintes continu.

Par contre dans un milieu solide, il peut exister des sauts du champ de contraintes de part et d'autre de surfaces de discontinuité. De telles surfaces peuvent être de deux types:

- surface séparant deux matériaux différents (frontière stratigraphique ou faille séparant des compartiments d'origine différente)
 - surface de rupture de cohésion à l'intérieur d'un matériau homogène (diaclyse ou faille dans un massif rocheux homogène).
- Nous allons examiner un peu plus précisément ces deux types de discontinuité.

a. Discontinuité de matériau.

La limite stratigraphique ou la faille sépare deux matériaux ayant des caractéristiques mécaniques différentes. Pour réaliser l'équilibre, il est nécessaire que la contrainte appliquée sur la surface de la discontinuité soit continue. Par contre la contrainte appliquée sur des surfaces normales à la discontinuité peut présenter des sauts. Il en est de même des déplacements.

b. Faille ou diaclyse dans un massif rocheux homogène.

Là encore la contrainte sur la discontinuité doit être continue pour assurer l'équilibre, alors que les contraintes dans les autres directions peuvent présenter des sauts. Ainsi Segall et Pollard (1980) qui ont calculé les contraintes au voisinage de fissures en échelon aboutissent à des discontinuités du champ de contraintes. Cependant cette discontinuité du champ de contraintes n'est pas systématique. Ainsi une dislocation dans un milieu homogène produit un champ de contraintes continu (voir Chapitre II).

En résumé, dans un milieu continu, la contrainte doit être continue. Par contre l'existence d'une faille, d'une fracture, ou d'une hétérogénéité de matériau peuvent entraîner des sauts de la contrainte dans les directions parallèles à la surface de discontinuité.

I.5. LISSAGE DU CHAMP DE CONTRAINTES; FACTEUR D'ECHELLE

Les contraintes dans la croûte terrestre peuvent être observées à plusieurs échelles différentes. En allant du plus grand au plus petit, on peut étudier la contrainte à l'échelle globale des plaques, à l'échelle d'un massif, à l'échelle d'une structure déca ou hectométrique simple (pli par exemple), à l'échelle du rocher ou du galet inclus dans une structure plus large, à l'échelle des grains constituant une roche, à l'échelle des monocristaux constituant un grain, ou enfin à l'échelle atomique (Richardson et coll. 1979; Hobbs et coll. 1976; Turcotte et Schubert 1982; Bard 1980, par exemple). On peut considérer, à chacune de ces échelles, que le champ de contraintes est extrêmement complexe, variant au gré des discontinuités, des dislocations, des inhomogénéités, des dislocations, des failles, des diaclases, des défauts ponctuels, etc... Fort heureusement il existe à toutes les échelles des répartitions statistiques assez homogènes des structures: réseau cristallin, texture de la roche, fracturation, etc.. Ainsi, au niveau atomique, les forces quantiques d'interaction atomique et moléculaire sont très complexes. Mais si l'on observe un cristal, on obtient des contraintes simples, car on doit alors faire la somme de toutes les forces en jeu et cette opération aboutit à un lissage. De la même façon, si l'on considère un fragment de roche (par exemple un granite, Fig. I.1), le champ de contraintes peut être extrêmement complexe dans le détail, avec concentration des efforts dans les minéraux durs et aux contacts entre grains (Bard 1980). Cependant si l'on calcule la contrainte sur une surface assez grande par rapport à la taille des grains, on obtient un lissage statistique qui simplifie le champ des contraintes. La roche se comporte à cette échelle comme un milieu continu homogène, dont les caractéristiques mécaniques sont une moyenne de celles de ses constituants. Ce raisonnement peut être justifié par l'utilisation du principe de Saint Venant.

Nous pensons que cette façon de procéder peut être justifiée à toutes les échelles. On peut ainsi considérer un massif tel que les Alpes et concevoir le champ de contraintes moyenné à l'échelle plurikilométrique (Fréchet 1978). Une fois obtenu ce champ par des moyennes statistiques des observations, il est possible d'étudier plus en détail la variation des contraintes, en fonction des grandes structures (failles et sous-ensembles structuraux).

L'existence d'un champ lissé relativement simple est fondamentale. Ce champ global est dû à la répartition des masses dans le globe. Il doit être ainsi toujours possible de placer une étude locale des contraintes dans un cadre plus général et d'expliquer les variations de détail; celles-ci sont dues à l'action d'une contrainte lissée imposée aux limites du domaine étudié, la complexité du domaine induisant les variations de



Figure I.1: Exemple de microtexture. Granodiorite à amphibole-biotite. (D'après Bard 1980).

détail.

Indiquons pour conclure un exemple d'utilisation de ce type de raisonnement. Considérons une chaîne de montagne avec sa profonde racine crustale et lithosphérique. Un modèle simple est obtenu en moyennant toutes les structures du massif, et en le ramenant à une simple plaque d'épaisseur variable. Si la chaîne a été formée par des contraintes compressives appliquées sur les bords de la plaque, on doit s'attendre à ce que la contrainte moyenne en un point donné soit inversement proportionnelle à l'épaisseur de la plaque en ce point. La déformation devrait donc se localiser dans les zones les moins épaisses, c'est-à-dire sur les bords de la chaîne, alors qu'elle devrait être faible à l'intérieur. La recherche d'une telle migration de la déformation vers l'extérieur de la chaîne pourrait donc permettre de faire la part des contraintes appliquées horizontalement dans les plaques, de celles induites par des mouvements verticaux ou par des variations du géotherme. De la même façon, l'amincissement de la croûte dans une zone en extension, provoque un accroissement des contraintes extensives pouvant aller jusqu'à la rupture et la création d'un graben. Il n'est donc pas nécessaire de supposer un soulèvement préalable de cette zone comme c'est le cas sur les dorsales océaniques.

I.6. LA GRAVITE, MOTEUR DE LA DYNAMIQUE TERRESTRE

Le rôle de la force de gravitation en tant que cause fondamentale de la dynamique du globe n'est pas toujours perçu comme il devrait l'être. La gravité, en effet, est la cause primitive de tous les mouvements du globe et des variations de contraintes qui en découlent. Pour s'en convaincre, il suffit d'imaginer que l'on puisse instantanément ramener la gravitation à zéro. On observerait immédiatement d'importantes dilatations et la formation de nombreuses failles, comme lorsqu'on gonfle un corps (par exemple dans l'opération de soufflage du verre). Dans un deuxième temps la viscosité relâcherait les contraintes résiduelles par déformation sur place des différents matériaux du globe, pour finalement aboutir à ce qui est le lot de tout corps élastique continu simplement connexe: un état de contraintes nulles et donc un globe immobile. En effet on peut démontrer qu'un corps élastique continu non soumis à des forces extérieures (forces de volume telles que la gravité ou forces appliquées à la surface du corps) est dans un état de contraintes nulles s'il est simplement connexe. Pour mettre un tel corps sous contrainte, il est nécessaire de le rendre multiplement connexe, par exemple en le perçant de part en part par un trou (on obtient alors un corps topologiquement semblable à un tore), ou en y produisant une cavité elle-même multiplement connexe, par exemple une cavité torique.

I.7. CONTRAINTES THERMIQUES

Alors que les contraintes thermiques peuvent être relâchées par viscoélasticité locale, les contraintes gravitaires ne peuvent l'être que par déplacement de masses. On sait, par l'étude du relèvement post-glaciaire ou de la flexure des plaques plongeantes, mesurer la viscosité de l'asthénosphère (Lliboutry 1982). Les constantes de temps qui interviennent sont de l'ordre de la dizaine de milliers d'années. Au contraire les durées nécessaires pour relâcher les contraintes gravitaires sont de plusieurs dizaines ou centaines de millions d'années (il faut déplacer les masses sur plusieurs centaines de kilomètres à des vitesses ne dépassant pas 10 cm/an).

Ceci étant admis, il est clair que les variations de températures qui se produisent dans le globe peuvent induire des contraintes thermiques. Celles-ci peuvent provoquer à la fois des déformations et, dans certains cas, des déplacements importants. Des déformations internes sont provoquées par exemple par l'existence de chambres magmatiques, induisant des gonflements et des fractures (identiques à ce qui se produit dans un verre où l'on verse un liquide trop chaud). Des déplacements importants peuvent se produire s'il existe des différences de coefficients de dilatation thermique, comme on l'observe dans un bilame chauffé, qui se tord sous l'effet de la contrainte. Il est possible par exemple que ce phénomène se produise lors du pliage et du dépliage d'une plaque lithosphérique plongeante. En première approximation en effet, une plaque lithosphérique est un bilame élastique, les deux constituants étant la croûte et le manteau supérieur. Lorsque la plaque plonge et s'échauffe, les différences de dilatation thermique peuvent peut-être aider au pliage ou dépliage de la plaque. Du reste on peut obtenir le même phénomène de torsion d'un monolame en échauffant un seul côté; une plaque plongeante, même si le coefficient de dilatation thermique est homogène, subit sans doute des variations de température différentes sur sa face inférieure et sur sa face supérieure. Cependant, signalons pour conclure que d'autres explications que cette torsion thermique ont été fournies, liées aux forces de flottaison de la plaque (Lliboutry 1982). Ce type de déplacements importants induits par des contraintes thermiques ne se produit que dans les corps dont au moins une des dimensions est petite par rapport aux autres, comme des barres ou des plaques. C'est pourquoi ils peuvent jouer un rôle dans les déformations des plaques lithosphériques.

CHAPITRE II
DEFORMATIONS ET CONTRAINTES ENGENDREES PAR UNE FAILLE

II.1. INTRODUCTION

Parmi l'ensemble des phénomènes qui modifient la forme et l'état de contraintes du globe, on peut distinguer des sources volumiques (grands mouvements de convection, plissements, éruptions, explosions, etc..) et des sources surfaciques (failles, injections de dykes). C'est à ces dernières que nous allons nous intéresser. Nous appellerons faille, *senso lato*, une surface le long de laquelle se produit un déplacement discontinu, c'est-à-dire que les deux lèvres de la faille se déplacent de façon différente. S'il existe une discontinuité de déplacement perpendiculaire à la faille, il y a un mouvement d'ouverture ou de fermeture (cas des dykes volcaniques). Dans le cas contraire il s'agit d'une faille au sens strict, c'est-à-dire que les lèvres de la faille se déplacent parallèlement à elles-mêmes.

Quand une faille joue, elle engendre des ondes sismiques transitoires, mais elle provoque en outre des déplacements résiduels, dits statiques. Ces déplacements statiques modifient l'état de contrainte au voisinage de la faille, mais aussi à grande distance (Press 1965). Plusieurs méthodes ont été utilisées pour calculer les déplacements statiques. Ce calcul a de nombreuses applications. Les premières tentatives étaient destinées à comparer des mesures de déplacement réalisées en surface après un fort séisme, avec les calculs effectués à l'aide d'un modèle de faille (Chinnery 1961; Press 1965). Ce type de méthode permet d'obtenir des informations sur la source du séisme. Un deuxième type d'applications concerne les interactions de failles; en schématisant, il s'agit d'étudier si un séisme peut en déclencher un autre. Segall et Pollard (1980) ont étudié la répartition des contraintes pour des failles en échelon; Mavko (1982) a modélisé le système de failles de la région de Hollister (Californie) où se situent les séismes étudiés dans cette thèse, alors que Brown (1975) a étudié la faille de San Andreas en entier; enfin plusieurs auteurs ont tenté d'expliquer la répartition des répliques par des calculs de chutes de contraintes (Das et Scholtz 1981; Cisternas et coll. 1982; Ouyed et coll. 1983).

De nombreuses techniques ont été mises au point pour calculer les déplacements statiques d'une faille. Elles peuvent être distinguées en deux catégories principales, les méthodes de fissures (*crack* en anglais) et les méthodes de dislocation. Les premières considèrent comme connue la chute de contrainte, alors

Chap. II

que les secondes partent du déplacement sur la faille. Les calculs par la méthode des fissures sont assez simples mais sont en général à deux dimensions (Segall et Pollard 1980; Mavko 1982a et b). Les calculs par la méthode des dislocations se prêtent mieux à des modèles à trois dimensions réalistes, et c'est donc cette méthode que nous allons utiliser ici.

Signalons enfin pour mémoire que d'autres méthodes ont été utilisées: Brown (1975) a utilisé la méthode des dislocations angulaires (Yoffe 1960; Comninou et Dundurs 1975); Tarantola et coll. (1979) ont appliqué la méthode dite de discontinuité de déplacement (Crouch 1976). Mais ces méthodes semblent difficiles à généraliser au cas de trois dimensions.

II.2. REPRESENTATION D'UNE FAILLE PAR DES DISLOCATIONS

La théorie des dislocations remonte à Volterra (1907). Une dislocation (appelée *distorsion* dans le travail de Volterra) est définie comme une surface au travers de laquelle les déplacements subissent une discontinuité (un saut). On définit la dislocation par le vecteur égal à la différence des déplacements en deux points voisins de part et d'autre de la faille. La théorie de Volterra s'applique lorsque la dislocation est constante sur toute la faille (ou si elle est égale à une rotation autour d'un point). Si ΔU est le vecteur dislocation, on a:

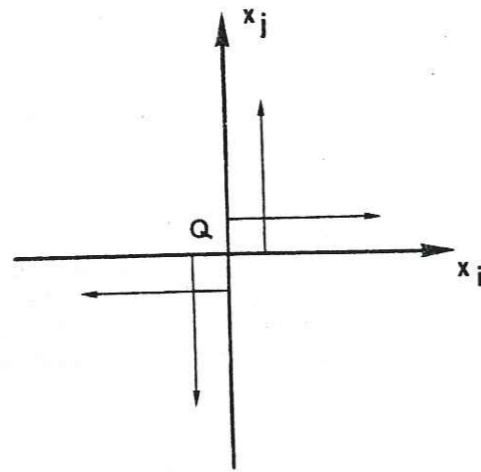
$$\Delta U(R) = \Delta U_0 + \Omega \wedge R$$

où ΔU_0 et Ω sont des vecteurs constants et R est le rayon-vecteur du centre de rotation au point sur la faille.

On peut montrer que les déplacements engendrés par une dislocation peuvent être calculés en remplaçant les dislocations par une répartition de doubles couples de forces sur la faille (Volterra 1907; voir aussi Aki et Richards 1980). On définit un double couple M_{ij} au point P comme constitué d'un couple de forces parallèles à l'axe X_i décalés sur l'axe X_j et d'un couple de forces parallèles à l'axe X_j décalés sur l'axe X_i (Fig. II.1).

Soit $G_{ij}(P,Q)$ le déplacement engendré en un point P par le double couple unité M_{ij} (module des forces égal à 1) situé en Q .

Soit une dislocation Δu sur une surface S . Elle engendre en Q

Figure 1 : Double couple M_{ij}

un déplacement u . Le résultat de Volterra est:

$$u = \iint_S \sum_{i,j} G_{ij} \cdot \Delta u_i \cdot n_j \cdot dS$$

où n est le vecteur unitaire de S vers P (Fig. II.2).

Cette formule nous permet donc de calculer les déplacements engendrés par une faille quelconque quand on a pu déterminer les fonctions G_{ij} correspondant à un point source. Ensuite il est possible de calculer la chute de contraintes en tout point. Pour un milieu élastique, on applique la loi de Hooke généralisée:

$$T = \lambda \cdot \text{div}(u) \cdot I + \mu \cdot (\text{grad } u + \text{grad } u^t)$$

où I est la matrice unité et T est le tenseur chute de contraintes.

Pour les composantes de T , cette formule s'écrit:

$$T_{ij} = \lambda \cdot \delta_{ij} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) + \mu \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Le calcul des fonctions G_{ij} a été effectué pour un demi-espace élastique et homogène par Mindlin et Cheng (1950) et par Maruyama (1964). Un certain nombre d'auteurs ont tenté de calculer les fonctions G_{ij} pour des structures plus réalistes, soit en cherchant ces solutions pour un espace stratifié (Ben-Menahem et Singh 1968;

Singh 1970, 1971; Jovanovitch et coll. 1974), soit en cherchant des solutions pour une sphère stratifiée, ou non (Ben-Menahem et coll. 1969; Smylie et Mansinha 1971).

La démarche adoptée ici est d'intégrer les fonctions G_{ij} d'un demi-espace homogène sur toute la surface d'une faille rectangulaire. Ce calcul a été fait partiellement par plusieurs auteurs (Chinnery 1961, 1963; Press 1965; Savage et Hastie 1966; Mansinha et Smylie 1971), le plus général étant celui de Mansinha et Smylie. Afin de vérifier leurs formules dont aucune démonstration n'était donnée, et de les étendre au cas où $\lambda \neq \mu$, nous avons calculé les déplacements dus à une faille rectangulaire de pendage et de jeu quelconques. Comme l'ont montré Converse et Comninou (1975) il est peu intéressant de se limiter au cas $\lambda = \mu$ (solide de Poisson), comme l'ont fait Mansinha et Smylie.

Nous allons dans les paragraphes suivants, détailler le calcul, en suivant la démarche de Steketee (1958) et Maruyama (1964).

II.3. POINT-SOURCE DANS UN DEMI ESPACE HOMOGENE ELASTIQUE

Considérons un espace élastique repéré par un système d'axes cartésiens O, X_1, X_2, X_3 (Fig. II.2).

Soit un double couple unité M_{ij} en $S(c_1, c_2, c_3)$; il engendre en $P(x_1, x_2, x_3)$ un déplacement $G_{ij}(P, S)$ donné par la formule de Somigliana:

$$G_{ij}^k(P, S) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{(1-\alpha)}{R^3} (-\delta_{ij} \cdot a_k + \delta_{ik} \cdot a_j + \delta_{jk} \cdot a_i) + \frac{3\alpha}{R^5} \cdot a_i \cdot a_j \cdot a_k \right\}$$

dans laquelle: $a_i = x_i - c_i$ ($i = 1, 2, 3$)

$$R = PS = \sqrt{(a_1^2 + a_2^2 + a_3^2)}, \quad \alpha = \frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu}$$

et λ et μ sont les coefficients de Lamé du milieu.

Steketee (1958) a montré que la solution pour un demi-espace élastique s'obtenait alors de la façon suivante: soit le demi-espace $x_3 > 0$; on considère une source M_{ij} en $S(c_1, c_2, c_3 > 0)$ et la source miroir M_{ij} en $S'(c_1, c_2, -c_3)$ (Fig. II.3).

La solution pour le demi-espace doit donner des contraintes

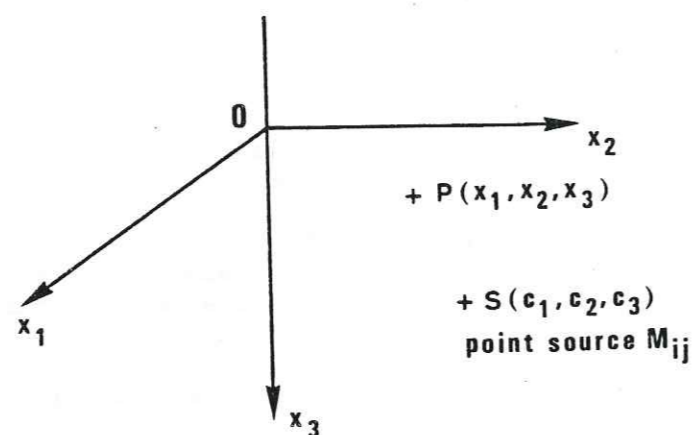


Figure 2 : Repère utilisé et positions émetteur-récepteur

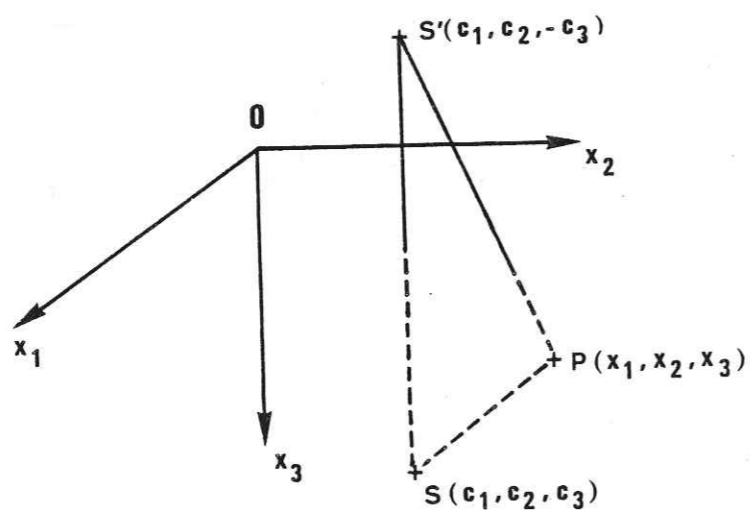


Figure 3 : Positions des point source et point miroir

nulles sur le plan $x_3=0$, soit :

$$T_{13} = T_{23} = T_{33} = 0 \quad \text{sur } x_3 = 0$$

On peut donc la construire comme la somme de trois solutions engendrées par:

- un double couple M_{ij} en S
 - un double couple M_{ij} en S'
 - une pression normale $-2 G_{ij,33}$ sur le plan $x_3=0$
- où $G_{ij,33}$ est la contrainte engendrée par le double couple M_{ij} en S , soit

$$G_{ij}^{33} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial G_{ij}^3}{\partial x_3} + \lambda \left(\frac{\partial G_{ij}^1}{\partial x_1} + \frac{\partial G_{ij}^2}{\partial x_2} \right)$$

Les deux premières solutions étant connues, il reste à calculer celle correspondant à la répartition de forces sur $x_3=0$. On appelle cela le problème de Boussinesq.

Pour résoudre ce problème, Maruyama (1964) a utilisé le vecteur de Galerkin. On sait que le vecteur de Galerkin d'un champ de déplacements u est donné par la relation:

$$u = (\Delta - \alpha \text{grad div}) \Gamma,$$

soit

$$u_k = \Gamma_k^{nn} - \alpha \Gamma_n^{nk} \quad (1)$$

L'équation de l'équilibre élastique (équation de Cauchy)

$$(\lambda + \mu) \text{grad div } u + \mu \Delta u = 0$$

peut s'écrire sous la forme:

$$\Delta \Delta \Gamma = 0$$

Le vecteur de Galerkin est donc biharmonique. Le vecteur de Galerkin du problème de Boussinesq n'a qu'une composante non nulle:

$$\Gamma_{ij\text{Boussinesq}} = (0, 0, \Gamma_{ij}^3)$$

La solution finale sera la somme de Γ_b (vecteur de Galerkin du problème de Boussinesq) et des vecteurs de Galerkin $\Gamma_{ij}(S)$ et $\Gamma_{ij}(S')$ engendrés par les doubles couples en S et S' . Le résultat

est donné par Maruyama (1964) sous la forme suivante:

- Vecteurs de Galerkin pour la source M_{ij} en S :

$$\begin{aligned}\Gamma_{ii}^k &= -\frac{1}{8\pi} \cdot \frac{\lambda+2\delta_{ik}\mu}{\mu} \cdot \frac{a_k}{R} \\ \Gamma_{ij}^k &= 0 \quad \text{si } i \neq j \neq k \\ \Gamma_{ij}^j &= -\frac{1}{8\pi} \cdot \frac{a_i}{R} \quad \text{si } i \neq j\end{aligned}\quad (2-1)$$

- Vecteurs de Galerkin pour la source M_{ij} en S' :

$$\begin{aligned}\Gamma_{ii}^k &= -\frac{1}{8\pi} \cdot \frac{\lambda+2\delta_{ik}\mu}{\mu} \cdot \frac{b_k}{Q} \\ \Gamma_{ij}^k &= 0 \quad \text{si } i \neq j \neq k \\ \Gamma_{ij}^i &= +\frac{1}{8\pi} \cdot \frac{b_i}{Q} \quad \text{si } (i,j) = (1,3) \text{ ou } (2,3) \\ \Gamma_{12}^i &= -\frac{1}{8\pi} \cdot \frac{a_i}{Q} \quad \text{si } i \neq 3\end{aligned}\quad (2-2)$$

- vecteur de Galerkin pour le problème de Boussinesq:

$$\Gamma_{12} = -\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{a_1 a_2}{r^4} \cdot (Q-b_3)^2 \cdot \left\{ \nu(1-2\nu) + \left[(1-2\nu)x_3 - 2\nu c_3 \right] \frac{1}{Q} - x_3 c_3 \frac{Q+Q'}{Q^3} \right\}$$

$$\begin{aligned}\Gamma_{ii} &= \frac{1}{2\pi} \left\{ -\nu(1+2\nu)\text{Log}Q' + \left[(1+2\nu)x_3 - 2\nu c_3 \right] \frac{1}{2Q} \right. \\ &\quad + \nu(1-2\nu) \left(\frac{1}{2r^2} - \frac{a_i^2}{r^4} \right) (Q-b_3)^2 \\ &\quad + \left[(1-2\nu)x_3 - 2\nu c_3 \right] \left(\frac{1}{2r^2} - \frac{a_i^2}{r^4} \right) \frac{(Q-b_3)^2}{Q} \\ &\quad \left. - x_3 c_3 \left[\frac{b_3}{2Q^3} + \left(\frac{1}{2r^2} - \frac{a_i^2}{r^4} \right) \frac{(Q-b_3)^2(Q+Q')}{Q^3} \right] \right\} \\ &\quad (i = 1, 2)\end{aligned}\quad (2-3)$$

$$\Gamma_{i3} = \frac{1}{2\pi} \cdot c_3 \cdot \left\{ -2\nu \frac{a_i}{r^2} + 2\nu \frac{a_i}{r^2} \cdot \frac{b_3}{Q} - \frac{a_i x_3}{Q^3} \right\} \quad (i = 1, 2)$$

$$\Gamma_{33} = \frac{1}{2\pi} \cdot \left\{ -2\nu \text{Log}Q' + (x_3 + 2\nu c_3) \frac{1}{Q} + x_3 c_3 \frac{b_3}{Q^3} \right\}$$

avec

$$r = \sqrt{(a_1^2 + a_2^2)}, \quad Q' = Q + b_3,$$

et

$$\nu = 1 - \frac{1}{2\alpha} = \frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$$

II.4. VECTEUR DE GALERKIN D'UNE FAILLE RECTANGULAIRE DANS UN DEMI ESPACE ELASTIQUE

Nous nous proposons dans ce paragraphe de calculer les

déplacements engendrés par une faille rectangulaire de pendage et de jeu quelconques (Fig. II.4).

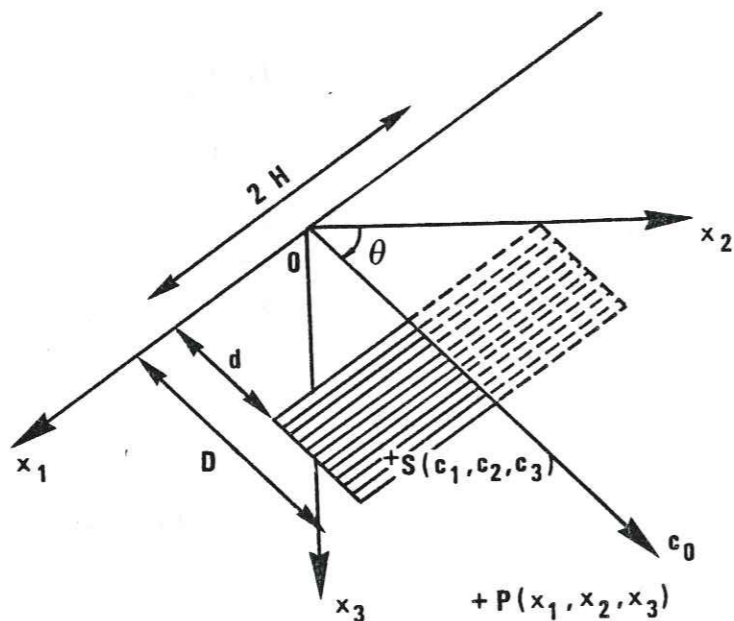


Figure 4 : Géométrie de la faille

La géométrie du problème étant ainsi définie, les déplacements engendrés en P valent, d'après la formule de Volterra:

$$u(P) = \int_{-H}^H \int_{d_1}^{d_2} \sum_{i,j} G_{ij} \cdot \Delta u_i \cdot n_j \cdot dc_1 \cdot dc_0$$

Le vecteur de Galerkin correspondant γ est donné par:

$$\gamma(P) = \int_{-H}^H \int_{d_1}^{d_2} \sum_{i,j} \Gamma_{ij} \cdot \Delta u_i \cdot n_j \cdot dc_1 \cdot dc_0 \quad (3)$$

les Γ_{ij} étant ceux calculés au paragraphe précédent (2).

Nous allons donc calculer cette intégrale et en déduire les déplacements par la formule de Galerkin :

$$u = (\Delta - \alpha \text{ grad div}) \gamma$$

Le vecteur de dislocation Δu peut être décomposé en sa composante Δu_H selon Ox_1 , correspondant à un coulisage horizontal pur (strike-slip), et en sa composante Δu_V selon Oc_0 , correspondant à un jeu vertical pur en chevauchement ou en faille normale (dip-slip). Nous allons intégrer séparément ces deux cas.

II.4.a. Mouvement horizontal (strike-slip)

La formule (3) devient:

$$\gamma_H = \Delta u_H \int_{-H}^H \int_{d_1}^{d_2} (\Gamma_{12} \cdot \sin\theta - \Gamma_{13} \cdot \cos\theta) \cdot dc_1 \cdot dc_0$$

Le calcul d'une telle intégrale est en pratique assez long et nous n'en donnerons pas tous les détails, car seul le résultat compte et il peut être vérifié sans trop de mal. Pendant le calcul, nous nous sommes aidés en utilisant le programme d'analyse symbolique REDUCE, écrit en LISP (List Processing Language), qui permet de simplifier, de dériver et d'intégrer des expressions analytiques. Ce programme est implanté au C.I.C.G. (Centre Interuniversitaire de Calcul de Grenoble). S'il permet d'intégrer des expressions simples, il s'est révélé inapte à intégrer une expression comme celle qui figure dans la formule (3). Nous l'avons utilisé abondamment pour vérifier nos calculs. Toutes les intégrations ont été calculées "à la main", puis différenciées à l'aide de REDUCE (Hearn 1971) pour vérifier que l'on retrouvait bien l'intégrande. Nous avons tenté quelques intégrations avec le programme MACSYMA (1983), assez similaire à REDUCE, mais sans plus de succès.

L'intégrande se décompose en trois termes:

$$\Gamma_{12} \sin\theta - \Gamma_{13} \cos\theta = \Gamma_S + \Gamma_{S'} + \Gamma_B$$

Γ_S et $\Gamma_{S'}$ correspondent aux doubles couples en S et S', Γ_B correspond au problème de Boussinesq et n'a qu'une composante non nulle, Γ_{b3} .

On a:

$$\Gamma_B^3 = \frac{a_1}{2\pi} \left\{ -c_0 \nu (2\nu - 3) \frac{c_0}{Q'^2} + (\nu (2\nu - 3) x_2 - 2c_0 x_3) \frac{1}{Q'^2} + 2 \frac{\nu x_2 + c_0 x_3}{Q Q'} \right. \\ \left. - x_3 \frac{2q_2 + c_0 x_3}{Q Q'^2} - \frac{x_3^2 q_2}{Q^2 Q'^2} + \frac{x_3 q_2}{Q^3} - \frac{x_3^2 q_2}{Q^3 Q'} \right\}$$

Chap. II

avec les notations suivantes:

$$c = \cos\theta, \quad s = \sin\theta, \quad q_2 = s \cdot x_2 + c x_3, \quad q_3 = -c \cdot x_2 + s \cdot x_3$$

Dans le Tableau 1 figurent les intégrales indéfinies pour les différents termes de Γ_3 par rapport à c_1 .

Fonction F	$\int F \cdot dc_1$
$F_1 = \frac{a_1 c_0}{Q'^2}$	$\frac{c_0 b_3^2}{r^2} - \frac{c_0 b_3}{r^2} Q - c_0 \text{Log} Q'$
$F_2 = \frac{a_1}{Q'^2}$	$\frac{b_3^2}{r^2} - \frac{b_3}{r^2} Q - \text{Log} Q'$
$F_3 = \frac{a_1}{QQ'}$	$-\text{Log} Q'$
$F_4 = \frac{a_1}{QQ'^2}$	$\frac{1}{Q'}$
$F_5 = \frac{a_1}{Q^2 Q'^2}$	$\frac{1}{r^2} - \frac{\text{Log} Q}{b_3^2} - \frac{Q}{b_3 r^2} - \frac{\text{Log} Q'}{b_3^2}$
$F_6 = \frac{a_1}{Q^3}$	$\frac{1}{Q}$
$F_7 = \frac{a_1}{Q^3 Q'}$	$\frac{1}{b_3 Q} + \frac{\text{Log} Q}{b_3^2} - \frac{\text{Log} Q'}{b_3^2}$

Tableau 1.

Une nouvelle intégration par rapport à c_0 nous donne le Tableau 2.

Fonction F $\iint F \cdot dc_1 \cdot dc_0$

F_1	$\begin{aligned} & (x_2 q_2^2 - (x_2 + 2s q_2) a_1^2) \frac{M_2}{a_1 c^4} \\ & + (2q_2^2 + 4s q_2 x_2 - (s^2 + 1) a_1^2 + c^2 (x_2^2 - c_2^2)) \frac{M_4}{2c^4} \\ & + (s a_1^2 - s q_2^2 - 2x_2 q_2) \frac{M_5}{c^4} - (q_2 (2+c^2) + 2s x_2 + s c d) \frac{Q}{2c^3} \end{aligned}$
F_2	$(q_2^2 - a_1^2) \frac{M_2}{a_1 c^3} + (2s q_2 + c^2 a_2) \frac{M_4}{c^3} - 2q_2 \frac{M_5}{c^3} - s \frac{Q}{c^2}$
F_3	$(-a_1 M_2 + a_2 M_4 - q_2 M_5) / c$
F_4	$(-q_2 \frac{M_2}{a_1} - s M_4 + M_5) / c^2$
F_5	$\frac{k^2}{l^2} \frac{M_2}{c a_1} - \frac{a_2 q_2 + s a_1^2}{b_3 l^2} (M_4 - M_{14}) - \frac{k}{l^2} M_9$
F_6	M_5
F_7	$-c \frac{a_1}{l^2} M_2 + \frac{a_2 q_2 + s a_1^2}{b_3 l^2} (M_4 - M_{14}) + \frac{k}{l^2} M_9$

Tableau 2.

Chap. II

Les notations utilisées dans le Tableau 2 sont les suivantes:

$$k = \sqrt{(a_1^2 + q_2^2)} \quad l = \sqrt{(s^2 \cdot a_1^2 + q_2^2)} \quad d = q_3 + c_0$$

Les valeurs de M_i sont données dans le Tableau 3.
D'où le premier résultat:

$$2\pi \int \int \Gamma_B^3 \cdot dc_1 \cdot dc_0 = 2sa_1 \cdot \frac{v(2v-3)sq_2 - vc^2x_2 + scx_3}{c^3} \cdot M_2$$

$$+ s \cdot \frac{v(2v-3)(c^2r^2 + 2s^2a_1^2 - 2q_2^2) + sc^2vx_2a_2 - 2scx_3(q_2 + sx_2)}{2c^3} \cdot M_4$$

$$+ s \cdot \frac{-sv(2v-3)(a_1^2 - q_2^2) - 2vc^2x_2q_2 + scx_3(sq_2 + x_2)}{c^3} \cdot M_5$$

$$+ s \cdot \frac{v(2v-3)((2+c^2)q_2 + scd) + 4cx_3}{2c^2} \cdot Q$$

Intégrons maintenant Γ_s et $\Gamma_{s'}$.

On a:

$$\Gamma_S^1 + \Gamma_{S'}^1 = -\frac{1}{8\pi} \left(\frac{r_2}{R} + \frac{q_2}{Q} \right)$$

$$\Gamma_S^2 + \Gamma_{S'}^2 = -\frac{s}{8\pi} \left(\frac{a_1}{R} + \frac{a_1}{Q} \right)$$

$$\Gamma_S^3 + \Gamma_{S'}^3 = \frac{c}{8\pi} \left(\frac{a_1}{R} - \frac{a_1}{Q} \right)$$

$$M_2 = \text{Atan} \frac{a_1(d+sQ)}{ck^2 + q_2(sd+Q)}$$

$$M_4 = \text{Log} Q'$$

$$M_5 = \text{Log} Q_1 = \text{Log}(Q+d)$$

$$N_5 = \text{Log} R_1 = \text{Log}(R-e)$$

$$M_9 = \text{Atan} \frac{d}{k}$$

$$M_{14} = \text{Log} Q$$

$$M_{18} = \text{Atan} \frac{q_2Q}{a_1d}$$

$$N_{18} = \text{Atan} \frac{r_2R}{a_1e}$$

$$M_{20} = \text{Log}(h) = \frac{1}{2} \text{Log}(a_2^2 + b_3^2)$$

$$M_{22} = \text{Atan} \frac{q_2d}{k^2 + a_1Q}$$

$$M_{24} = \text{Log} Q_0 = \text{Log}(Q+a_1)$$

$$N_{24} = \text{Log} R_0 = \text{Log}(R+a_1)$$

Tableau 3.

avec les notations

$$r_2 = s.x_2 - c.x_3 \quad r_3 = c.x_2 + s.x_3 \quad e = r_3 - c_0$$

L'intégration nous donne les résultats suivants:

$$8\pi \iint (\Gamma_S^1 + \Gamma_{S'}^1) . dc_1 . dc_0 = r_2 (-a_1 N_5 + r_2 N_{18} + e N_{24}) + q_2 (+a_1 M_5 + q_2 M_{18} + d M_{24})$$

$$8\pi \iint (\Gamma_S^2 + \Gamma_{S'}^2) . dc_1 . dc_0 = s \left(\frac{a_1^2 + r_2^2}{2} N_5 - \frac{eR}{2} \frac{k^2}{2} M_5 + \frac{dQ}{2} \right)$$

$$8\pi \iint (\Gamma_S^3 + \Gamma_{S'}^3) . dc_1 . dc_0 = c \left(-\frac{a_1^2 + r_2^2}{2} N_5 + \frac{eR}{2} \frac{k^2}{2} M_5 + \frac{dQ}{2} \right)$$

Nous avons ainsi obtenu le vecteur de Galerkin d'une faille rectangulaire à coulissage horizontal:

$$\gamma_H^1 = \Delta u_H \iint (\Gamma_S^1 + \Gamma_{S'}^1)$$

$$\gamma_H^2 = \Delta u_H \iint (\Gamma_S^2 + \Gamma_{S'}^2)$$

$$\gamma_H^3 = \Delta u_H \iint (\Gamma_S^3 + \Gamma_{S'}^3 + \Gamma_B^3)$$

Il ne reste plus qu'à appliquer les deux dérivations de la formule de Galerkin pour obtenir le déplacement u_H cherché. On a :

$$u_H = (\Delta - \alpha . \text{grad div}) \gamma_H$$

soit:

$$u_H^k = \frac{\partial^2 \gamma_H^k}{(\partial x_n)^2} - \alpha \cdot \frac{\partial^2 \gamma_H^n}{\partial x_n \partial x_k}$$

(avec bien sûr la convention de sommation sur les indices répétés).

D'où le résultat final:

$$\frac{4\pi}{\Delta u_H} \cdot u_H^1 = -N_{18} + M_{18} - \alpha a_1 \left(\frac{r_2}{RR_1} + \frac{q_2}{QQ_1} \right)$$

$$-2s\alpha \left(\frac{2}{c^2} (1-\nu)(1-2\nu) \left(sM_2 + \frac{ca_1}{Q'} \right) + (1-2\nu) \frac{a_1 x_2}{QQ_1} + x_3 a_1 q_2 \left(-\frac{1}{Q^3} + q_3 Q_4 \right) \right)$$

$$\frac{4\pi}{\Delta u_H} u_H^2 = -s(1-\alpha)(M_5 - N_5) + \alpha \left(c \left(\frac{r_2}{R} + \frac{q_2}{Q} \right) - s \left(\frac{r_2^2}{RR_1} + \frac{q_2^2}{QQ_1} \right) \right)$$

$$-2s\alpha \left(\frac{2\nu c x_2 + q_3}{Q} + \frac{2}{c^2} (1-\nu)(1-2\nu) \left(\frac{ca_2}{Q'} - sM_4 + s^2 M_5 \right) \right)$$

$$-q_2 x_3 \frac{a_2 + cq_3}{Q^3} + \frac{q_2^2 - s x_3 q_3 - 2s\nu x_2 q_2}{QQ_1} + s q_2^2 q_3 x_3 Q_4$$

$$\frac{4\pi}{\Delta u_H} u_H^3 = c(1-\alpha)(M_5 - N_5) + s\alpha \left(\frac{r_2}{R} - \frac{q_2}{Q} \right) - c\alpha \left(-\frac{r_2^2}{RR_1} + \frac{q_2^2}{QQ_1} \right) + 4 \frac{s q_2}{Q}$$

$$-4 \frac{s q_2 q_3}{QQ_1} - 2s\alpha \left(\frac{2}{c} (1-\nu)(1-2\nu) (M_4 - sM_5) + c q_2^2 q_3 x_3 Q_4 \right)$$

$$+ x_3 q_2 \frac{s q_3 - b_3}{Q^3} + 2 \frac{q_2 - s\nu x_2}{Q} + \frac{q_3 (s x_2 - 3q_2) - 2c\nu x_2 q_2}{QQ_1}$$

II.4.b. Mouvement vertical (Dip-slip)

La formule (3) devient dans ce cas:

$$\gamma_V = \Delta u_V \int_{-H}^H \int_d^D \left(\frac{\sin 2\theta}{2} \cdot (\Gamma_{22} - \Gamma_{33}) - \cos 2\theta \cdot \Gamma_{23} \right) \cdot dc_1 \cdot dc_0$$

Décomposons à nouveau l'intégrande en trois termes Γ_s , $\Gamma_{s'}$ et Γ_b correspondant aux double couples en S et S' et au problème de Boussinesq. On a, d'après les résultats du paragraphe 3:

$$\Gamma_B^3 = \frac{cs}{2\pi} \cdot \left\{ +v(1-2\nu) \text{Log} Q' - \frac{1}{2Q} (6vb_3 + (1-8\nu)x_3) - \frac{3}{2} \cdot \frac{x_3 c_3 b_3}{Q^3} + \frac{a_1^2 - a_2^2}{2} \cdot \left(-x_3 c_3 Q_4' + \frac{x_3 - 2vb_3}{QQ_4'^2} + v(1-2\nu) \frac{1}{Q_4'^2} \right) \right\} + \frac{c^2 - s^2}{2\pi} \cdot c_3 a_2 \cdot \left(\frac{2v}{QQ_4'} + \frac{x_3}{Q^3} \right)$$

où

$$Q_4' = \frac{Q + Q'}{Q^3 Q_4'^2}$$

Nous avons intégré les différents termes de Γ_B^3 . Les résultats de l'intégration par rapport à c_1 figurent dans le Tableau 4.

L'intégration par rapport à c_0 nous donne les résultats du Tableau 5.

Nous avons introduit dans ce Tableau 5 les notations:

$$p = \sqrt{(a_1^2 - q_2^2)} \quad \text{et} \quad n = \sqrt{(q_2^2 - a_1^2 s^2)}$$

D'où le résultat:

Fonction T	$\int T \cdot dc_1$
$T_0 = \text{Log} Q'$	$a_1 - a_1 \text{Log} Q' - b_3 \text{Log} Q_0 - a_2 \text{Atan} \frac{a_1 a_2}{h^2 + b_3 Q}$
$T_1 = \frac{b_3}{Q}$	$-b_3 \text{Log} Q_0$
$T_2 = \frac{1}{Q}$	$-\text{Log} Q_0$
$T_3 = \frac{c_0 b_3}{Q^3}$	$-a_1 \frac{c_0 b_3}{h^2 Q}$
$T_4 = (a_1^2 - a_2^2) c_0 Q_4'$	$c_0 \left(\frac{a_1^2 - a_2^2}{a_1 Q Q'} + \frac{1}{a_1} - \frac{b_3 Q}{a_1 h^2} \right)$
$T_5 = (a_1^2 - a_2^2) \frac{1}{QQ_4'^2}$	$\frac{2a_1}{Q'} - \text{Log} Q_0$
$T_6 = b_3 T_5$	$b_3 \left(\frac{2a_1}{Q'} - \text{Log} Q_0 \right)$
$T_7 = (a_1^2 - a_2^2) \frac{1}{Q_4'^2}$	$-a_1 - 2 \frac{a_1 b_3}{Q'} + 2b_3 \text{Log} Q_0 + 2a_2 \text{Atan} \frac{a_1 a_2}{h^2 + b_3 Q}$
$T_8 = \frac{a_2 c_0}{QQ'}$	$-c_0 \text{Atan} \frac{a_1 a_2}{h^2 + b_3 Q}$
$T_9 = \frac{a_2 c_0}{Q^3}$	$-a_1 \frac{c_0 a_2}{h^2 Q}$

Tableau 4.

Fonction T	$\iint T \cdot dc_1 \cdot dc_0$
T_0	$-\frac{a_1^2 - a_2^2}{2c} M_2 + \frac{a_1 a_2}{c} M_4 - \frac{a_1 a_2}{c} M_5 + \frac{a_2^2 - q_2^2}{2c} M_{18}$ $+ \frac{a_2^2 - d^2}{2s} M_{24} + s q_2^2 M_{20} + 3 \frac{a_1 d}{2}$
T_1	$-c a_1 q_2 M_5 - \frac{s a_1 Q - c q_2^2 M_{18} - (c q_2 d + \frac{s h^2}{2}) M_{24}}{2}$
T_2	$-(a_1 M_5 + q_2 M_{18} + d M_{24})$
T_3	$-s a_1 M_5 - (s q_2 + c q_3) M_{18} + (c q_2 - s q_3) (M_{20} + M_{24})$
T_4	$2 \frac{x_2}{c^2} M_2 + \frac{2 a_1}{c^2} M_4 - s \frac{2 + c^2}{c^2} M_5 - (s q_2 + c q_3) M_{18}$ $+ (c q_2 - s q_3) (M_{20} + M_{24})$
T_5	$-\frac{2 q_2}{c^2} M_2 - 2 \frac{s a_1}{c^2} M_4 + \frac{2 - c^2}{c^2} a_1 M_5 - q_2 M_{18} - d M_{24}$
T_6	$-2 \frac{n^2}{c^3} M_2 - 4 \frac{s a_1 q_2}{c^3} M_4 - \frac{c^4 + 2 c^2 - 4}{c^3} a_1 q_2 M_5 - c q_2^2 M_{18}$ $- (c q_2 d + s \frac{h^2}{2}) M_{24} + s \frac{4 - c^2}{2 c^2} a_1 Q - 2 \frac{s^2}{c^2} a_1 d$
T_7	$\frac{n^2 - p^2 - c^2 a_2^2}{c^3} M_2 + 4 \frac{s a_1 q_2}{c^3} M_4 + 2 \frac{c^2 - 2}{c^3} a_1 q_2 M_5$ $+ \frac{q_2^2 - a_2^2}{c} M_{18} - 2 s q_2^2 M_{20} - 2 (s q_2^2 - c q_2 d - s \frac{h^2}{2}) M_{24}$ $- 2 \frac{s a_1}{c^2} Q + 2 \frac{s^2}{c^2} a_1 d$

T_8	$\frac{-p^2 + q_3^2 - x_3^2 - c^2}{2c^2} M_2 + \frac{a_1 x_2}{c^2} M_4 - \frac{c^2 q_2 + s x_2}{c^2} a_1 M_5$ $- \frac{q_2^2 - q_3^2 + c^2}{2} M_{18} - q_2 q_3 (M_{20} + M_{24}) - \frac{s a_1}{2c} Q + \frac{a_1 d}{2c}$
T_9	$c a_1 M_5 + (c q_2 - s q_3) M_{18} + (s q_2 + c q_3) (M_{20} + M_{24})$

Tableau 5.

$$\begin{aligned}
 2\pi \cdot \iint \Gamma_B^3 \cdot dc_1 \cdot dc_0 &= \frac{s}{c^2} \cdot \left[-v(1-2v)p^2 + v(-a_1^2 + (1+2c^2)q_2^2 - c(c^2-s^2)(2a_2q_3 + ch^2)) \right. \\
 &\quad \left. - cx_3(q_2 + sx_2) \right] \cdot M_2 + \frac{sa_1}{c^2} \cdot \left[v(1-2v)(c^2a_2 + 2sq_2) \right. \\
 &\quad \left. + 2v(2sq_2 + (c^2-s^2)x_2) - 2csx_3 \right] \cdot M_4 + \frac{2sa_1}{c^2} \cdot \left[-v(1-2v)q_2 \right. \\
 &\quad \left. + 2v(c^2sx_2 - q_2) - vs(c^2-s^2)x_2 + cx_3 \right] \cdot M_5 \\
 &\quad + s \cdot \left[v((1+2c^2)q_2^2 - 4cq_2x_3 + (c^2-s^2)d(2q_3-d)) + x_3^2 \right] \cdot M_{18} \\
 &\quad - s \cdot \left[2vcs(2q_3d - q_2^2 - d^2) + 2v(c^2-s^2)q_2q_3 + x_2x_3 \right] \cdot M_{24} \\
 &\quad + \frac{sa_1d}{2c} v((1-2v)(c^2+2)+2) - \frac{s^2a_1}{c} 2v(1-v)Q
 \end{aligned}$$

Intégrons maintenant Γ_s et $\Gamma_{s'}$:

$$\Gamma_S^1 + \Gamma_{S'}^1 = 0$$

$$\Gamma_S^2 + \Gamma_{S'}^2 = \frac{1}{8\pi} \cdot \left(\frac{sd - cq_2}{Q} - \frac{se + cr_2}{R} \right)$$

$$\Gamma_S^3 + \Gamma_{S'}^3 = \frac{1}{8\pi} \cdot \left(\frac{cd + sq_2}{Q} + \frac{ce - sr_2}{R} \right)$$

L'intégration nous donne le résultat suivant:

$$4\pi \iint \Gamma_S^2 = c^3 a_1 q_2 M_5 + c^3 q_2^2 M_{18} + (c^3 q_2 d - s \frac{3h^2}{2}) M_{24} - \frac{s^3 a_1}{2} Q$$

$$4\pi \iint \Gamma_{S'}^3 = -s^3 a_1 q_2 M_5 + s^3 q_2^2 M_{18} - (s^3 q_2 d + c \frac{3h^2}{2}) M_{24} - \frac{c^3 a_1}{2} Q$$

$$4\pi \iint \Gamma_S^2 = c^3 a_1 r_2 N_5 - c^3 r_2^2 N_{18} - (c^3 r_2 e + s \frac{a_2^2 + a_3^2}{2}) N_{24} - \frac{s^3 a_1}{2} R$$

$$4\pi \iint \Gamma_{S'}^3 = s^3 a_1 r_2 N_5 + s^3 r_2^2 N_{18} - (s^3 r_2 e - c \frac{a_2^2 + a_3^2}{2}) N_{24} - \frac{c^3 a_1}{2} R$$

Le vecteur de Galerkin d'une faille rectangulaire à coulissage vertical (dip-slip) vaut donc:

$$\gamma_V^1 = 0$$

$$\gamma_V^2 = \Delta u_V \iint (\Gamma_S^2 + \Gamma_{S'}^2)$$

$$\gamma_V^3 = \Delta u_V \iint (\Gamma_S^3 + \Gamma_{S'}^3 + \Gamma_B^3)$$

La formule de Galerkin nous donne le déplacement engendré en tout point du demi-espace:

$$u_V = (\Delta - \alpha \text{grad div}) \gamma_V$$

soit:

$$u_V^k = \frac{\partial^2 \gamma_V^k}{(\partial x_n)^2} - \alpha \frac{\partial^2 \gamma_V^n}{\partial x_n \partial x_k}$$

Dans ce calcul apparaissent des termes indépendants de c_0 qui peuvent être supprimés car l'intégrale définie

$$\int_{-H}^H \int_D^D f \cdot dc_1 \cdot dc_0$$

est égale à

$$F(H,D) - F(H,d) - F(-H,D) + F(-H,d)$$

où $F(c_1, c_0)$ est l'intégrale indéfinie

$$\iint f \cdot dc_1 \cdot dc_0$$

et les termes indépendants de c_0 se retranchent. D'où le résultat final:

$$\frac{4\pi}{\Delta u_V} u_V^1 = \alpha \frac{r_2}{R} + (2s x_2 - \alpha r_2) \frac{1}{Q} - 2s q_2 x_3 \frac{1}{QQ_1} - 2s(1-2\nu) \frac{a_2}{Q'} - 2\alpha q_2 x_3 c_3 \frac{1}{Q^3} + \frac{2s}{c} (1-2\nu) (sM_4 - M_5)$$

$$\frac{4\pi}{\Delta u_V} u_V^2 = \alpha r_2 a_2 \frac{1}{RR_0} - cN_{18} - s(1-\alpha)N_{24} + 2s(1-2\nu) \frac{a_1}{Q'} + 2s^2 a_1 x_3 \frac{1}{QQ_1} + (s(2-\alpha)(q_2^2 + q_3 d) + \alpha x_3 (r_3 + c_0(3-4c^2))) \cdot \frac{1}{QQ_0} - 2\alpha q_2 a_2 x_3 c_3 Q_{04} + \frac{2s^2}{c} (1-2\nu) M_2 + cM_{18} + s(1-\alpha)M_{24}$$

$$\frac{4\pi}{\Delta u_V} u_V^3 = \alpha r_2 a_3 \frac{1}{RR_0} - sN_{18} + c(1-\alpha)N_{24} + 2c s a_1 x_3 \frac{1}{QQ_1} + (\alpha x_3 (4c c_3 - r_2) - (2-\alpha) q_2 c_3) \cdot \frac{1}{QQ_0} - 2\alpha q_2 x_3 b_3 c_3 Q_{04} - 2s(1-2\nu)M_2 + sM_{18} - c(1-\alpha)M_{24}$$

avec la notation

$$Q_{04} = \frac{Q+Q_0}{Q^3 Q_0^2}$$

Nous avons reporté dans le Tableau 6 toutes les notations qui interviennent dans les formules des déplacements u_h et u_v .

II.5. COMMENTAIRES SUR LES FORMULES OBTENUES

Rappelons tout d'abord que les déplacements u_v et u_h calculés au paragraphe II.4, qui sont des fonctions de x_1, x_2, x_3, c_0 et c_1 , sont les déplacements au point $P(x_1, x_2, x_3)$. En outre il faut calculer ces déplacements aux quatre sommets de la faille, de coordonnées $c_0 = d$ et D , et $c_1 = -H$ et $+H$, et appliquer la relation $u(D, H) - u(D, -H) + u(d, -H) - u(d, H)$.

Les formules calculées au paragraphe précédent ont été calculées par Mansinha et Smylie (1971) dans le cas où $\lambda = \mu$ (solide de Poisson); nous avons vérifié que nos formules se ramenaient bien à celles de Mansinha et Smylie dans ce cas où $\lambda = \mu$. Pour cela il est nécessaire d'utiliser quelques relations entre les fonctions arctangentes. En utilisant l'identité

$$\text{Atan}(x) + \text{Atan}(y) = \text{Atan}\left(\frac{x+y}{1-xy}\right)$$

on peut montrer les relations suivantes:

$$M_2 = 2 \text{Atan} \frac{(k-cq_2)(Q-k)+skd}{ca_1 d} + f(a_1)$$

où $f(a_1)$, fonction ne dépendant pas de d , n'intervient pas dans le calcul, et

$$\frac{\pi}{2} + M_2 + M_{18} = M_{21} = \text{Atan} \frac{a_1 a_2}{h^2 + b_3 Q} = 2 \text{Atan} \frac{a_1 a_2}{(h+Q)(h+b_3)}$$

Notons enfin les formules suivantes qui peuvent simplifier les calculs de u_v et u_h :

$$M_2 = \text{Atan} \frac{a_2 Q}{a_1 b_3} - \text{Atan} \frac{q_2 Q}{a_1 d} - \text{Atan} \frac{a_2}{a_1} + \frac{\pi}{2} \quad M_{22} = \text{Atan} \frac{q_2 Q}{a_1 d} - \text{Atan} \frac{q_2}{d}$$

$P(x_1, x_2, x_3)$: Point où sont calculés les déplacements

$S(c_1, c_2, c_3)$: Point source sur la faille

$$c = \cos(\theta) \quad s = \sin(\theta) \quad \alpha = \frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu} \quad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$$

$$c_2 = c_0 \cdot \cos \theta \quad c_3 = c_0 \cdot \sin \theta$$

$$a_1 = x_1 - c_1 \quad a_2 = x_2 - c_2 \quad a_3 = x_3 - c_3 \quad b_3 = x_3 + c_3$$

$$r_2 = s \cdot x_2 - c \cdot x_3 \quad q_2 = s \cdot x_2 + c \cdot x_3$$

$$r_3 = c \cdot x_2 + s \cdot x_3 \quad q_3 = -c \cdot x_2 + s \cdot x_3$$

$$e = r_3 - c_0 \quad d = q_3 + c_0$$

$$r^2 = a_1^2 + a_2^2 \quad h^2 = a_2^2 + b_3^2 = q_2^2 + d^2$$

$$p^2 = a_1^2 - q_2^2 \quad n^2 = q_2^2 - s^2 \cdot a_1^2 \quad k^2 = a_1^2 + q_2^2$$

$$R^2 = a_1^2 + a_2^2 + a_3^2 \quad Q^2 = a_1^2 + a_2^2 + b_3^2$$

$$R_0 = R + a_1 \quad Q_0 = Q + a_1$$

$$R_1 = R - e \quad Q_1 = Q + d$$

$$Q' = Q + b_3$$

$$Q_4 = \frac{Q+Q_1}{Q^3 Q_1^2} \quad Q_4' = \frac{Q+Q'}{Q^3 Q'^2} \quad Q_{04} = \frac{Q+Q_0}{Q^3 Q_0^2}$$

Tableau 6.

Pour conclure ces commentaires, signalons que après avoir calculé ces formules nous avons appris que G. Converse avait effectué un calcul semblable à l'U.S.G.S. (United States Geological Survey). Il est malheureusement décédé en 1976 au cours d'un accident de montagne et n'a pas eu le temps de publier les résultats. Dunbar (1984) a repris les brouillons de Glenn Converse et les formules figureront dans un rapport de l'U.S.G.S. en préparation (mais sans aucune démonstration). Mais il nous a été possible de vérifier qu'elles étaient en accord avec nos résultats.

II.6. CALCUL DES DEPLACEMENTS EN SURFACE

Si $x_3=0$, les formules se simplifient. On a en effet alors $R=Q$, $q_2=r_2$, $q_3=r_3$ et $d=-e$. Les résultats sont alors:

$$\frac{2\pi}{\Delta u_H} u_H^1 = s. \left(\frac{M_{18}}{s} - \frac{a_1 x_2}{QQ_1} - \frac{1-2\nu}{c^2} \left(sM_2 + \frac{ca_1}{Q'} \right) \right)$$

$$\frac{2\pi}{\Delta u_H} u_H^2 = s. \left(\frac{cx_2}{Q} - \frac{s^2 x_2^2}{QQ_1} - \frac{1-2\nu}{c^2} \left(-sM_4 + s^2 M_5 + \frac{ca_2}{Q'} \right) \right)$$

$$\frac{2\pi}{\Delta u_H} u_H^3 = s. \left(\frac{sx_2}{Q} + \frac{scx_2^2}{QQ_1} - \frac{1-2\nu}{c} (M_4 - sM_5) \right)$$

$$\frac{2\pi}{\Delta u_V} u_V^1 = s. \left(\frac{x_2}{Q} + \frac{1-2\nu}{c} \left(sM_4 - M_5 - \frac{ca_2}{Q'} \right) \right)$$

$$\frac{2\pi}{\Delta u_V} u_V^2 = s. \left(\frac{cM_{18}}{s} + \frac{x_2 a_2}{QQ_0} + \frac{1-2\nu}{c} \left(sM_2 + \frac{ca_1}{Q'} \right) \right)$$

$$\frac{2\pi}{\Delta u_V} u_V^3 = s. \left(M_{18} - \frac{x_3 b_3}{QQ_0} - (1-2\nu)M_2 \right)$$

Ces déplacements sont de la forme $K+\nu L$, où K et L sont indépendants des constantes élastiques, comme l'avaient prévu Converse et Comninou (1975). Ces expressions sont très simples et permettent de calculer les déplacements en surface pour des

systèmes de faille par sommation des contributions de chaque segment de faille.

II.7. CONCLUSION

Nous n'allons pas ici appliquer les formules précédentes à des cas concrets. Cependant, de nombreux exemples d'applications éventuelles existent dans les articles cités dans l'introduction de ce chapitre. Nous avons, en collaboration avec M. Ouyed et D. Hatzfeld (Ouyed et coll. 1983), appliqué les formules précédentes au cas du séisme d'El Asnam et des ses répliques. Les différents segments de faille reconnus en surface ont été modélisés et les déplacements calculés à l'aide des formules ci-dessus. Le calcul des contraintes a été fait par dérivation numérique, mais nous sommes actuellement en train de calculer les dérivées analytiques. Celles-ci se trouvent en outre dans le rapport de Dunbar (1984). Nous avons ainsi pu expliquer qualitativement les mécanismes au foyer des répliques du séisme d'El Asnam, qui subissent des rotations importantes aux extrémités de la faille.

CHAPITRE III
DOUBLETS DE SEISMES; ANALYSE INTERSPECTRALE

III.1. INTERET DES DOUBLETS SISMIQUES

III.1.a. Introduction

Toutes les études de microsismicité dans des zones actives montrent l'existence de séismes identiques: de tels séismes dont les sismogrammes peuvent être strictement identiques dans la bande de fréquence 1-30Hz sont appelés doublets (ou multiplets s'il y a plus de deux séismes semblables). Il s'agit donc d'événements naturels reproductibles (Fig. III.1).

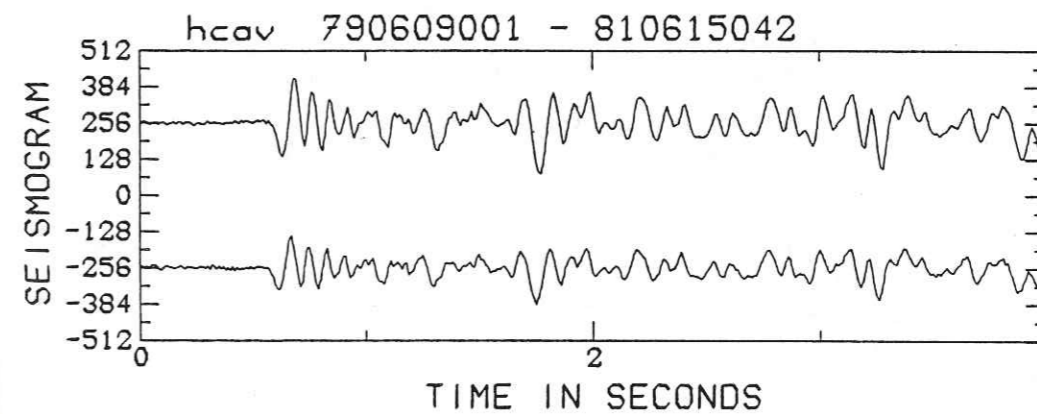


Figure 1: Doublet constitué de deux séismes le 9 juin 1979 (en bas) et le 15 juin 1981 (en haut), de magnitudes 1,7 et 1,9, situés sur la faille de San Andreas (Californie).

Dans les sciences naturelles, les phénomènes reproductibles jouent un rôle particulièrement important malgré leur rareté. En effet l'existence de phénomènes reproductibles est toujours liée à une propriété fondamentale du processus étudié. C'est le cas en particulier en biologie (et en sociobiologie) où l'étude des

jumeaux et des clones est primordiale pour la compréhension des lois de la génétique et de l'épigenèse. En outre les petits écarts par rapport à la similitude parfaite permettent des études extrêmement précises des différents facteurs à l'origine du phénomène étudié.

Pour revenir aux doublets sismiques, leur existence nous avait intrigué dans les études de sismicité de l'Hindou-Kouch (Chatelain et coll. 1980), mais surtout lors des campagnes dans les Alpes de haute-Provence (Fréchet et Pavoni 1979). Mais c'est grâce au travail de défrichage de Georges Poupinet lors d'un séjour à l'U.S.G.S. (U.S. Geological Survey, Menlo Park, Californie) en 1980-1981 que nous avons pris pleinement conscience des possibilités apportées par l'étude des doublets. Nous avons eu conscience en 1978 que la similitude des formes d'onde pouvait apporter des informations sur la sismogenèse, mais G.Poupinet a montré que les différences entre les signaux étaient encore plus riches d'information, en particulier grâce à la précision qu'elles apportent (Poupinet et coll. 1980, 1982).

Si les deux séismes ont lieu à peu de temps d'intervalle (quelques minutes à quelques heures), mais à des emplacements un peu différents (quelques dizaines de mètres de distance), on dit qu'on a un doublet spatial. Les chemins parcourus par les ondes sismiques sont alors communs, sauf au voisinage de la source. On peut alors par différence étudier avec précision la structure des sources et de leur voisinage (vitesse et atténuation des ondes, mécanismes au foyer, etc...).

Si les deux séismes ont des sources strictement identiques, mais qu'ils ont lieu à des dates différentes (plusieurs mois ou années de différence), on les appelle doublet temporel. Leur étude permet alors de mesurer avec une précision remarquable les variations du milieu (variations de vitesse des ondes par exemple). On voit quel rôle pourrait alors jouer dans le futur l'étude de doublets temporels pour des tentatives de prédiction sismique.

Nous allons tenter dans les pages qui suivent de présenter les premiers résultats obtenus sur une trentaine de doublets et multiplets de séismes de la région de Hollister, sur la faille de San Andreas en Californie centrale.

III.1.b. Tentatives précédentes d'étude de doublets

Les séismes semblables ont déjà fait l'objet de quelques publications par plusieurs auteurs. Cependant aucune, sauf peut-être celle de Pechman et Kanamori (1982), n'a utilisé les méthodes de traitement du signal pour les doublets. Plusieurs auteurs ont étudié des doublets de télé-séismes (doublet ayant alors

le sens de voisins, mais pas semblables), afin de déterminer la "loi d'échelle" (scaling law) du spectre sismique (Berckhemer 1962), pour étudier la récurrence des séismes dans une zone faillée (Bakun et McEvelly 1979), le mode de relâchement des contraintes dans une zone de subduction (Lay et Kanamori 1980) ou durant l'effondrement d'une caldera (Kaufman et Burdick 1980).

Des séismes semblables ont aussi déjà été étudiés à l'aide de réseaux sismographiques locaux. Bolt et coll. (1977) ont calculé les surfaces de glissement de séismes voisins, Bakun et coll. (1978) ont analysé la directivité en utilisant des paires de petits séismes; Geller et Mueller (1980) ont interprété des séismes semblables en terme de concentration de contraintes; enfin Tsujiura (1981 et 1983) a observé de très nombreux multiplets près de la presqu'île d'Izu et a étudié leur contenu spectral en fonction de leur situation dans la séquence précurseurs - choc principal - répliques.

Seuls Frankel (1982) et Pechman et Kanamori (1982) ont calculé les inter-corrélations des signaux semblables et ont pu discuter le mode de relâchement de la contrainte.

Nous allons présenter dans le paragraphe suivant la méthode de traitement que nous avons utilisée pour étudier les doublets de Californie: l'analyse interspectrale par fenêtre mobile.

III.2. ANALYSE INTERSPECTRALE D'UN DOUBLET

Afin de comparer deux signaux semblables, nous avons systématiquement choisi de travailler dans le domaine des fréquences (analyse spectrale). Outre la facilité de mise en œuvre, cette méthode a l'intérêt d'utiliser la bande de fréquence où les signaux sont le plus semblables et d'éliminer celle où la cohérence est faible. En particulier le contenu de haute fréquence (>30Hz) est généralement incohérent. Si les deux séismes sont strictement semblables, à un facteur d'échelle près, et à l'heure origine près, ils obéissent aux lois suivantes:

$$s_2(t) = K \cdot s_1(t-\tau) \quad (1)$$

où $s_1(t)$ et $s_2(t)$ sont les signaux temporels, τ est la différence de temps origine et K est le rapport d'amplitude. Dans le domaine spectral cette relation devient:

$$S_2(f) = K \cdot S_1(f) \cdot \exp(2i\pi \cdot f \cdot \tau) \quad (2)$$

où f est la fréquence et où $S_1(f)$ (respectivement $S_2(f)$) est la transformée de Fourier de $s_1(t)$ (respectivement $s_2(t)$):

$$S_1(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(t) \cdot \exp(-2i\pi \cdot f \cdot t) \cdot dt$$

Toute l'information sur les différences entre s_1 et s_2 est contenue dans le rapport spectral

$$R_{12} = \frac{S_1}{S_2} = \frac{\gamma_{12}}{\gamma_2}$$

où γ_{12} est l'interspectre de s_1 et s_2

$$\gamma_{12} = S_1(f) \cdot S_2(f)^* = K \cdot |S_1|^2 \cdot \exp(2i\pi \cdot f \cdot \tau)$$

et γ_2 est le spectre de s_2 :

$$\gamma_2 = S_2(f) \cdot S_2(f)^* = |S_2|^2 = K^2 \cdot |S_1|^2$$

En effet la phase de R_{12} vaut:

$$\text{phase}(R_{12}) = 2\pi \cdot f \cdot \tau$$

et son module

$$|R_{12}| = 1 / K$$

On peut alors calculer τ en mesurant la pente de la phase de l'interspectre γ_{12} , et K est quant à lui égal au module de γ_2/γ_{12}

III.2.a. Calcul de l'interspectre γ_{12}

Dans la pratique on dispose des deux signaux échantillonnés avec un pas dt ; on calcule les transformées de Fourier à l'aide de la transformée de Fourier rapide (T.F.R., ou F.F.T. en anglais) calculée sur une fenêtre temporelle de N points (durée = $N \cdot dt$). Afin d'éviter un passage brusque à zéro aux extrémités de la fenêtre, on multiplie le signal par une fonction d'apodisation du type Bartlett (triangulaire), ou du type Hanning (Fig. III.2):

$$\begin{aligned} h(t) &= 0.5 (1 + \cos \pi t / t_m) && \text{pour } -t_m < t < t_m \\ h(t) &= 0 && \text{pour } t < -t_m \text{ et } t > t_m \end{aligned}$$

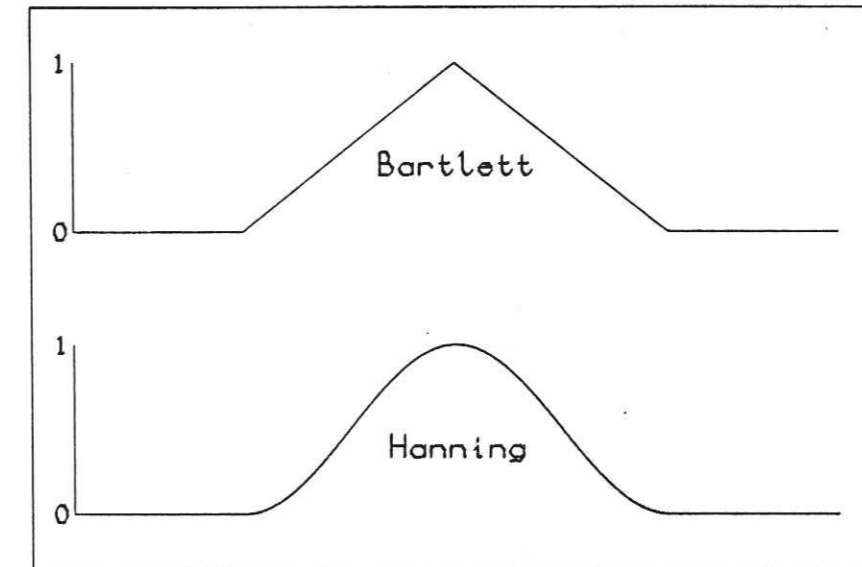


Figure 2: Fonctions utilisées pour l'apodisation des sismogrammes et des spectres.

avec $t_m = N \cdot dt/2$.

Nous avons aussi utilisé des fonctions d'apodisation du type Hanning généralisé où les rampes en cos n'occupent qu'une partie de la fenêtre, le reste valant 1.

Les signaux s_1 et s_2 enregistrés contiennent du bruit dans des proportions variables. La technique classique pour éliminer l'influence du bruit est de répéter plusieurs mesures sur plusieurs fenêtres différentes et d'en calculer la moyenne (Carter et coll. 1973). Malheureusement il faut pour cela disposer de signaux stationnaires, ce qui n'est pas le cas pour les signaux sismiques. On recourt alors à un artifice qui consiste à calculer une moyenne pondérée sur plusieurs fréquences. En d'autres termes, on procède à un lissage fréquentiel. Dans le paragraphe suivant, on va étudier en détail les erreurs introduites par la présence du bruit.

III.2.b. Cohérence et erreurs

Soient $s_1(t)$ et $s_2(t)$ deux signaux certains affectés par des bruits $n_1(t)$ et $n_2(t)$. On observe donc les signaux

$$\begin{aligned} x_1(t) &= s_1(t) + n_1(t) \\ x_2(t) &= s_2(t) + n_2(t) \end{aligned}$$

Soient $X_1, X_2, S_1, S_2, N_1, N_2$ les transformées de Fourier de ces signaux. On cherche à estimer les valeurs des spectres et interspectre de s_1 et s_2 . Pour éliminer le bruit on calcule classiquement des moyennes sur plusieurs réalisations de bruit; ces moyennes tendent vers les espérances mathématiques. Nous allons calculer ces espérances et les incertitudes associées. On a:

$$\overline{\gamma_{12}} = E(X_1 X_2^*) = S_1 S_2^* + S_1 E(N_2^*) + E(N_1) S_2^* + E(N_1 N_2^*)$$

soit, avec $B_1 = E(N_1)$, $B_2 = E(N_2)$, $\sigma_{12} = E(N_1 N_2^*)$:

$$\overline{\gamma_{12}} = \gamma_{s_1 s_2} + S_1 B_2^* + S_2^* B_1 + \sigma_{12}$$

Si les bruits sont stationnaires et indépendants, on a

$$B_1 = B_2 = \sigma_{12} = 0$$

$$\text{D'où } \overline{\gamma_{12}} = \gamma_{s_1 s_2}$$

$$\text{Donc } E(\gamma_{x_1 x_2}) = \gamma_{s_1 s_2}$$

De même: (avec $\sigma_1 = E(N_1 N_1^*)$)

$$\overline{\gamma_{11}} = E(X_1 X_1^*) = \gamma_{s_1 s_1} + S_1 B_1^* + S_1^* B_1 + \sigma_1$$

Si le bruit est stationnaire

$$B_1 = B_1^* = 0$$

$$\text{D'où } E(\gamma_{x_1}) = \gamma_{s_1} + \sigma_1$$

$$\text{et } E(\gamma_{x_2}) = \gamma_{s_2} + \sigma_2$$

Il y a donc un biais sur les autospectres.

On définit la cohérence des deux signaux x_1 et x_2 par la formule suivante:

$$c^2 = \frac{|E(X_1 X_2^*)|^2}{E(X_1 X_1^*) E(X_2 X_2^*)}$$

En reprenant les résultats précédents, on voit que

$$c^2 = \frac{\gamma_{s_1} \cdot \gamma_{s_2}}{\gamma_{s_1} \cdot \gamma_{s_2} + \gamma_{s_1} \cdot \sigma_2 + \gamma_{s_2} \cdot \sigma_1 + \sigma_1 \cdot \sigma_2}$$

La cohérence est un nombre compris entre 0 et 1. Elle vaut 1 en l'absence de bruit ($\sigma_1 = \sigma_2 = 0$) et tend vers 0 pour des bruits tendant vers l'infini. Soit $r_1 = \sigma_1 / \gamma_1$ et $r_2 = \sigma_2 / \gamma_2$ les rapports bruit sur signal. On a:

$$c = 1 / \sqrt{(1+r_1+r_2+r_1 r_2)}$$

Si $r_1=r_2=r$, la cohérence vaut:

$$c = 1 / (1+r)$$

Quelques valeurs de la cohérence selon cette formule figurent dans le Tableau ci-dessous:

rapport bruit/signal	cohérence
0.001	0.999
0.01	0.99
0.1	0.909
0.25	0.8
1.	0.5
4.	0.2
10.	0.091

La cohérence permet d'estimer l'incertitude sur γ_{12} . En effet, soit:

$$\theta^2 = \text{err}^2(\gamma_{12}) = E(|X_1 X_2^* - S_1 S_2^*|^2)$$

$$\theta^2 = E(|X_1 N_2^* + N_1 X_2^* + N_1 N_2^*|^2)$$

$$\theta^2 = |X_1|^2 \cdot E(|N_2|^2) + |X_2|^2 \cdot E(|N_1|^2) + E(|N_1|^2 |N_2|^2)$$

Si les bruits sont gaussiens et indépendants, on a:

$$E(|N_1|^2 |N_2|^2) = E(|N_1|^2) \cdot E(|N_2|^2)$$

D'où:

$$\theta^2(\gamma_{12}) = \gamma_{s_1} \cdot \sigma_2 + \gamma_{s_2} \sigma_1 + \sigma_1 \sigma_2$$

$$\text{Soit } \theta = |\gamma_{12}| \cdot \sqrt{(1-c^2)}/c^2$$

On en déduit, pour θ petit, l'erreur commise sur le module de γ_{12} et sur sa phase:

$$\text{err}(|\gamma_{12}|) = \theta = |\gamma_{12}| \cdot \sqrt{(1-c^2)}/c^2$$

$$\text{err}(\text{phase } \gamma_{12}) = \sqrt{(1-c^2)}/c^2$$

De même l'erreur sur γ_1 vaut:

$$\text{err}(\gamma_1) = \sqrt{2} \gamma_1 \sigma_1$$

Le rapport spectral K vaut:

$$K = |\gamma_{12}| / \gamma_1$$

Le biais sur γ_1 introduit un biais sur K. L'erreur sur K vaut:

$$\text{err}(K) = K \cdot \left(\frac{\text{err}|\gamma_{12}|}{|\gamma_{12}|} + \frac{\text{err}(\gamma_1)}{\gamma_1} \right) = K \cdot \left(\sqrt{\frac{1-c^2}{c^2}} + \sqrt{2} r_1 \right)$$

Si $r_1=r_2=r$,

$$\text{err}(K) = K \cdot \left(\sqrt{\frac{1-c^2}{c^2}} + \sqrt{2} \frac{1-c}{c} \right)$$

III.2.c. Calcul de la cohérence et du rapport spectral d'un doublet

Dans le cas d'un doublet, on ne dispose pas de signaux stationnaires, car le rapport spectral et le délai varient le long du sismogramme. On ne peut plus alors utiliser directement la technique du paragraphe précédent qui consiste à calculer la moyenne de l'interspectre γ_{12} sur des fenêtres successives.

On va donc procéder à une moyenne fréquentielle et non temporelle. La moyenne sera calculée sur les fréquences voisines de la fréquence étudiée. Il s'agit alors d'un lissage spectral. Ce lissage revient à éliminer les variations rapides du spectre, en les supposant dues au bruit. Etant donné que l'interspectre γ_{12} présente des variations rapides, même en l'absence de bruit, il n'est pas licite de lisser directement γ_{12} . Par contre le rapport spectral R_{12} est constant dans tout le domaine fréquentiel pour un doublet parfait. Il est donc licite de lisser ce rapport spectral $R_{12} = X_1/X_2$. En reprenant les notations précédentes, on a:

$$X_1 = S_1 + N_1 \text{ et } X_2 = S_2 + N_2 = S_1/T + N_2$$

$$\text{avec } T = (1/K) \cdot \exp(-2i\pi \cdot f \cdot \tau)$$

$$\text{D'où } R_{12} = T + (N_1 - N_2 \cdot T) / X_2$$

Le bruit qui affecte R_{12} est donc proportionnel à $1/|X_2|$. Le lissage sera en conséquence effectué avec un poids égal à $|X_2|$. En outre on utilisera une fonction Hanning $H(f)$ afin de privilégier les fréquences voisines de la fréquence considérée. D'où la formule de lissage:

$$\overline{R_{12}} = \frac{\sum_f H(f) \cdot |X_2| \cdot R_{12}}{\sum_f H(f) \cdot |X_2|}$$

De même,

$$\overline{R_{21}} = \frac{\sum_f H(f) \cdot |X_1| \cdot R_{21}}{\sum_f H(f) \cdot |X_1|}$$

On obtient l'estimateur \bar{T} de T en prenant la moyenne géométrique de R_{12} et $1/R_{21}$:

$$\bar{T} = \sqrt{\overline{R_{12}} \cdot \overline{R_{21}}}$$

La cohérence est définie par:

$$c^2 = |\tilde{\gamma}_{12}|^2 / \tilde{\gamma}_1 \tilde{\gamma}_2$$

où le tilde désigne les valeurs lissées avec une fonction de lissage $l(f)$. Nous allons réécrire cette cohérence sous une autre forme:

$$c^2 = \frac{\sum l(f) \cdot X_1 \cdot X_2^*}{\sum l(f) \cdot |X_1|^2} \cdot \frac{\sum l(f) \cdot X_1^* \cdot X_2}{\sum l(f) \cdot |X_2|^2}$$

$$c^2 = \frac{\sum l(f) \cdot |X_2|^2 \cdot R_{12}}{\sum l(f) \cdot |X_2|^2} \cdot \frac{\sum l(f) \cdot |X_1|^2 \cdot R_{21}}{\sum l(f) \cdot |X_1|^2}$$

$$\text{D'où } c^2 = \frac{\sum l_2 R_{12}}{\sum l_2} \cdot \frac{\sum l_1 R_{21}}{\sum l_1}$$

On prendra donc par analogie pour valeur de la cohérence:

$$c^2 = |\overline{R_{12}} \cdot \overline{R_{21}}|$$

III.3. EXEMPLE D'ANALYSE D'UN DOUBLET ; UTILISATION D'UNE FENETRE MOBILE

III.3.a. Etude d'une fenêtre centrée sur l'onde P

Le doublet choisi est constitué de deux séismes qui ont eu lieu sur la faille de San Andreas, près de San Juan Bautista (Californie centrale), à deux ans d'intervalle. Ce doublet sera étudié en détail dans les chapitres suivants. L'analyse spectrale de ce doublet pour la station HCAV est présentée Figure III.3 pour une fenêtre de 1.27s de l'onde P. Les deux signaux sont représentés Figure III.1, la fenêtre d'étude apodisée à l'aide d'une fonction de Hanning de 128 points de largeur est présentée Figure III.3.a. Les rampes en cosinus sont comprises sur les douze premiers et derniers points de la fenêtre.

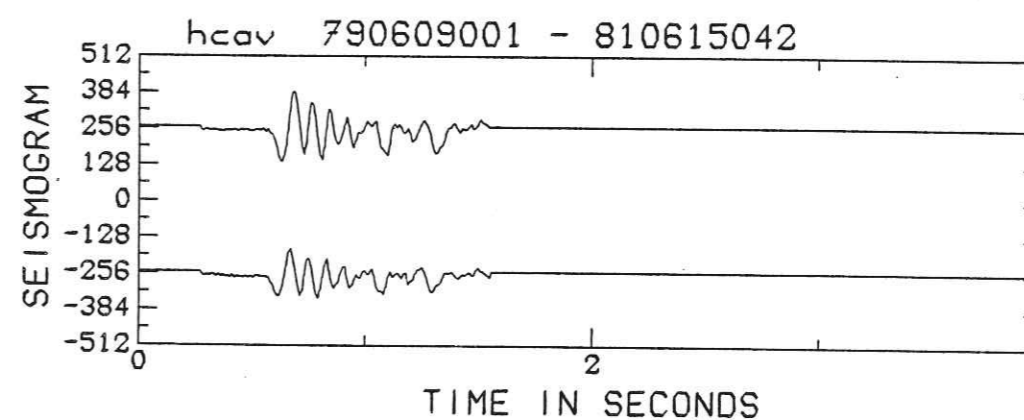


Figure 3.a: Sismogrammes utilisés pour l'étude spectrale de la Figure 3.b. Les sismogrammes complets (Fig. 1) ont été multipliés par une fenêtre d'apodisation du type Hanning.

Sur la Figure III.3.b on a représenté en fonction de la fréquence, le déphasage (phase de T), la cohérence, le logarithme du rapport spectral (Log T) et enfin le module de l'interspectre γ_{12} . Le déphasage est linéaire, sa pente est proche de zéro, car les deux signaux sont très bien alignés. La cohérence est excellente (très proche de 1) sur une grande partie du spectre. Le rapport spectral présente une linéarité excellente.

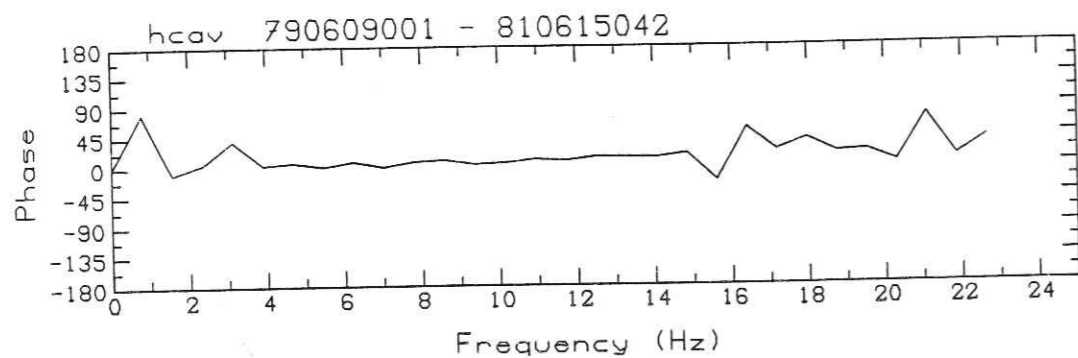
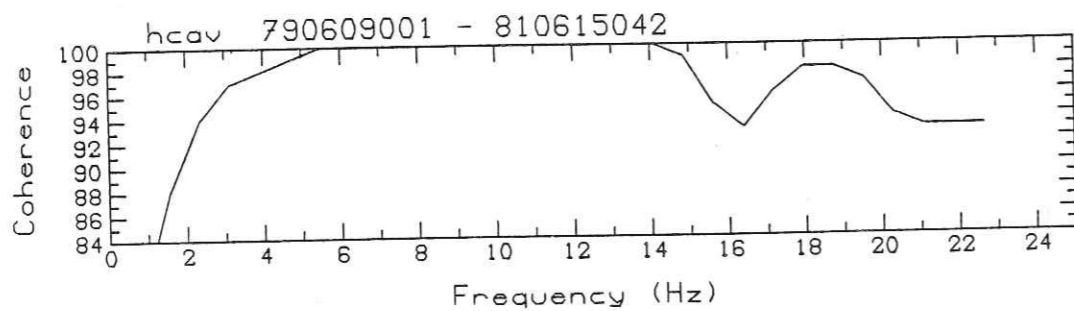
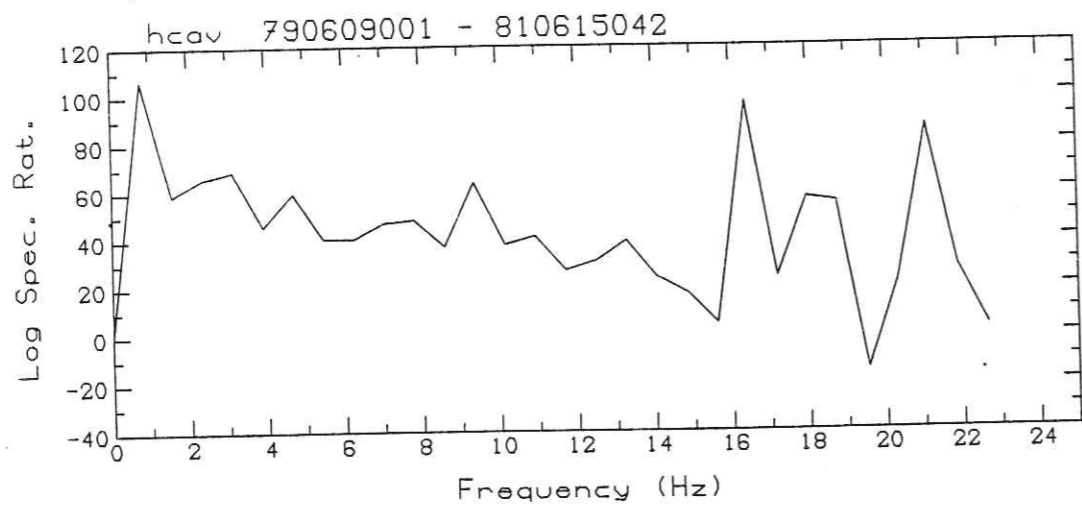
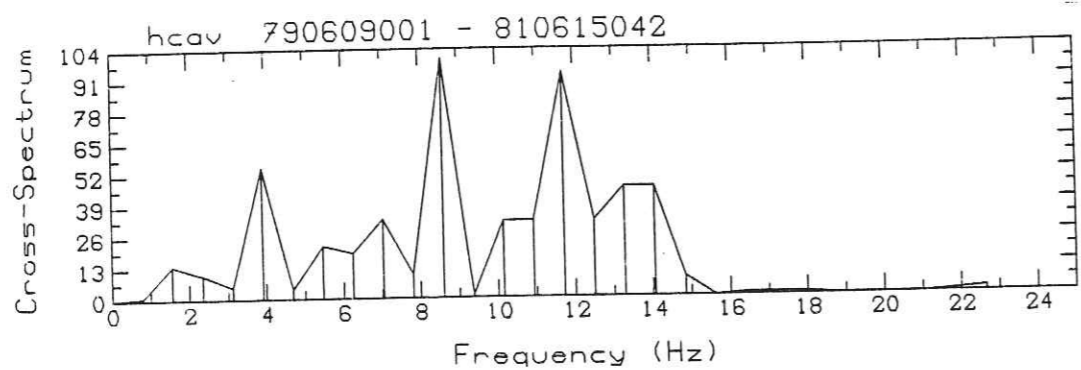


Figure 3.b: Analyse spectrale des signaux représentés Figure 3.a. On a tracé la phase de l'inter-spectre (en degrés), la cohérence (en pourcentage), le logarithme du rapport spectral (x100), et le module de l'inter-spectre (en pourcentage du maximum). Les spectres sont non lissés.

Chap. III

L'effet du lissage est présenté sur la Figure III.4, où nous comparons le déphasage et le rapport spectral avec et sans lissage.

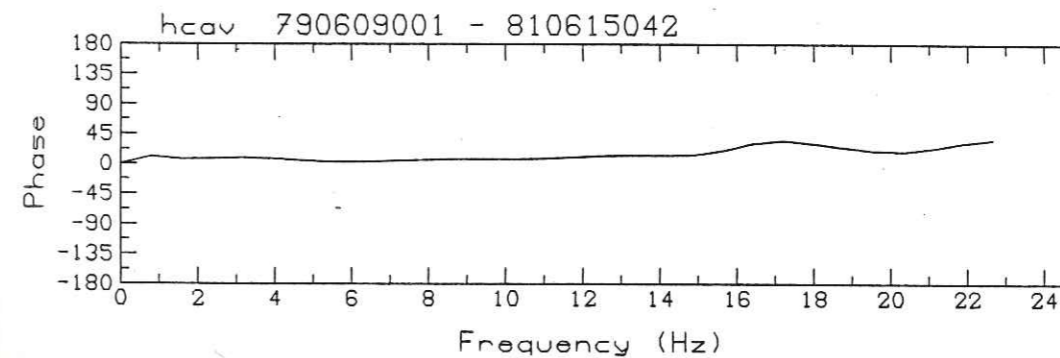
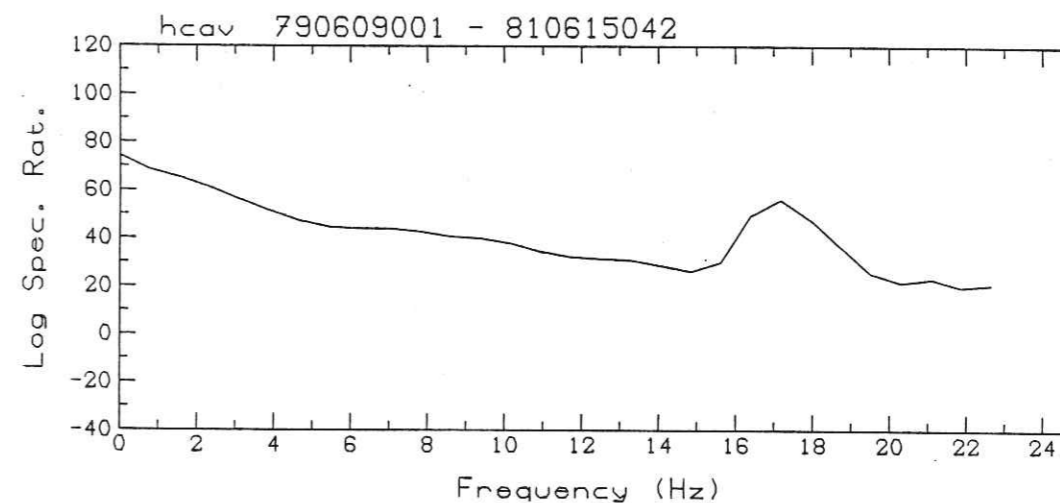


Figure 4: Phase et rapport spectral lissés pour les signaux étudiés Figure 3.

L'amélioration obtenue par le lissage est remarquable. Cependant on doit toujours garder à l'esprit que le lissage peut amener une certaine perte d'information (Frémont 1983 et 1984).

L'analyse spectrale suppose que les deux fenêtres recouvrent la même portion de signal. Plus les deux fenêtres sont positionnées avec précision, plus la cohérence s'améliore et plus

Chap. III

la mesure du déphasage et du rapport spectral est précise. Afin d'illustrer ceci, la Figure III.5 montre les résultats obtenus en décalant un des séismes de 1, 2, 3 et 4 points respectivement par rapport à lui-même. On observe une chute de cohérence importante; la pente du déphasage donne la mesure du décalage introduit.

Afin de vérifier la validité du calcul de la cohérence par lissage fréquentiel, nous avons calculé le déphasage et le rapport spectral du doublet par des fenêtres déplacées successivement de 4, 8 et 12 points par rapport à la première fenêtre. Sur la Figure III.6, on vérifie que la cohérence est bien représentative des zones où il y a peu de variation du déphasage et du rapport spectral. En d'autres termes, la cohérence spectrale que nous calculons est un bon estimateur de la cohérence temporelle.

III.3.b. Utilisation d'une fenêtre mobile

La méthode d'analyse spectrale peut être appliquée sur une fenêtre positionnée en n'importe quel point du sismogramme. Elle permet d'analyser, en la déplaçant depuis l'onde en première arrivée jusqu'à la fin du signal, les différentes phases ou ondes sismiques qui constituent le sismogramme. En outre l'étude de l'évolution de l'interspectre le long du signal est indépendante des éventuels problèmes dus à des changements d'appareillage entre les deux enregistrements. Cette technique de fenêtre mobile sera systématiquement utilisée dans les chapitres suivants.

III.3.c. Calcul du délai

Comme nous l'avons vu, la mesure du délai τ se fait en mesurant la pente p du déphasage. On a alors $\tau = p/2\pi$. Sur la Figure III.5, on observe que lorsque la pente p est forte, le déphasage subit des discontinuités, car il est défini entre $-\pi$ et $+\pi$. Il est donc nécessaire d'appliquer un algorithme de dépliage de la phase (voir par exemple Tribolet 1976), afin de la rendre continue. Sur la Figure III.5 nous n'avons pas appliqué cet algorithme. Nous avons utilisé un algorithme de dépliage très simple: on commence le dépliage à partir des basses fréquences, au quatrième ou cinquième point. On compare la phase de ce point avec la moyenne des phases des trois points précédents (fréquences plus basses). Si la différence est supérieure à 180° (respectivement inférieure à 180°), on soustrait (respectivement on ajoute) 360° à toutes les phases des fréquences supérieures. On répète cette opération de façon itérative en se déplaçant à chaque fois d'un point vers les hautes fréquences.

Soit $\theta(f)$ le déphasage en fonction de la fréquence. La pente p est calculée par régression linéaire pondérée:

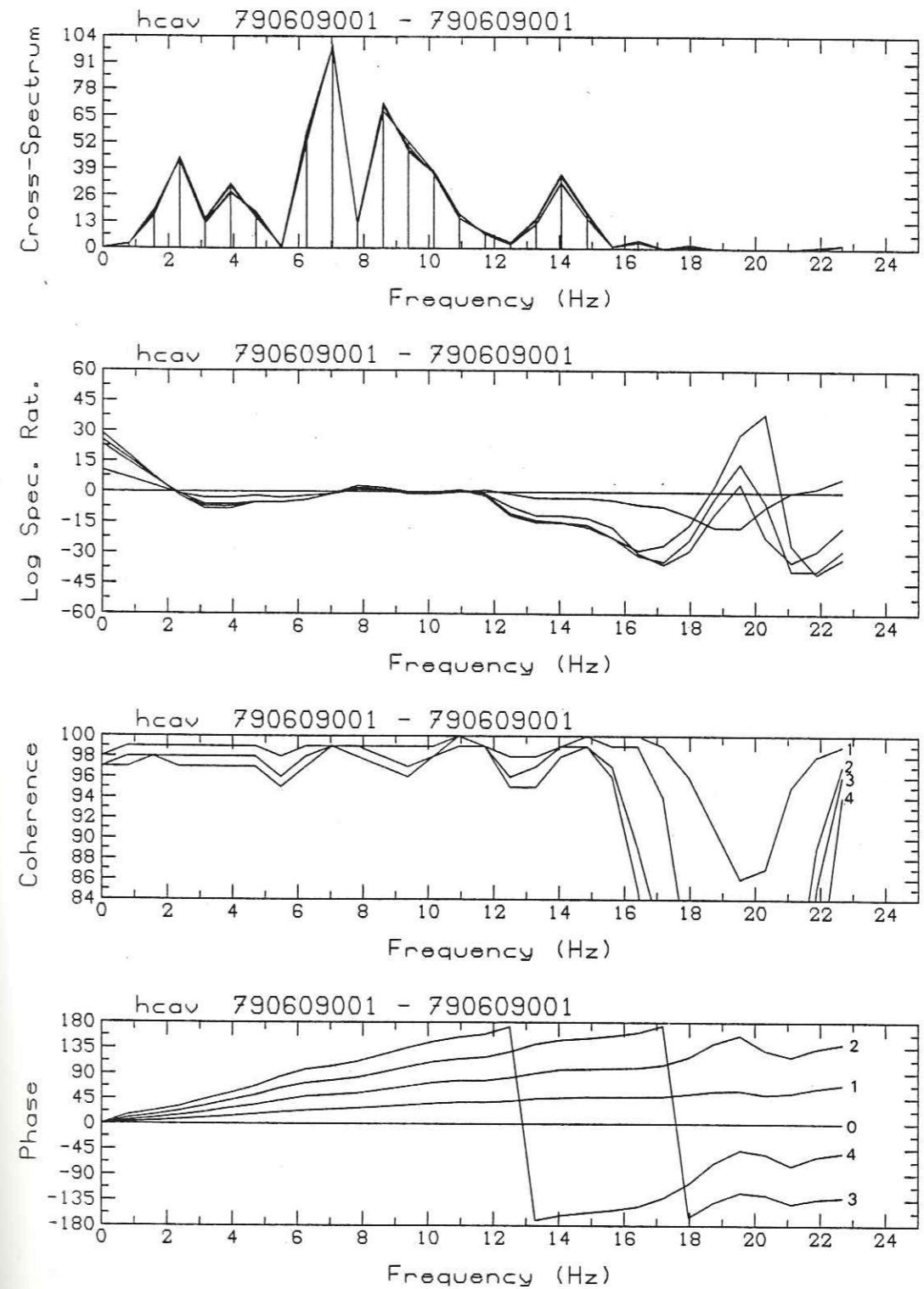


Figure 5: Analyse spectrale d'un sismogramme décalé de 0, 0.01, 0.02, 0.03 et 0.04 sec. par rapport à lui-même.

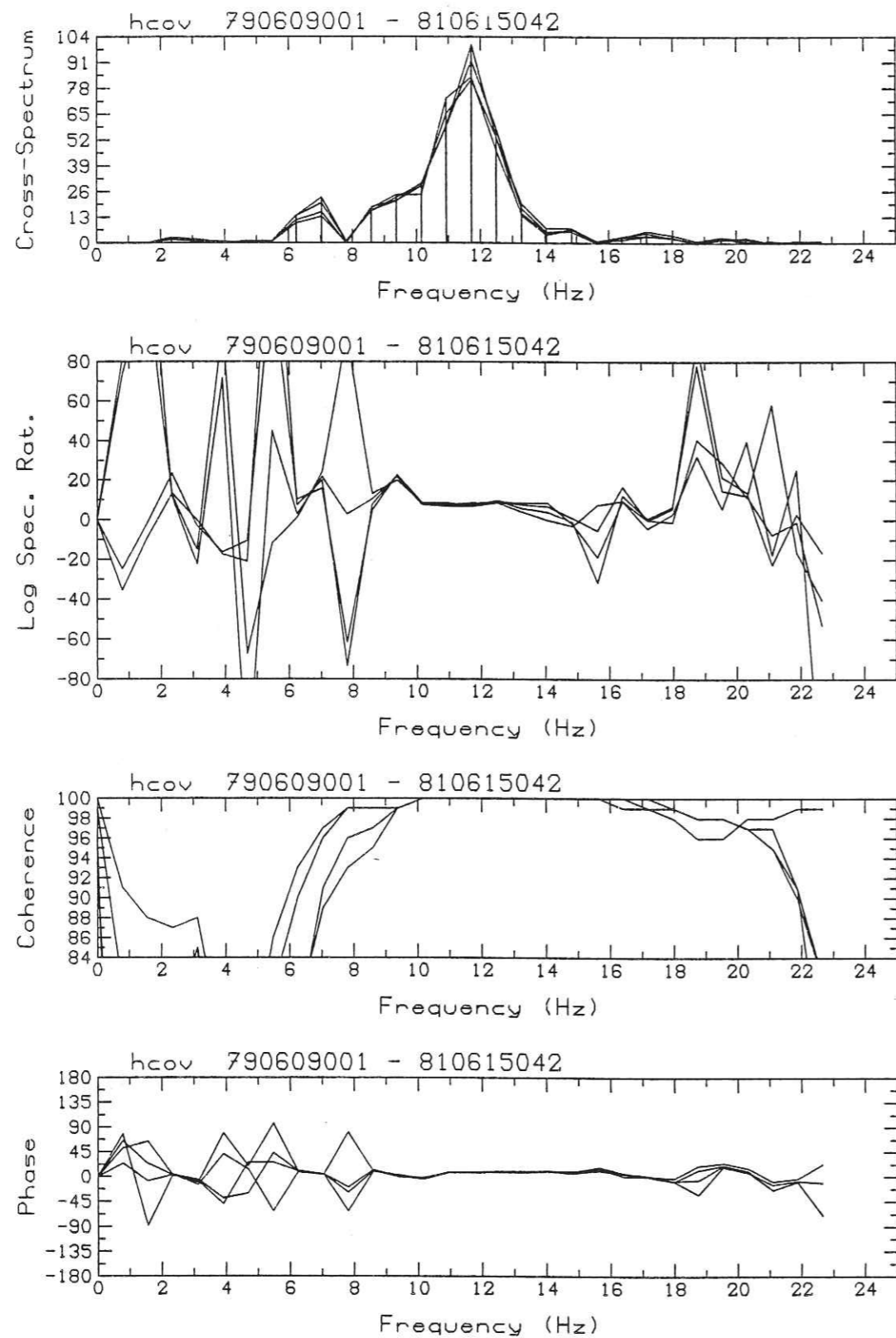


Figure 6: Analyse spectrale d'un doublet pour des fenêtres de longueur 1.28s, déplacées successivement de 0.04, 0.08 et 0.12s. On constate le bon accord entre cohérence temporelle et cohérence fréquentielle.

$$p = \frac{\sum w(f) \cdot \theta(f) \cdot f}{\sum w(f) \cdot f^2}$$

où $w(f)$ est la pondération.

Plusieurs choix pour la fonction $w(f)$ sont possibles (Frémont 1984). Le plus naturel est celui de Hannan et Thomson (1973), qui consiste à prendre

$$w_{HT}(f) = \frac{c(f)^2}{1-c(f)^2}$$

où c est la cohérence. Ce choix est justifié par le fait que l'erreur sur la phase vaut (paragraphe III.2.b):

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

Knapp et Carter (1976) ont montré qu'il s'agissait alors de l'estimateur correspondant au maximum de vraisemblance.

En ce qui concerne l'étude des doublets, on a vu que le calcul de la cohérence était fait dans le domaine fréquentiel et était donc approximatif. Nous avons donc décidé de prendre un poids $w(f)$ fonction aussi de l'énergie du signal, ce qui permet en outre de calculer le délai correspondant à la partie importante du signal, dans le cas où des ondes ayant des délais différents seraient superposées. Le poids utilisé est donc:

$$w(f) = |\gamma_{12}| \cdot \frac{c^2}{1-c^2}$$

L'analyse d'une fenêtre nécessite que les deux signaux soient alignés le mieux possible. Le programme que nous utilisons est donc conçu pour calculer le délai et, de façon itérative, pour aligner les signaux au mieux, à la période d'échantillonnage près (0.01s).

En théorie, pour des signaux non bruités, le calcul du délai peut se faire avec une résolution infinie, c'est-à-dire que bien que les signaux soient échantillonnés au centième de seconde, τ peut être calculé exactement. Cependant, en pratique, les signaux sont numériques et sont donc entachés d'une erreur de numérisation ou

Chap. III

bruit de numérisation. Si le rapport bruit sur signal vaut r , la précision maximale sur τ est de l'ordre de:

$$\text{err}(\tau) = r / \pi \cdot f \cdot \sqrt{2}$$

où f est la fréquence moyenne du signal. Pour $r = 1/400$ et $f = 15$ Hz, on obtient une résolution de 0.04 milliseconde. On voit donc que en pratique des résolutions de 1/10000ème de seconde sont possibles. La qualité des doublets étudiés permet dans les meilleurs cas d'atteindre cette précision; cependant, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, les erreurs dues principalement aux variations de vitesse des enregistreurs analogiques utilisés par l'U.S.G.S. ramènent la résolution à une valeur de l'ordre de la milliseconde.

III.3.d. Calcul du délai pour un signal saturé

Il arrive souvent que le début d'un sismogramme soit saturé. La technique de la fenêtre mobile permet bien sûr d'étudier la partie non saturée. Mais en outre nous allons montrer que si la saturation n'est pas trop forte et si elle n'est pas trop différente pour les deux séismes du doublet, il est possible d'obtenir un calcul du délai assez précis. Ceci est dû au fait que la saturation a pour effet principal de diminuer et de déformer le module du rapport spectral alors qu'elle influe assez peu sur la phase. Nous avons utilisé un sismogramme de référence, que nous avons artificiellement saturé en écrêtant les valeurs supérieures à un seuil donné. Sur la Figure III.7, nous avons représenté des analyses correspondant à des écrêtages de 1/3 et 2/3 de l'amplitude maximale du signal de référence. Le calcul de la phase, de la cohérence et du rapport spectral est présenté pour les quatre premières fenêtres du signal, décalées de 0,25s chacune. Les signaux utilisés sont représentés avec le calcul du délai à l'aide d'une fenêtre mobile. On constate que l'erreur sur le délai ne dépasse pas 1 milliseconde, et que seul le rapport spectral est modifié de façon sensible.

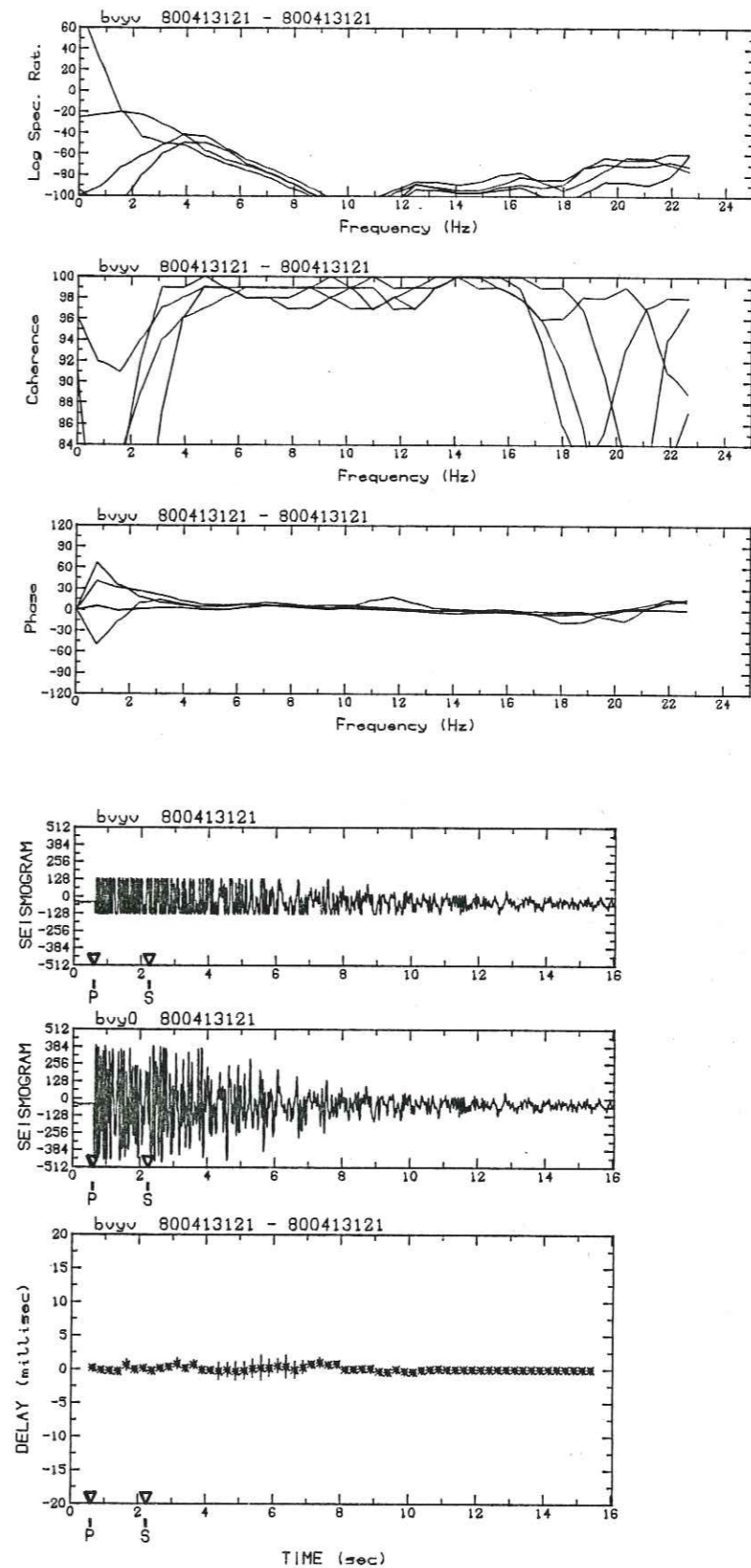


Figure 7: Influence de l'écrêtage d'un signal, égal à 1/3 de l'amplitude maximale. Calcul de la phase, de la cohérence et du rapport spectral pour les quatre premières fenêtres.

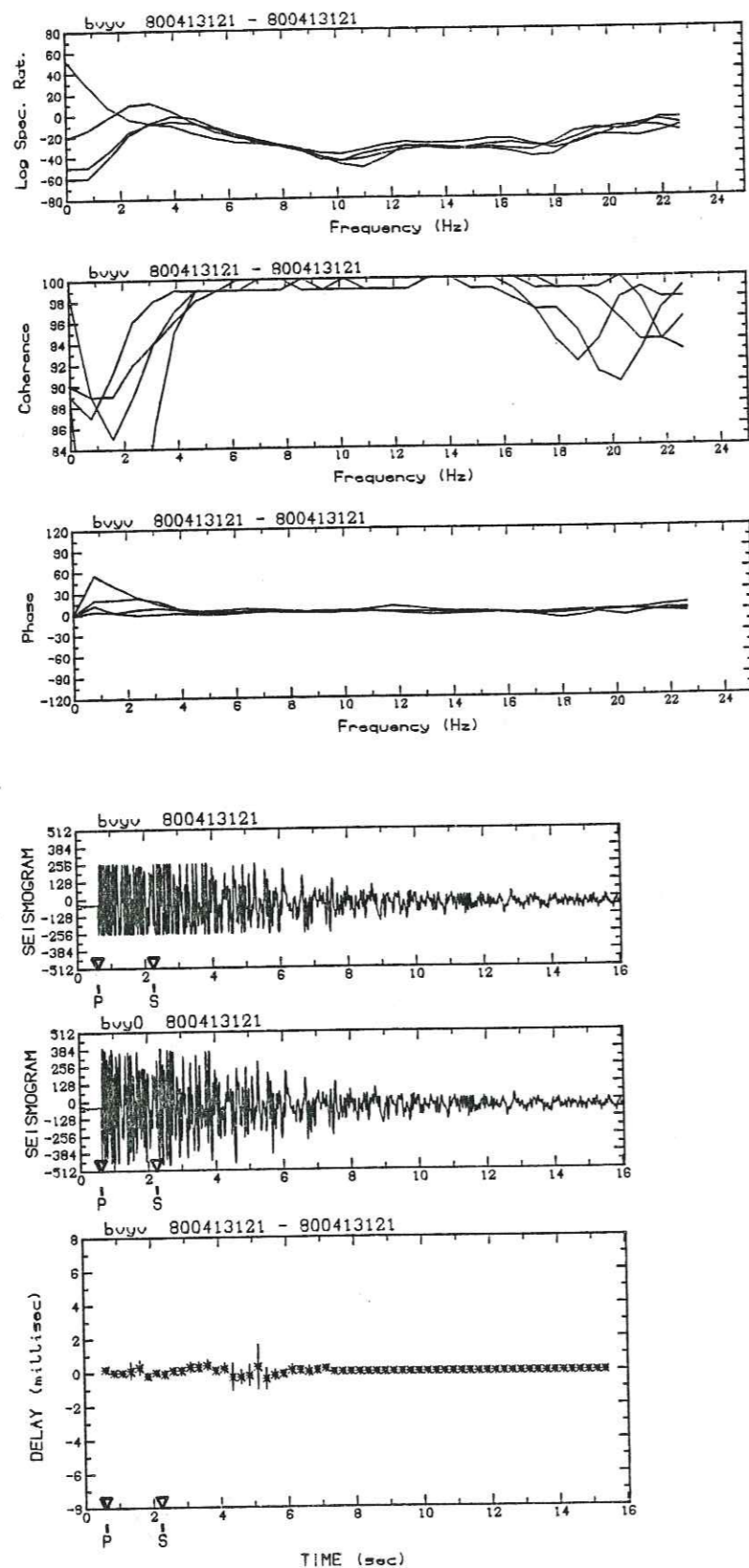


Figure 7 (suite): Idem. Ecrêtage égal à 2/3.

CHAPITRE IV
 ETUDE DE DOUBLETS EN CALIFORNIE CENTRALE (RESEAU CALNET)

IV.1. ACQUISITION DES DONNEES; ERREURS INSTRUMENTALES

Les doublets que nous utilisons ici ont été enregistrés par le réseau CALNET de l'U.S.G.S. (U.S. Geological Survey). Ce réseau comporte plus de 250 stations sismologiques courte période situées autour de la faille de San Andreas et de ses failles annexes en Californie centrale (Fig. IV.1). Ce réseau a commencé à fonctionner en 1966 par télémétrie des stations jusqu'au bâtiment de l'U.S.G.S. à Menlo Park près de San Francisco (Eaton et coll. 1970).

Ces données sont enregistrées sur des bandes magnétiques sous forme analogique. Le traitement par ordinateur exige au préalable de numériser les signaux. Depuis 1976 environ, les données ont été normalisées et la numérisation peut se faire de façon routinière sur un ordinateur ECLIPSE à Menlo Park. La numérisation d'un séisme prend de l'ordre de deux heures pour une centaine de stations. Nous nous sommes donc rendus à Menlo Park afin de sélectionner et de numériser des doublets. Nous avons aussi dû étalonner le réseau CALNET au point de vue de la précision sur le temps. En effet un certain nombre de problèmes instrumentaux provoquaient des erreurs pouvant atteindre un ou quelques centièmes de seconde, ce qui était la précision maximale escomptée par les concepteurs du réseau. Il a donc fallu analyser toute la chaîne d'acquisition et apporter plusieurs modifications.

IV.1.a. Sélection de doublets

Plusieurs milliers de séismes sont enregistrés et localisés de façon routinière à l'U.S.G.S.. Le problème est de trouver des doublets (et des multiplets) parmi ceux-ci. Le critère est donc la proximité des hypocentres. La localisation routinière est faite avec une incertitude de plusieurs centaines de mètres. Cette précision est insuffisante pour trouver facilement des doublets espacés de moins de cent mètres environ, distance au delà de laquelle les signaux deviennent par trop différents. Nous nous sommes donc limités à deux régions qui avaient fait l'objet d'études particulières, et où la précision de la localisation est de l'ordre de 100 à 200 mètres. La première est la région de Coyote Lake étudiée par Reasenber et Ellsworth (1982) à la suite du séisme du Coyote Lake du 6/8/1979 de magnitude 5,9; la seconde est la région de San Juan Bautista.

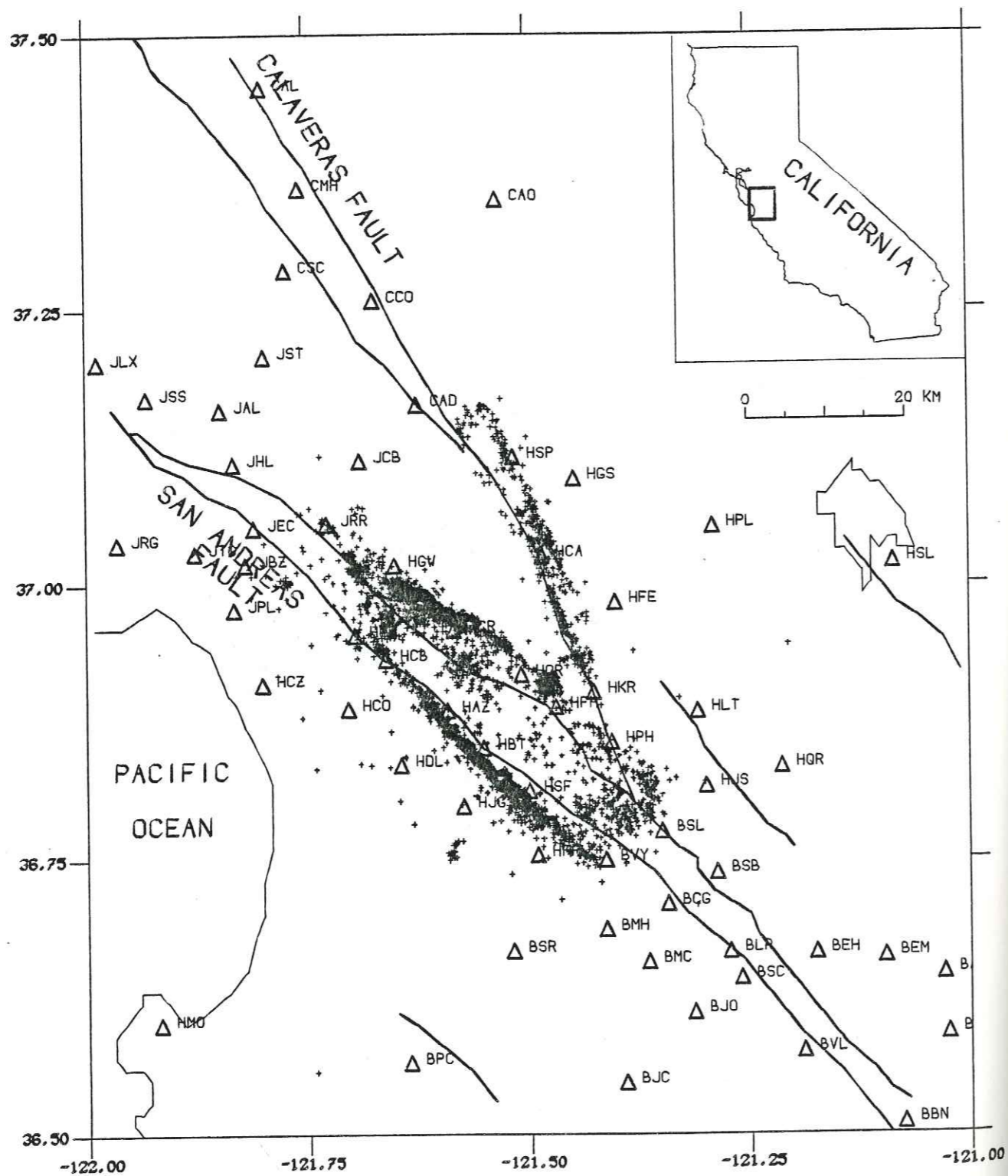


Figure IV.1: Région étudiée. Les triangles représentent les stations du réseau CALNET. Les croix correspondent aux séismes parmi lesquels ont été sélectionnés les doublets (sismicité 1969-1981). Les traces des failles principales sont indiquées.

Environ 4000 hypocentres ont été relocalisés pour ces deux régions (Fig. IV.1). Nous avons donc trié (par programme) ces 4000 séismes afin de sélectionner des candidats à l'analyse de doublets. Les critères choisis tenaient compte de la distance entre hypocentres, de la date des séismes, mais aussi de leur magnitude. En effet, en dessous de 1,5 de magnitude, le rapport signal sur bruit devient trop faible; et au dessus de 2,2 environ, le signal est saturé dans toutes les stations proches. Nous nous sommes donc limités à cet intervalle 1,5 - 2,2.

Le programme sélectionne dans le catalogue l'ensemble des séismes situés dans l'intervalle de magnitude et dans l'intervalle de temps choisis. Puis il cherche dans cette première sélection les groupes de séismes situés à une distance horizontale inférieure à une valeur D les uns des autres, et à une distance verticale inférieure à $2xD$ (pour tenir compte de la moins bonne précision sur la profondeur que sur la position horizontale de l'hypocentre). Nous avons essayé des valeurs de D variant de 100 à 800 mètres. Parmi les essais ainsi sélectionnés, nous avons choisi ceux qui nous semblaient les plus intéressants. Les critères pris en compte étaient de trouver soit des essais contenant beaucoup de séismes, soit des doublets le plus proche possible dans l'espace, mais à des dates éloignées. Plus d'une centaine de séismes ont été choisis et numérisés, dont la majorité constituent des doublets ou des multiplets utilisables.

IV.1.b. Chaîne d'acquisition et de numérisation

La chaîne complète est présentée sur la Figure IV.2. Nous allons détailler les différentes étapes (pour une description plus précise, voir par exemple Lee et Stewart 1981).

Sur le terrain, une station comprend un sismomètre vertical courte période (1 Hz), un amplificateur à haut gain et un modulateur pour la transmission. Certaines stations comportent trois composantes et le gain de l'amplificateur est alors réduit (ces stations ne sont pas utilisées ici). Le signal module une porteuse par modulation de fréquence. Il est alors transmis par fil ou par radio jusqu'à une ligne téléphonique, où plusieurs stations sont multiplexées. Le signal multiplexé est transmis par la ligne téléphonique jusqu'à Menlo Park. Il est alors enregistré sur bande magnétique 14 pistes, ainsi qu'un code temps (IRIG E) généré à l'U.S.G.S.. Cinq enregistreurs sont nécessaires pour l'ensemble du réseau.

Ces bandes enregistrent en continu. Tous les quinze jours environ, les séismes sont extraits des cinq bandes et recopiés sur une bande qui contient séquentiellement toutes les données

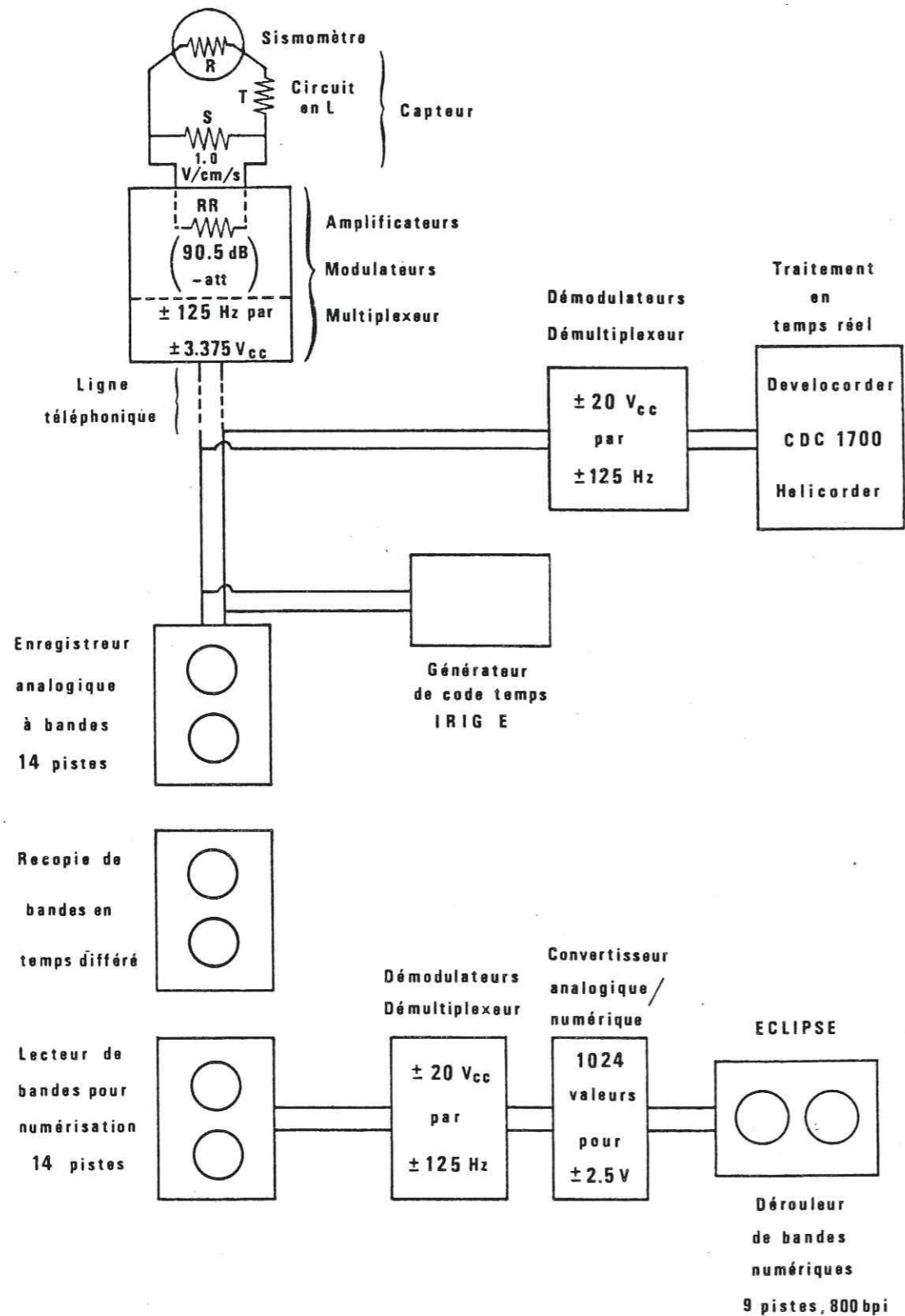


Figure IV.2: Chaîne d'acquisition des sismogrammes à l'U.S.G.S..

relatives à un séisme. Les bandes d'enregistrement continu sont alors effacées et seules les bandes de recopie (dubbed tapes) sont conservées.

La numérisation consiste alors à lire la bande de recopie, à démultiplexer et démoduler les signaux, et enfin à les numériser à l'aide d'un ordinateur ECLIPSE. On obtient ainsi des données numériques et échantillonnées que l'on enregistre sur bande d'ordinateur afin de les traiter à Grenoble.

IV.2. DELAIS INSTRUMENTAUX

Chaque élément de la chaîne d'acquisition est susceptible d'introduire des délais dans le signal. On peut distinguer les délais sur la partie de la chaîne qui commence sur le terrain et finit à l'enregistrement analogique, et ceux qui se produisent lors des traitements en temps différé: recopie et numérisation. Les premiers ne peuvent pas être corrigés ou mesurés, car il n'y a pas de base de temps associée au signal; on ne peut qu'estimer leur borne supérieure.

Le délai introduit à la station est essentiellement dû au sismomètre. Les courbes de réponse en phase et en amplitude sont présentées sur la Figure IV.3, pour le sismomètre et pour la chaîne d'acquisition au complet. La variation de la réponse en phase du sismomètre avec le temps est garantie à 1 ou 2% (John Van Schaack, U.S.G.S., communication personnelle); ceci implique que le délai introduit est constant à 0.0001s près environ. Les amplificateurs et les modulateurs (VCO = voltage controlled oscillator) n'introduisent pas de délai mesurable. Le point le plus critique est celui du délai introduit par la transmission téléphonique. Il est connu que certains réseaux téléphoniques introduisent des délais importants et variables (cas du réseau utilisé par le CalTech à Pasadena) atteignant plusieurs millisecondes. En ce qui concerne le réseau utilisé par l'U.S.G.S., nous ne connaissons pas de mesure des délais introduits. Cependant, les résultats présentés au chapitre suivant démontrent que ces délais, ou du moins leur variation avec le temps, ne dépassent pas la milliseconde. De toutes façons, si un délai important avait lieu sur une ligne, il affecterait simultanément les huit stations transitant sur cette ligne et serait donc très apparent. Nous n'avons pas observé de telles variations. Il semble donc raisonnable de penser que les délais téléphoniques ne varient pas, à la précision de la milliseconde près.

La deuxième moitié de la chaîne, celle qui a lieu en temps

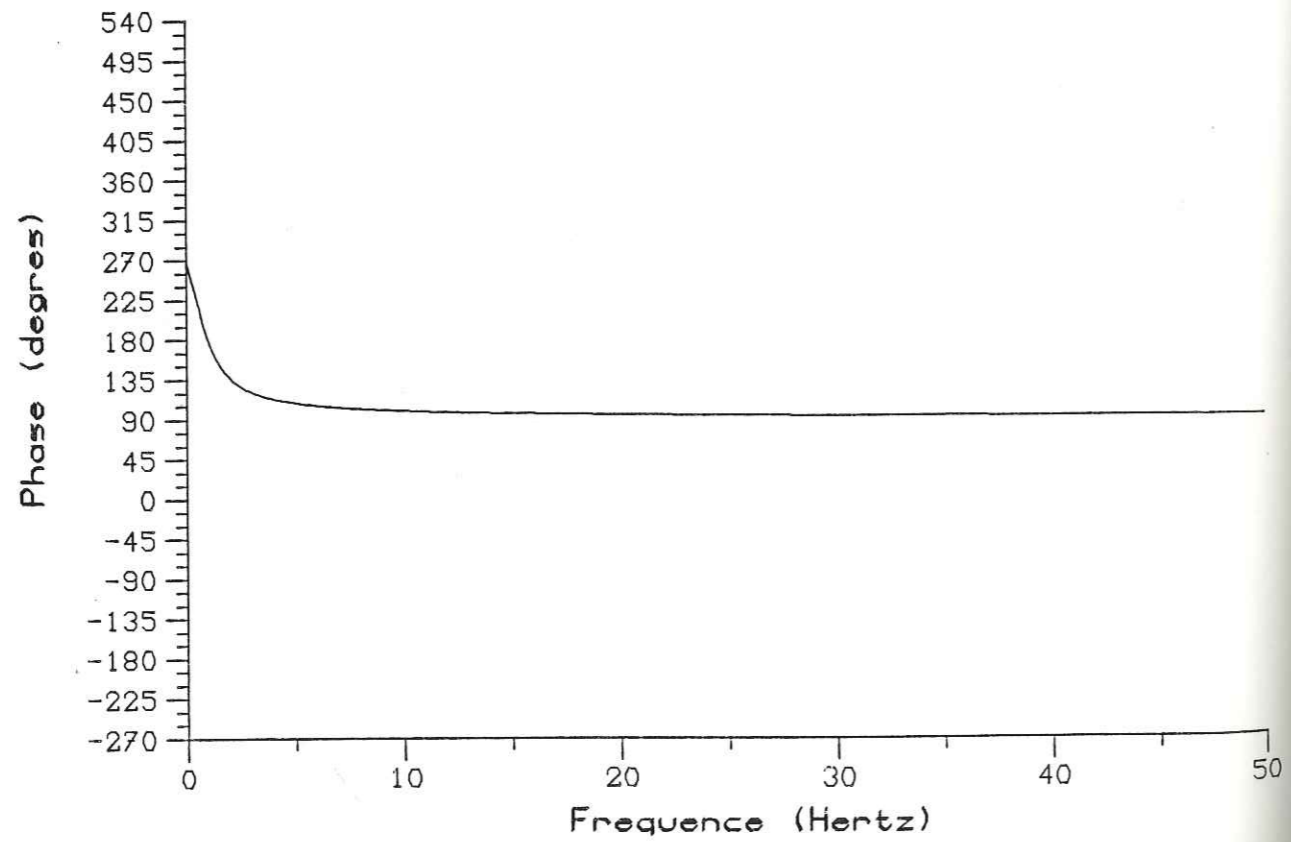
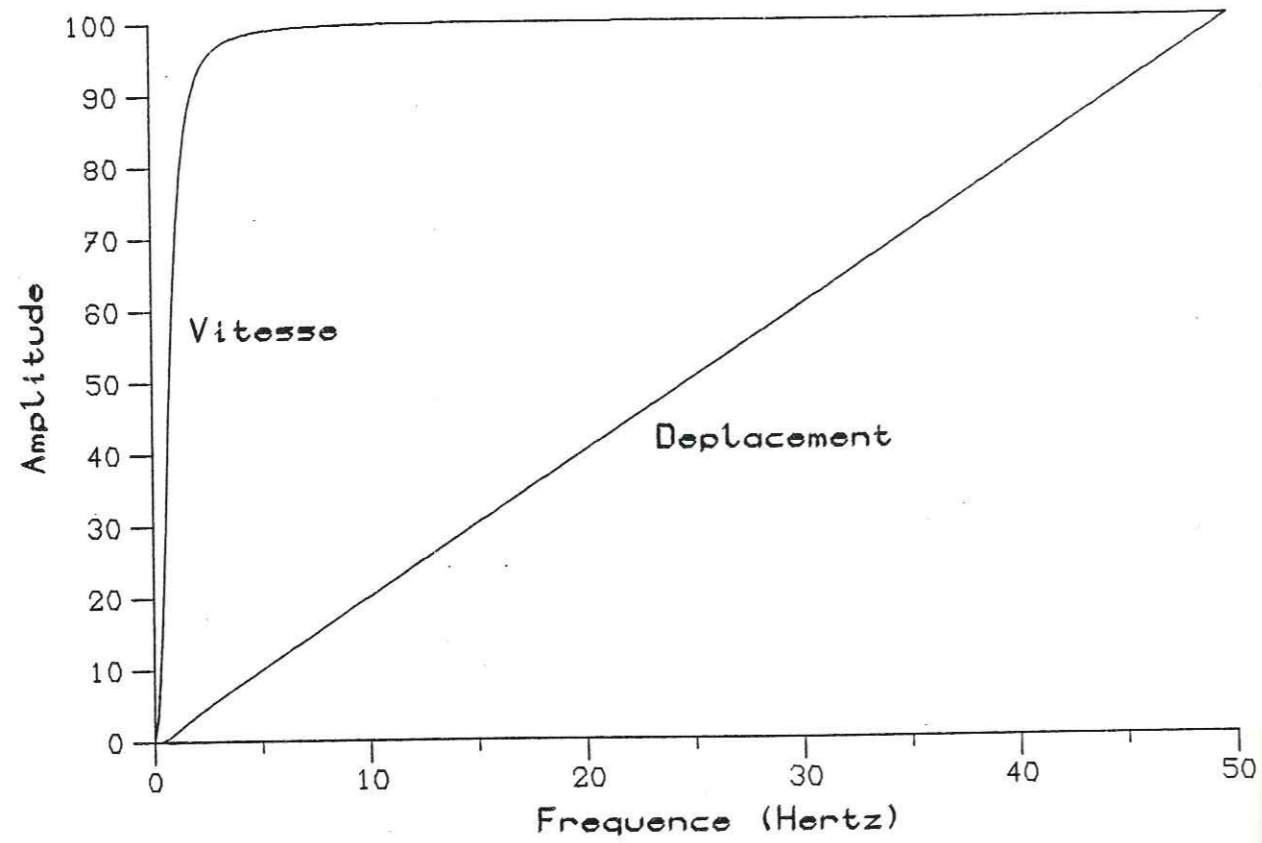


Figure IV.3: Réponse du sismomètre.

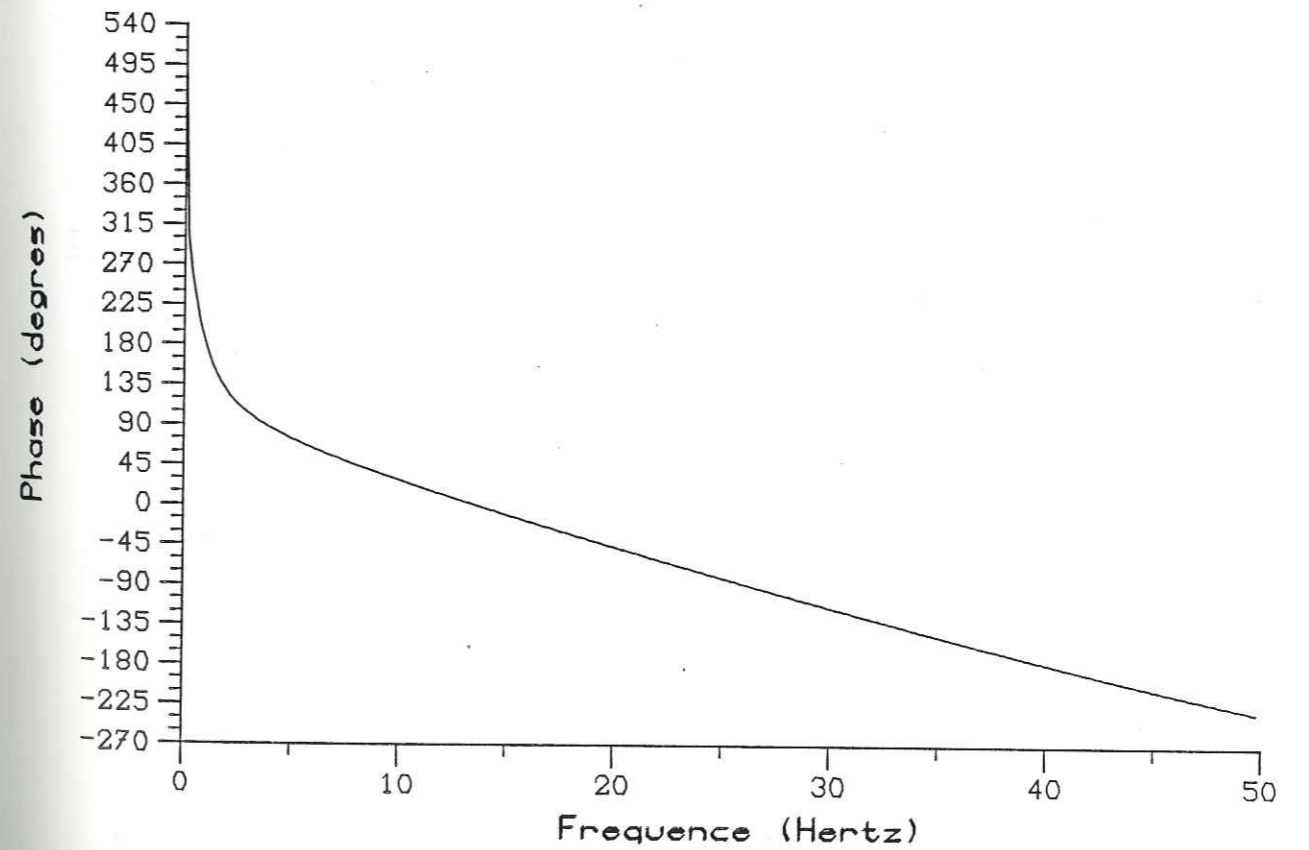
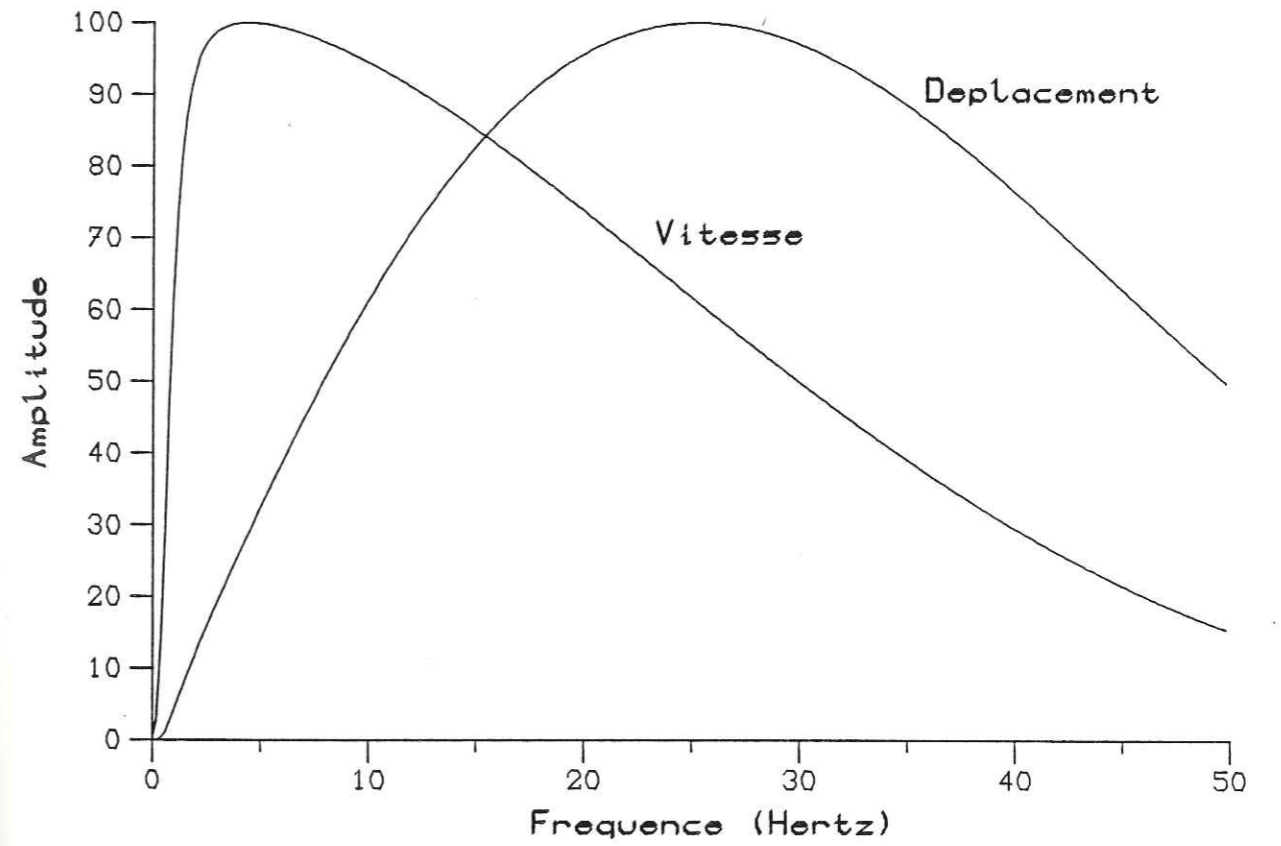


Figure IV.3 (suite): Réponse du système complet.

différé, donne lieu à des délais plus importants, mais mesurables grâce à la présence du code-temps.

- Les délais introduits sont de plusieurs types:
- délais dus à la variation de vitesse de défilement des magnétophones
 - délai dû au processus de numérisation (appelé délai de balayage)
 - délais dus au mauvais alignement des têtes du magnétophone (délai statique) et aux vibrations dynamiques de la bande pendant le déroulement (délai dynamique)
 - délais dus aux démodulateurs.

Lors de notre séjour à Menlo Park en 1982, nous avons étudié en détail chacun de ces délais. Certains se sont révélés négligeables, et nous avons pu mettre au point une procédure permettant de mesurer les autres de façon automatique afin de corriger les résultats de l'analyse interspectrale.

IV.2.a. Délai de vitesse de défilement

La numérisation s'effectue en plusieurs passages. Au cours de chaque passage (ou lecture de bande) on numérise 32 traces simultanément. Cela s'effectue de la manière suivante: on lit 4 pistes du magnétophone, qui produisent $4 \times 8 = 32$ signaux sismiques après demultiplexage et démodulation. En outre chaque piste contient un enregistrement de code temps (IRIG E), qui est aussi démodulé. Ce code temps est analysé par l'ordinateur (ECLIPSE) et sert à déclencher la numérisation à l'heure préalablement programmée. La numérisation s'effectue sous le contrôle d'une horloge très précise qui prélève un échantillon toutes les 0.01s exactement. On voit donc que les variations de vitesse du magnétophone feront échantillonner le signal, soit trop tôt, soit trop tard, et donc comprimer ou dilater l'échelle des temps. Pour remédier à cela, nous avons numérisé à chaque passage le code temps de l'une des quatre pistes lues.

Il suffit alors d'appliquer la méthode d'analyse interspectrale d'un doublet aux codes temps obtenus lors de deux passages différents pour calculer les variations de vitesse et donc les corrections de délai. Sur la Figure IV.4, nous présentons une telle analyse. Outre les traces sismiques et le code temps, chaque piste contient une sinusoïde de référence, qui une fois démodulée donne directement la vitesse instantanée du magnétophone. Le signal $r(t)$ de cette référence serait constant si la vitesse était constante. Le délai à l'instant t de la numérisation vaut

$$\tau = \int_0^t r(t).dt$$

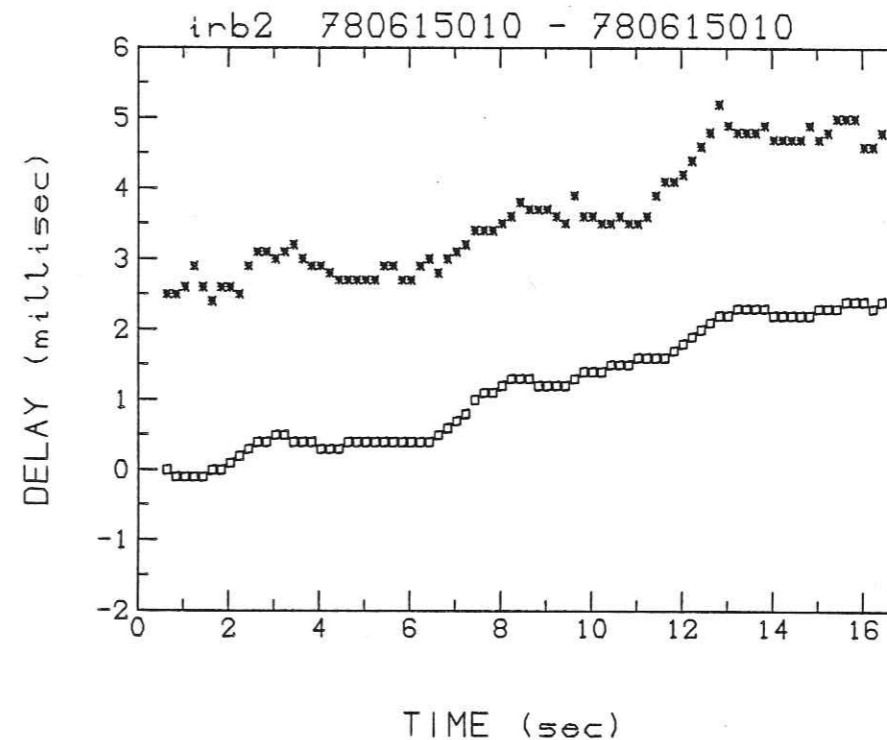


Figure IV.4: Comparaison entre la dérive de la base temps (croix), et celle de la sinusoïde de référence (carrés). La dérive est due aux variations de vitesse des lecteurs de bandes.

Le délai à l'instant t entre deux passages différents vaut:

$$\tau_{12} = \int_0^t (r_2(t) - r_1(t)).dt$$

Nous avons numérisé cette référence et la valeur de τ_{12} est reportée sur la Figure IV.4. On voit qu'il y a accord entre les deux mesures indépendantes de délai, celle du code-temps et celle de la référence. Cependant la valeur calculée avec la référence est définie à une constante près: en effet si la numérisation ne commence pas exactement au moment voulu, l'analyse de la référence ne permet pas de le voir, alors que celle du code temps donne aussi le délai à l'instant 0.

L'analyse qui vient d'être faite a été effectuée sur un même code temps enregistré au cours de deux passages différents. Mais pour étudier un doublet, nous devons comparer des codes temps correspondant à des dates différentes. Or ce signal temps est codé

avec des impulsions étroites (=0) et des impulsions larges (=1). On ne peut donc pas directement corréler deux codes temps d'instants différents. Nous avons écrit un algorithme, dit "d'épluchage", qui transforme toutes les impulsions larges en impulsions étroites, ce qui permet alors de faire la corrélation spectrale. La technique utilisée est expliquée dans l'annexe à la fin de ce chapitre.

Les variations de vitesse sont dues à des vibrations du cabestan et à des variations de vitesse des moteurs. Sur la Figure IV.5, nous avons fait figurer un exemple de variation de vitesse

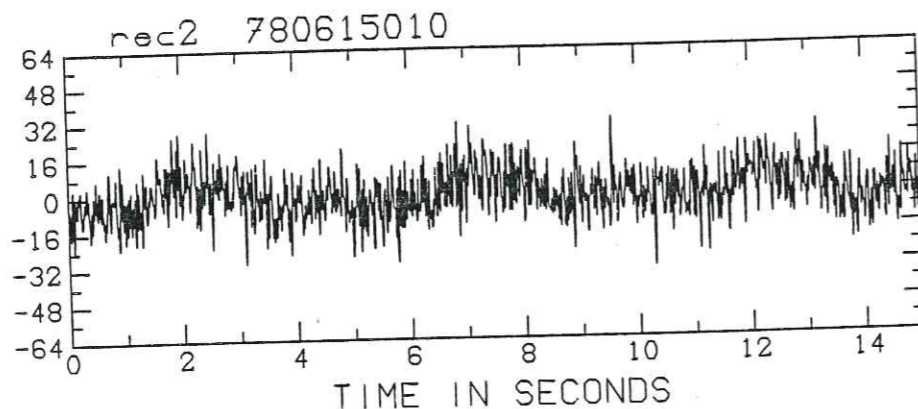


Figure IV.5: Exemple de démodulation d'une sinusoïde de référence. On obtient ainsi une courbe représentant la vitesse instantanée du lecteur de bandes.

avec le temps telle qu'elle est donnée par la sinusoïde de référence. On voit qu'il y a à la fois des variations très rapides (fréquence > 10 Hz) et des variations plus lentes (< 1 Hz). La cause de ces deux types de variation n'est pas très claire. L'analyse spectrale permet de corriger des variations lentes. Par contre les variations rapides donnent un effet moyen nul sur les longueurs de signal de l'ordre de 1s qui sont utilisées dans l'analyse spectrale.

IV.2.b. Délai de balayage de numérisation

En réalité, le numériseur n'analyse pas les 32 traces simultanément, mais séquentiellement. Il faut 0.00679s pour

numériser les 32 traces. La mesure de ce temps et de la linéarité du balayage des 32 traces a été faite en mettant le même code temps sur les 32 traces. On a donc 32 codes temps identiques numérisés. Par analyse spectrale, nous avons calculé le décalage de chaque trace par rapport à la première. Le décalage est reporté Figure IV.6. On voit que le délai de balayage est une fonction

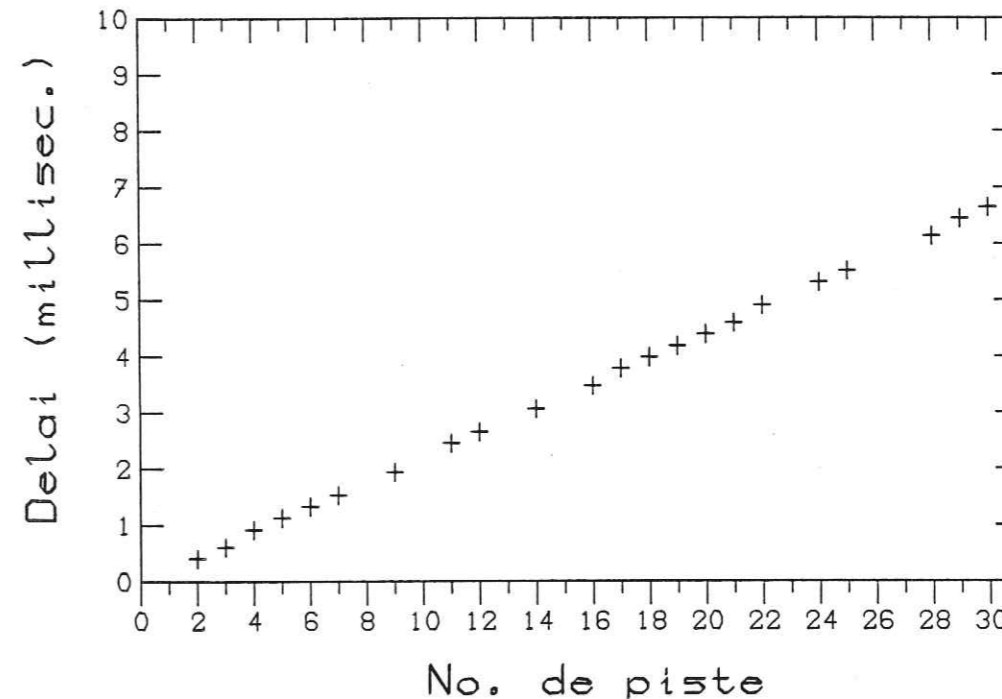


Figure IV.6: Délai de balayage de numérisation. Chaque croix correspond au délai d'un des 32 canaux de numérisation par rapport au premier. Le calcul a été fait par analyse interspectrale, en numérisant un même signal sur les 32 canaux.

linéaire du numéro de la trace. Ce délai est donc utilisé pour corriger les traces sismiques numérisées avec un numéro de canal différent.

Remarquons que cette analyse démontre que la méthode d'analyse spectrale permet effectivement d'atteindre une précision de 0.0001s.

IV.2.c. Délai statique et dynamique de tête de lecture

Si l'angle entre les têtes de lecture et les pistes magnétiques varie, un décalage temporel est introduit entre les signaux. La vitesse de la bande à l'enregistrement est de 15/16ème de pouce par seconde, soit 23.8mm/s. L'ajustement des têtes est réalisé à mieux que 0.1mm. Cela entraîne un décalage entre les pistes au maximum de 4ms environ. Comme on numérise un code temps éloigné au maximum de trois pistes de chaque trace sismique, l'erreur est inférieure à 1ms. Outre ce délai statique dû à un éventuel mauvais ajustement de la tête de lecture/écriture, des délais dynamiques sont introduits par les vibrations de la bande. En effet celle-ci peut prendre des légères inclinaisons par rapport à la tête. Afin d'estimer l'importance de ce délai dynamique, nous avons analysé les codes temps issus de plusieurs pistes différentes lors d'une même numérisation (afin de ne pas rajouter un délai de vitesse de défilement). Les délais ainsi mesurés semblent négligeables et ne dépassent pas 0.1 ms.

IV.2.d. Délai de démodulation

Le principe d'une démodulation entraîne une incertitude sur le temps du signal démodulé de l'ordre d'une fraction de la période de la porteuse. Dans le réseau CALNET, la plus faible fréquence utilisée est de 680 ± 125 Hz. La période est donc au maximum de 1/555s, soit environ 2ms. Le délai de numérisation n'excédant pas une fraction de cette valeur est donc négligeable par rapport aux autres délais analysés précédemment.

Nous concluerons ce paragraphe sur les délais instrumentaux en remarquant l'intérêt que présenterait une numérisation en temps réel. Seule cette méthode peut permettre d'aboutir à des précisions de 0.1ms. L'enregistrement analogique ne permet pas de faire mieux que la milliseconde, et encore au prix de quelques prouesses techniques. Actuellement l'U.S.G.S. est en train de modifier son système d'acquisition dans ce but, laissant espérer un gain en précision d'un facteur 10 dans les années à venir.

IV. ANNEXE. EPLUCHAGE DU CODE TEMPS

Le code temps (IRIG.E) obéit à un standard bien défini; il est constitué d'une succession de créneaux (=impulsions), à raison de 10 par seconde (Fig. IV.7). Il existe trois types de créneaux: les créneaux courts (durée 20ms) qui représentent des zéros; les créneaux moyens (durée 50ms) qui représentent des uns; les créneaux longs (80ms) qui indiquent l'occurrence d'une seconde ronde au créneau suivant. La date (jour, heure, seconde) est codée à l'aide des "0" et des "1" toutes les 10 secondes de signal. Chaque tranche de 10s commence par un double créneau long.

On voit donc que des codes temps pris à des dates différentes peuvent avoir des formes différentes. Afin de calculer le délai entre deux codes temps différents, il est nécessaire de les ramener à une forme identique. Ceci est fait en remplaçant tous les créneaux moyens (les "1") par des créneaux courts (des "0"), et tous les doubles créneaux longs (indicatifs du début d'une tranche de 10s) par un créneau long suivi d'un créneau court. Pour cela, l'algorithme utilisé consiste à lire le signal temps numérique depuis le début et d'identifier chaque créneau (court, moyen ou long) en mesurant son aire. Quand le créneau est court, sa forme est mise en mémoire (en général 4 ou 5 échantillons); quand le créneau est un "1" (créneau moyen), ou bien quand il est le deuxième créneau long consécutif, il est remplacé par le dernier créneau étroit mémorisé. Un tel "épluchage" est représenté sur la Figure IV.7. On obtient ainsi un signal dont la forme est constante et contient une succession de séquences de neuf créneaux courts et de un créneau long.

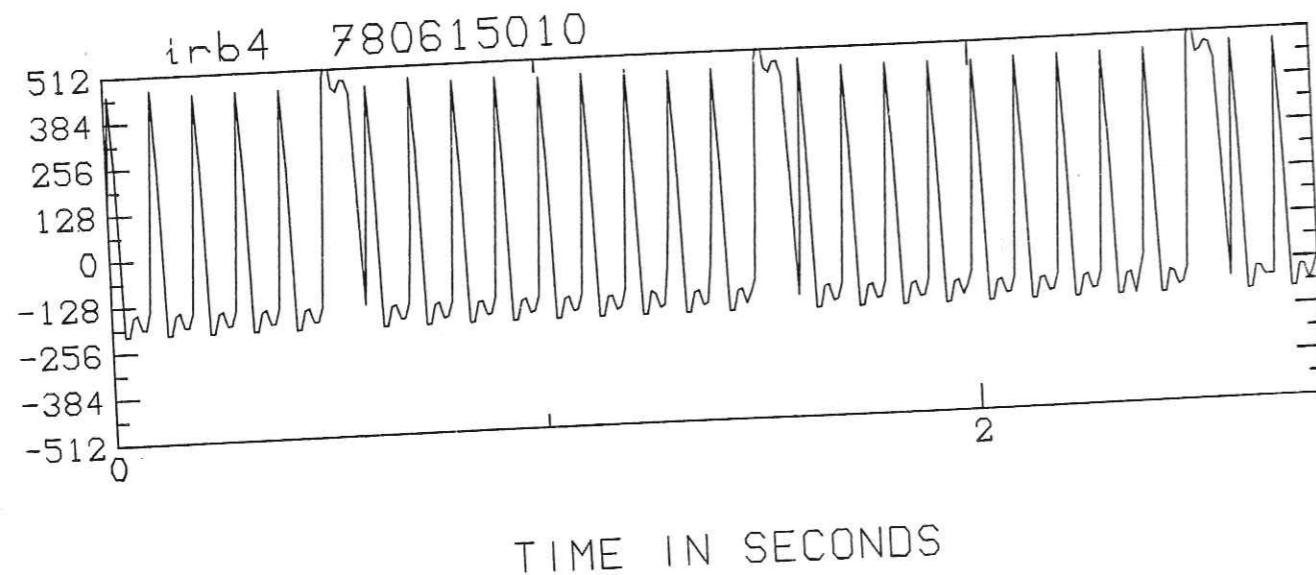
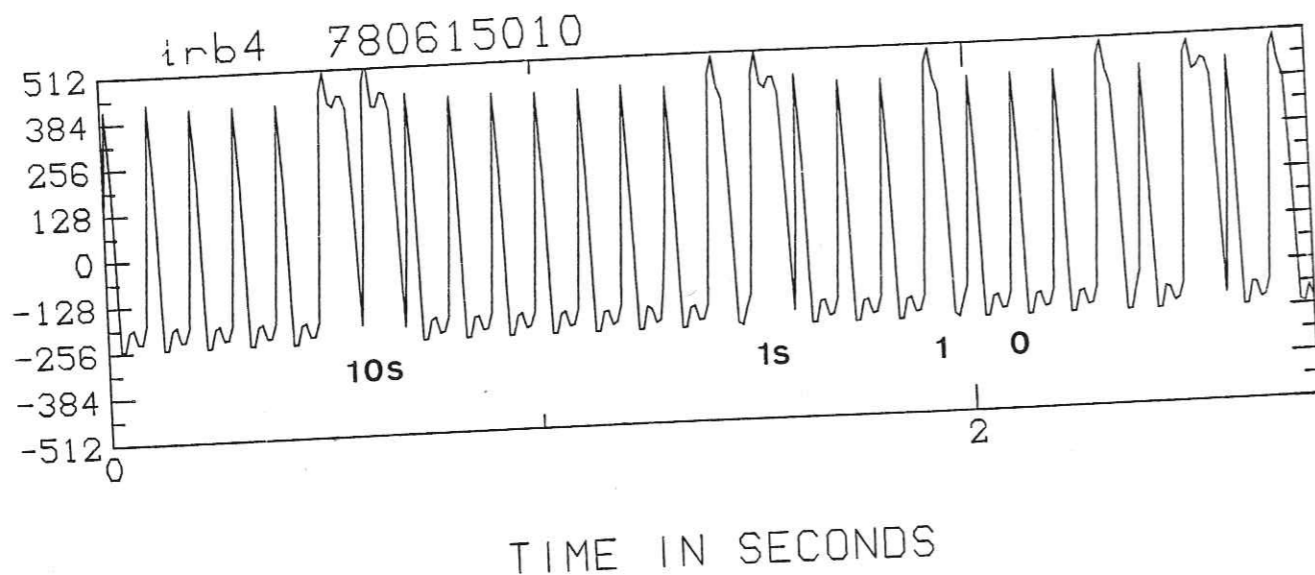


Figure IV.7: Exemple de code temps brut (en haut) et après "épluchage" (en bas).

CHAPITRE V LES DOUBLETS SPATIAUX

Nous allons étudier dans ce chapitre plusieurs doublets spatiaux, c'est-à-dire ayant lieu à peu de temps d'intervalle (quelques jours au plus) mais à des distances variables (de quelques dizaines à quelques centaines de mètres). L'intérêt de ces doublets est de fournir des indications précises sur les structures et sur la sismogenèse. L'intervalle de temps étant court, on admettra que les variations mesurées ne sont pas dues à des changements de propriétés du milieu avec le temps. On admettra aussi que les rais qui se propagent de chaque séisme à une station donnée sont identiques, sauf au voisinage des sources. Les mesures concerneront donc toutes le voisinage du doublet.

V.1. MESURE DU DELAI DES ONDES P ET S; RELOCALISATION

Nous allons étudier un doublet qui s'est produit sur la faille de San Andreas, en 1979, peu après le séisme de Coyote Lake. Ce doublet, appelé doublet "sf" est constitué par les deux séismes suivants:

- séisme 790827014, le 27/8/79 à 09:42:20.39, de magnitude 1.81
- séisme 790828035, le 28/8/79 à 21:27:25.74, de magnitude 1.78

Les coordonnées de l'épicentre commun sont:

latitude = 36°58.79'N, longitude = 121°37.22'W, profondeur = 4.3km.
Chaque séisme est repéré par un numéro (appelé UID: Unique Identification) dont les six premiers chiffres correspondent à l'année, au mois et au jour du séisme, et les trois derniers sont le numéro d'ordre chronologique du jour.

V.1.a. Etude du délai des ondes P

Les sismogrammes du doublet sf sont représentés dans l'annexe à la fin de ce chapitre. Nous avons dans un premier temps calculé les délais pour une fenêtre de 128 points positionnée à l'arrivée de l'onde P. Pour chaque station nous obtenons un délai qui mesure la différence des temps d'arrivée de l'onde P entre les deux séismes. Ces différences sont reportées dans le Tableau V.1, exprimées en 0,0001 sec. En réalité il faudrait ajouter à tous ces délais la différence des temps origine des deux séismes, c'est-à-dire 37h45mn05.35s, pour obtenir les vraies différences de temps d'arrivée. Dans toute la suite, nous n'ajouterons pas cette

Ce type de sinusoïde a déjà été décrit par certains auteurs (par ex. Smith et coll. 1980), mais l'amplitude et la précision obtenues ici sont de deux ordres de grandeur plus petits. Cette variation sinusoïdale est due à la différence de localisation des deux séismes. En effet, le séisme 790828035 étant situé au Nord-Ouest du séisme 790827014, les ondes P du premier arrivent plus tôt dans les stations du Nord-Ouest et plus tard dans celle du Sud-Est (Fig. V.2). Nous avons ainsi la possibilité de localiser avec précision un séisme par rapport à l'autre. La méthode est présentée dans le paragraphe suivant.

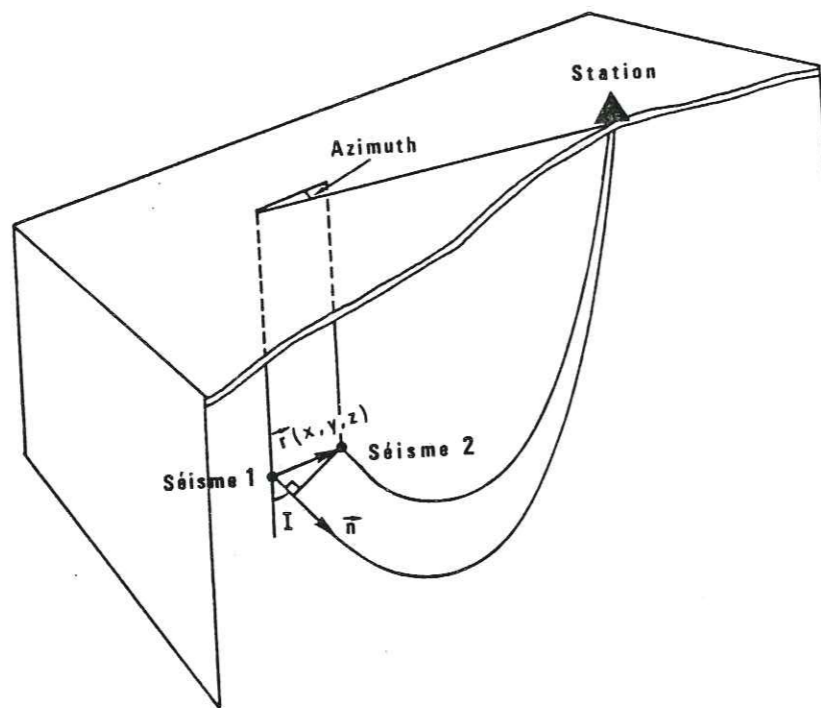


Figure V.2: Diagramme des rais joignant les hypocentres d'un doublet à une station.

V.1.b. Relocalisation relative d'un doublet

Soit $r=(x,y,z)$ le vecteur liant les hypocentres des deux séismes du doublet et H l'écart entre les temps origine. La vitesse du milieu au voisinage des foyers est supposée constante et égale à V . Soit n le vecteur unitaire d'un rai partant du séisme (Fig. V.2):

$$n = (n_1, n_2, n_3) = (\sin A \cdot \sin I, \cos A \cdot \sin I, \cos I)$$

où A est l'azimut du séisme vers la station et I est l'angle de départ du rai par rapport à la verticale. Le délai observé ΔT_k dans la station k vaut:

$$\Delta T_k = (r \cdot n) / V + H = (x \cdot \sin A_k \cdot \sin I_k + y \cdot \cos A_k \cdot \sin I_k + z \cdot \cos I_k) / V + H$$

soit:

$$V \cdot \Delta T_k = x \cdot \sin A_k \cdot \sin I_k + y \cdot \cos A_k \cdot \sin I_k + z \cdot \cos I_k + H \cdot V$$

Si l'on connaît le délai dans N stations, on a un système de N équations à 4 inconnues: x , y , z et H . On résoud ce système par la méthode de décomposition en valeurs singulières ou par moindre carrés (Aki et Richards 1980). On peut donner dans cette résolution des poids différents à chaque station. Il suffit de multiplier l'équation correspondante par le poids.

Il peut arriver que certains délais observés soient aberrants; le résidu correspondant,

$$R_k = \Delta T_k - (r \cdot n) / V - H$$

est alors très grand (en valeur absolue). Afin d'éliminer ces valeurs, on itère le processus d'inversion en modifiant à chaque fois le poids en fonction du résidu. On arrête l'itération lorsque le résidu moyen quadratique

$$RMS = \frac{1}{N} \cdot \sqrt{(\sum R_k^2)}$$

est minimum ou lorsque le nombre d'itérations dépasse le seuil fixé.

La formule de poids que nous avons choisie est celle du poids bicarré (Bi-square weighting; Mosteller et Tukey 1979). Appliquée au doublet sf, nous obtenons la localisation relative suivante:

$$\begin{aligned} x &= 58.6m \text{ W} \\ y &= 38.2m \text{ N} \\ z &= 7.9m \text{ vers le bas} \\ H &= -0.0255s \end{aligned}$$

En reprenant les notations de Aki et Richards (1980), le système d'équations à résoudre s'écrit:

$$d = G \cdot m$$

d est le vecteur des données, de dimension N, avec

$$d_k = V \cdot \Delta T_k \cdot w_k$$

où w_k est le poids bicarré:

$$w_k = \max\left\{ 0, 1 - \left(\frac{R_k}{6 \cdot R_{med}}\right)^2 \right\}$$

R_{med} est la médiane des valeurs absolues R_k ; c'est-à-dire que le nombre de $R_k > R_{med}$ est égal au nombre de $R_k < R_{med}$.

m est le vecteur des inconnues: $m=(x,y,z,H)$.

G est une matrice de N lignes et 4 colonnes, avec

$$\begin{aligned} G_{k1} &= w_k \cdot \sin A_k \cdot \sin I_k & G_{k2} &= w_k \cdot \cos A_k \cdot \sin I_k \\ G_{k3} &= w_k \cdot \cos I_k & G_{k4} &= V \end{aligned}$$

La résolution se fait en décomposant G selon la formule de Lanczos:

$$G = U \cdot \Lambda \cdot \tilde{W}$$

(le tilde désigne la conjugaison hermitienne).

U est une matrice de dimension $N \times N$, constituée des vecteurs propres de $\tilde{G}G$; W est une matrice de dimension 4×4 constituée des vecteurs propres de $\tilde{G}G$; Λ est une matrice diagonale de dimension $(N+4) \times (N+4)$ constituée des $N+4$ valeurs singulières λ_i de G. Les λ_i^2 ($i=1, N$) sont les valeurs propres de $\tilde{G}G$, les λ_i^2 ($i=N+1, N+4$) sont les valeurs propres de $\tilde{G}G$. On vérifie que

$$\tilde{U}U = U\tilde{U} = 1 \quad \text{et} \quad \tilde{W}W = W\tilde{W} = 1$$

On a alors

$$G^{-1} = W \cdot \Lambda^{-1} \cdot \tilde{U}$$

et la solution par moindres carrés vaut:

$$\hat{m} = G^{-1} \cdot d$$

En supposant que les données d aient une même variance $\sigma(d)^2$, on

peut estimer la variance de \hat{m} :

$$\sigma(m) \cdot \sigma(m)^* = \sigma(d)^2 \cdot W \cdot \Lambda^{-2} \cdot \tilde{W}$$

Soit, dans le cas qui nous concerne:

$$\sigma(m) \cdot \sigma(m)^* = V^2 \cdot \sigma(\Delta T) \cdot W \cdot \Lambda^{-2} \cdot \tilde{W}$$

En prenant pour valeur de $\sigma(\Delta T)$ la valeur du RMS, on obtient finalement:

$$\sigma(m) \cdot \sigma(m)^* = V^2 \cdot \text{RMS}^2 \cdot W \cdot \Lambda^{-2} \cdot \tilde{W}$$

Appliquée au doublet sf, cette formule nous donne les erreurs suivantes:

$$\sigma(x) = 1.4m \quad \sigma(y) = 1.4m \quad \sigma(z) = 3.1m \quad \sigma(H) = 0.0002s$$

On voit ainsi que la localisation relative entre les deux séismes est obtenue avec une précision de l'ordre de 1.5 mètre. Cette précision est supérieure d'un ou plusieurs ordres de grandeur à ce que l'on peut obtenir par une lecture classique de l'onde P. Ainsi ces deux séismes avaient été localisés à plus de 300 mètres l'un de l'autre par la méthode classique. Nous verrons dans un prochain paragraphe les conséquences et l'utilisation d'une localisation aussi précise.

V.1.c. Analyse du délai des ondes S

Nous avons positionné la fenêtre de calcul à peu près au début des ondes S. Le temps d'arrivée de l'onde S est calculé à l'aide d'un programme de calcul de temps de propagation dans un modèle à couches planes. Les sismomètres étant verticaux, on ne voit pas toujours bien l'arrivée des ondes S, ce qui justifie l'utilisation du temps calculé.

On observe sur la Figure V.3 que les délais des ondes S sont en accord avec ceux des ondes P. En prenant une vitesse des ondes S égale à 3.1 km/s, la relocalisation à l'aide des délais des S uniquement donne un résultat identique à celui des P, à 4 mètres près. Le RMS est double pour la localisation avec les S (Tableau V.2).

Nous pouvons mesurer le rapport V_p/V_s et le temps origine en représentant le délai des S en fonction du délai des P (Fig. V.4). La droite de régression linéaire a pour pente V_s/V_p et pour origine $H \cdot (1 - V_s/V_p)$. Nous obtenons un rapport $V_p/V_s = 1.89 \pm 0.05$. Cette mesure nous donne la valeur de V_p/V_s au voisinage du doublet, c'est-à-dire à une profondeur de 4.3 km.

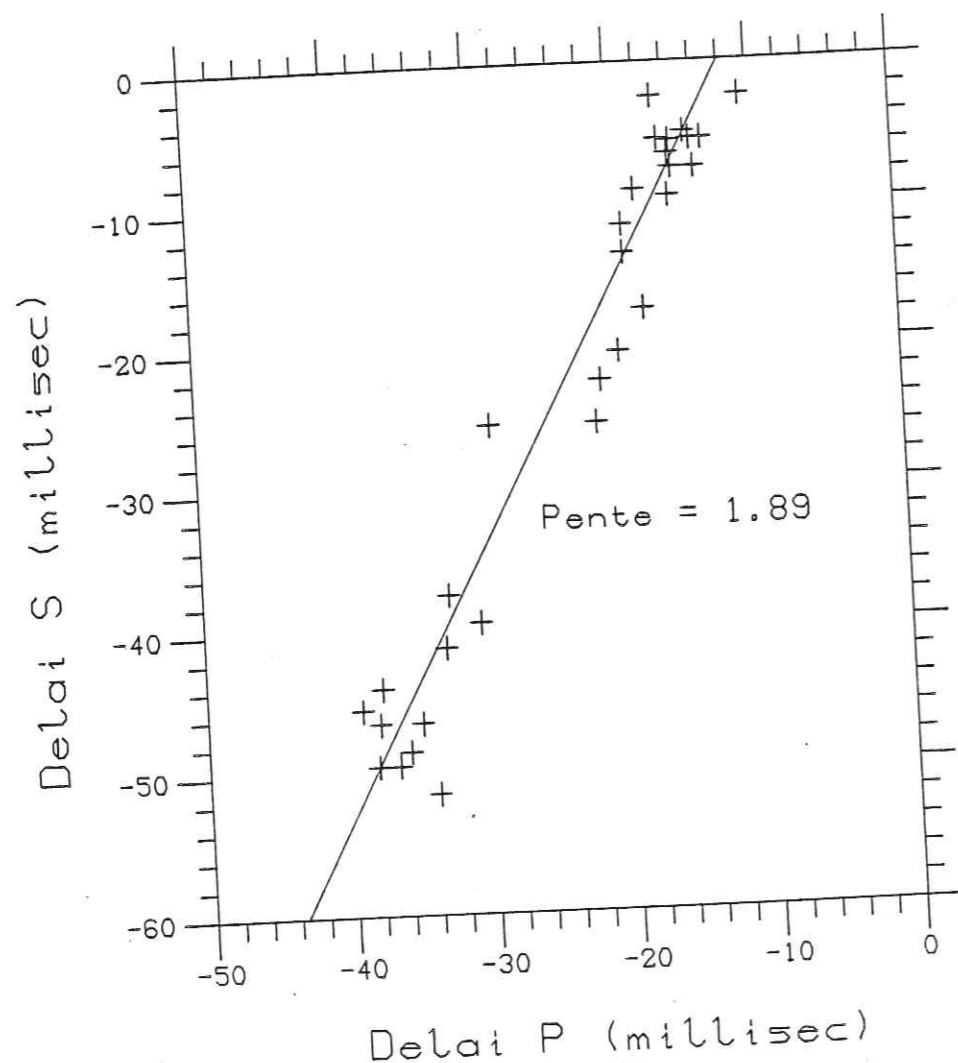


Figure V.4: Doublet SF. Délais des S en fonction des délais des P.

On voit que l'erreur sur le rapport (0.05) n'est pas très petite. Ceci est dû principalement à la dispersion des délais des S. En effet ceux-ci sont affectés d'une erreur nettement plus grande que les délais des P. La raison en est que les ondes S sont superposées à la cauda des ondes P. Comme nous utilisons des enregistrements verticaux, l'amplitude des P n'est en général pas négligeable par rapport à celle des S. Aussi la cohérence des signaux est nettement diminuée car des ondes de délais différents sont superposées. La mesure du délai des S peut donc être

fortement biaisée lorsque l'amplitude des P est du même ordre de grandeur que celle des S. C'est le cas en particulier pour les stations les plus proches de l'hypocentre. L'utilisation de stations à trois composantes pourrait permettre une mesure locale du rapport V_p/V_s avec une très bonne précision.

V.2. IMPLICATIONS SUR LA SISMOGENESE ET LA SISMOTECTONIQUE

V.2.a. Relocalisation métrique de multiplets; conséquences sismotectoniques

Nous présentons dans le Tableau V.3 l'ensemble des multiplets étudiés, avec les paramètres des séismes et les relocalisations obtenues. Chaque séisme est identifié par son UID (Unique Identification) constitué de la date et d'un numéro chronologique à trois chiffres. La localisation absolue est extraite du travail de Reasenberg et Ellsworth (1982) pour la région de Coyote Lake et d'un rapport interne de l'U.S.G.S. pour la région de San Juan Bautista. Les localisations relatives ont été calculées par la méthode de l'analyse interspectrale des doublets. Lorsqu'il s'agit d'un multiplet, on a calculé les délais correspondant à tous les couples cohérents du multiplet. Ainsi le multiplet "a8" a été relocalisé à l'aide des doublets 1-2, 1-3, 1-4, 2-3, 2-5, 2-6, 2-7, 3-4, 3-7, 4-5, 4-6, 5-6 et 6-7, soit treize des vingt-et-un couples possibles. Nous avons d'abord relocalisé chaque doublet; ensuite la relocalisation globale du multiplet est calculée en affectant chaque doublet d'un poids égal à l'inverse de son RMS. Dans le Tableau V.3, les localisations relatives et les erreurs sont données par rapport au premier séisme du multiplet. Nous avons rajouté quelques doublets (a6/34, a6/57, a8/34 et a8/67) extraits des multiplets a6 et a8. Ces doublets sont ceux dont la cohérence est la meilleure et qui ont été utilisés pour des études plus précises. On peut observer dans ce Tableau V.3 que les erreurs sur les localisations absolues atteignent plusieurs centaines de mètres. Le gain obtenu est donc d'un facteur 100 à l'aide de la méthode des doublets.

On vérifie que, à quelques exceptions près, l'alignement des séismes dans chaque essaim (ou multiplet) est parallèle à la direction des failles reconnues en surface ou identifiées par l'alignement des séismes à l'échelle plurikilométrique. Cela signifie que la simplicité du système de failles à l'échelle kilométrique se conserve à l'échelle métrique. Ce point est assez important; en effet plusieurs auteurs ont supposé que les failles étaient complexes, avec en particulier des branchements multiples, lorsqu'on considérait des échelles métriques (Andrews 1980, Kagan

MULTIPLY a2

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
790806037	790806	18 3	21.31 37	2.33 121	29.69	6.24 1.7
790806071	790806	2110	22.01 37	2.34 121	29.63	6.46 1.5

Localisation relative: (rms= 3.6)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790806037	0.	0.	0.	0.
790806071	37.7 (6.5)	-122.6 (8.6)	336.0 (18.6)	-30.3 (1.1)

MULTIPLY a3

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
790823039	790823	1148	52.74 36	59.62 121	28.40	4.87 1.8
790808036	790808	8 6	25.17 36	59.72 121	28.52	4.53 1.7
790807130	790807	2314	34.68 36	59.87 121	28.55	4.61 1.9

Localisation relative: (rms= 2.5)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790823039	0.	0.	0.	0.
790808036	-50.9 (2.5)	105.1 (2.3)	-52.3 (5.0)	-14.3 (0.3)
790807130	-219.8 (5.2)	495.3 (4.6)	-89.7 (10.4)	-22.5 (0.6)

MULTIPLY a4

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
790930028	790930	1146	10.32 37	2.42 121	29.59	4.86 1.7
790704030	790704	1733	7.10 37	2.47 121	29.77	4.47 1.5

Localisation relative: (rms= 1.8)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790930028	0.	0.	0.	0.
790704030	34.1 (4.9)	-37.3 (4.2)	-7.5 (8.2)	-55.7 (0.6)

Tableau V.3 (début)

MULTIPLY a5

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
790601024	790601	19 4	32.59 37	3.83 121	30.55	6.26 1.7
791104006	791104	236	11.37 37	3.86 121	30.35	7.24 1.7
780323007	780323	2 3	32.96 37	3.91 121	30.43	6.34 1.5
771208020	771208	1848	42.81 37	3.99 121	30.40	5.93 1.8
790612003	790612	145	20.77 37	4.06 121	30.59	6.85 2.0
790819032	790819	1758	26.03 37	3.94 121	30.16	6.88 1.5

Localisation relative: (rms= 2.8)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790601024	0.	0.	0.	0.
791104006	-39.7 (7.1)	-235.2 (6.6)	187.9 (21.0)	60.8 (1.3)
780323007	-48.9 (3.8)	-35.4 (3.8)	-183.2 (20.1)	-32.2 (0.5)
771208020	-42.8 (7.4)	-121.4 (6.6)	-364.0 (44.5)	49.1 (1.1)
790612003	81.9 (25.5)	504.0 (22.5)	1895.0 (90.7)	-39.9 (3.6)
790819032	816.1 (35.2)	381.4 (36.9)	1591.6 (129.3)	-65.9 (5.3)

MULTIPLY a6

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
791002027	791002	1731	13.78 37	4.22 121	29.45	9.94 1.6
800714041	800714	1231	42.72 37	4.07 121	29.36	9.72 1.8
790806067	790806	2045	33.04 37	4.03 121	29.62	9.80 1.6
790908005	790908	122	13.19 37	4.08 121	29.63	9.48 1.5
800331006	800331	143	59.49 37	4.07 121	29.67	9.44 1.6
800424011	800424	323	5.28 37	4.18 121	29.47	9.22 1.6
800901036	800901	1610	27.72 37	4.15 121	29.61	9.62 1.5
810103054	810103	1318	22.56 37	4.28 121	29.57	9.51 1.7
800408024	800408	6 5	35.38 37	4.27 121	29.77	9.06 1.8

Localisation relative: (rms= 1.7)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
791002027	0.	0.	0.	0.
800714041	-207.1 (7.1)	89.7 (6.9)	-508.3 (18.0)	-12.5 (1.1)
790806067	-200.0 (10.2)	111.6 (10.7)	-79.8 (24.0)	-67.0 (1.6)
790908005	-202.2 (10.2)	139.2 (10.7)	-68.9 (23.9)	-22.1 (1.6)
800331006	-324.6 (9.9)	412.6 (10.0)	-216.8 (23.3)	-80.7 (1.5)
800424011	-315.7 (9.7)	376.3 (9.6)	-297.7 (23.0)	-41.7 (1.5)
800901036	-332.4 (9.9)	430.0 (10.0)	-220.2 (23.3)	-48.9 (1.5)
810103054	-411.3 (10.4)	597.1 (10.6)	-258.8 (25.4)	-65.8 (1.6)
800408024	-445.4 (10.9)	703.2 (11.3)	-222.6 (26.6)	-95.8 (1.7)

Tableau V.3 (suite)

MULTIPLY a634

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
790806067	790806	2045 33.04	37 4.03	121 29.62	9.80	1.6
790908005	790908	122 13.19	37 4.08	121 29.63	9.48	1.5

Localisation relative: (rms= 0.8)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790806067	0.	0.	0.	0.
790908005	-2.3 (1.7)	27.2 (1.8)	10.9 (3.6)	44.9 (0.3)

MULTIPLY a657

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
800331006	800331	143 59.49	37 4.07	121 29.67	9.44	1.6
800901036	800901	1610 27.72	37 4.15	121 29.61	9.62	1.5

Localisation relative: (rms= 0.8)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
800331006	0.	0.	0.	0.
800901036	-8.9 (2.0)	16.6 (2.0)	-9.8 (5.2)	32.3 (0.4)

MULTIPLY a7

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
801126033	801126	10 5 27.53	37 7.02	121 31.60	7.85	2.0
790911002	790911	357 30.10	37 7.08	121 31.32	8.10	1.9
790114001	790114	235 50.24	37 7.18	121 31.37	8.37	2.0

Localisation relative: (rms= 1.0)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
801126033	0.	0.	0.	0.
790911002	-4.5 (1.7)	6.6 (1.5)	10.4 (4.8)	9.9 (0.2)
790114001	12.0 (1.8)	-27.8 (1.6)	-2.8 (5.0)	19.1 (0.3)

Tableau V.3 (suite)

MULTIPLY a8

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
790808056	790808	1440 19.75	36 58.09	121 27.60	5.43	1.5
790807037	790807	6 0 21.04	36 58.42	121 27.87	4.32	1.8
790807018	790807	251 11.01	36 58.25	121 27.80	4.12	1.8
790807015	790807	233 50.37	36 58.31	121 27.99	4.40	1.6
790109019	790109	2245 43.39	36 58.23	121 27.58	4.96	2.0
780905016	780905	814 35.34	36 58.33	121 27.90	3.74	1.5
790827027	790827	1854 2.74	36 58.39	121 27.84	4.14	1.7

Localisation relative: (rms= 3.1)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790808056	0.	0.	0.	0.
790807037	-387.7 (10.8)	645.4 (10.1)	-572.1 (21.1)	7.1 (1.3)
790807018	-210.5 (10.5)	259.9 (9.9)	-493.0 (20.7)	27.8 (1.2)
790807015	-199.1 (10.5)	258.9 (9.9)	-466.4 (20.7)	-4.1 (1.2)
790109019	-102.7 (19.1)	772.7 (17.3)	103.0 (42.3)	-19.7 (2.3)
780905016	-314.0 (11.9)	457.4 (10.7)	-1095.5 (22.9)	10.6 (1.3)
790827027	-316.3 (11.9)	459.3 (10.8)	-1090.4 (23.1)	27.6 (1.4)

MULTIPLY a834

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
790807018	790807	251 11.01	36 58.25	121 27.80	4.12	1.8
790807015	790807	233 50.37	36 58.31	121 27.99	4.40	1.6

Localisation relative: (rms= 1.2)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790807018	0.	0.	0.	0.
790807015	11.7 (2.2)	-1.4 (2.0)	27.6 (4.3)	-31.9 (0.3)

MULTIPLY a867

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
780905016	780905	814 35.34	36 58.33	121 27.90	3.74	1.5
790827027	790827	1854 2.74	36 58.39	121 27.84	4.14	1.7

Localisation relative: (rms= 1.8)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
780905016	0.	0.	0.	0.
790827027	-3.6 (3.7)	1.4 (3.3)	1.5 (7.3)	17.2 (0.4)

Tableau V.3 (suite)

MULTIPLY a9

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
800812003	800812	138 19.17	37 0.47	121 29.07	3.92	1.7
790808008	790808	155 31.07	37 0.54	121 29.12	3.76	1.9

Localisation relative: (rms= 5.0)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
800812003	0.	0.	0.	0.
790808008	-53.8 (9.5)	96.3 (9.4)	34.3 (18.4)	-30.1 (1.1)

MULTIPLY b1

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
800319008	800319	248 55.54	37 1.87	121 28.37	8.99	1.8
790806074	790806	2125 24.52	37 1.88	121 28.46	9.10	1.8

Localisation relative: (rms= 3.2)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
800319008	0.	0.	0.	0.
790806074	176.3 (6.7)	-384.7 (6.5)	-49.5 (17.0)	44.8 (1.0)

MULTIPLY c2

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
780615010	780615	1248 31.12	36-58.50	121-28.13	3.07	1.7
800228052	800228	1231 48.63	36-58.43	121-27.72	3.76	2.0

Localisation relative: (rms= 1.3)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
780615010	0.	0.	0.	0.
800228052	7.5 (2.3)	6.2 (1.8)	-7.4 (4.7)	-31.4 (0.3)

MULTIPLY ca

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
790810022	790810	622 13.13	36 57.76	121 27.40	5.36	1.6
790810042	790810	1238 54.68	36 57.76	121 27.45	5.39	1.7

Localisation relative: (rms= 6.2)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790810022	0.	0.	0.	0.
790810042	-43.3 (8.9)	215.2 (8.3)	130.2 (18.2)	-34.0 (1.1)

Tableau V.3 (suite)

MULTIPLY s1

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
781111014	781111	23 6 3.20	36 48.85	121 30.92	1.98	1.8
801122052	801122	1355 7.29	36 48.87	121 30.95	1.79	1.8

Localisation relative: (rms= 2.9)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
781111014	0.	0.	0.	0.
801122052	-134.6 (5.1)	146.2 (5.1)	23.6 (10.3)	-20.6 (0.7)

MULTIPLY s2

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
790827013	790827	832 19.22	36 57.95	121 34.24	3.85	1.8
800327058	800327	2136 16.38	36 57.96	121 34.23	3.89	1.8

Localisation relative: (rms= 4.5)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790827013	0.	0.	0.	0.
800327058	-134.7 (6.0)	90.2 (6.6)	-235.7 (20.6)	5.1 (0.7)

MULTIPLY s3

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
790630023	790630	1741 47.30	36 58.16	121 34.35	4.75	1.6
800601008	800601	217 55.15	36 58.23	121 34.37	4.75	1.6

Localisation relative: (rms= 5.4)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790630023	0.	0.	0.	0.
800601008	-136.3 (8.5)	57.7 (8.7)	-247.4 (17.0)	26.8 (0.9)

MULTIPLY s4

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
790609001	790609	031 38.25	36 49.22	121 32.03	4.31	1.9
810615042	810615	1429 16.15	36 49.18	121 31.98	4.27	1.7

Localisation relative: (rms= 1.2)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790609001	0.	0.	0.	0.
810615042	5.1 (1.8)	-8.8 (2.0)	14.1 (4.1)	-15.8 (0.2)

Tableau V.3 (suite)

MULTIPLÉT s5

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
810528015	810528	349 23.85	36 46.99	121 24.05	8.09	1.8
810528016	810528	350 2.65	36 46.99	121 23.94	8.08	1.6

Localisation relative: (rms= 1.7)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
810528015	0.	0.	0.	0.
810528016	-4.9 (2.6)	40.0 (2.4)	-66.1 (6.9)	-17.0 (0.4)

MULTIPLÉT s6

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
811128005	811128	423 9.79	36 48.23	121 30.73	5.02	1.7
811128013	811128	1025 16.61	36 48.24	121 30.66	5.16	1.6
800413107	800413	16 6 42.74	36 48.23	121 30.77	5.31	1.8

Localisation relative: (rms= 1.1)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
811128005	0.	0.	0.	0.
811128013	42.6 (1.3)	-48.8 (1.2)	11.4 (4.3)	-12.6 (0.1)
800413107	-291.5 (13.9)	272.5 (11.7)	137.2 (33.6)	-32.6 (1.1)

MULTIPLÉT s7

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
780828007	780828	533 1.33	36 53.10	121 36.42	5.72	1.6
810523001	810523	026 7.03	36 53.02	121 36.50	5.84	1.8

Localisation relative: (rms= 1.9)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
780828007	0.	0.	0.	0.
810523001	-8.5 (3.1)	0.3 (3.4)	7.8 (7.3)	-4.3 (0.4)

MULTIPLÉT s8

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
800413039	800413	735 52.27	36 47.59	121 29.61	4.45	1.5
800413061	800413	9 2 47.29	36 47.53	121 29.53	4.65	1.5

Localisation relative: (rms=34.2)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
800413039	0.	0.	0.	0.
800413061	-84.0 (63.6)	656.7 (56.3)	-799.5 (117.1)	140.9 (6.0)

Tableau V.3 (suite)

MULTIPLÉT s9

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
800413027	800413	624 56.09	36 48.04	121 30.47	5.58	1.7
800413058	800413	859 45.16	36 48.19	121 30.40	5.05	1.8

Localisation relative: (rms= 5.8)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
800413027	0.	0.	0.	0.
800413058	87.2 (11.5)	114.8 (11.2)	-412.9 (34.2)	8.3 (1.3)

MULTIPLÉT sa

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
800413121	800413	18 7 59.22	36 47.88	121 30.02	4.88	1.5
800413122	800413	18 9 50.02	36 47.77	121 29.75	4.70	1.8

Localisation relative: (rms= 1.5)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
800413121	0.	0.	0.	0.
800413122	43.6 (2.5)	-46.2 (2.3)	4.8 (4.4)	-18.3 (0.2)

MULTIPLÉT sb

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
800414024	800414	420 56.32	36 48.47	121 31.01	5.55	1.8
800414071	800414	1928 46.01	36 48.45	121 31.11	5.08	1.9

Localisation relative: (rms= 3.5)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
800414024	0.	0.	0.	0.
800414071	-165.4 (5.0)	110.1 (4.9)	163.2 (12.2)	-14.2 (0.5)

MULTIPLÉT sd

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
800413138	800413	21 0 27.44	36 48.25	121 30.51	4.68	1.7
800414016	800414	312 35.71	36 48.26	121 30.56	4.32	1.5

Localisation relative: (rms= 4.8)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
800413138	0.	0.	0.	0.
800414016	131.0 (7.5)	-7.6 (6.9)	-208.2 (16.3)	9.2 (0.8)

Tableau V.3 (suite)

MULTIPLÉT sf

Localisation absolue:

UID	Date	Heure	Lat N.	Lon W.	Prof	Mag
790827014	790827	942 20.39	36 58.97	121 37.16	4.37	1.8
790828035	790828	2127 25.74	36 58.96	121 37.26	4.24	1.7

Localisation relative: (rms= 0.9)

	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790827014	0.	0.	0.	0.
790828035	-58.6 (1.4)	38.2 (1.4)	7.9 (3.1)	-25.5 (0.2)

Tableau V.3 (suite et fin)

Chap. V

et Knopoff 1981). Cette hypothèse d'auto-similarité est invoquée dans de nombreuses discussions sur la répartition des magnitudes, mais aussi et surtout sur le problème des barrières et des chutes de contraintes lors de forts séismes. Les auteurs cités ci-dessus font référence à la théorie des objets fractals (Mandelbrot 1975, 1982) qui analyse la complexité d'un objet et la variation de cette complexité (dimension fractale) avec l'échelle d'étude. Il nous semble que l'étude des doublets s'oppose à l'idée d'auto-similarité des failles. Nous retrouvons en effet à l'échelle métrique ou décimétrique qui est celle des doublets le reflet de la structure kilométrique de la faille. Ainsi les parties apparemment linéaires de la faille de San Andreas donnent lieu à des doublets strictement parallèles à la direction de la faille (Fig. V.5). Le seul endroit où l'on voit apparaître une direction différente (doublets sd et s9) correspond à un apparent décalage de la faille de San Andreas (Fig. V.6). De même les doublets et multipléts situés sur la faille de Calaveras sont parallèles à la faille sauf pour les deux doublets a8/25 et a5/56. Ce multipléte a5 est situé dans la zone où se trouve un important décalage de la faille de Calaveras (Fig. V.6). La direction qu'il détermine, oblique par rapport à celle de la faille, est conforme à la direction des mécanismes au foyer dans cette zone étudiés par Reasenberget Ellsworth (1982). Ces auteurs ont expliqué la rotation des solutions focales par le calcul du champ de contraintes associé au décalage de la faille. Le doublet a5 illustre bien cette interprétation. L'existence de cet alignement simple suggère que la zone de saut entre les deux segments rectilignes de la faille de Calaveras n'est pas l'objet d'une sismicité diffuse dans une zone à déformation continue. Au contraire, le passage semble se faire sur un ou quelques segments simples, d'orientation oblique par rapport à la faille de Calaveras. Le multipléte a6 montre clairement l'existence d'une faille unique là où la localisation classique montrait une activité diffuse (Fig. V.7).

V.2.b. Modèle de source d'un doublet

Nous venons de voir qu'un doublet espacé de 70 mètres peut être relocalisé (localisation relative) avec une précision de 1 à 2 mètres. Or la taille des sources est certainement supérieure à cette valeur. Ainsi Frémont (1984) a étudié la taille des sources de plusieurs doublets par analyse spectrale classique. Pour des séismes de magnitude 1.6 à 1.8 tels que ceux étudiés ici, le rayon des sources est de l'ordre de 70 à 140 mètres, selon que l'on utilise le modèle de Brune ou celui de Madariaga.

La précision métrique obtenue sur la localisation (ou la précision de la milliseconde obtenue sur les délais) implique que les deux sources doivent obéir à un mécanisme identique. La zone de rupture instantanée doit être identique à quelques mètres près

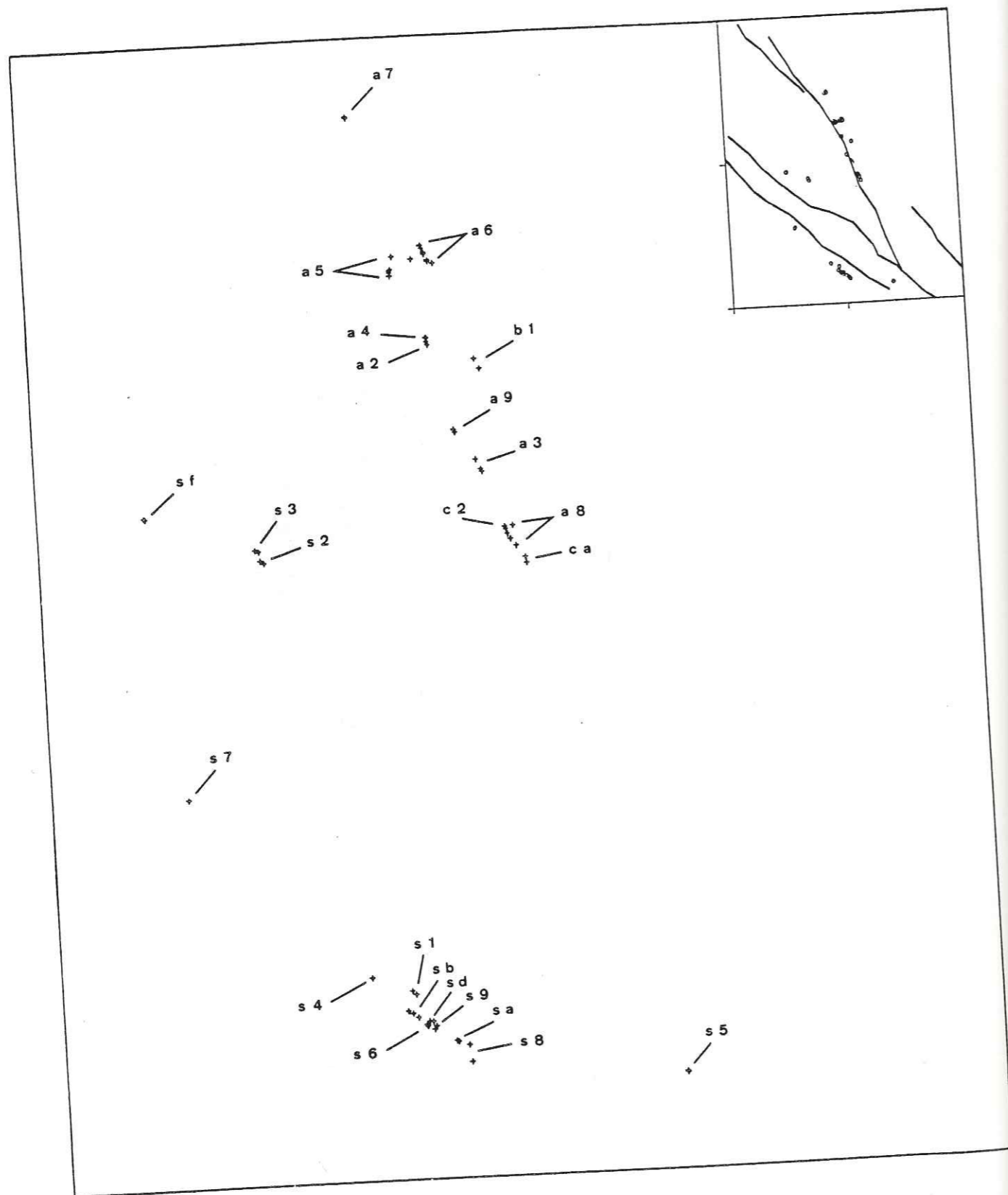


Figure V.5: Carte de l'ensemble des séismes étudiés. Les noms des doublets et des multiplets sont indiqués. En encart, position des doublets par rapport aux failles.

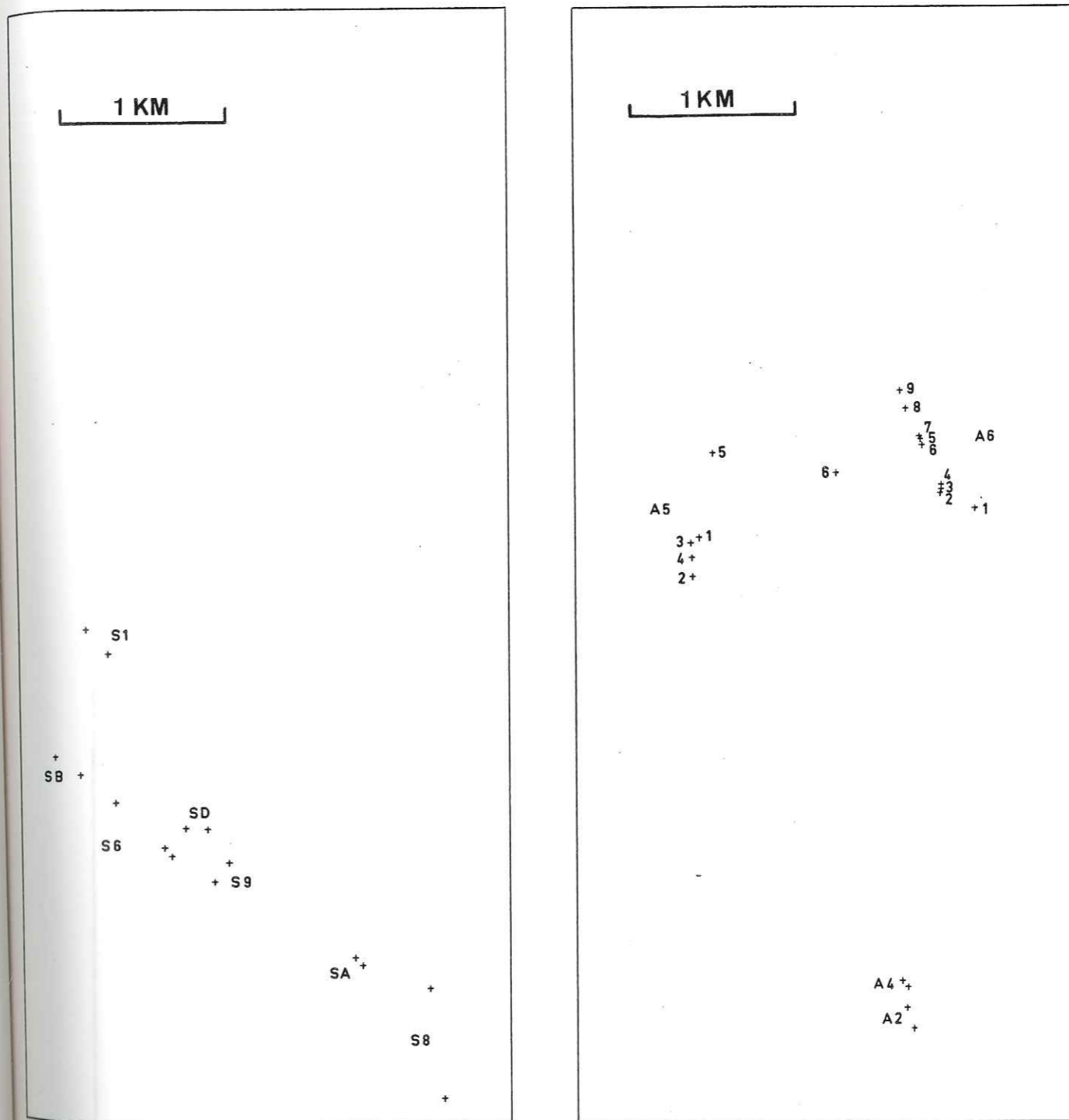


Figure V.6: Résultats des localisations relatives. Chaque multiplet est centré sur le barycentre des localisations absolues correspondantes.
A gauche, multiplets de la faille de San Andreas.
A droite, multiplets de la moitié Nord de la faille de Calaveras.

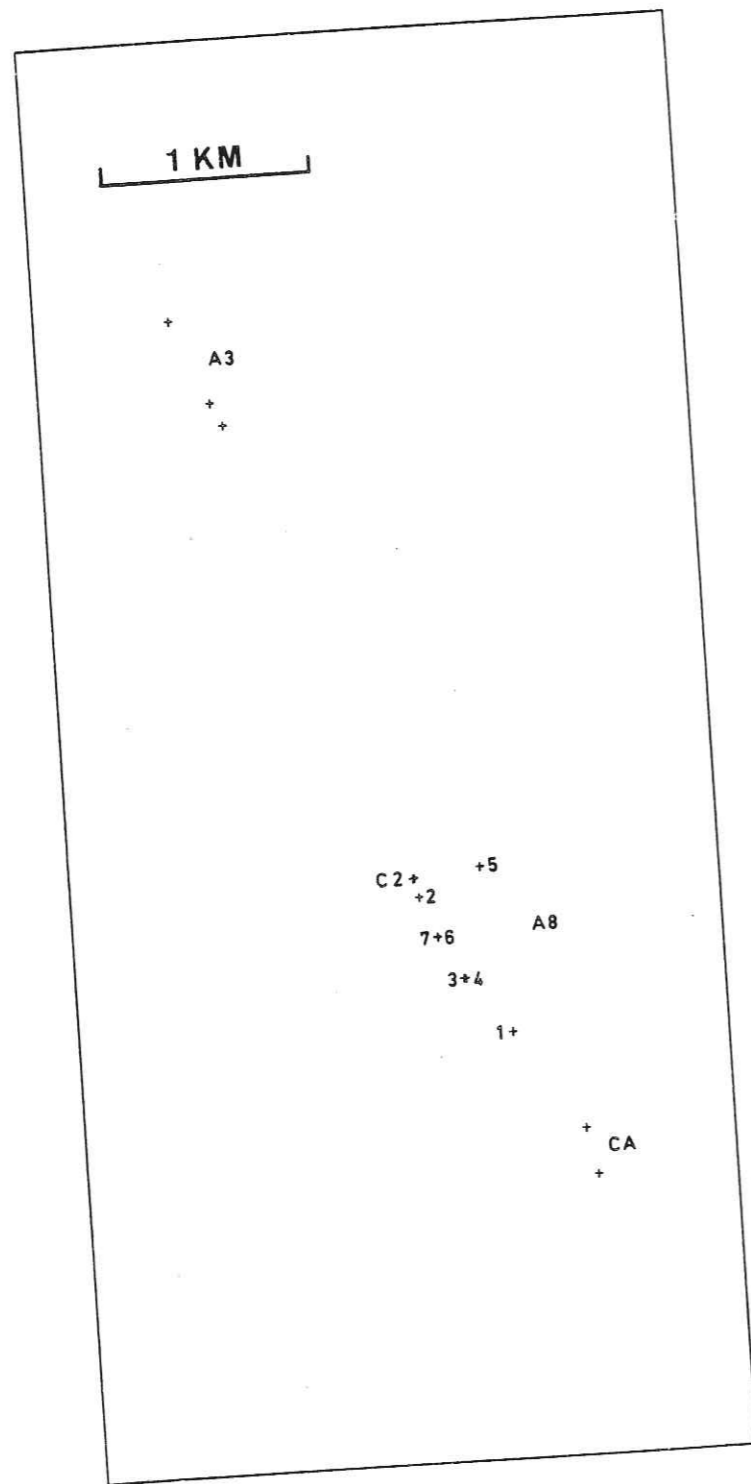


Figure V.6 (suite): Idem. Moitié Sud de la faille de Calaveras.

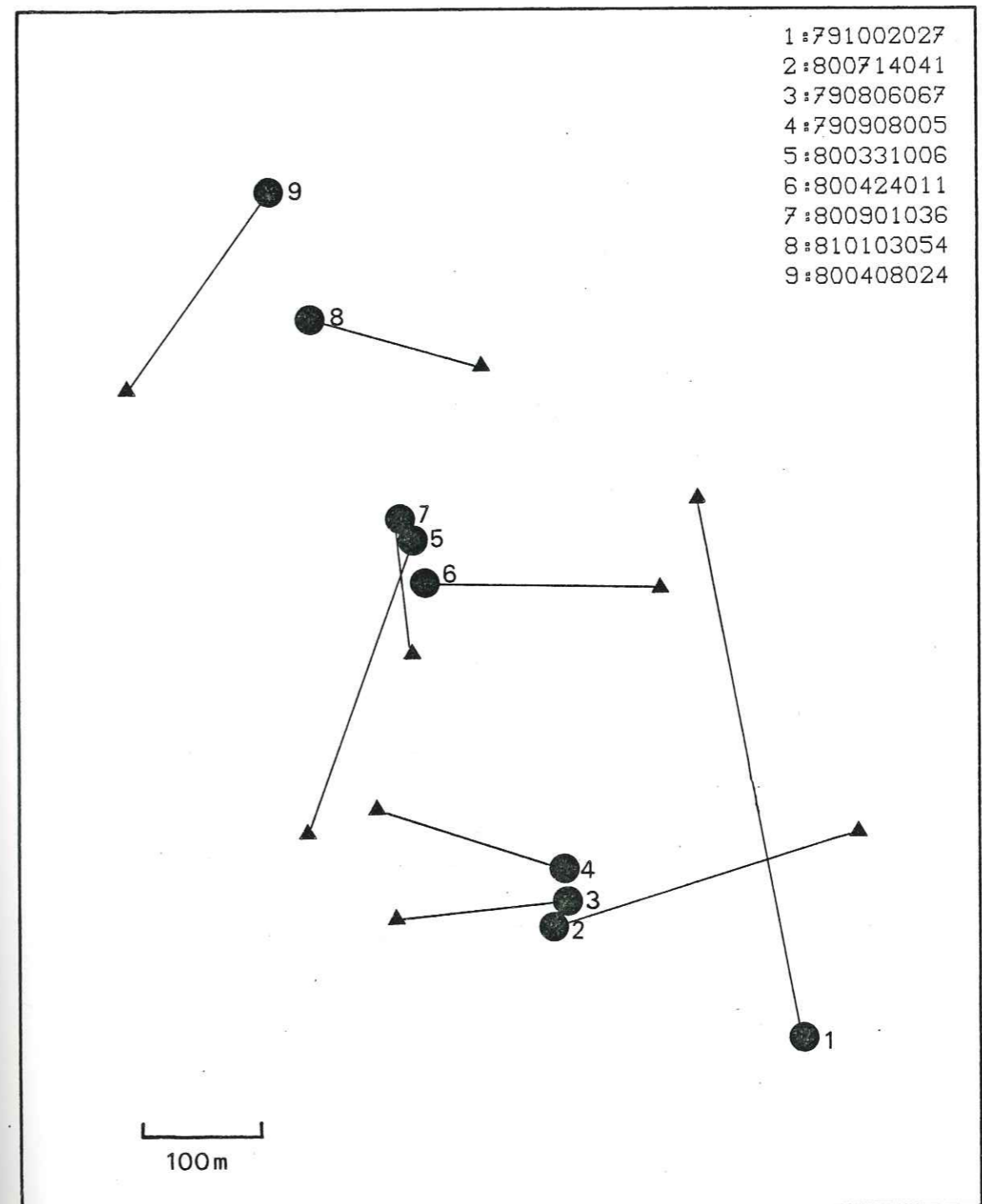


Figure V.7: Multiplet A6. Les triangles correspondent aux localisations absolues. Les ronds sont le résultats de la relocalisation relative et s'alignent sur une direction parallèle à la faille de Calaveras. (On a fait coïncider les centres de gravité des localisations absolues et relatives.)

pour les deux séismes pendant toute la durée de la rupture.

Ainsi, si l'une des ruptures est du type Madariaga (1976), c'est-à-dire une faille circulaire où la rupture se produit sur un anneau de rayon croissant avec le temps, l'autre source doit aussi être du type Madariaga.

Si l'une des sources est rectangulaire unilatérale, l'autre l'est aussi, et le sens de rupture doit être le même. Le cas où la rupture est bilatérale pour les deux sources est aussi possible. Par contre, sont exclus le cas d'une propagation unilatérale de sens contraire, ou le cas où la vitesse de rupture serait très différente d'un séisme à l'autre.

Les doublets que nous avons sélectionnés l'ont été sur la base de leur espacement lors de la localisation routinière utilisant les temps d'arrivée des ondes P. Or la grande majorité d'entre eux ont pu être relocalisés avec la méthode des doublets. On peut donc penser qu'il existe une similitude du type de sources dès lors que deux séismes sont proches. Cette règle implique que le modèle de source est entièrement déterminé par le cadre sismo-tectonique où se place le séisme.

Une telle règle a aussi pour résultat de privilégier des modèles simples. Le modèle de Madariaga apparaît le plus satisfaisant car il est symétrique, physiquement réaliste et en outre les rayons de source qu'il détermine sont en accord avec les distances entre doublets. En effet on peut supposer que le second séisme se produit en bordure de la zone de rupture du premier, là où les contraintes accumulées sont les plus fortes. Alors l'espacement des deux séismes est égal au rayon de la source, ce qui est le cas pour le doublet sf étudié ci-dessus ($r=70m$). Nous avons représenté sur la Figure V.8 un tel doublet.

Une autre conséquence est que la source d'un doublet n'est pas limitée par des barrières. En effet il serait alors difficile d'expliquer la similitude des sources en deux emplacements différents, car la géométrie des barrières y serait différente. En particulier cela suggère l'existence de plans de faille continus sur lesquels se produisent les différents doublets. Ce résultat est en accord avec les relocalisations. Nous avons vu en effet au paragraphe précédent que les doublets se produisent quasiment tous sur un plan qui est en accord avec les mécanismes au foyer et avec les failles reconnues en surface et par la sismicité régionale.

Si le modèle que nous venons de suggérer est exact, il reste à se demander quelles sont les causes qui déclenchent et qui stoppent la rupture. Puisque nous avons supposé qu'il n'y avait pas de barrières physiques qui arrêtent la rupture, telles que discontinuités de faille ou hétérogénéité de matériaux, il est

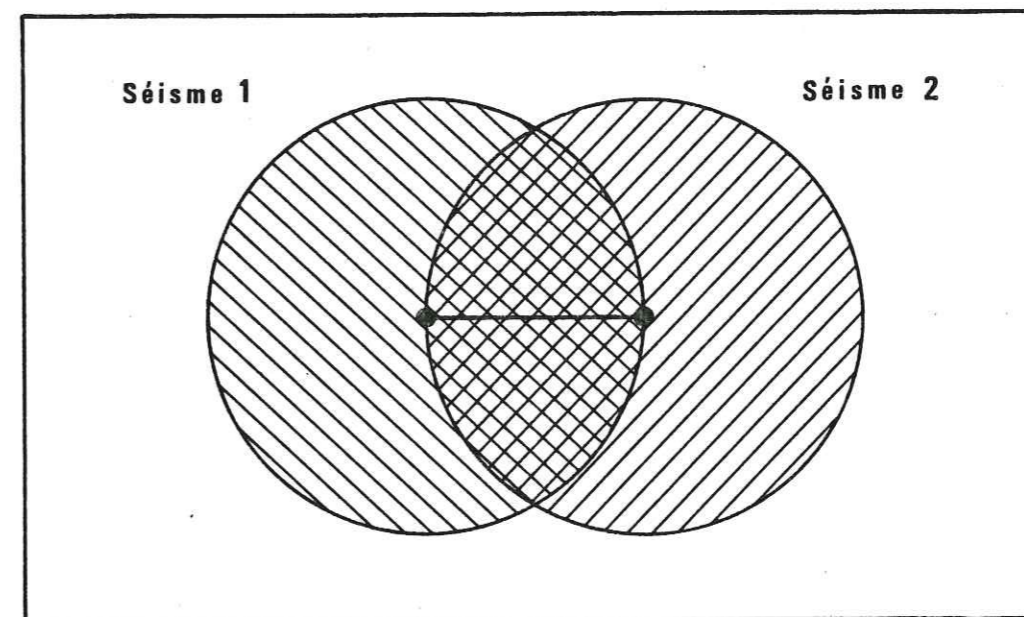


Figure V.8: Modèle possible des sources d'un doublet.

vraisemblable que la rupture s'arrête faute de contraintes. La chute de contrainte observée est de l'ordre de 0.5 à 1.5 bar pour les séismes étudiés ici (Frémont 1984). Cette chute de contrainte est suffisante pour empêcher toute nouvelle rupture au même endroit pendant un temps assez long. En effet parmi tous les doublets étudiés, les seuls qui sont localisés à moins de 10 mètres l'un de l'autre sont ceux qui ont lieu à plusieurs mois d'intervalle (Tableau V.3).

Le modèle auquel nous arrivons est donc celui d'une faille continue, avec un champ de contraintes variant lentement. Un séisme se déclenche en un point où la contrainte excède le seuil de rupture localement. La rupture est alors uniquement déterminée par le champ de contrainte local. On s'attend donc à ce que des séismes voisins aient des magnitudes voisines. C'est ce que l'on vérifie, au moins approximativement, sur la Figure V.9. Nous y avons représenté la projection sur un plan vertical des séismes de la région de Coyote Lake de 1969 à 1981. Le plan vertical est à peu près parallèle à la faille de Calaveras. On constate le regroupement des séismes de magnitude voisine. Si cette

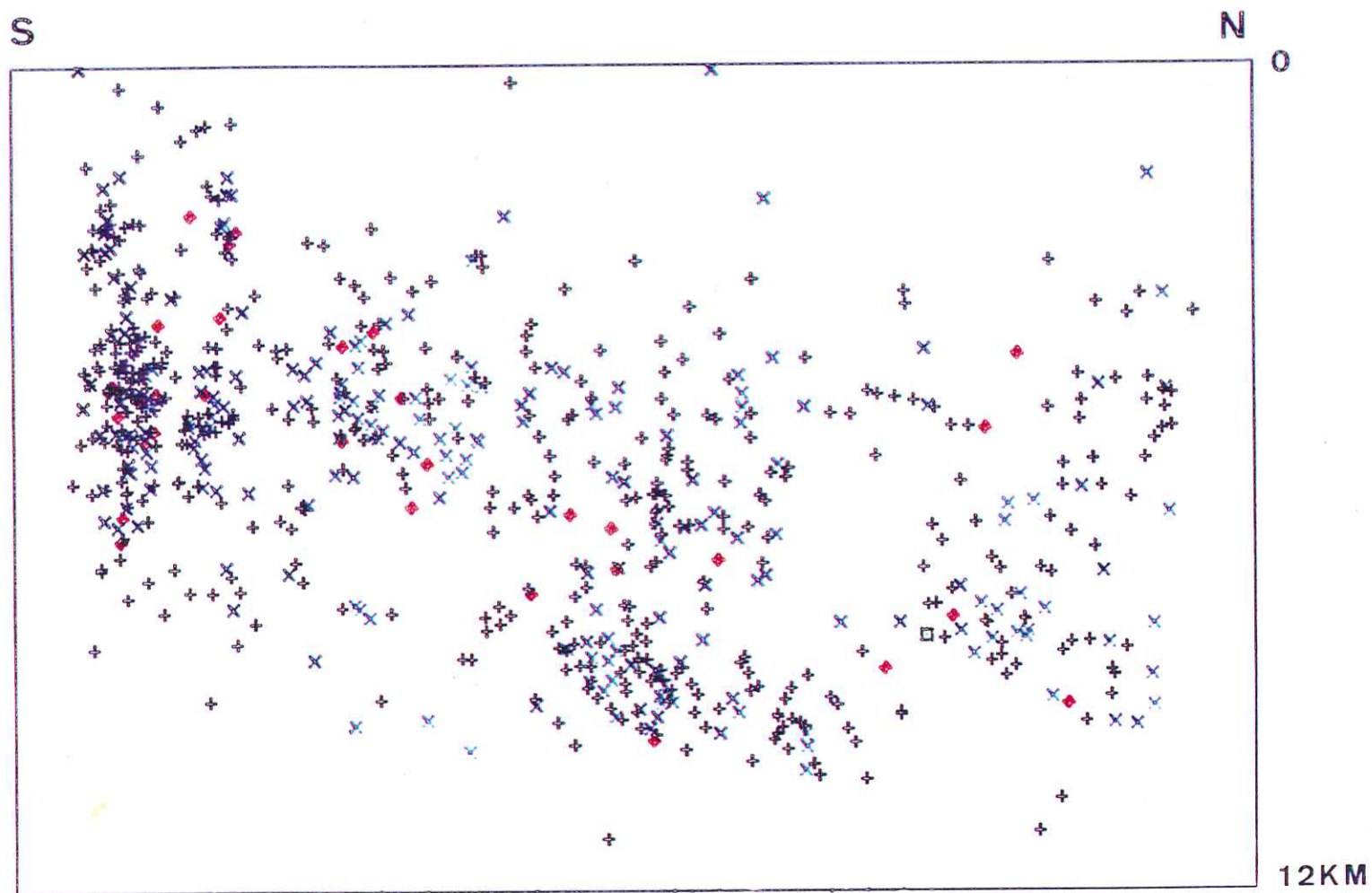


Figure V.9: Coupe de la sismicité de la faille de Calaveras, de 1969 à 1981. Croix noires = magnitude 1,5 à 2,5; x bleus = magnitude 2,5 à 3,5; losanges rouges = magnitude 3,5 à 4,5; carré vert = magnitude supérieure à 4,5.

constatation est vraie il serait donc possible de cartographier les contraintes en cartographiant les magnitudes ou les moments sismiques.

V.3. MESURE DU CONTRASTE DE VITESSE A TRAVERS LA FAILLE DE SAN ANDREAS

La faille de San Andreas met en contact des compartiments géologiquement différents. La vitesse des ondes sismiques diffère donc de part et d'autre. McNally et McEvelly (1977) ont mesuré ce contraste à l'aide de la distorsion des plans nodaux des mécanismes au foyer. Ce contraste atteint 15% sur le segment de la faille de San Andreas juste au Sud de celui étudié ici (vitesses plus grandes au Sud-Ouest). De même Spieth (1981) a calculé le contraste de vitesses pour le segment de la faille de San Andreas étudié ici. A l'aide des temps d'arrivée des ondes P de plusieurs séismes elle a montré que la vitesse est supérieure au Sud-Ouest, dans un rapport atteignant 17% près de la surface et décroissant jusqu'à 1% à 7km de profondeur.

La mesure locale d'un tel contraste est possible à l'aide des bons doublets spatiaux. En effet le résidu après relocalisation indique pour chaque station la différence entre la vraie vitesse et la vitesse utilisée pour le calcul, au moins en première approximation. Les doublets sa et s6/12 situés sur la faille de San Andreas, à une profondeur de 5km environ permettent une telle mesure. Sur la Figure V.10, on constate que les résidus relatifs à ces deux doublets présentent une ressemblance très nette. Cela indique que les différences de vitesses entre le milieu réel et le modèle de vitesse homogène utilisé lors de la relocalisation sont à peu près les mêmes au voisinage des deux doublets. La précision sur les délais n'est pas suffisante pour étudier en détail la répartition des résidus. Cependant celle-ci indique une différence de vitesse des deux côtés de la faille. Nous avons calculé la localisation relative de ces deux doublets en faisant varier le rapport V_1/V_2 des vitesses V_1 et V_2 de chaque côté de la faille. On arrive ainsi à réduire le RMS de 50% environ. Le résultat obtenu correspond à un contraste de vitesse de 10 à 20%, le côté Sud-Ouest étant le plus rapide, ce qui est en accord avec les résultats de Spieth (1981). Par contre les doublets situés sur la faille de Calaveras ne semblent pas indiquer un tel contraste de vitesse.

L'incertitude de 1 à 2 millisecondes sur les délais des P n'est pas suffisante pour affiner cette mesure de contraste de vitesse. Si nous disposions d'un système à numérisation en temps réel, il serait possible de réduire cette incertitude. Il serait alors sans doute possible de préciser les détails de la radiation, en particulier pour les angles de départ des rais, puisque le délai

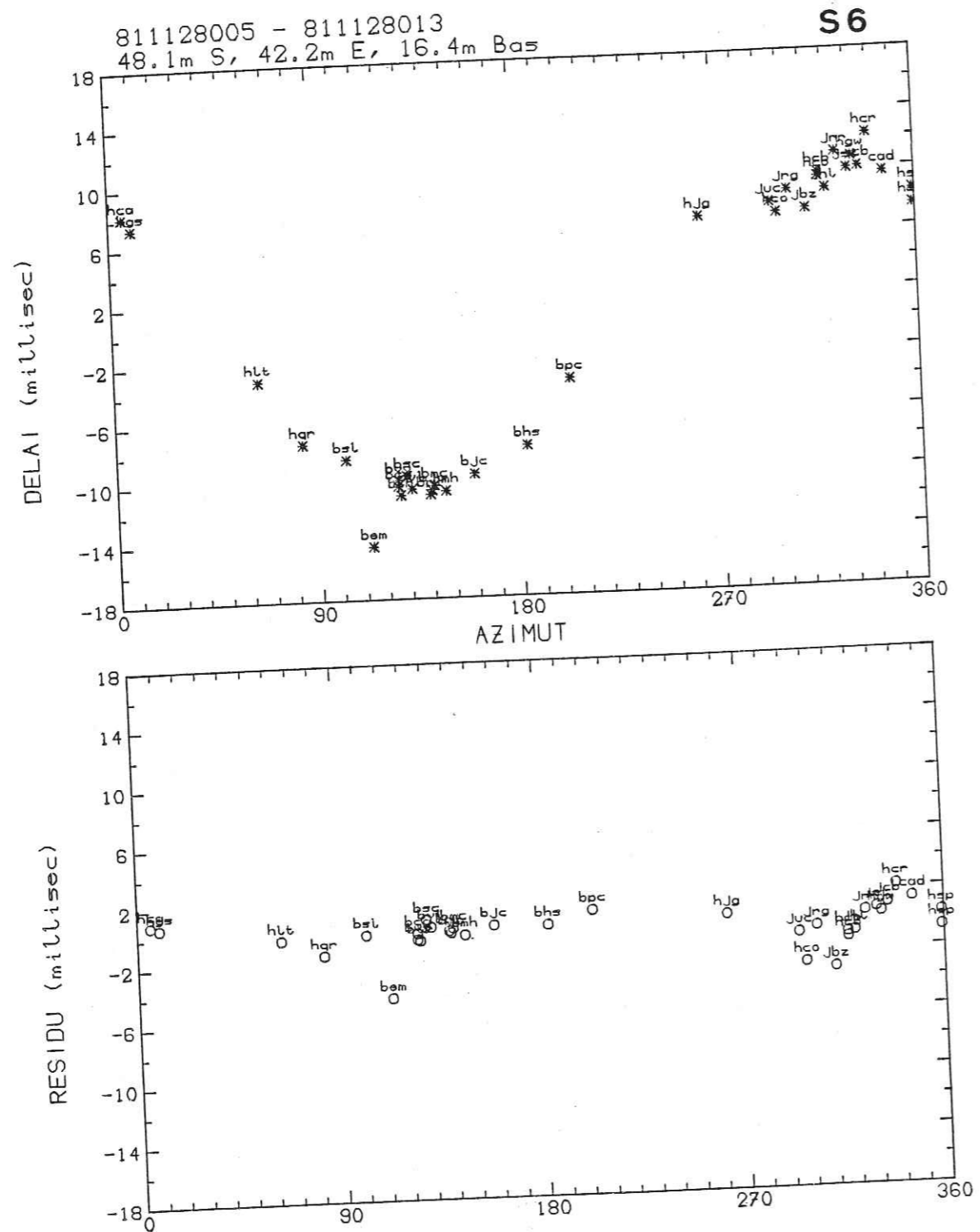


Figure V.10: Doublet S6. Délais des P et résidus.

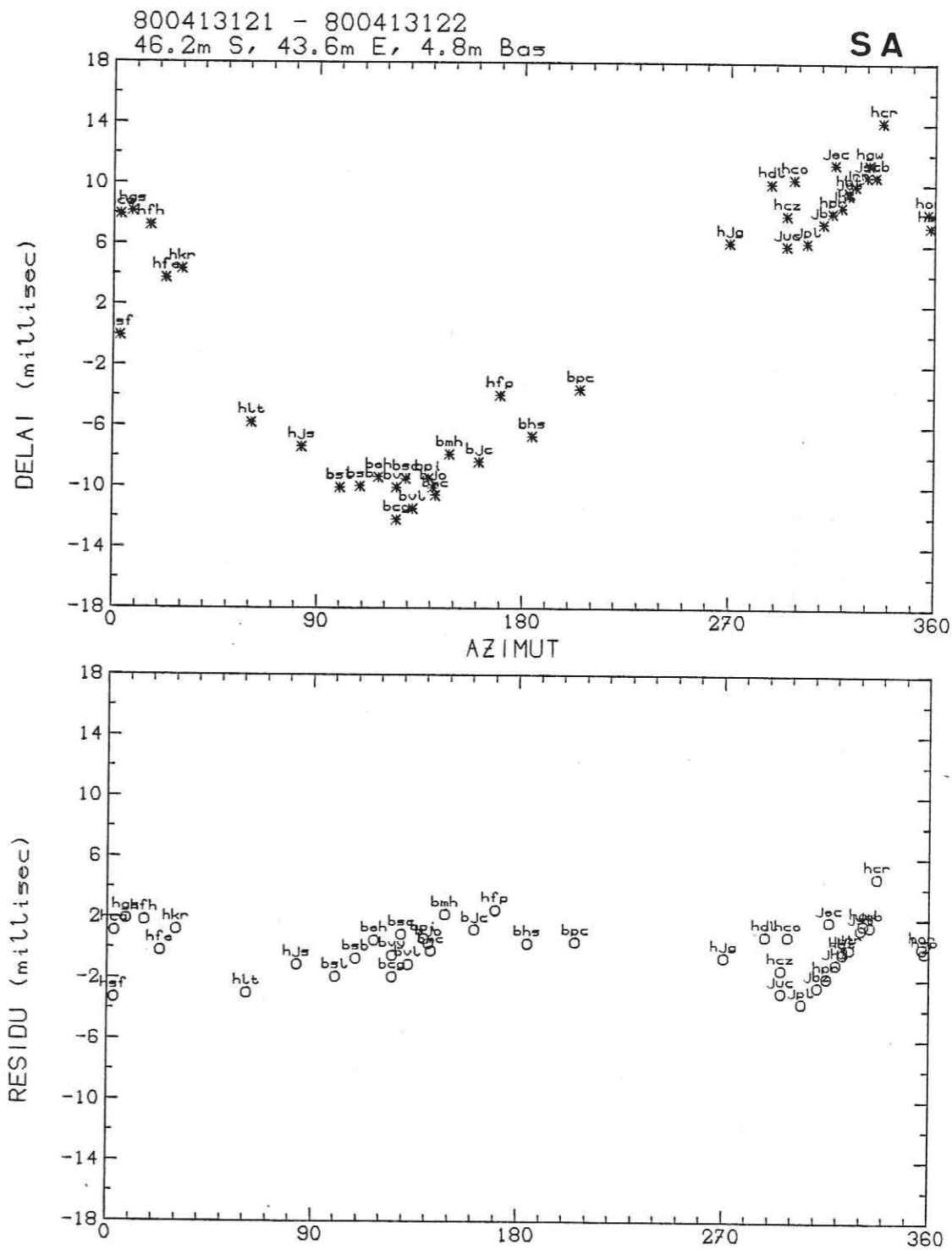


Figure V.10 (suite): Doublet SA. Délais des P et résidus.

est un marqueur de cet angle.

V.4. VARIATIONS DU DELAI LE LONG DU SISMOGRAMME; ETUDE DE LA CAUDA

En déplaçant la fenêtre d'étude le long du sismogramme, il est possible d'étudier le délai des différentes phases, essentiellement phases P, S et cauda. Le sens donné à ces trois phases est assez général. La zone des P est celle comprise entre la première arrivée des P et celle des S. La zone des S est la zone des amplitudes importantes qui suivent la première arrivée des S. Enfin la cauda désigne le reste du signal, là où l'amplitude commence à décroître pour revenir lentement au niveau du bruit. Nous préférons le terme cauda (du latin "cauda", la queue) à celui de coda (d'un mot italien désignant la période musicale vive et brillante qui termine un morceau) car il décrit mieux cette partie du signal.

Supposons que le doublet étudié soit constitué de deux séismes liés par un vecteur $r(x,y,z)$. Une onde quittant le foyer selon le vecteur $n(n_1,n_2,n_3)$ (voir Fig. V.2) va être affectée d'une différence de temps de propagation égale à $r.n/V$, où V est la vitesse de l'onde au départ du foyer soit V_p ou V_s . Soit θ l'angle entre r et n . Le délai observé est donc égal à $|r|.cos\theta/V$. $|r|$ étant constant, on voit que le délai varie comme $cos\theta/V$. Nous avons donc un marqueur assez précis des angles au départ ou des vitesses des ondes observées.

En général on observe une variation du délai caractéristique dans les P, les S et la cauda. Le délai forme un plateau au niveau des P, augmente rapidement à une valeur 1,8 fois supérieure à l'arrivée des S, puis décroît plus ou moins rapidement vers zéro dans la cauda avec une augmentation de la dispersion des valeurs (voir Figure V.11 en haut, et voir les sismogrammes et les délais dans l'annexe à la fin de ce chapitre pour les doublets sa, sf et a6/56). L'augmentation du délai à l'arrivée des S est due à la vitesse plus faible de ces ondes. La diminution du délai dans la cauda peut être due à plusieurs causes. D'une part la cauda est constituée d'ondes provenant de plusieurs directions et l'effet global est un moyennage des délais tendant vers zéro, mais avec perte de cohérence et augmentation de l'erreur commise sur le calcul du délai. Mais la cohérence reste souvent bonne dans la cauda. Celle-ci est alors constituée d'ondes partant dans une même direction et le délai caractérise le cosinus de l'angle que fait cette direction avec l'axe du doublet. Dans le cas d'un doublet horizontal et peu profond (par exemple sa et sf), les ondes qui partent vers le bas ont un délai nul (direction orthogonale à l'axe du doublet); elles sont le constituant principal de la cauda, dont le délai tend donc vers zéro. Dans le cas d'un doublet vertical et profond (a6/56) ce sont au contraire des rais partant de plus en

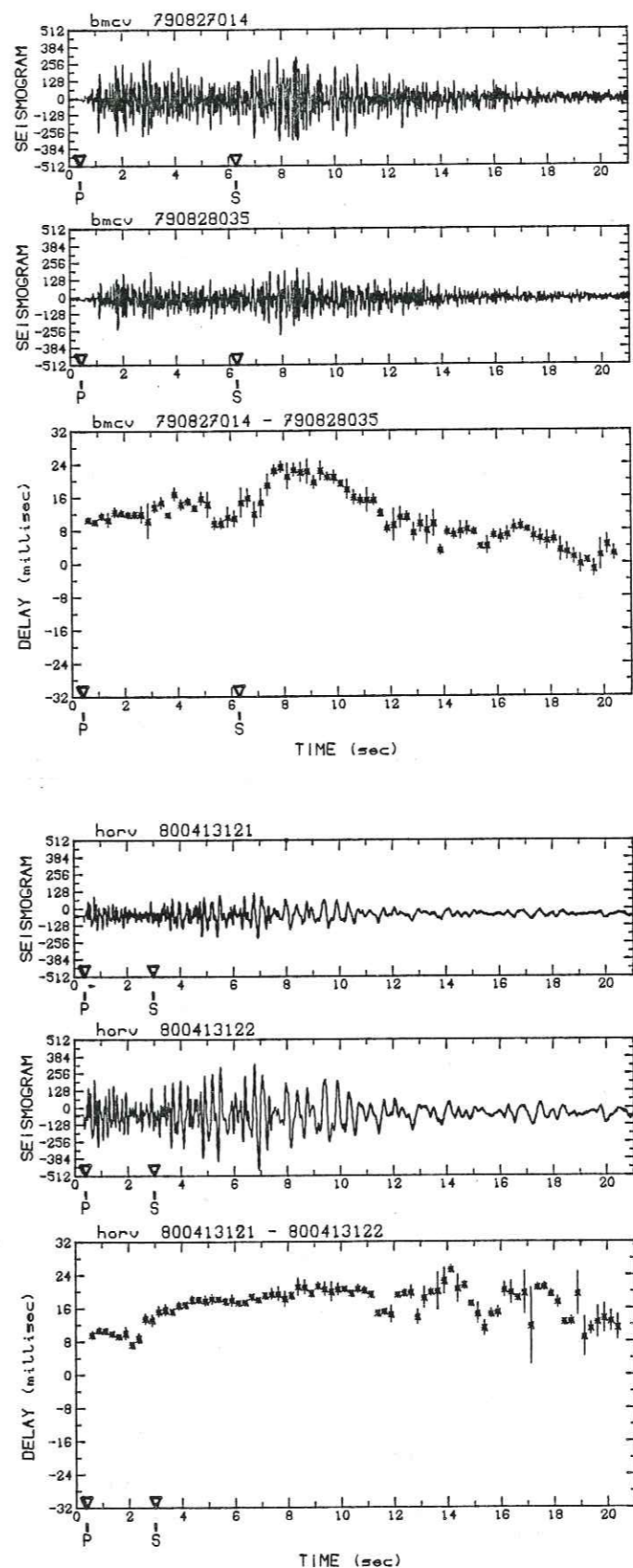


Figure V.11: Délai calculé le long du sismogramme à l'aide d'une fenêtre mobile.

En haut, doublet SF, station BMCV.

En bas, doublet SA, station HORV.

plus à l'horizontale qui constituent la cauda, d'où là encore un délai tendant vers zéro.

Dans certaines stations on peut observer que le délai de la cauda garde des valeurs élevées (de l'ordre du délai des S) et ne revient pas à zéro (Fig. V.11 en bas, et annexe à la fin de ce chapitre). Ceci indique que les principales ondes constituant la cauda suivent des rais voisins du rai direct et ont donc dû subir des réflexions multiples ou des diffusions dans des zones profondes le long du trajet direct. Généralement ce type de cauda est de fréquence plus basse que celle étudiée précédemment, révélant une atténuation importante des hautes fréquences pour ce type de trajets, et sa durée est plus longue. Nous avons classé les stations en deux catégories: celles où la cauda correspond à des trajets profonds peu atténués, et celles où la cauda est générée par des trajets peu profonds et atténués. Les doublets utilisés pour cette classification sont les doublets sa, sf et a6/56 (voir annexe à la fin de ce chapitre pour les sismogrammes et les délais correspondants), situés en trois régions très distinctes. Sur la Figure V.12 nous avons indiqué la catégorie à laquelle appartient chaque station. On observe une répartition géographique très marquée: les stations où la cauda est d'origine peu profonde sont essentiellement celles qui se trouvent à l'aplomb des failles, plus un petit groupe situé au Nord-Ouest, légèrement à l'écart de la faille de San Andreas. Afin de vérifier les différences de contenu spectral entre les stations, nous avons calculé les spectres de déplacement du sol dans différentes stations pour le séisme du 28 Février 1980 du doublet c2. Le programme utilisé est celui de Frémont (1984). Il apparaît clairement que certaines stations présentent un spectre avec un niveau plat et une fréquence coin très bien définis (Fig. V.13, station BSRV), alors que d'autres présentent une décroissance continue du spectre et un appauvrissement en hautes fréquences (Fig. V.13, station BLRV). Ces deux comportements ont lieu aussi bien pour les ondes P et S que pour la cauda. Ce type de cauda sans fréquence coin a été observé par Der et coll. (1984). Ces auteurs l'expliquent par des ondes générées dans les couches superficielles et montrent l'importance de la géologie locale sous la station. L'étude du délai de la cauda confirme cette interprétation. Nous n'allons pas ici préciser plus le mode de génération de la cauda, ce qui nécessiterait une analyse systématique des spectres pour de nombreux couples séisme-station.

Le résultat principal obtenu ici est de différencier les stations à cauda superficielle, assez locale, de longue durée et de basse fréquence, et celles à cauda d'origine profonde, à décroissance rapide et de fréquence élevée. Cette analyse nous permettra de mieux comprendre les mesures de délais de caudas pour les doublets temporels.

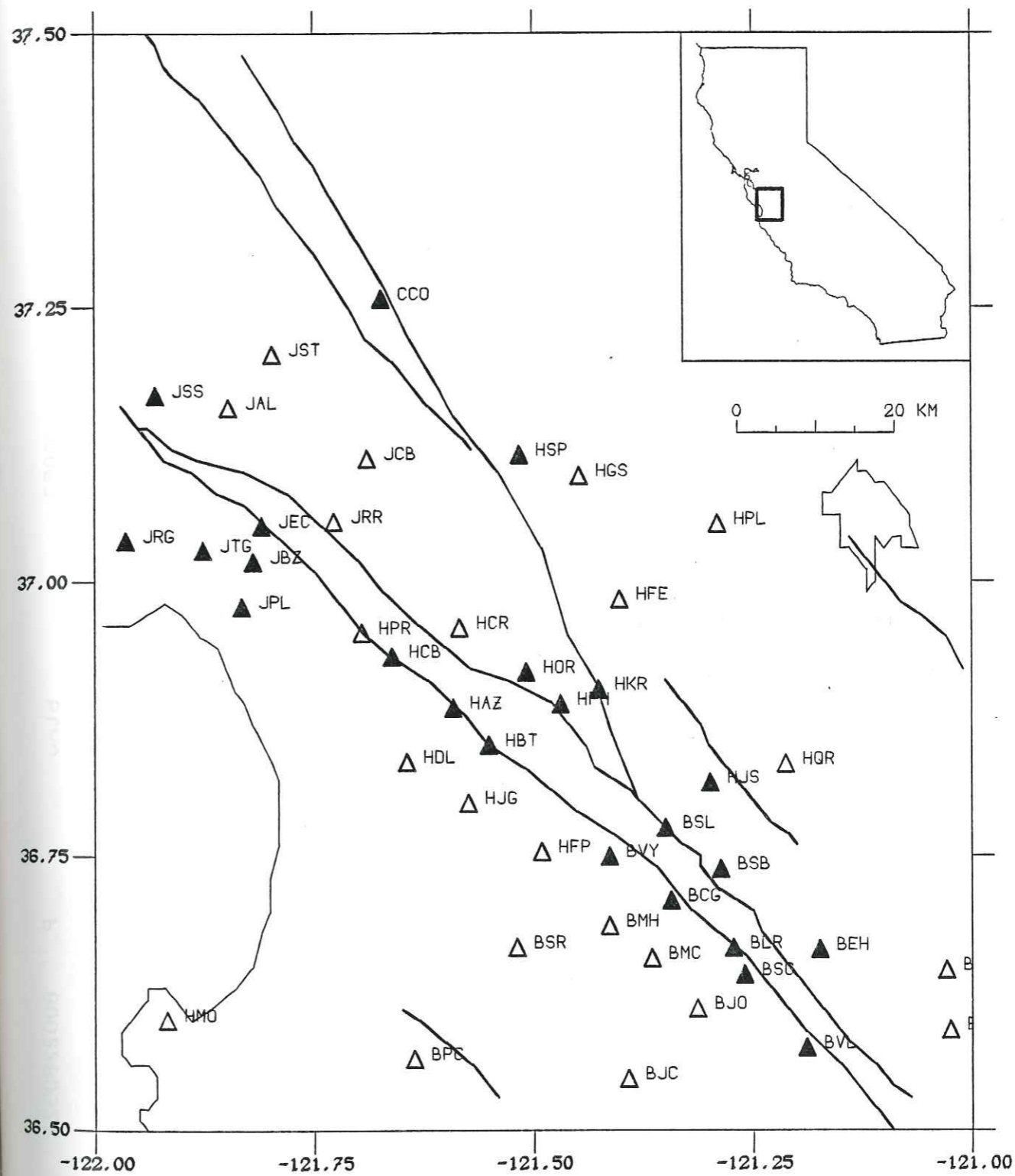


Figure V.12: Répartition des stations suivant la nature de la cauda.

- Triangles pleins: cauda superficielle, de longue durée et basse fréquence.
- Triangles creux: cauda profonde, de courte durée et à haute fréquence.

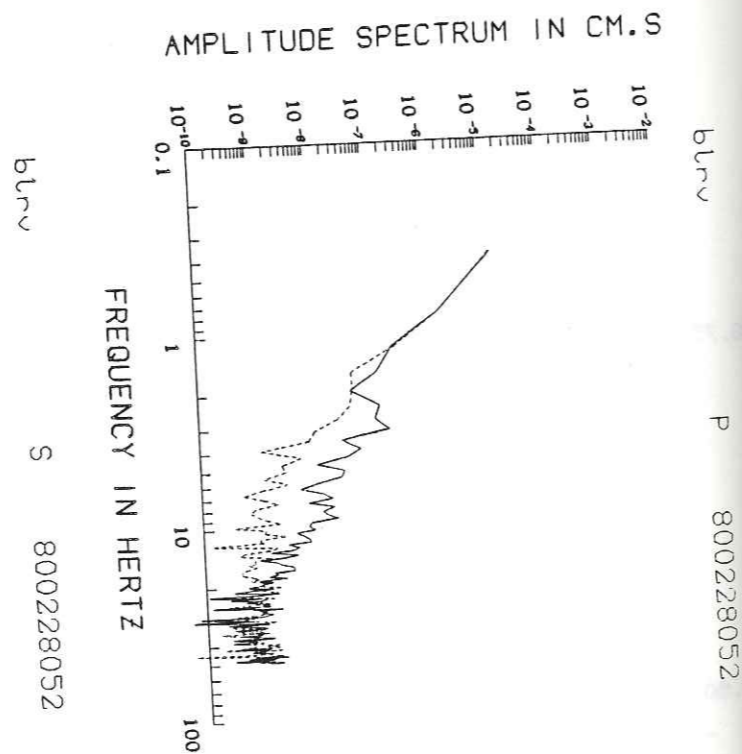
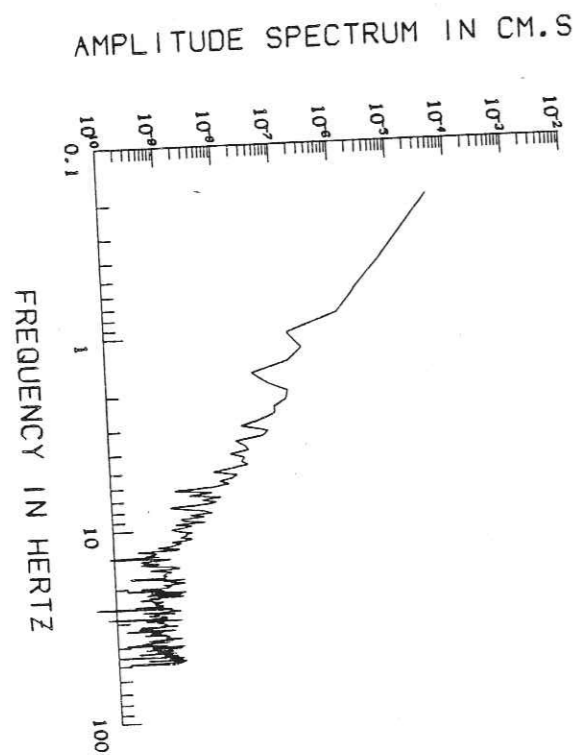
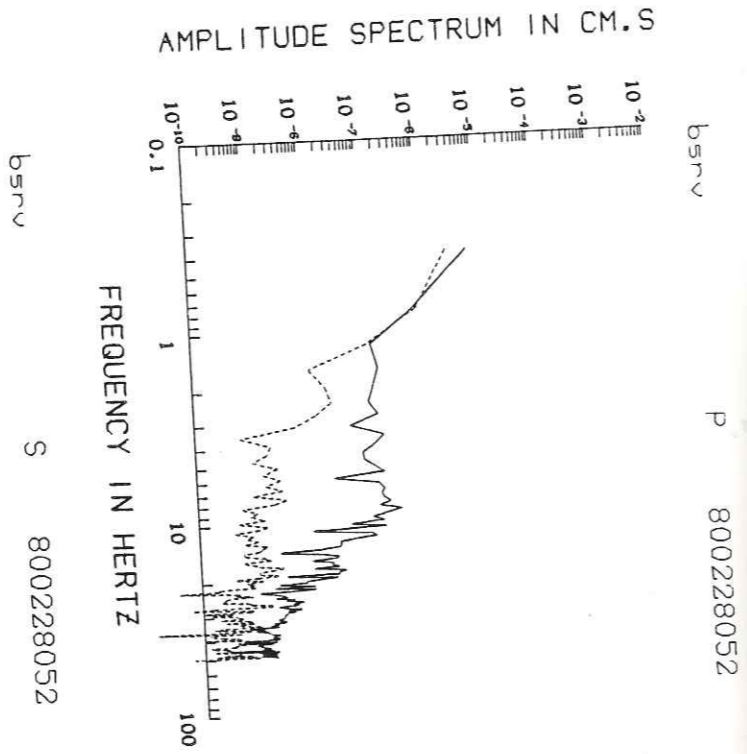
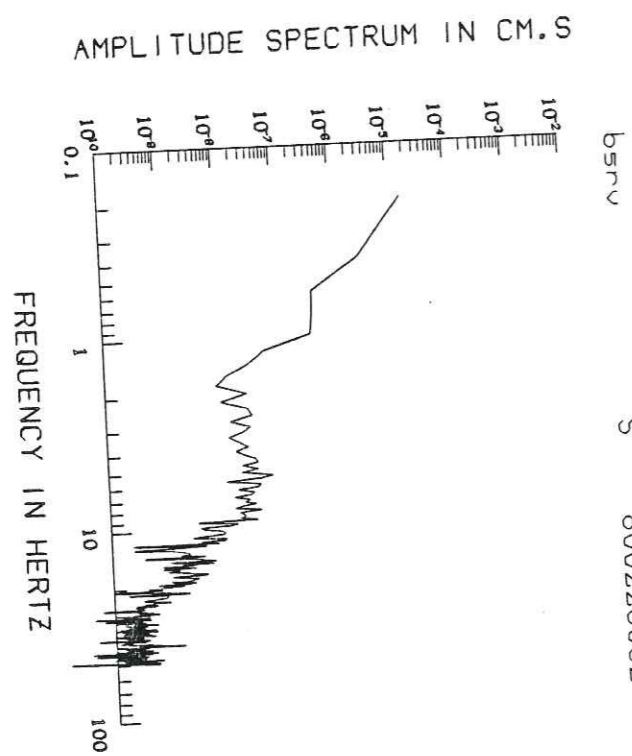
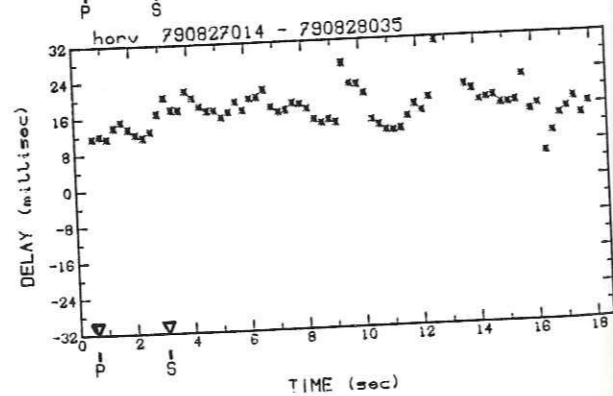
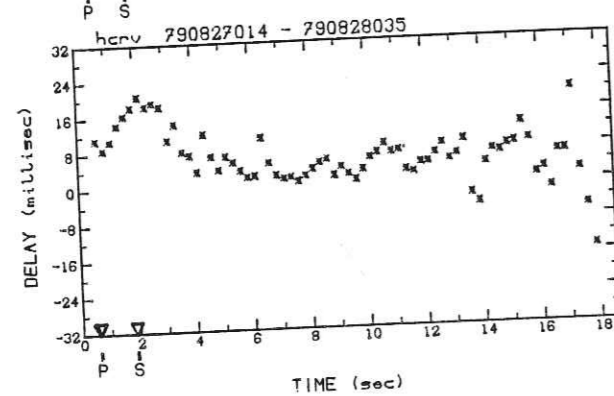
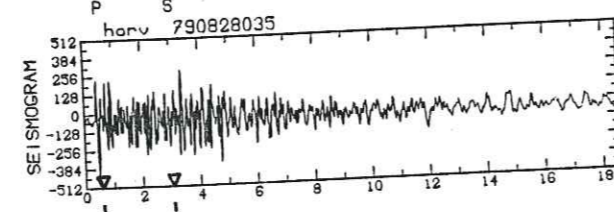
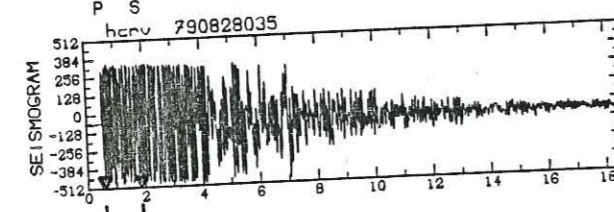
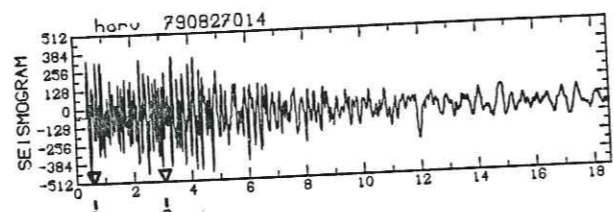
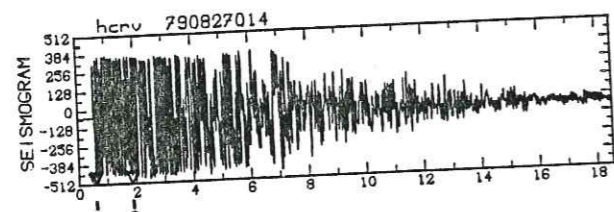
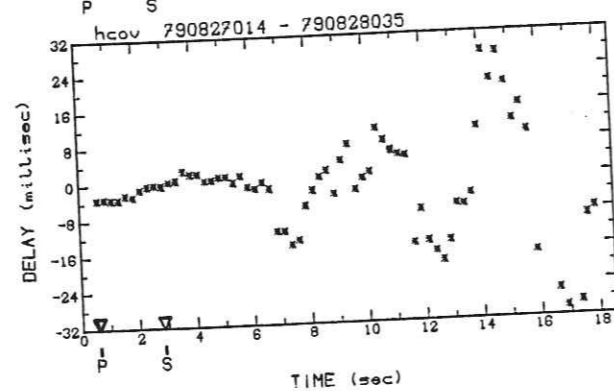
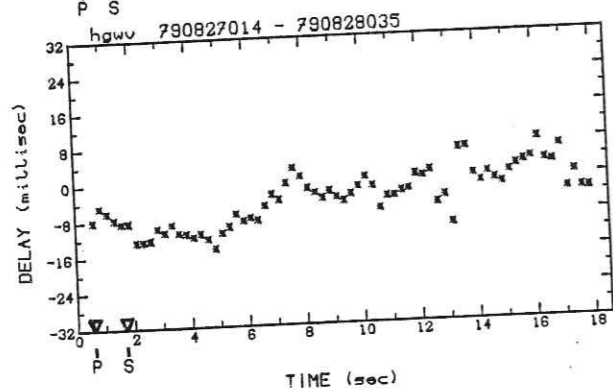
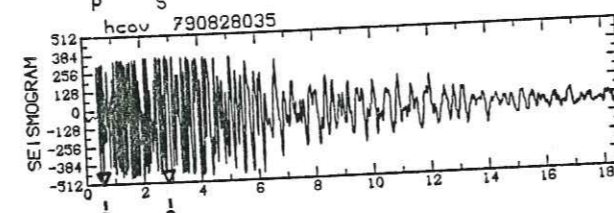
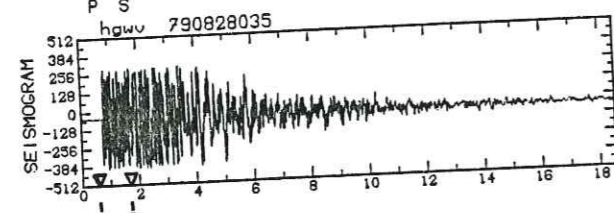
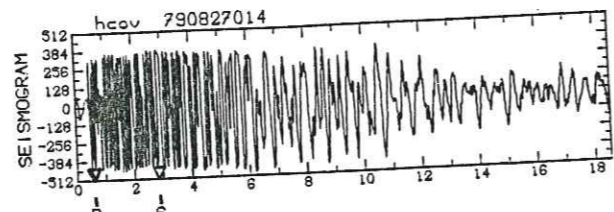
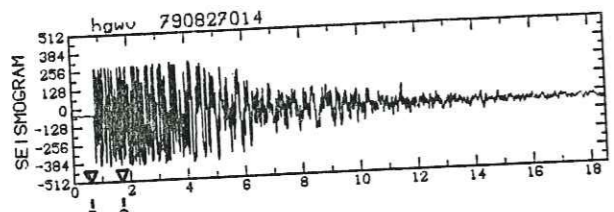
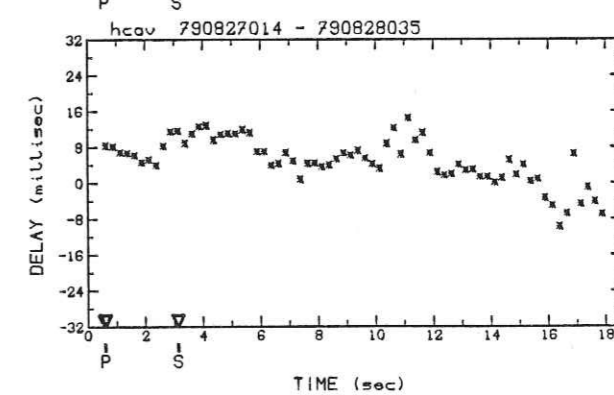
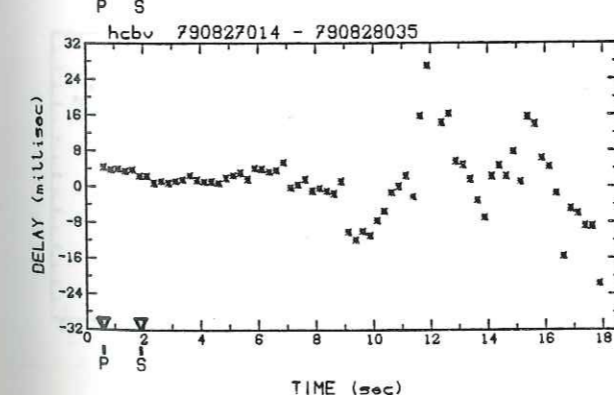
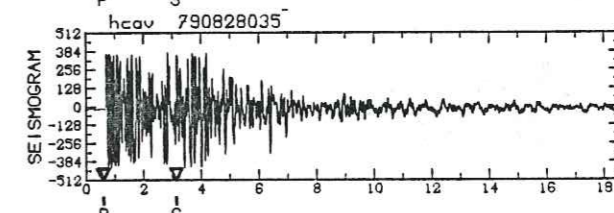
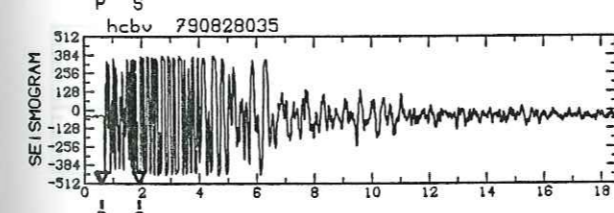
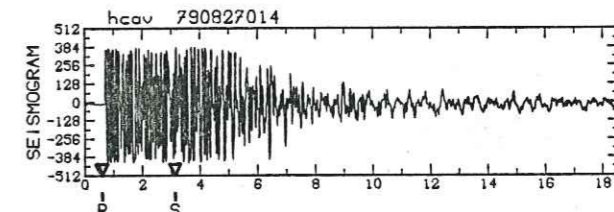
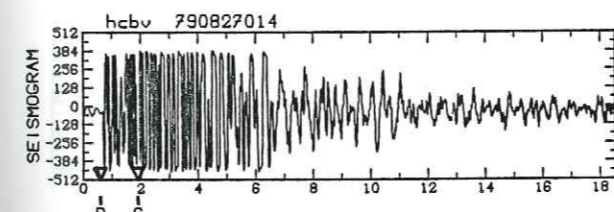
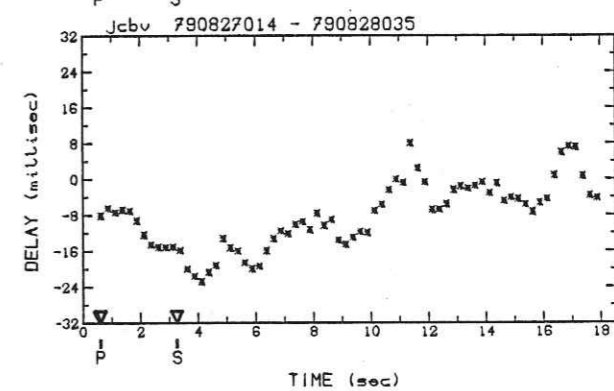
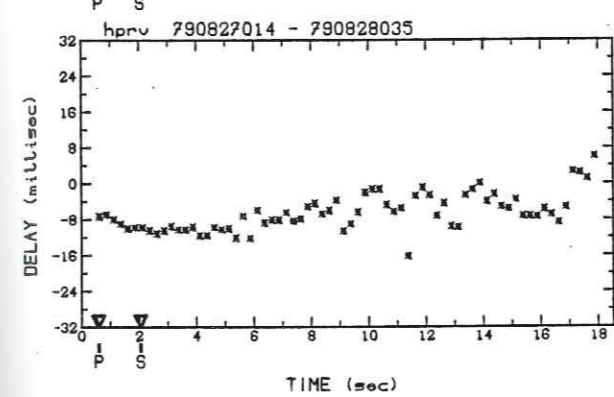
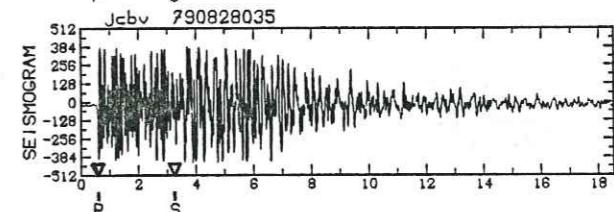
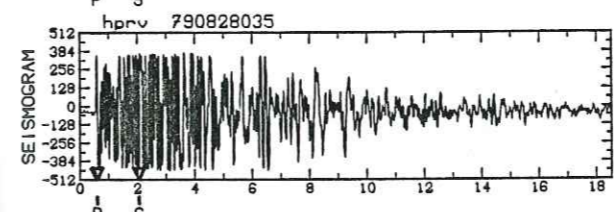
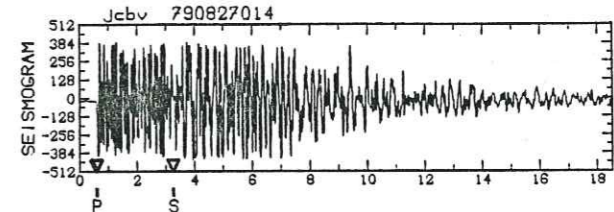
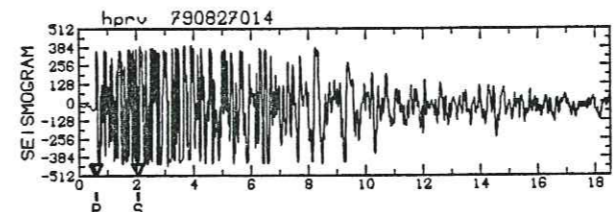


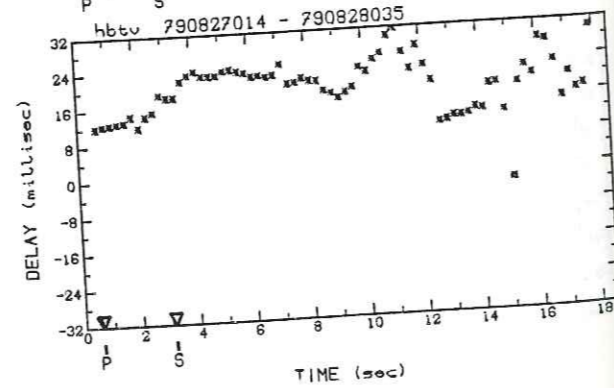
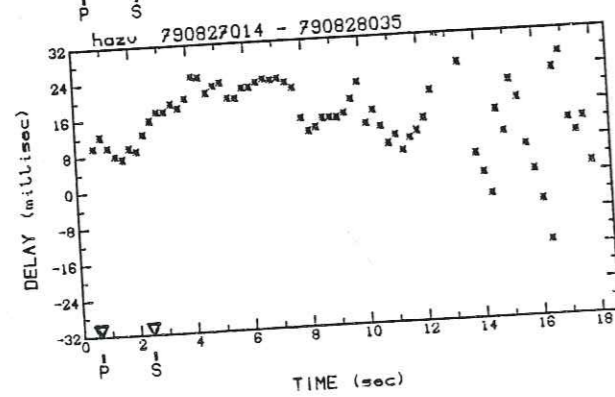
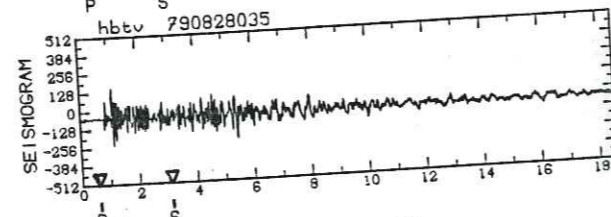
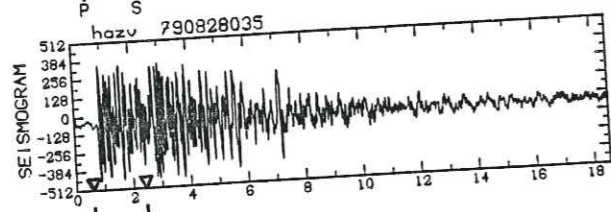
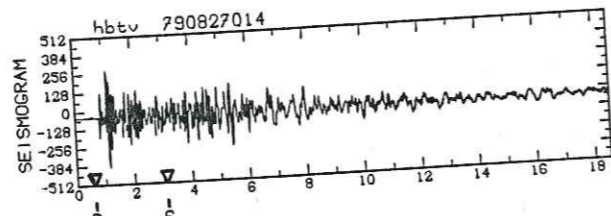
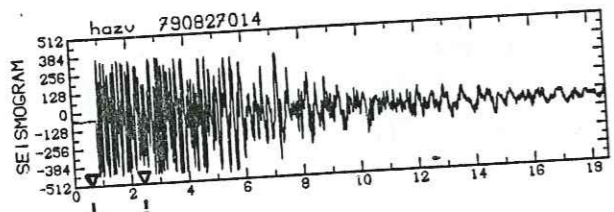
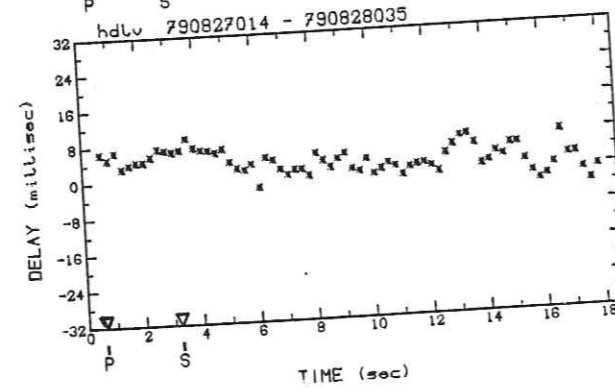
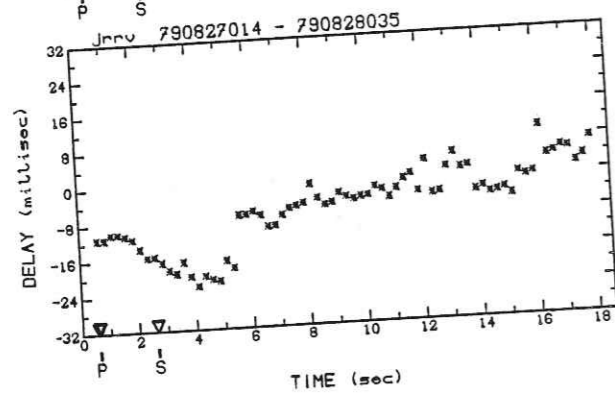
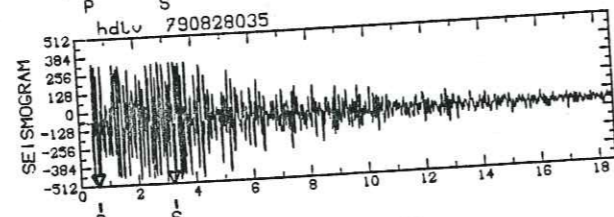
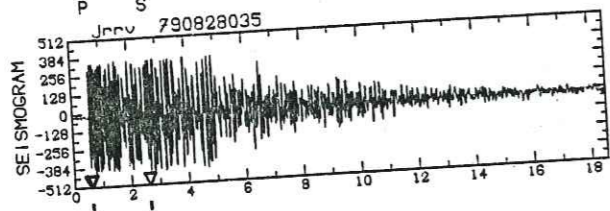
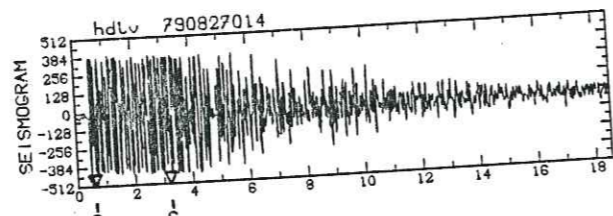
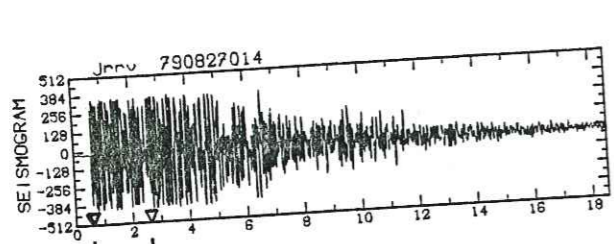
Figure V.13: Spectres d'amplitude pour les stations BSRV et BLRV; le séisme (800228052) appartient au doublet C2.
 En haut, spectres de l'onde P et enpointillé spectre du bruit précédant l'onde P (fenêtres de 2,55 secondes).
 En bas, spectres de l'onde S (fenêtre de 5,11 secondes).
 Noter l'absence de fréquence coin pour la station BLRV.



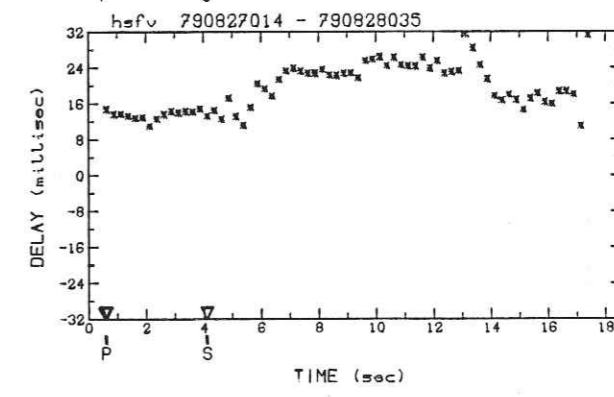
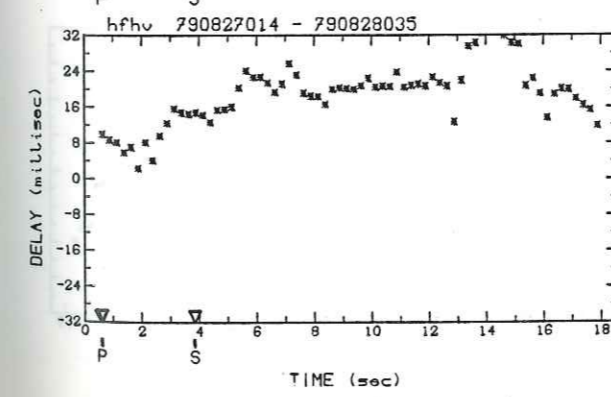
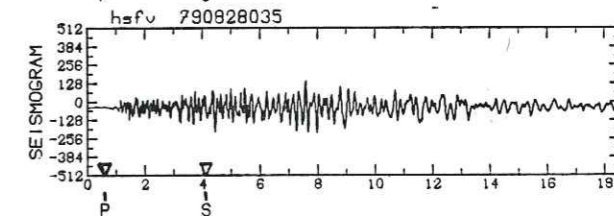
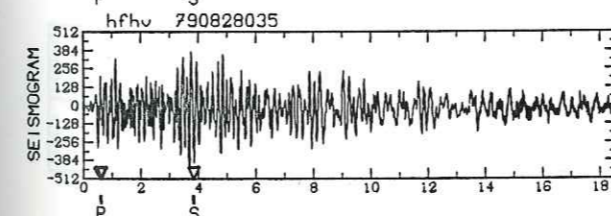
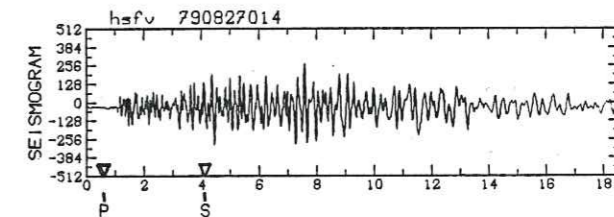
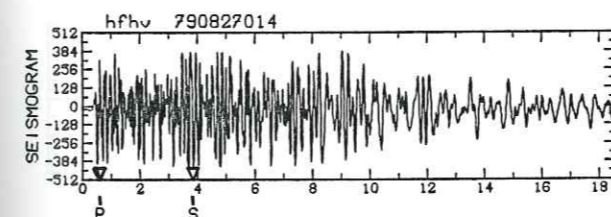
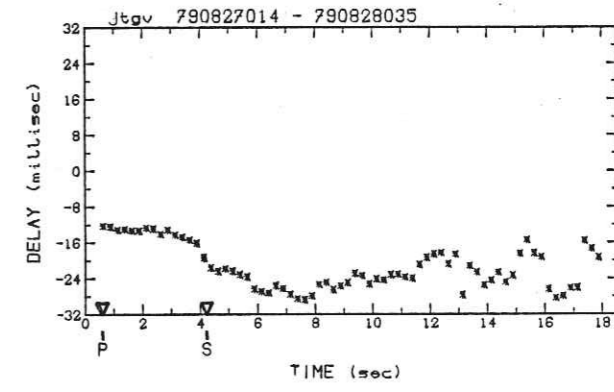
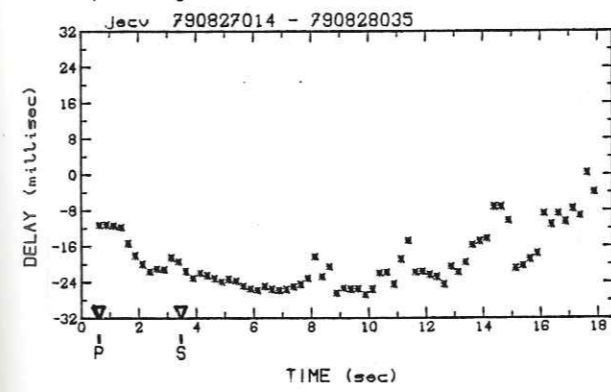
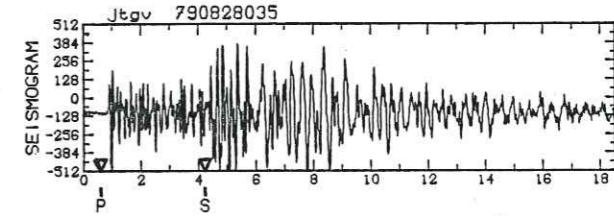
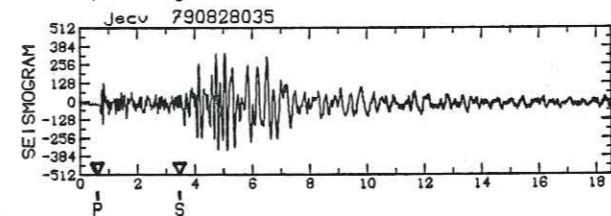
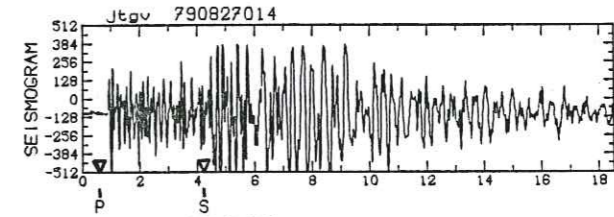
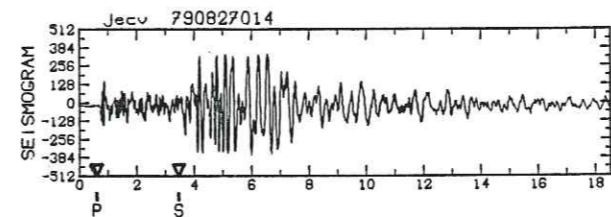
Doublet SA



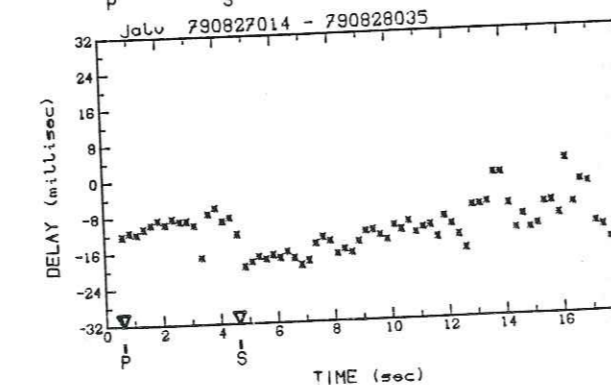
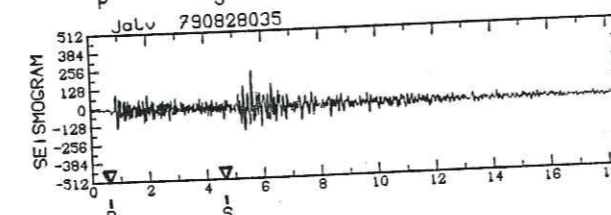
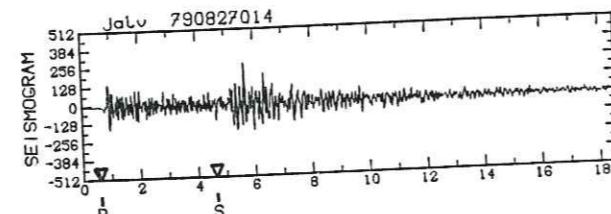
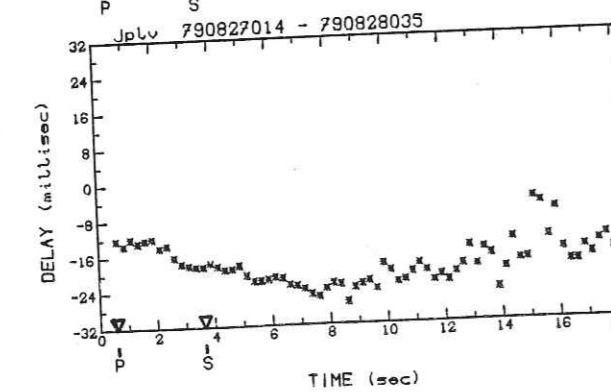
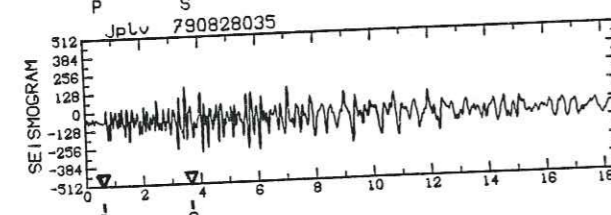
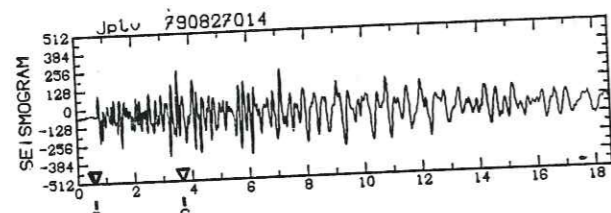
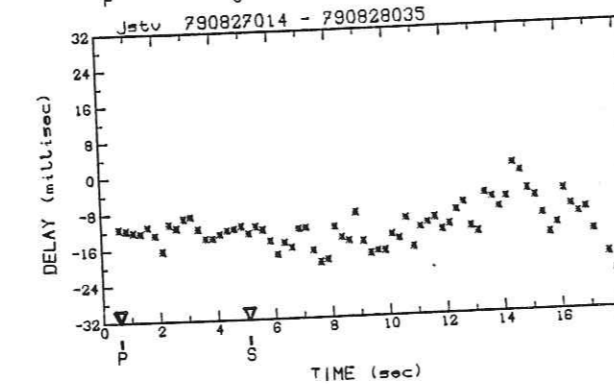
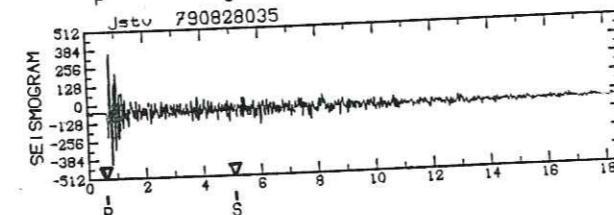
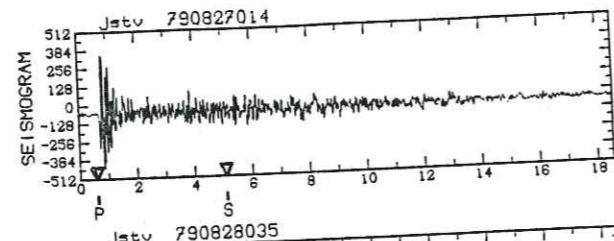
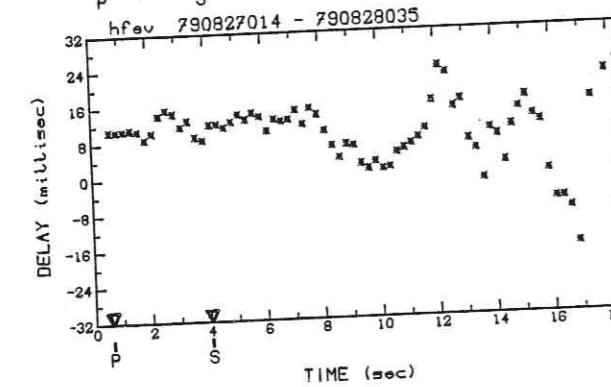
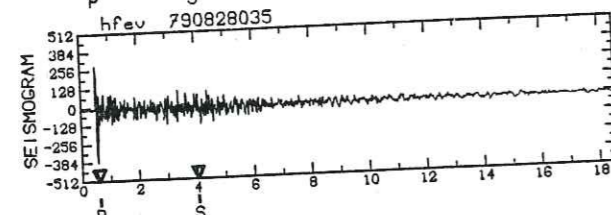
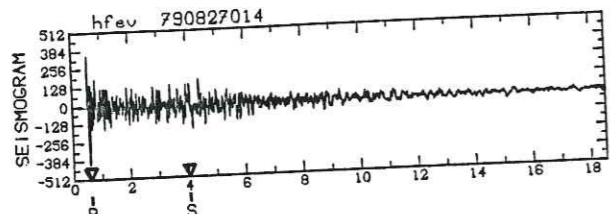
Doublet SA



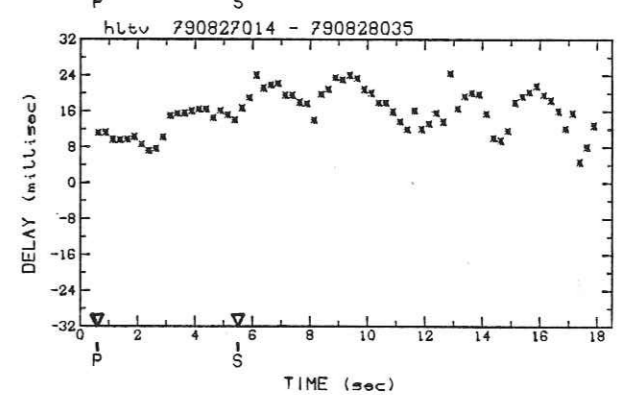
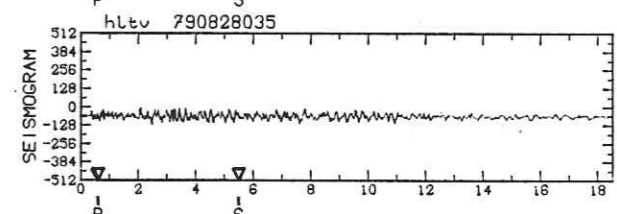
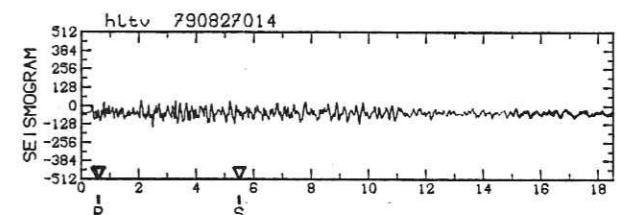
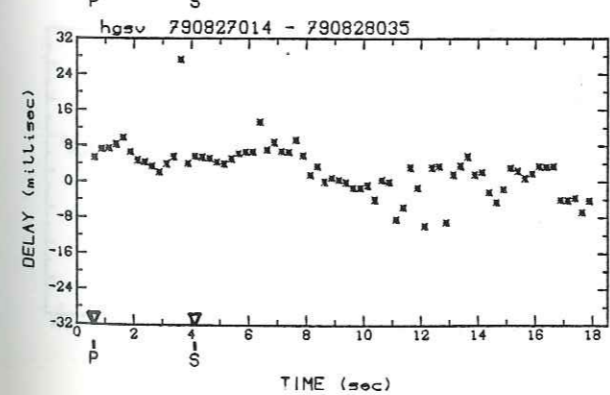
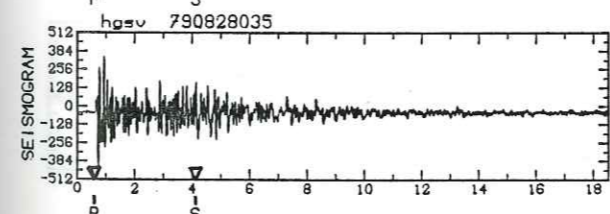
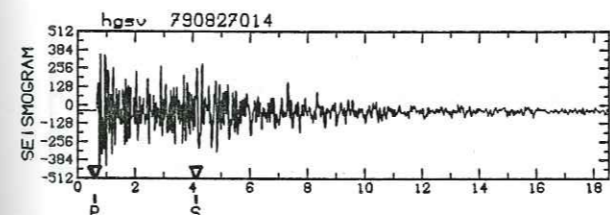
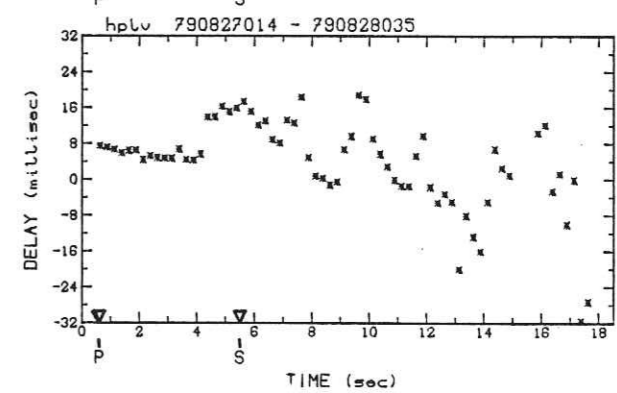
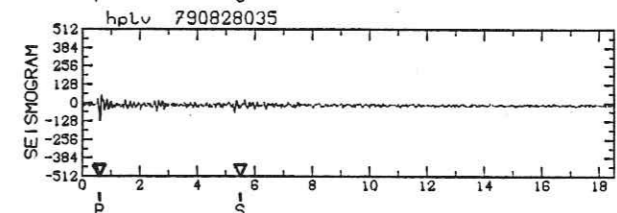
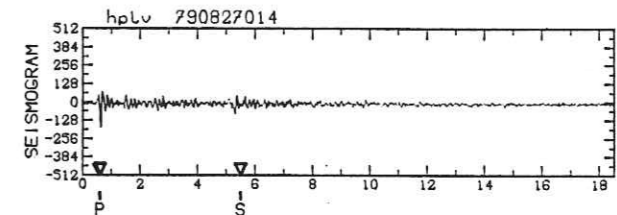
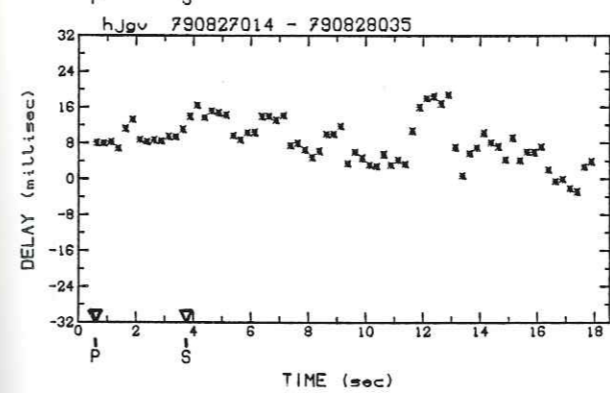
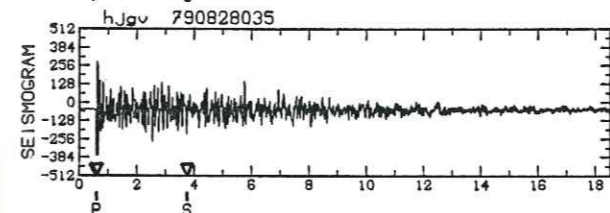
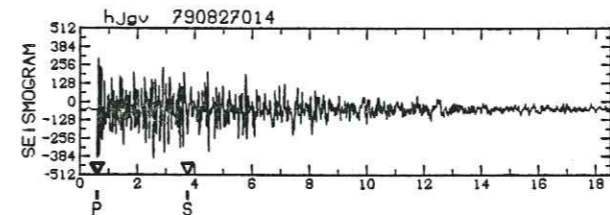
Doublet SA



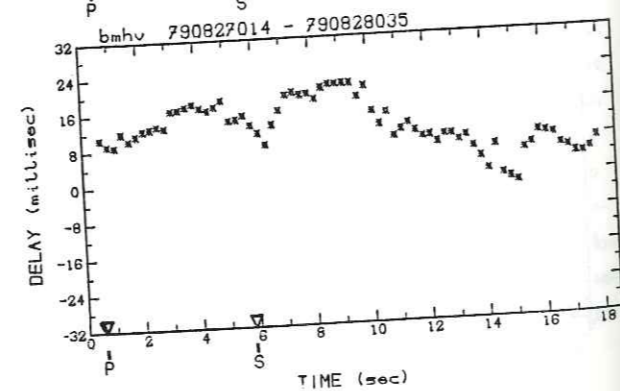
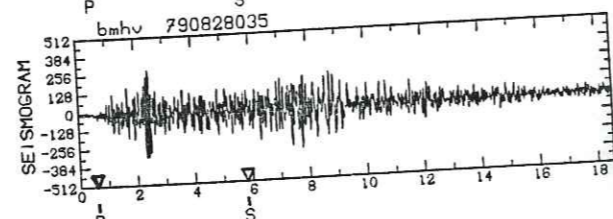
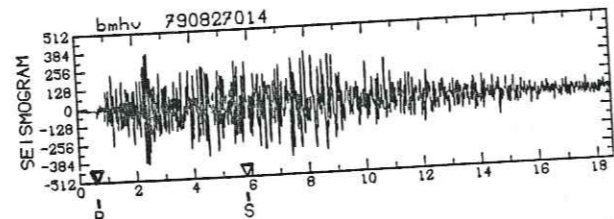
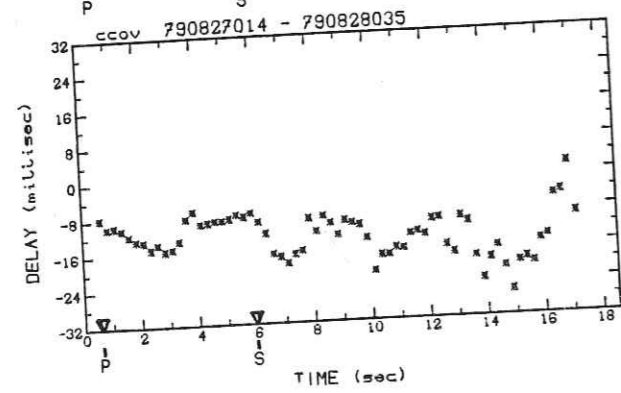
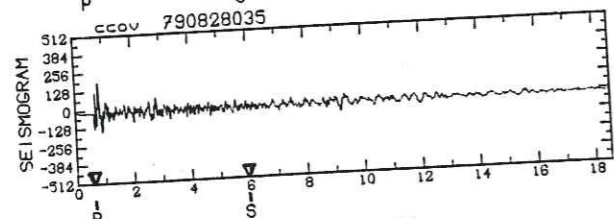
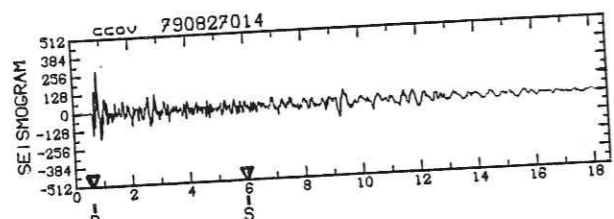
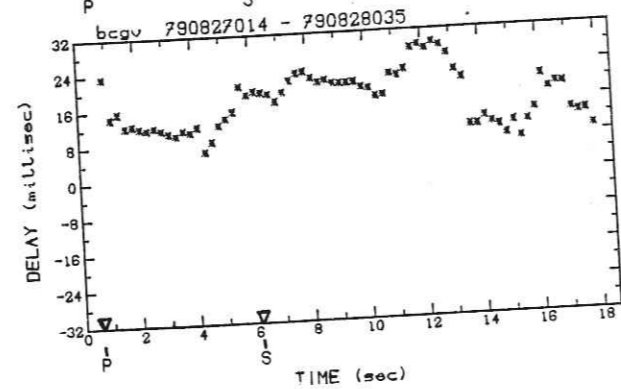
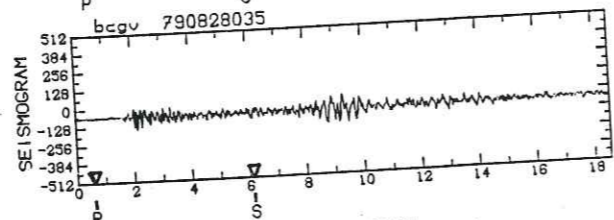
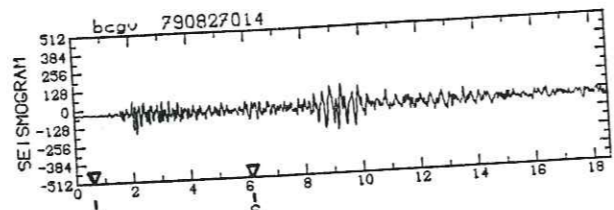
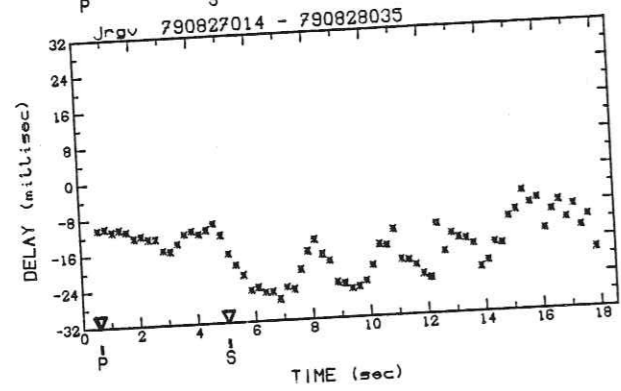
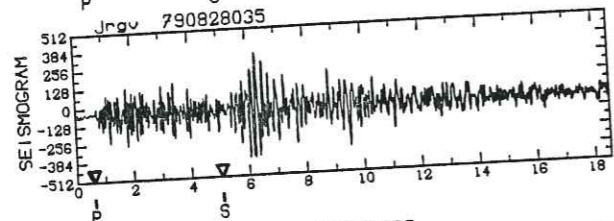
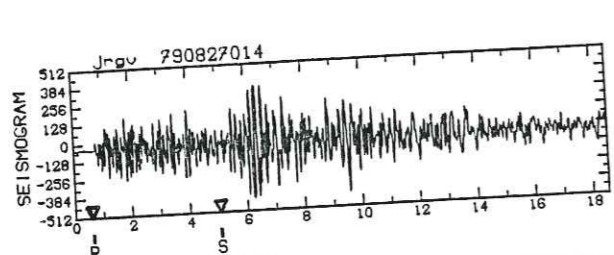
Doublet SA



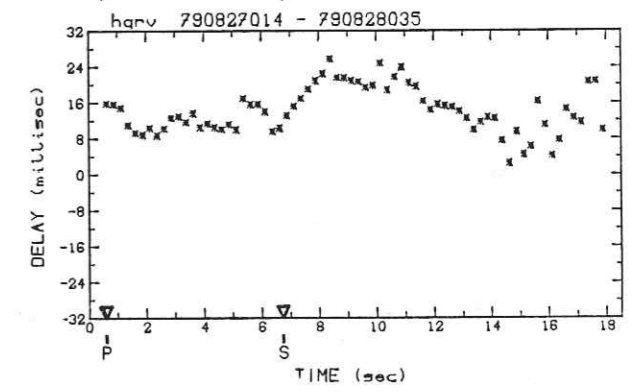
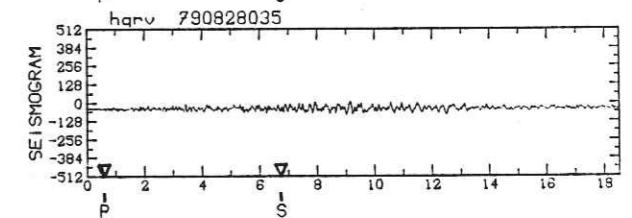
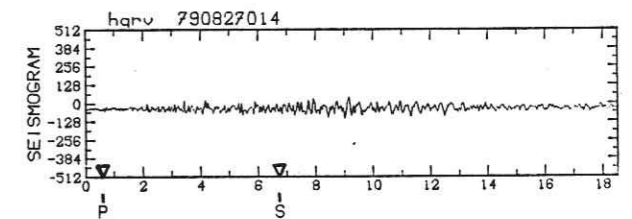
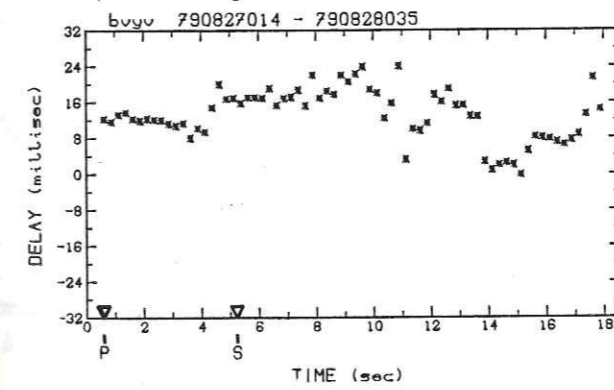
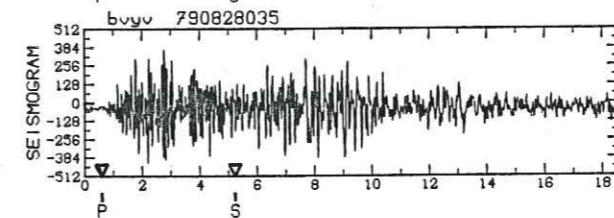
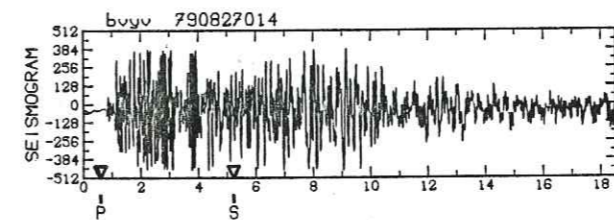
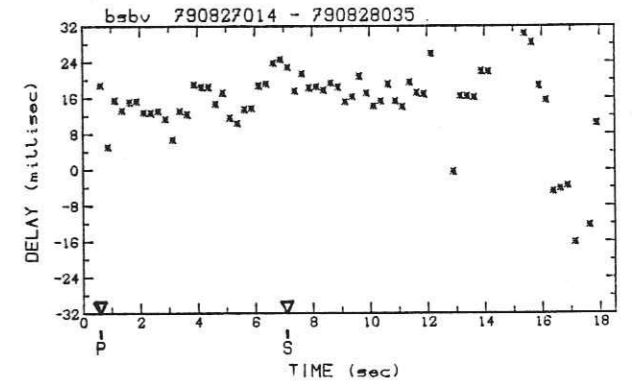
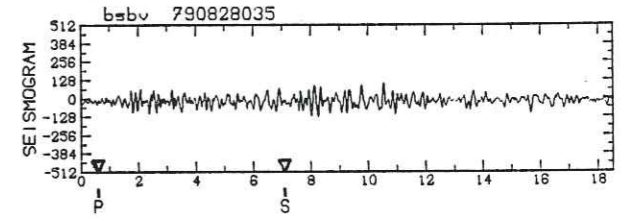
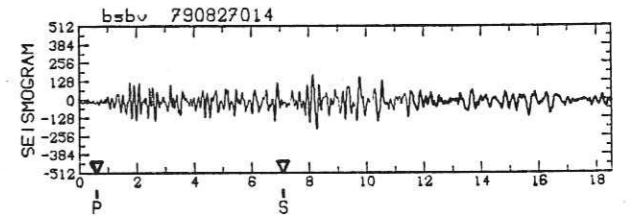
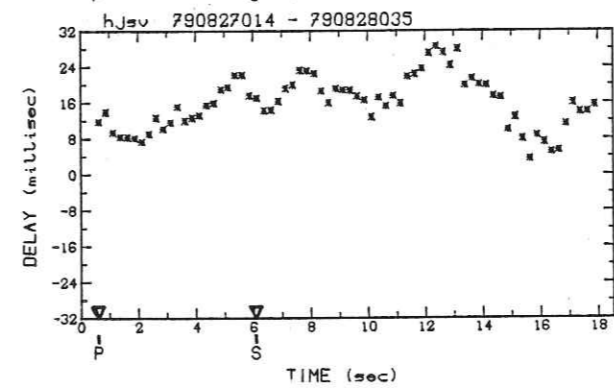
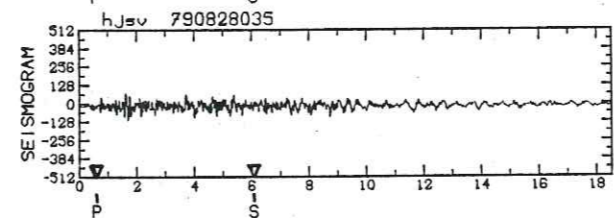
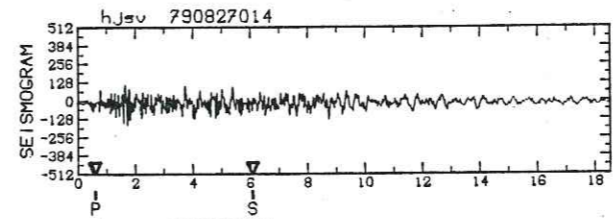
Doublet SA



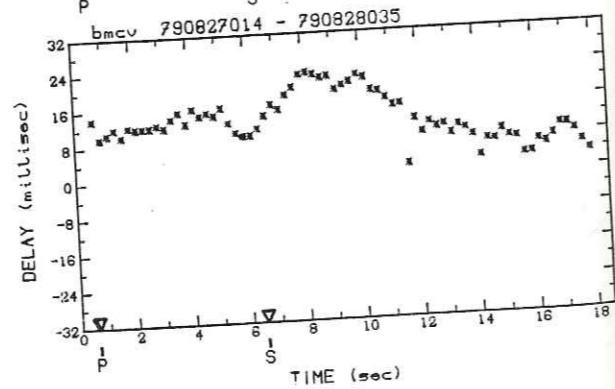
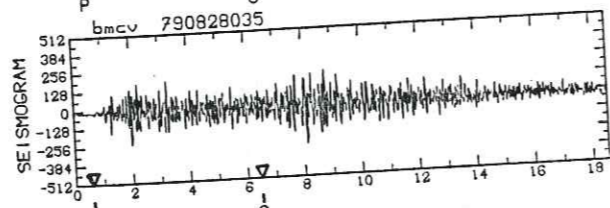
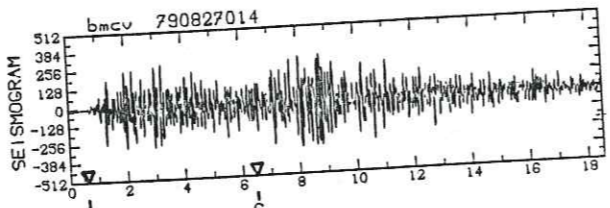
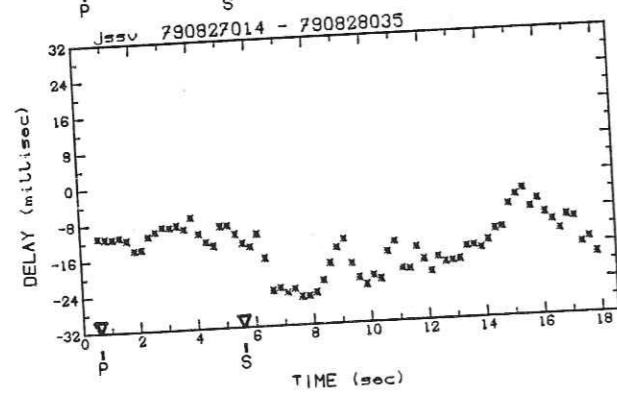
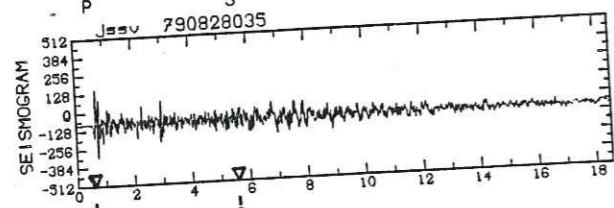
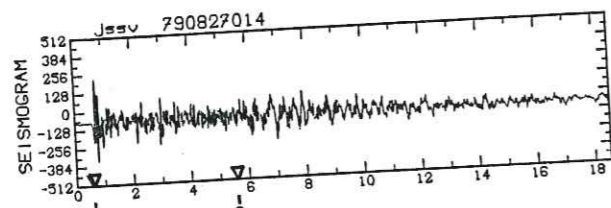
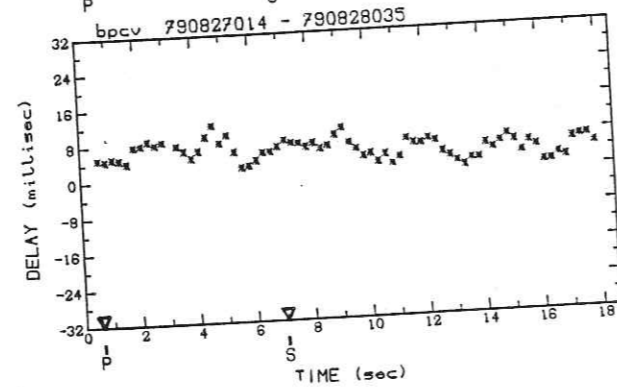
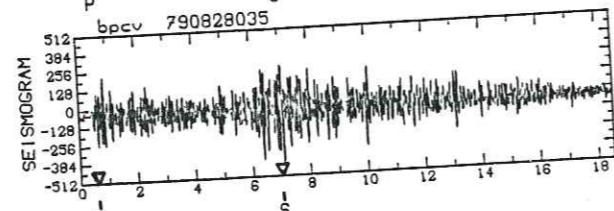
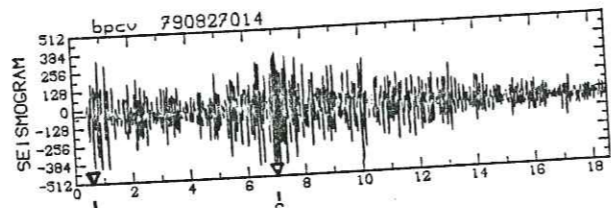
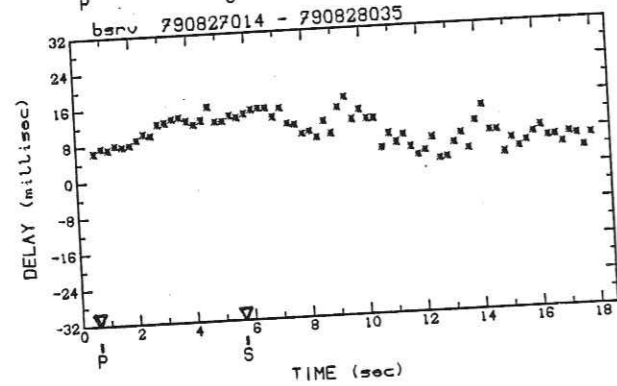
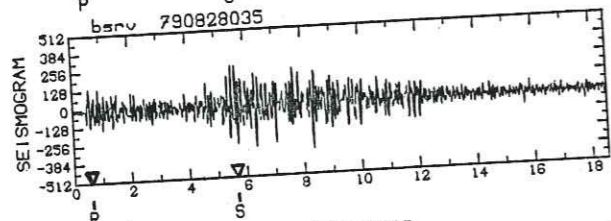
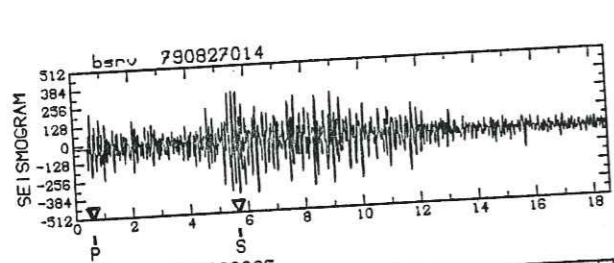
Doublet SA



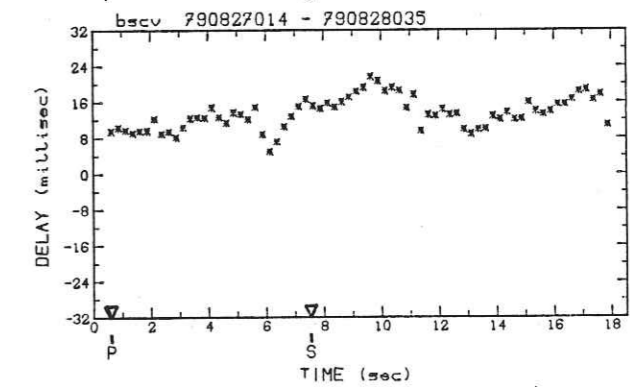
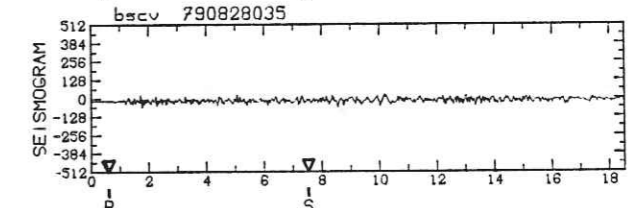
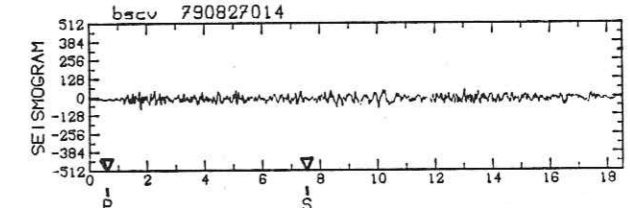
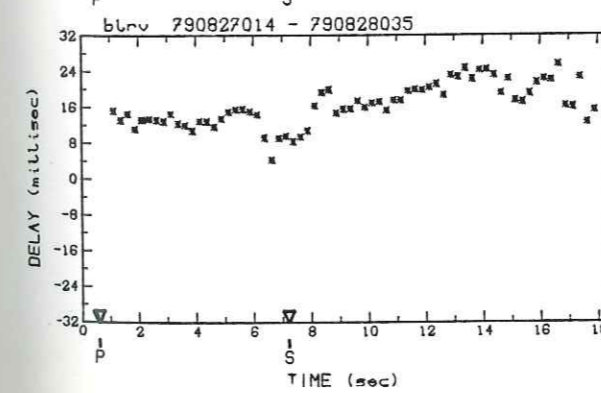
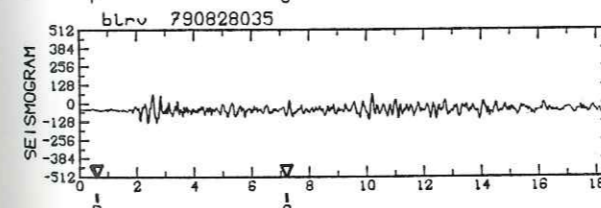
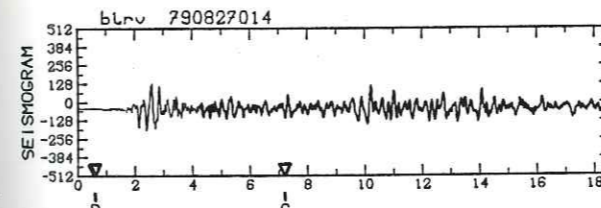
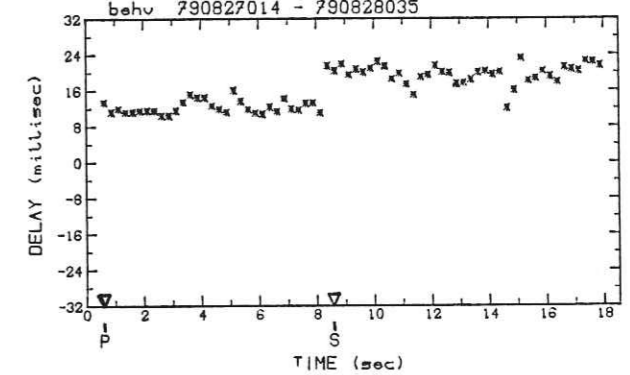
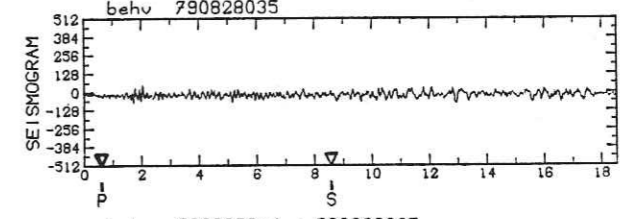
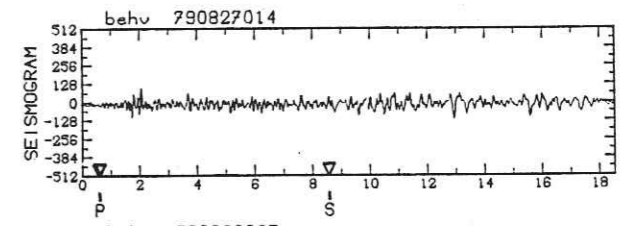
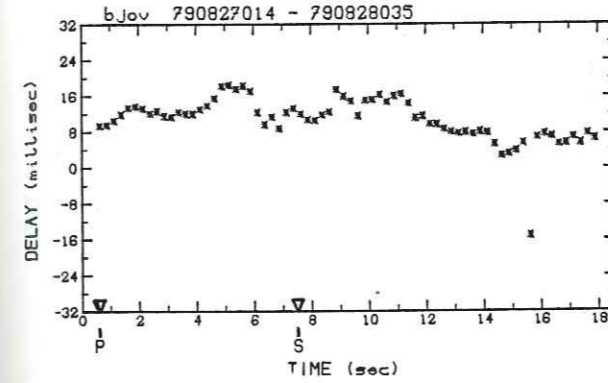
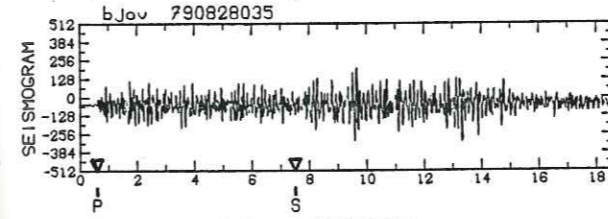
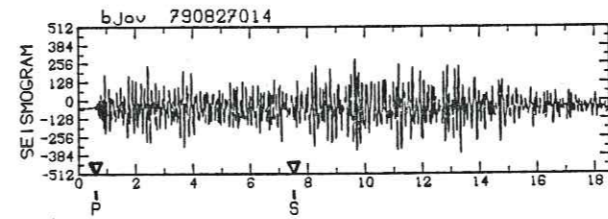
Doublet SA



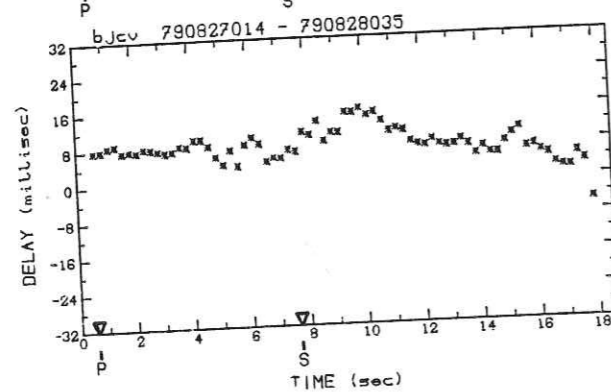
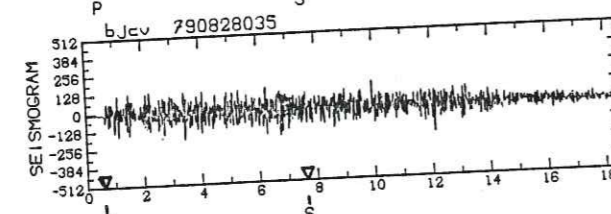
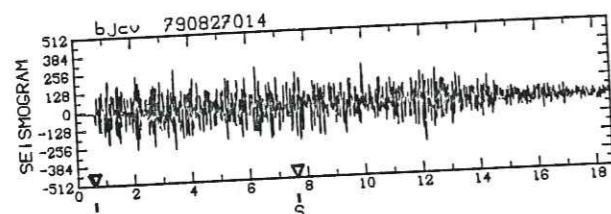
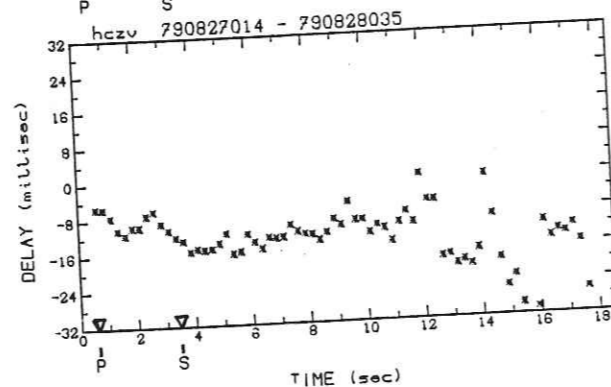
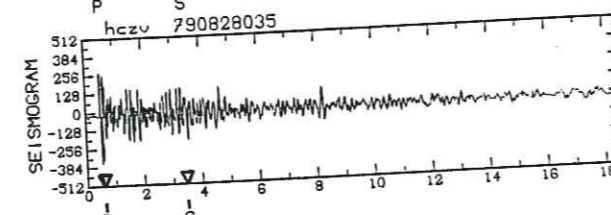
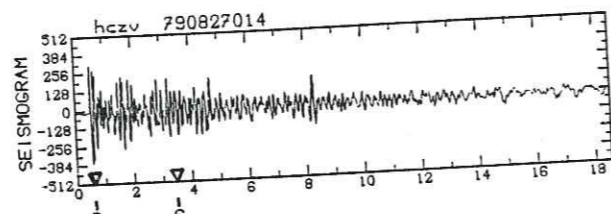
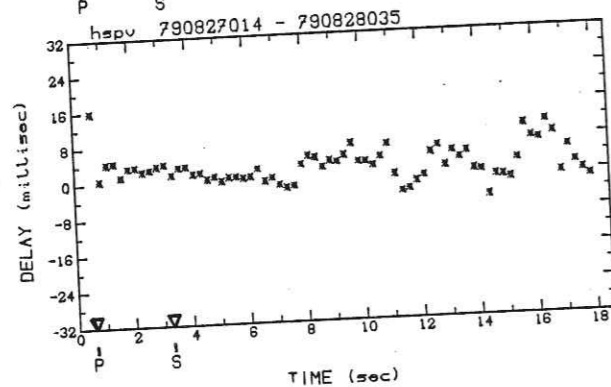
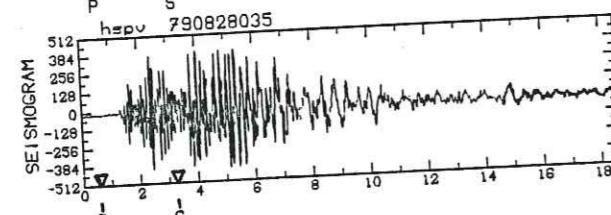
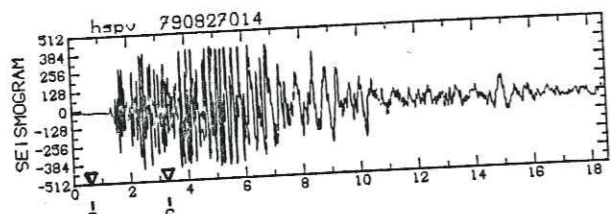
Doublet SA



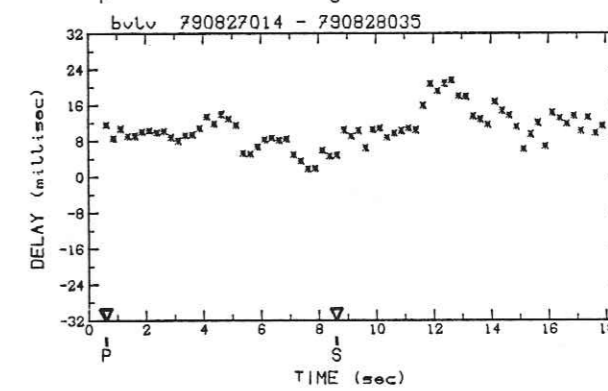
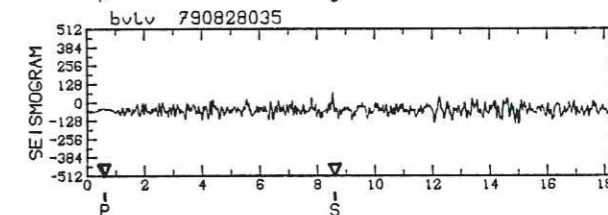
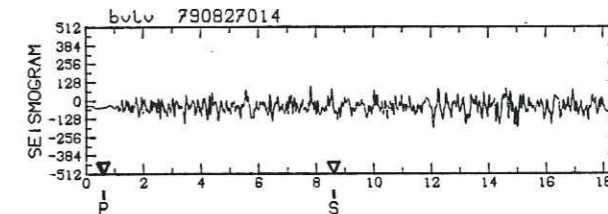
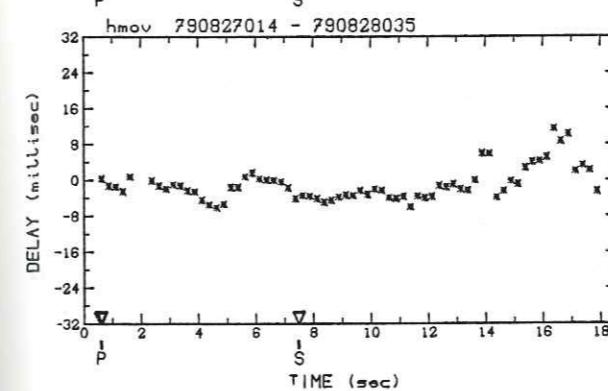
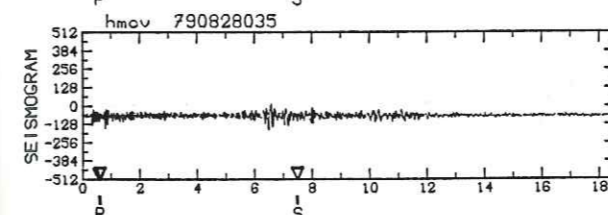
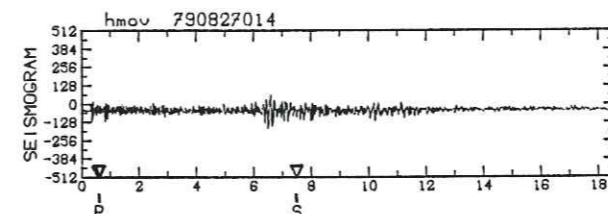
Doublet SA



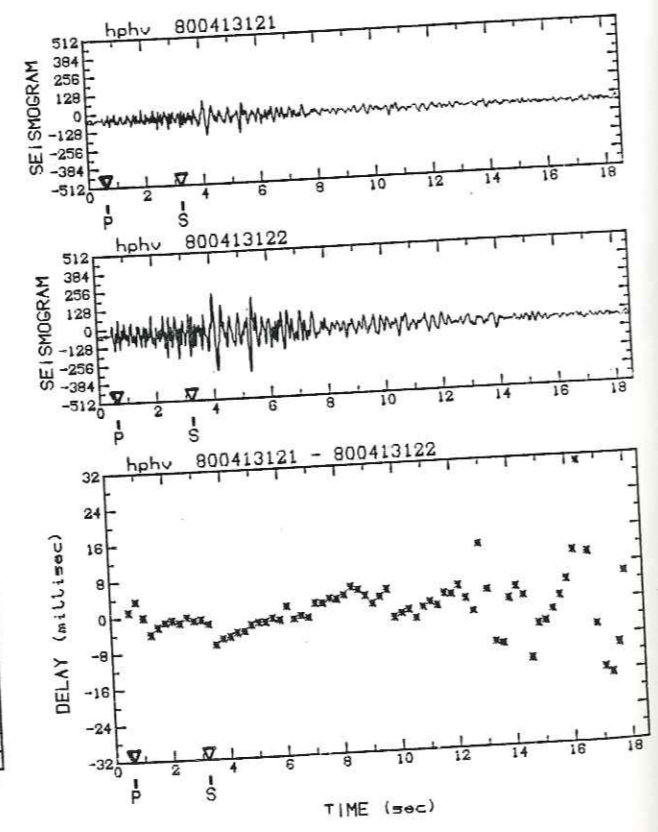
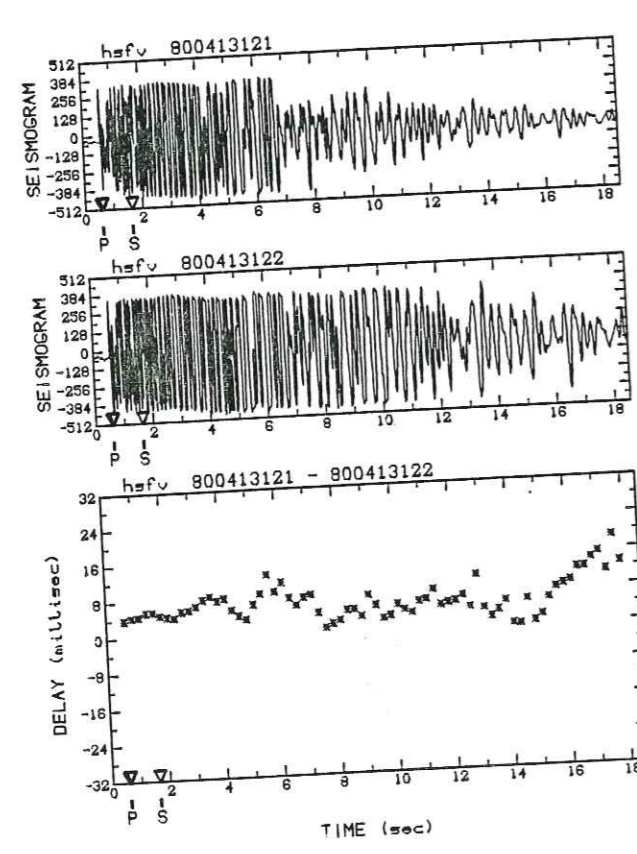
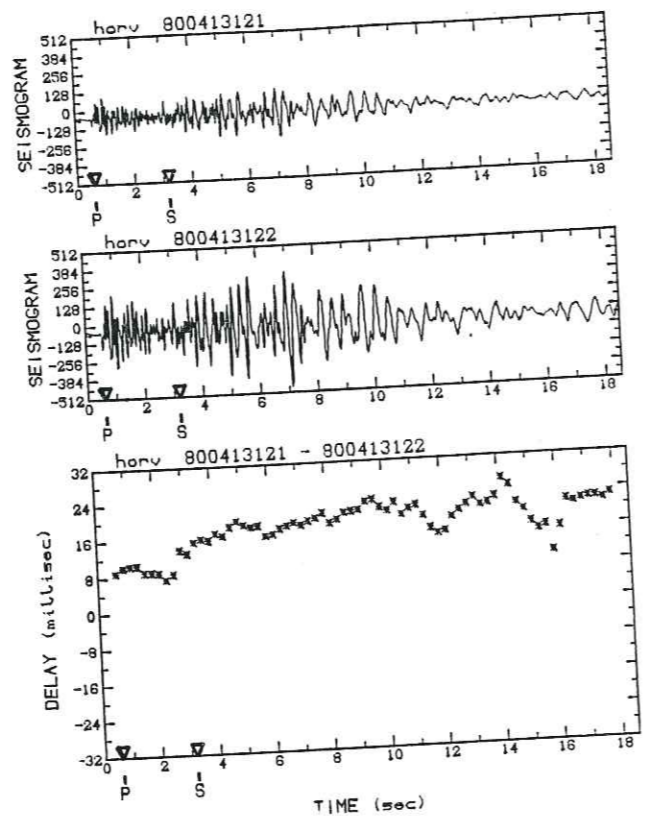
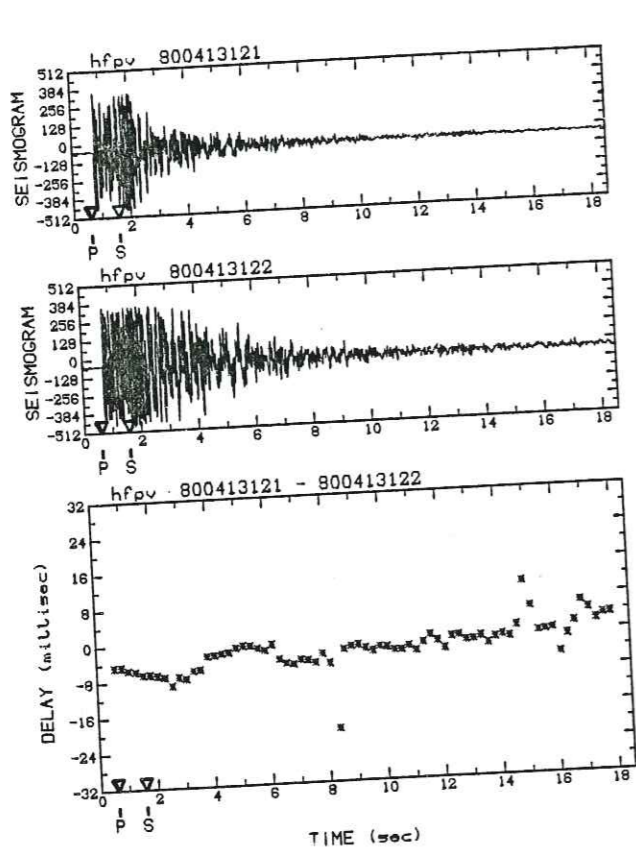
Doublet SA



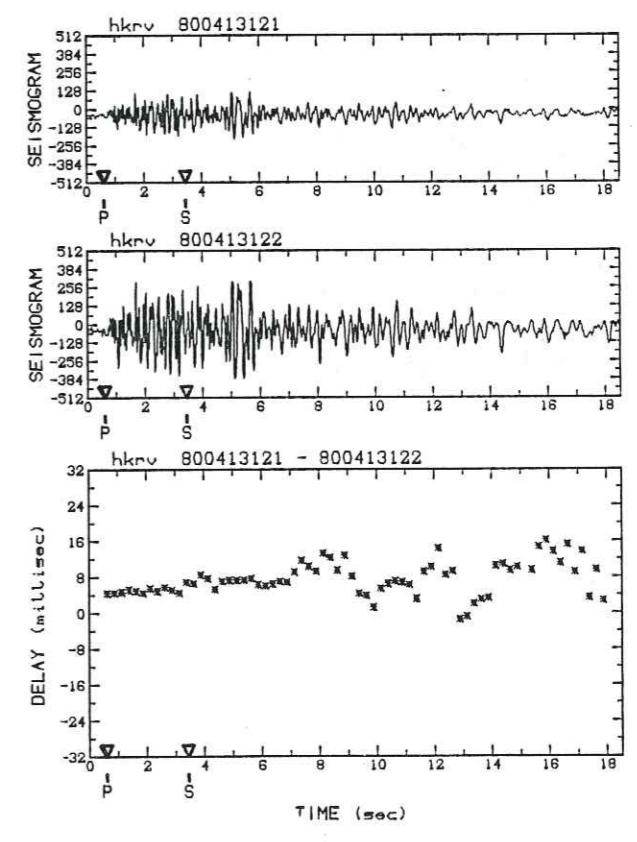
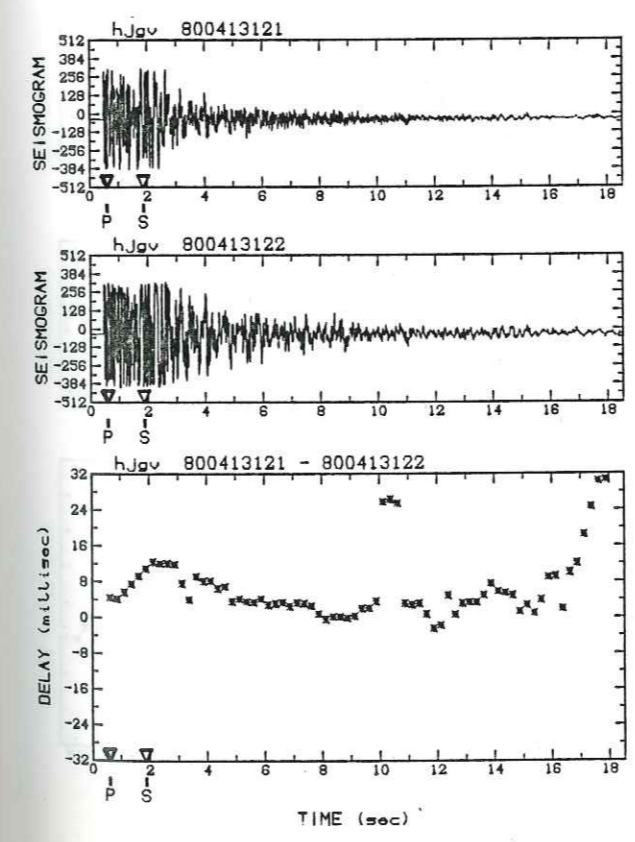
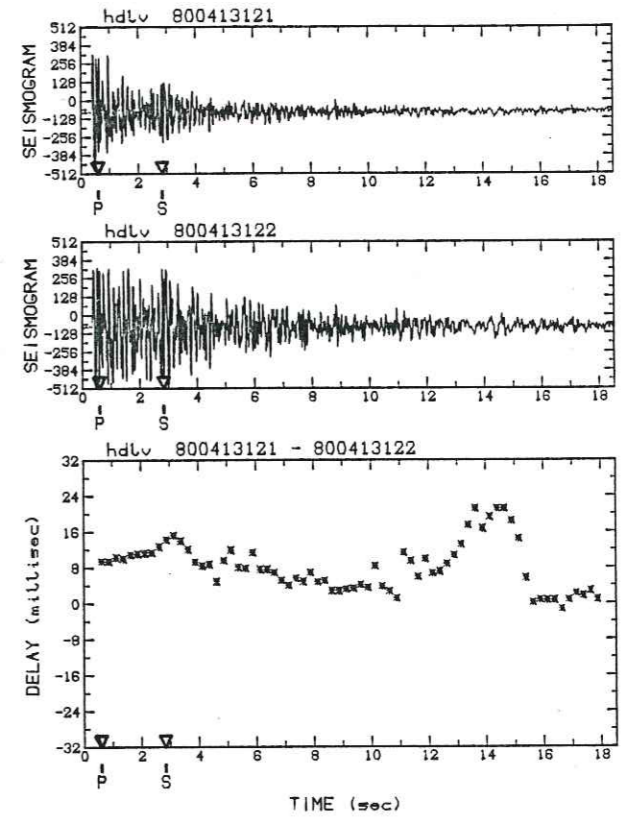
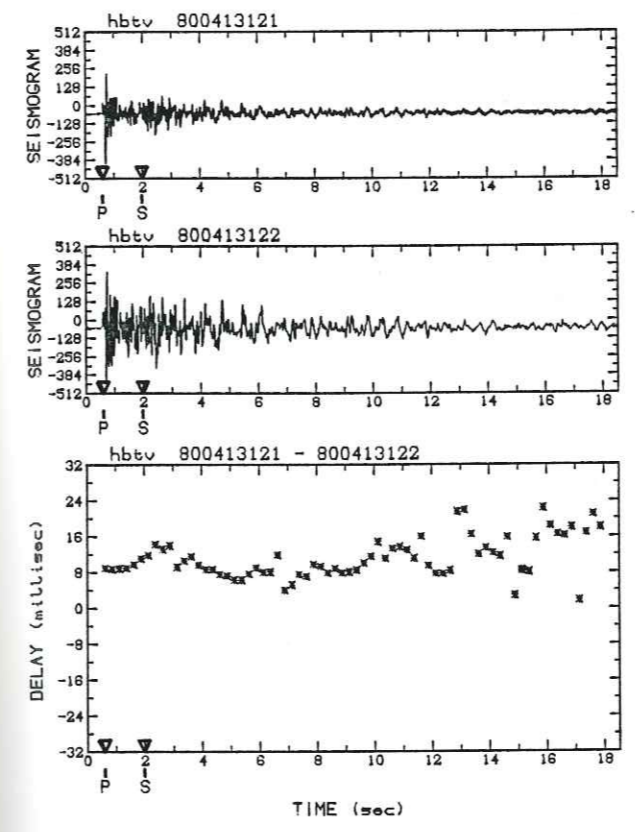
Doublet SA



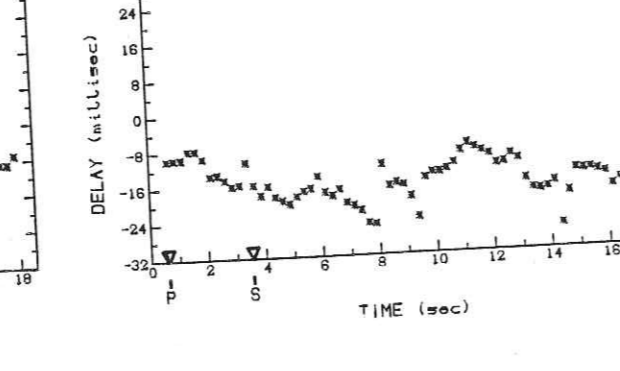
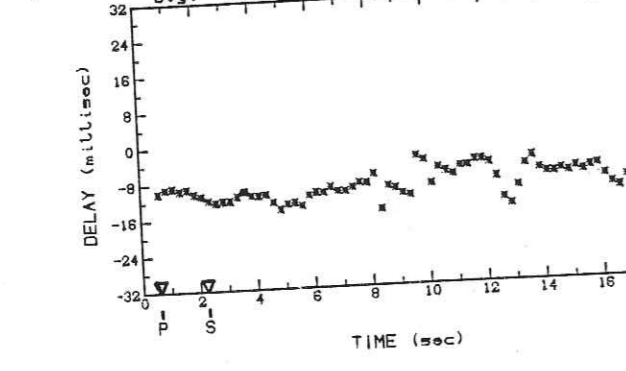
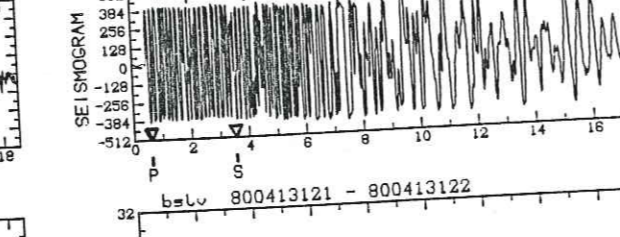
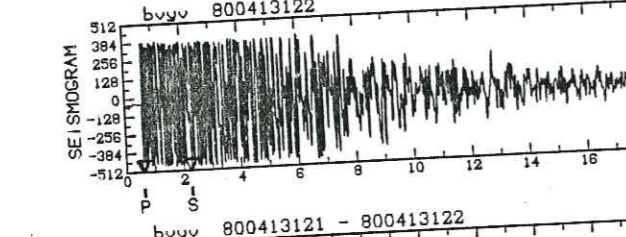
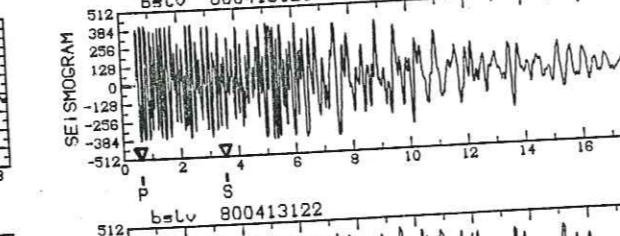
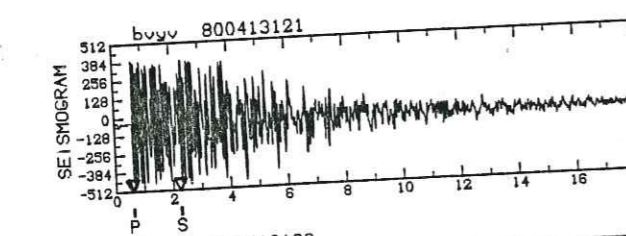
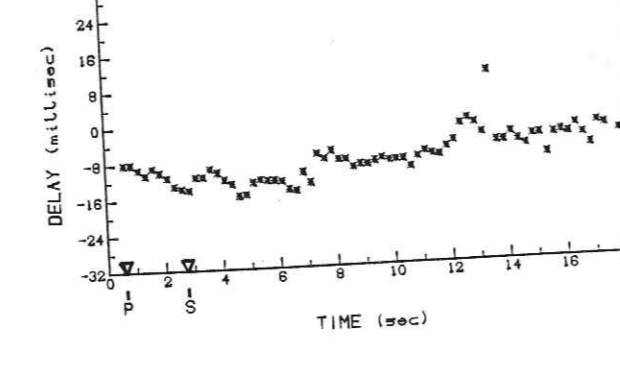
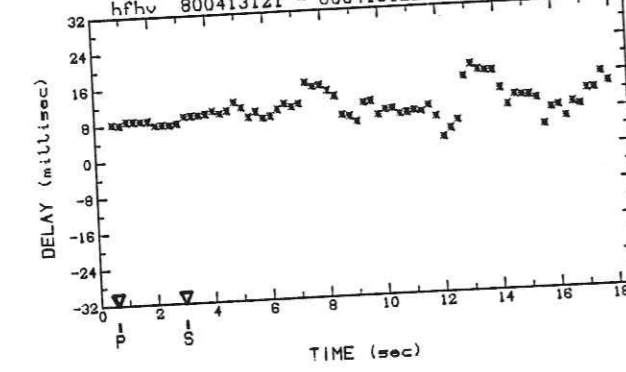
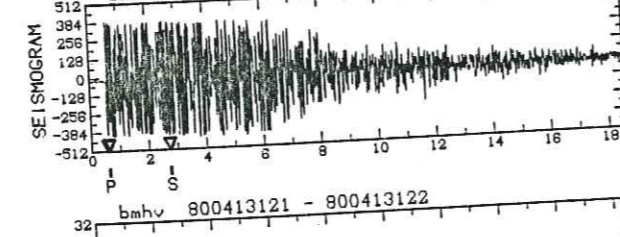
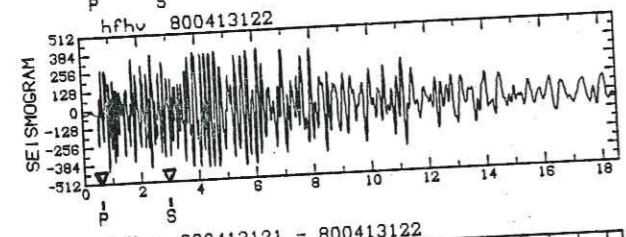
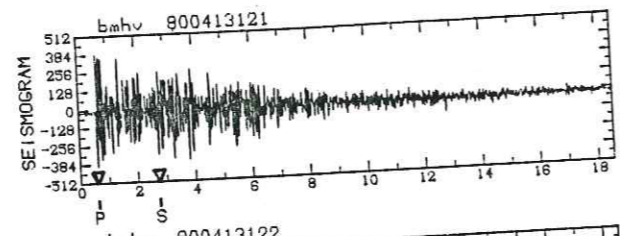
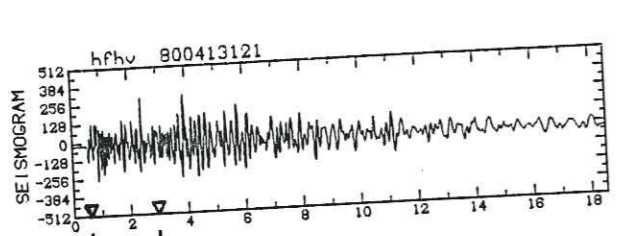
Doublet SA



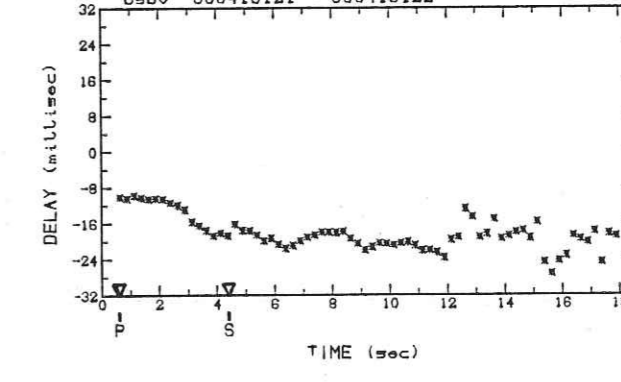
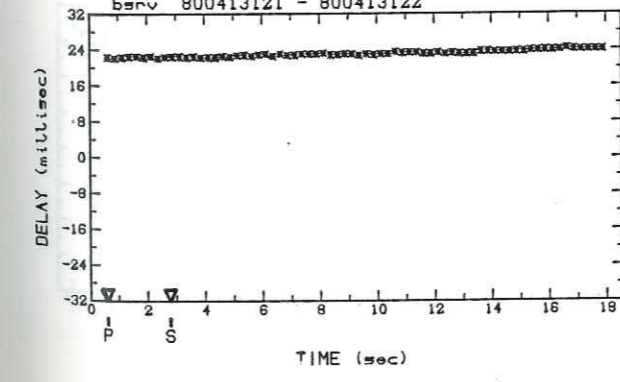
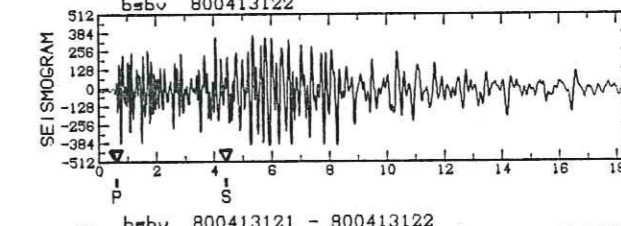
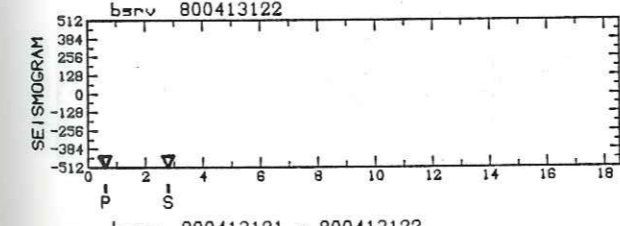
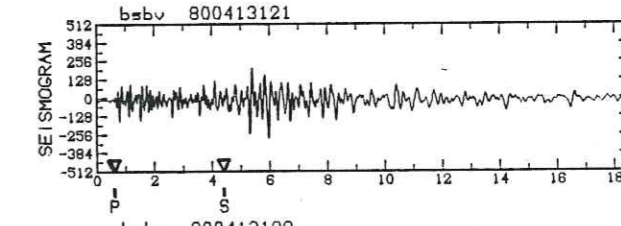
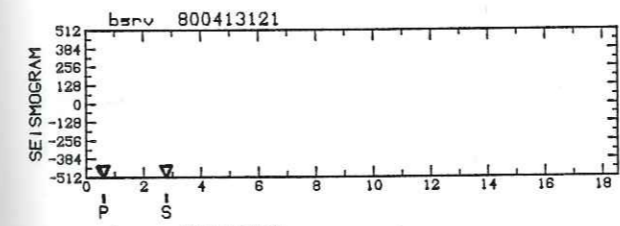
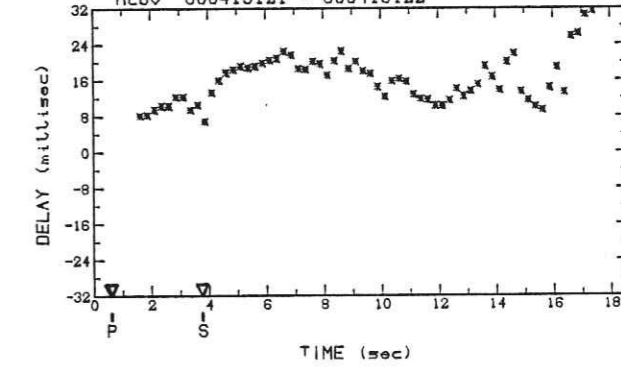
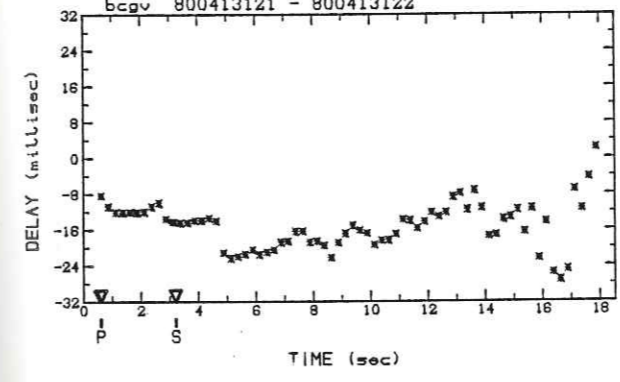
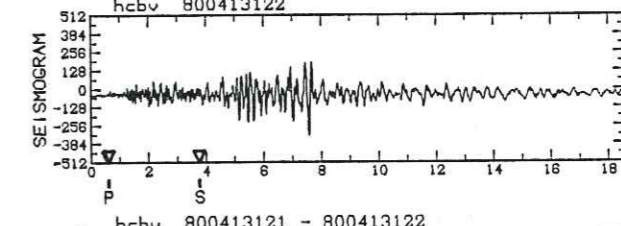
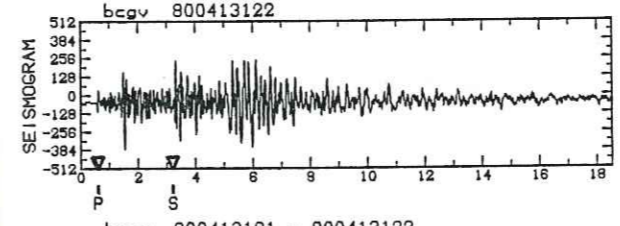
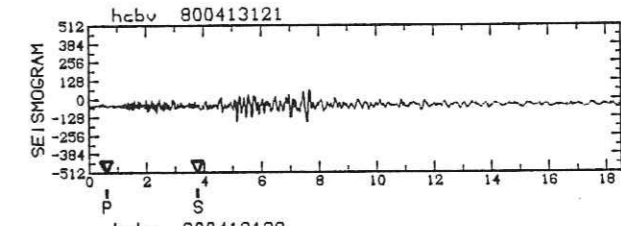
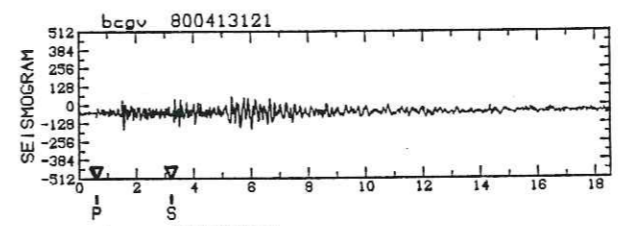
Doublet SF



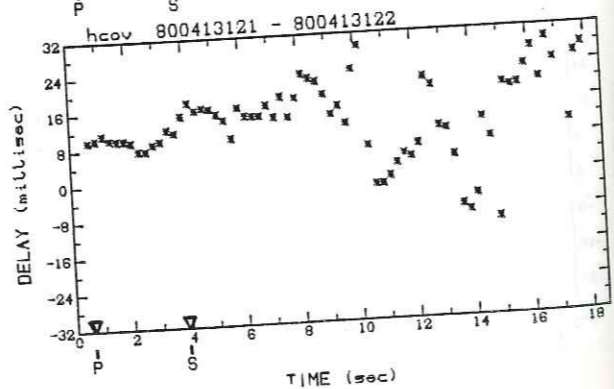
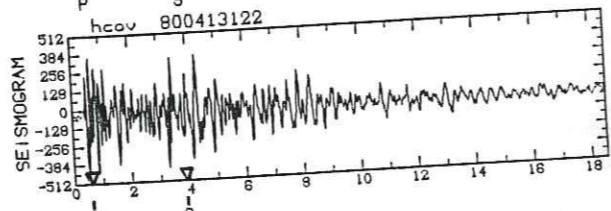
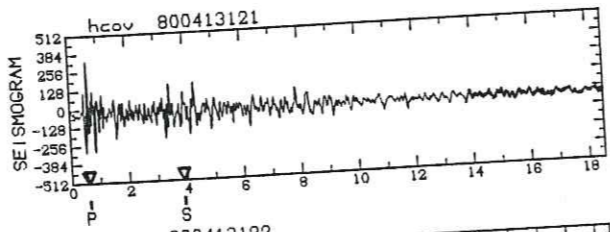
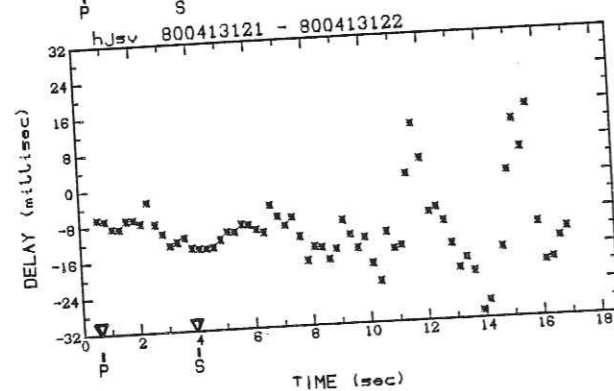
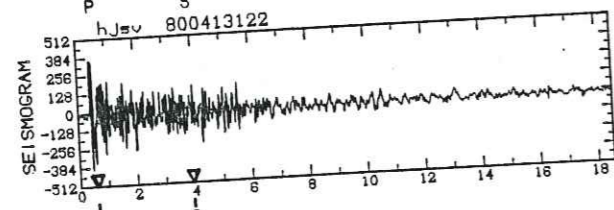
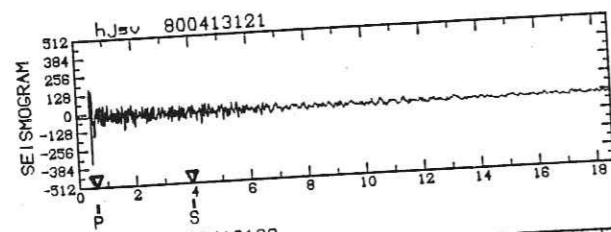
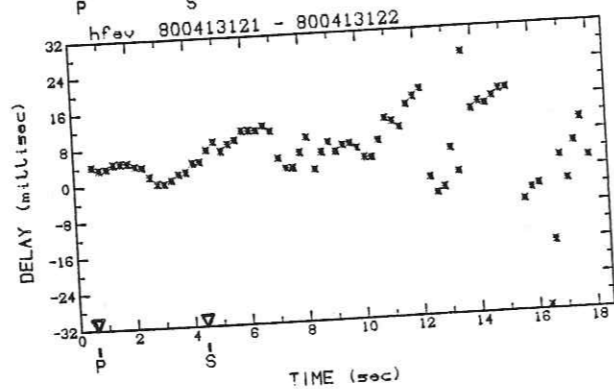
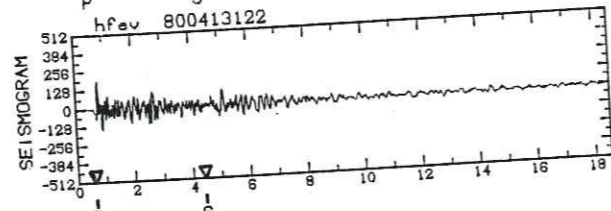
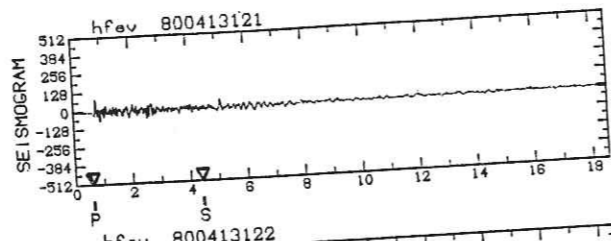
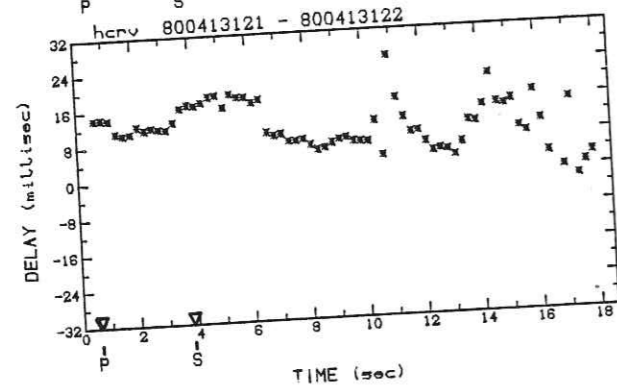
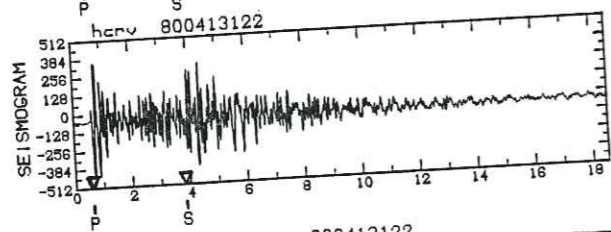
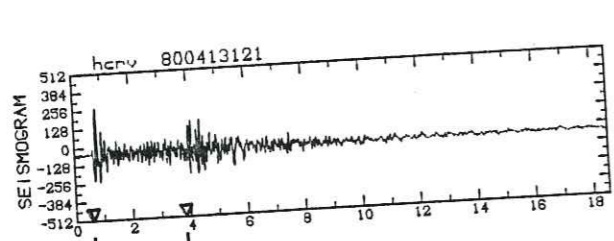
Doublet SF



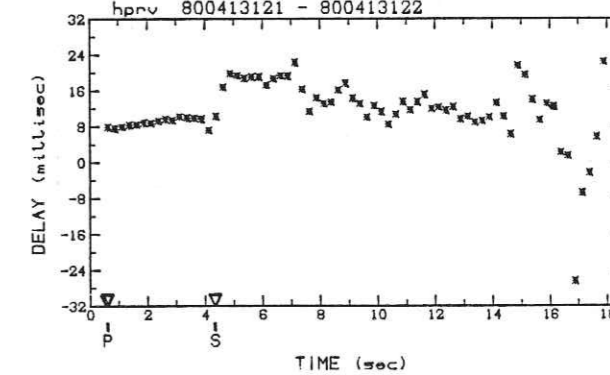
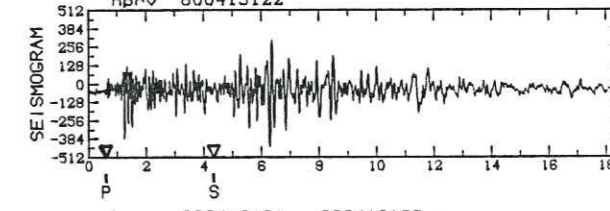
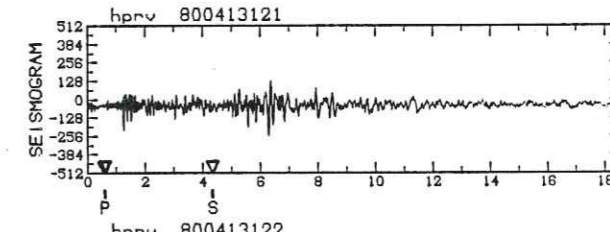
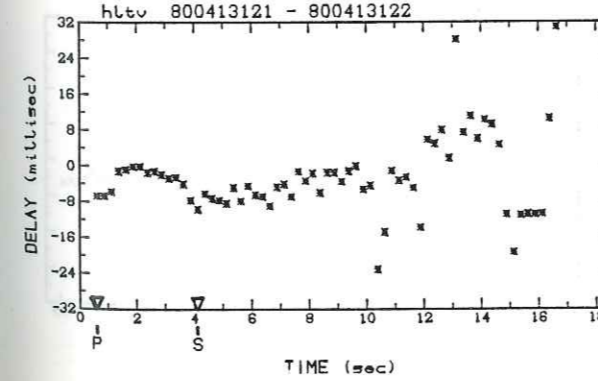
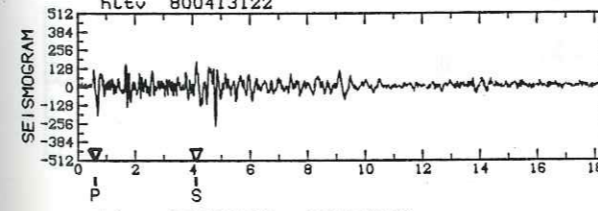
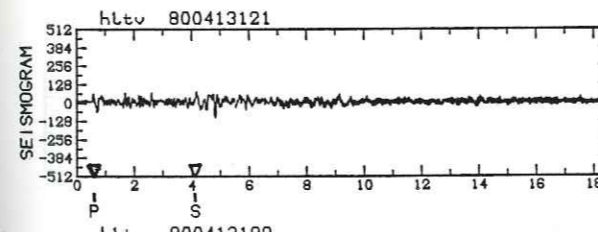
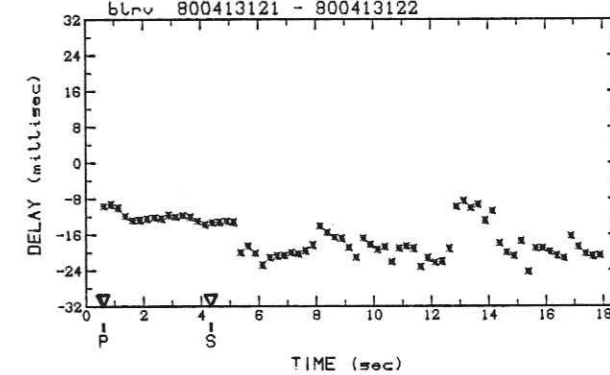
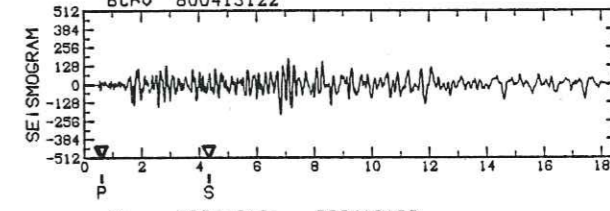
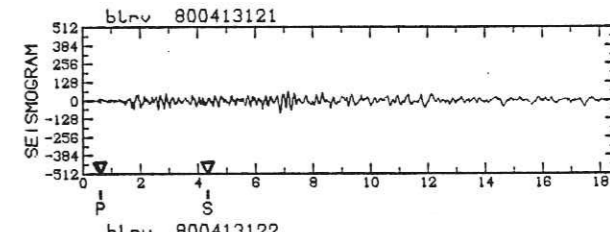
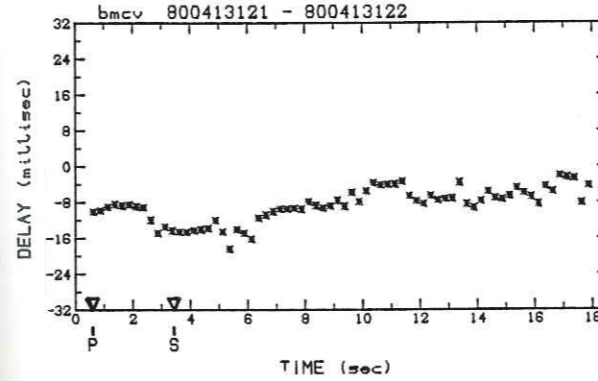
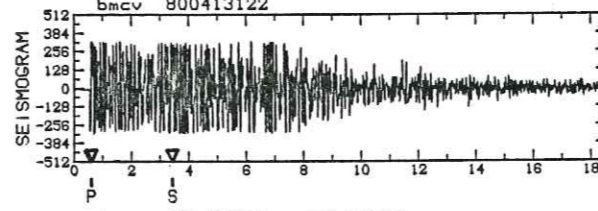
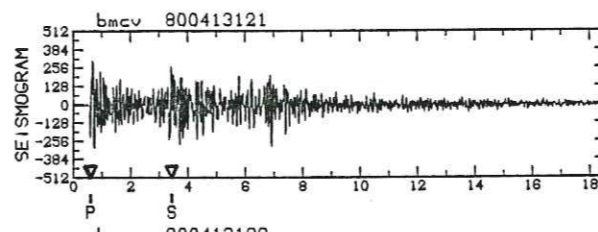
Doublet SF



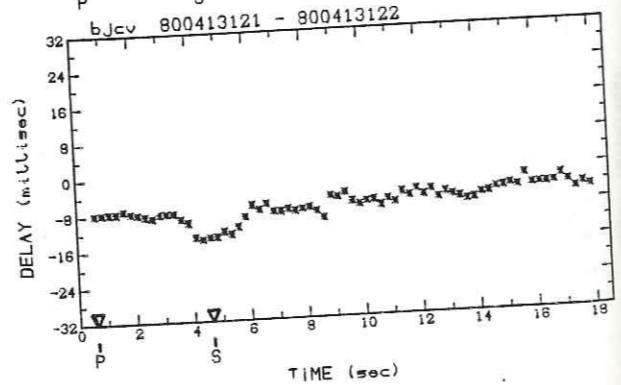
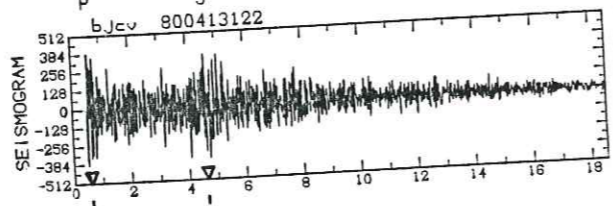
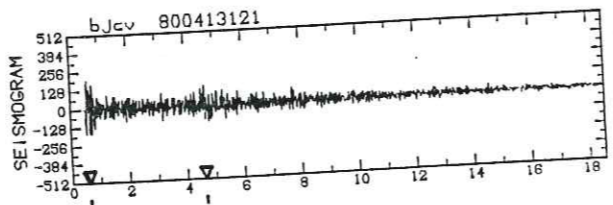
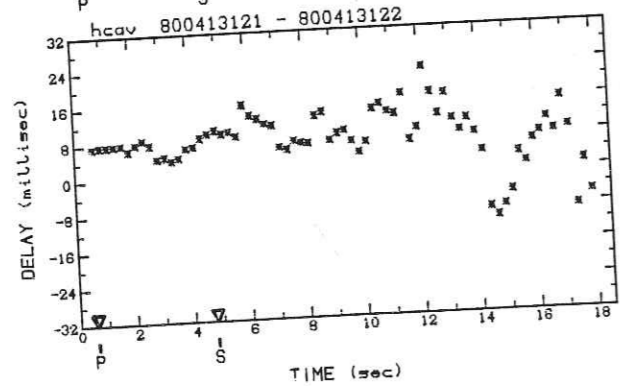
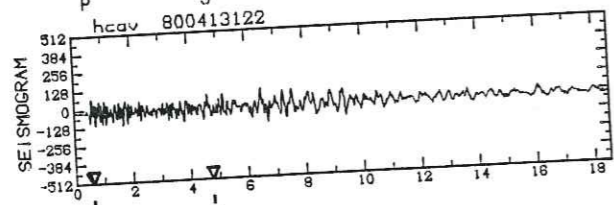
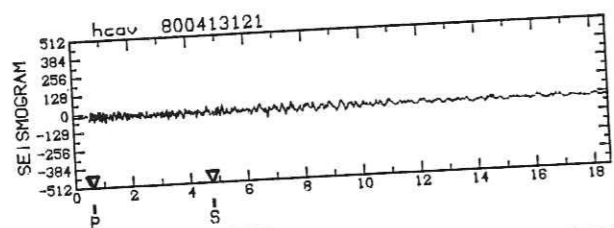
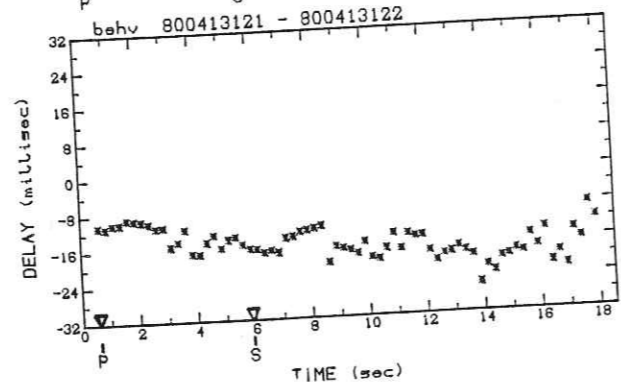
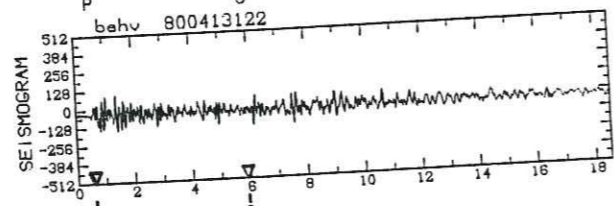
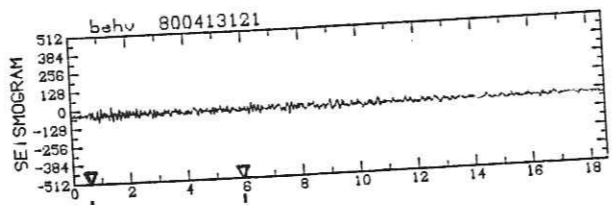
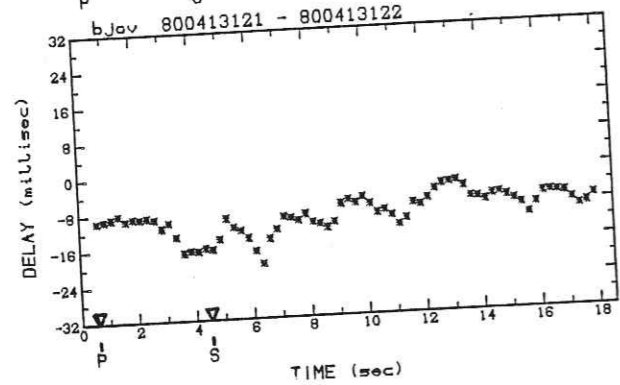
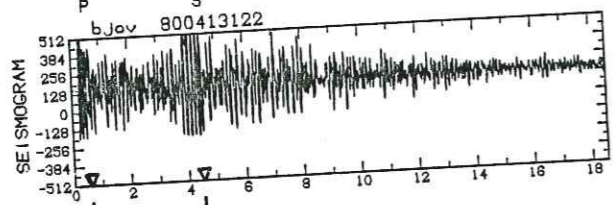
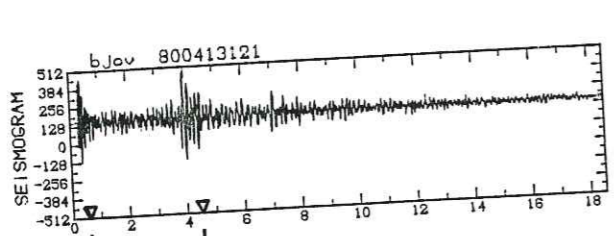
Doublet SF



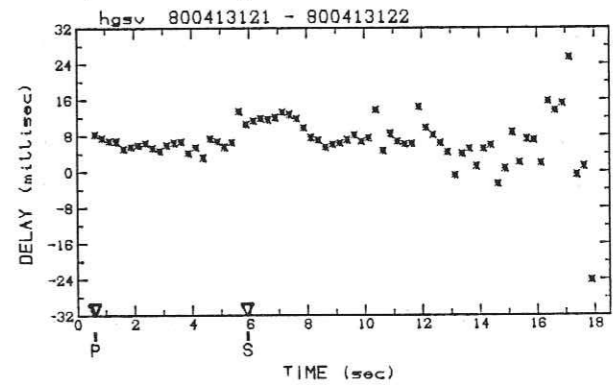
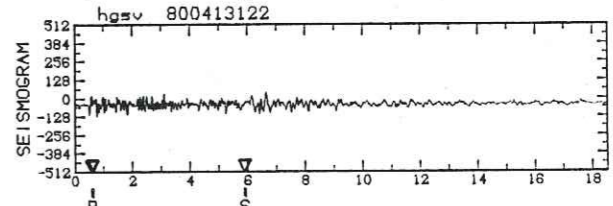
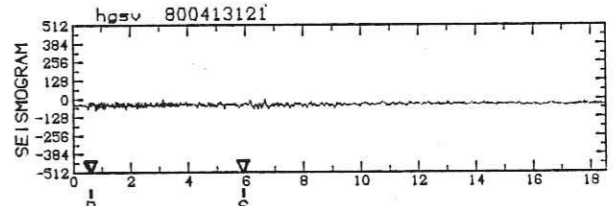
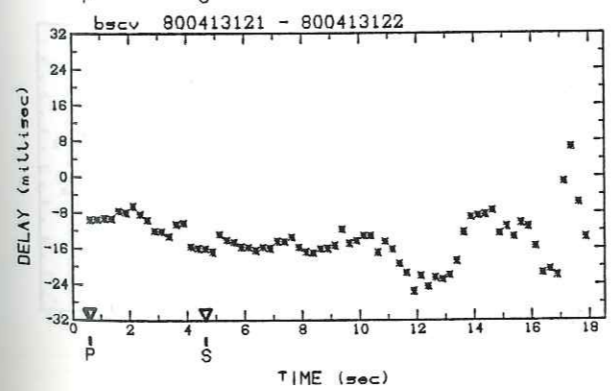
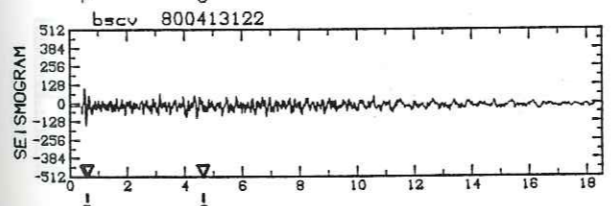
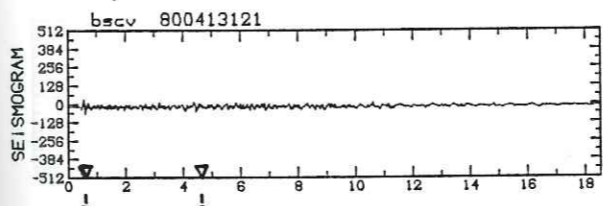
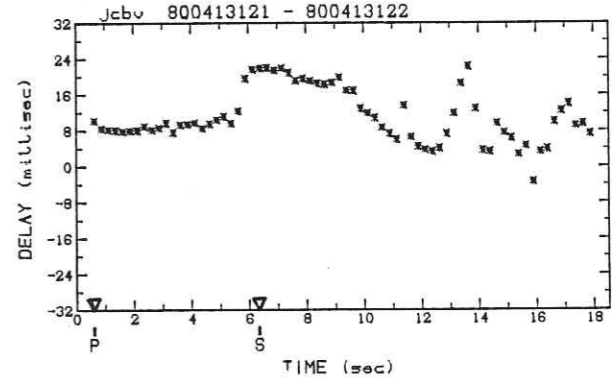
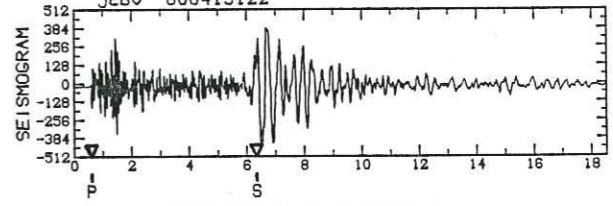
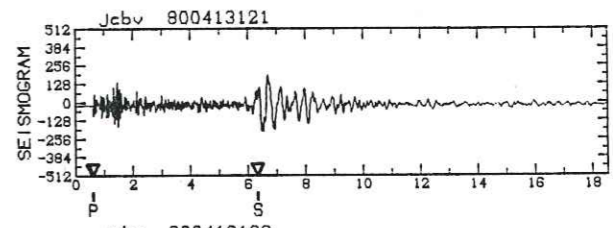
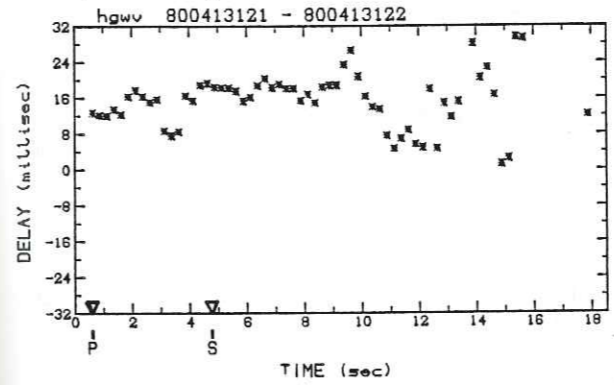
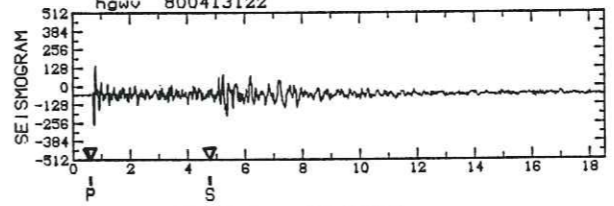
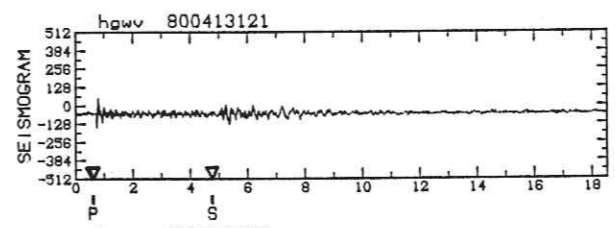
Doublet SF



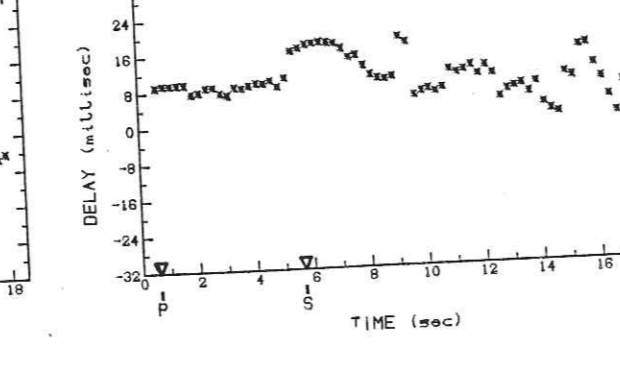
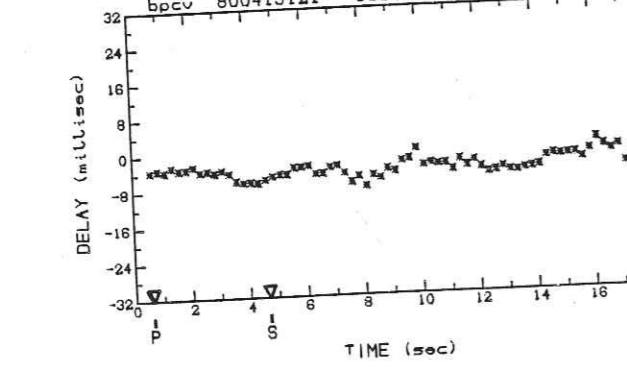
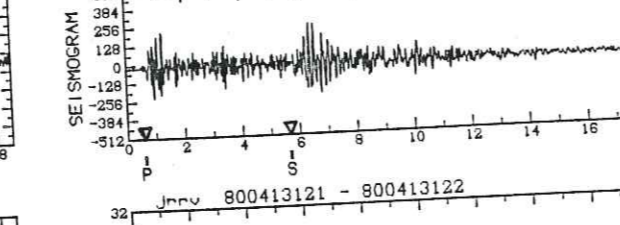
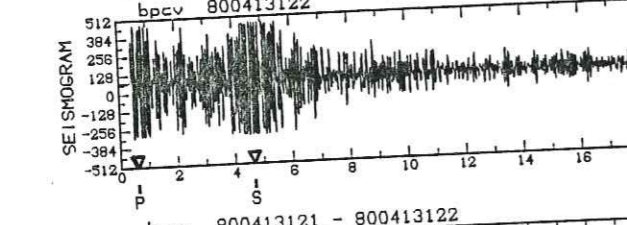
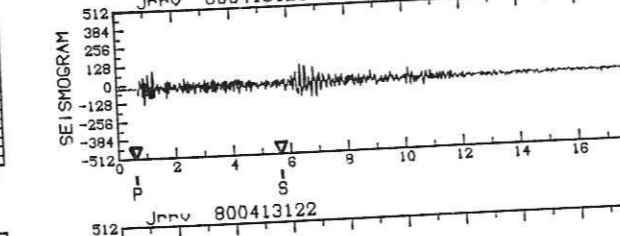
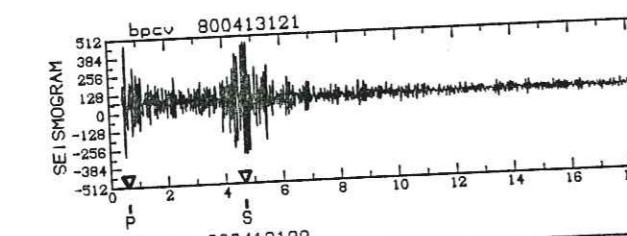
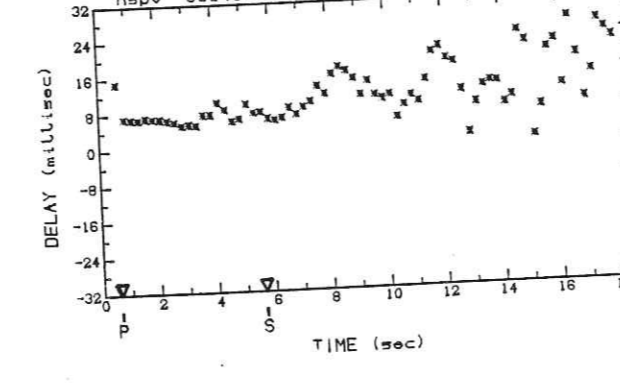
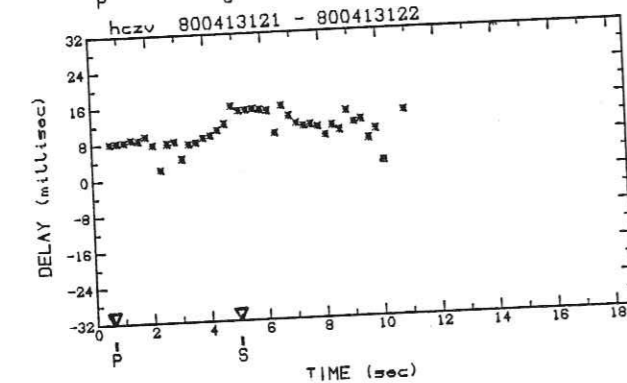
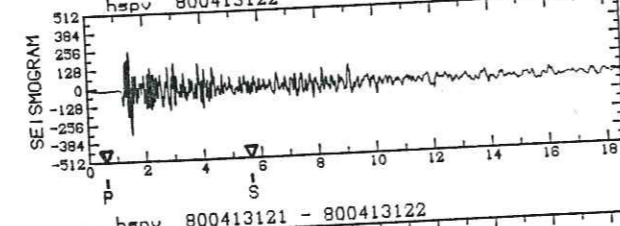
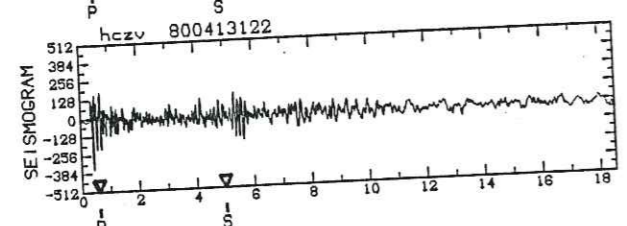
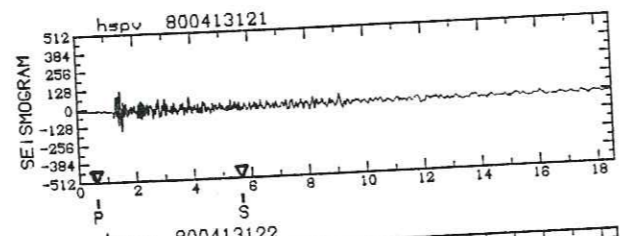
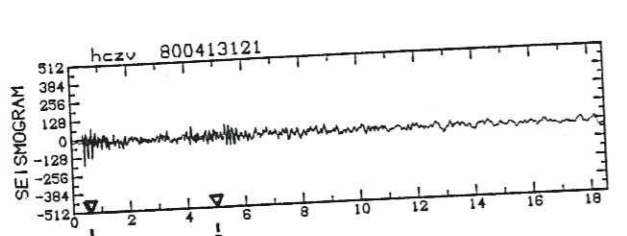
Doublet SF



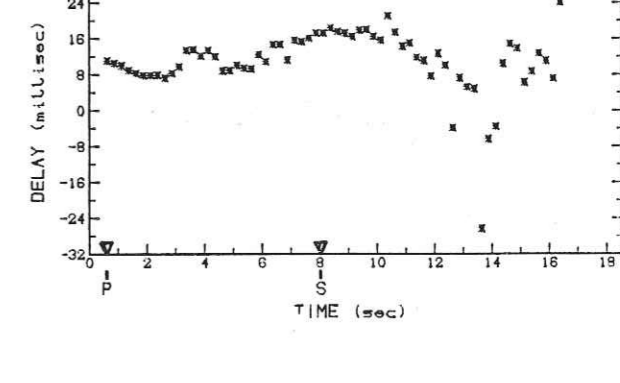
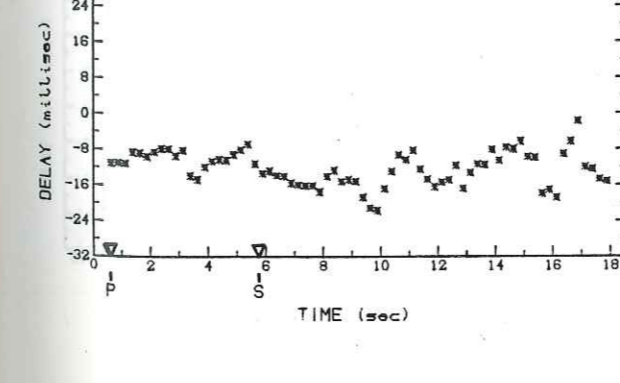
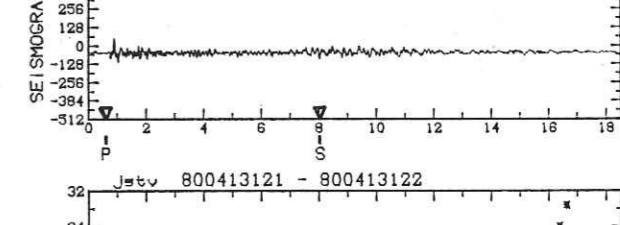
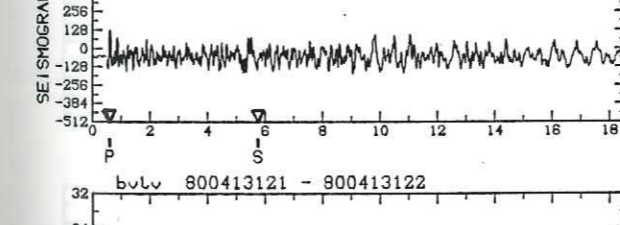
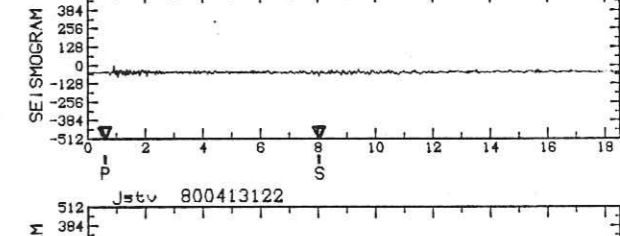
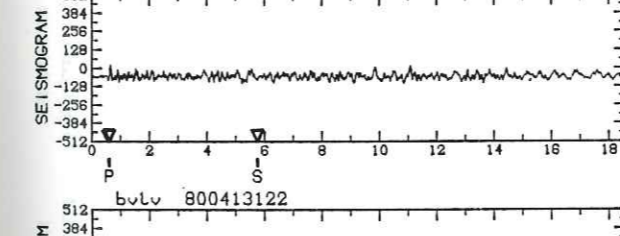
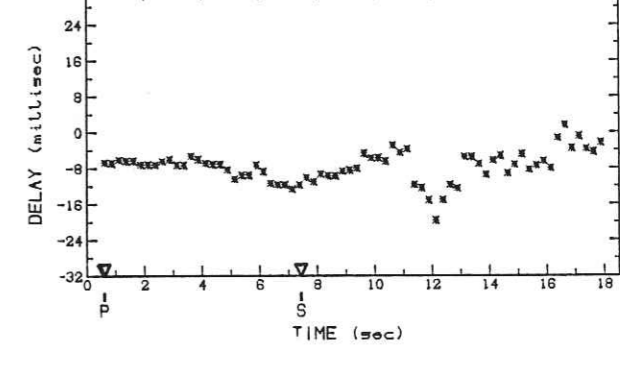
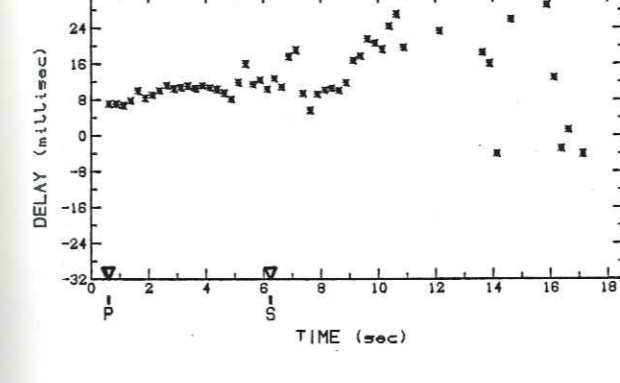
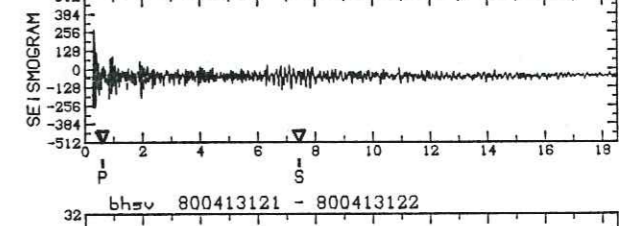
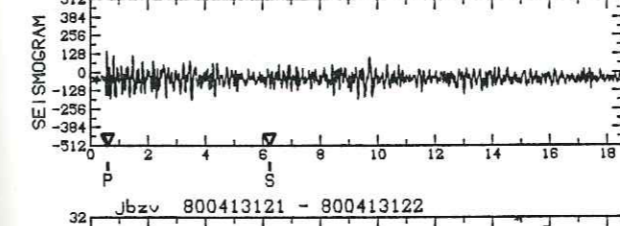
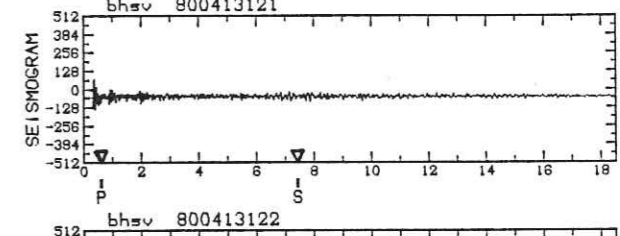
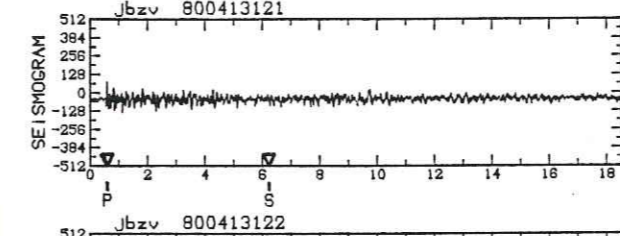
Doublet SF



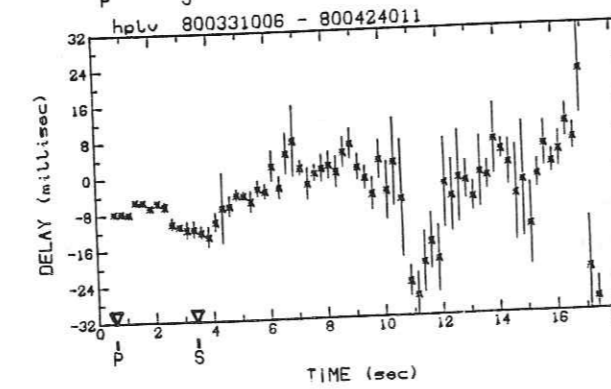
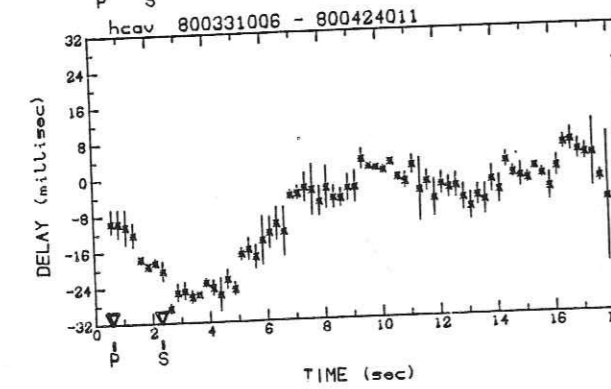
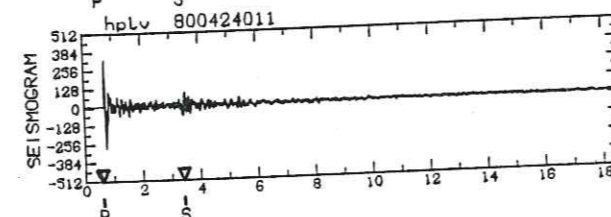
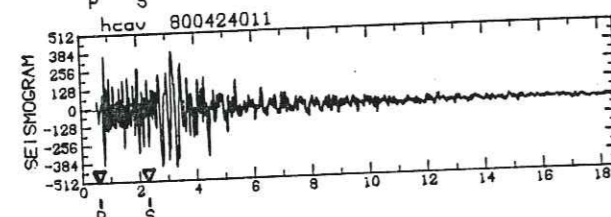
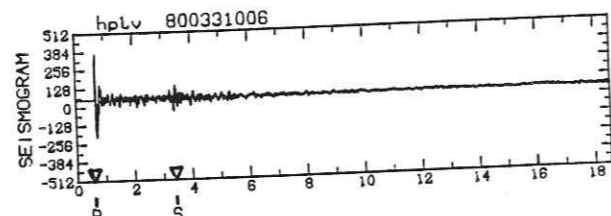
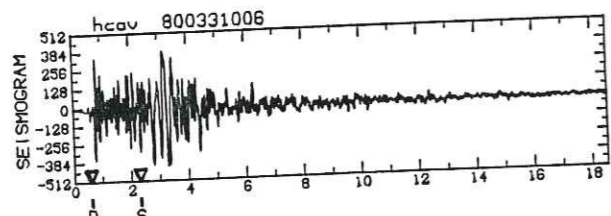
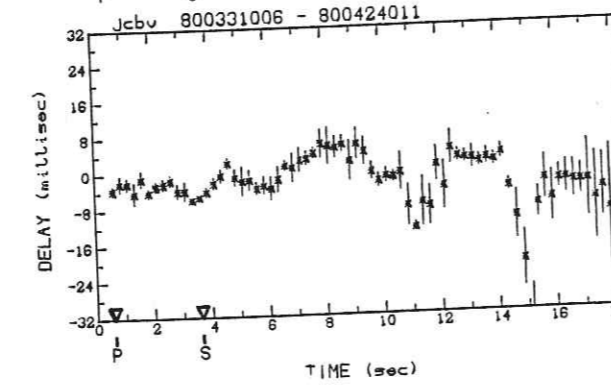
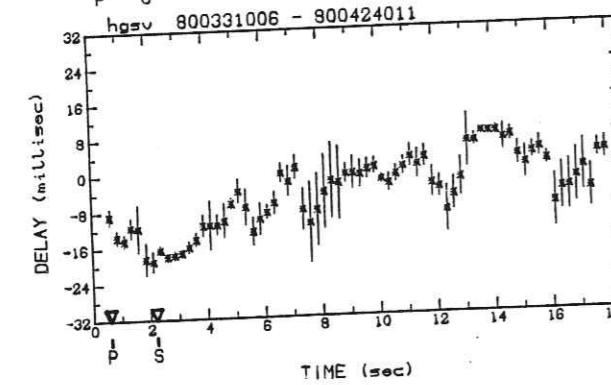
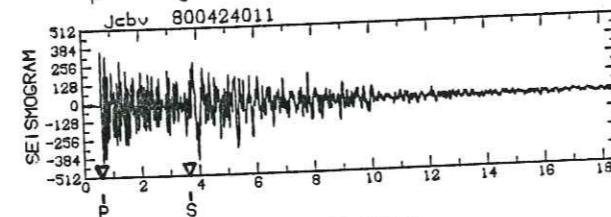
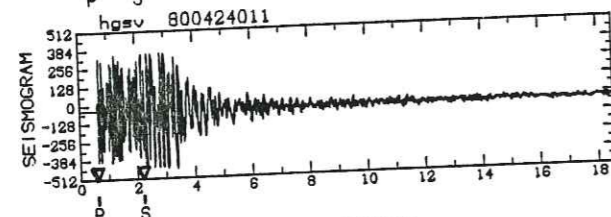
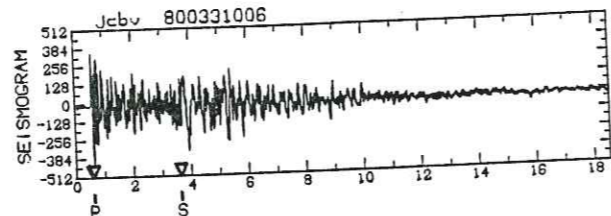
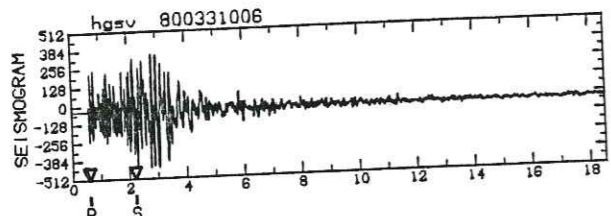
Doublet SF



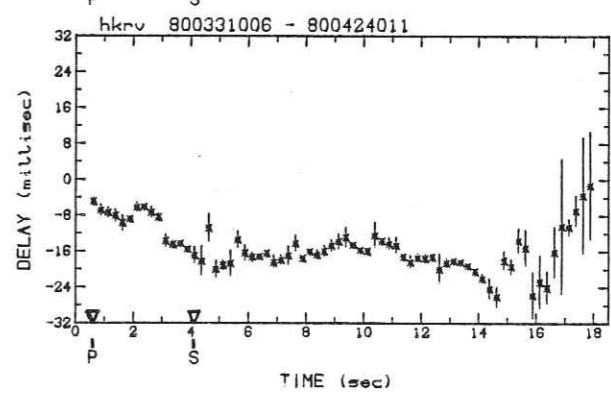
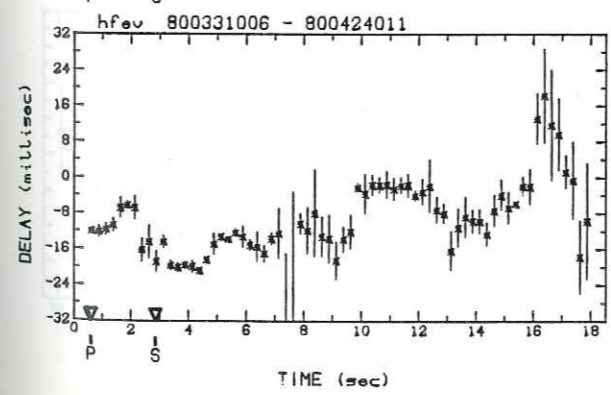
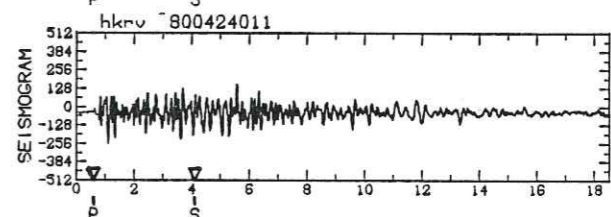
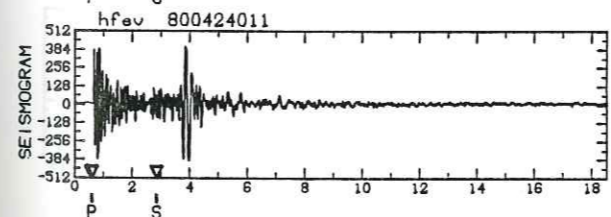
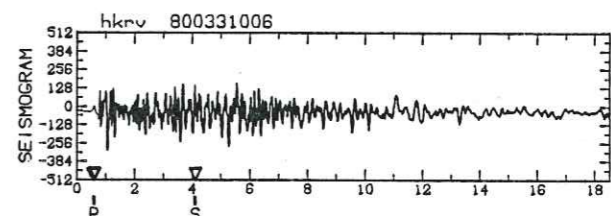
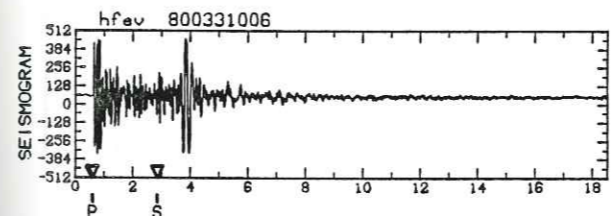
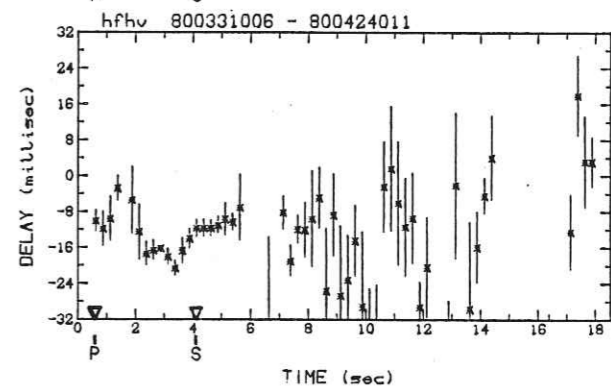
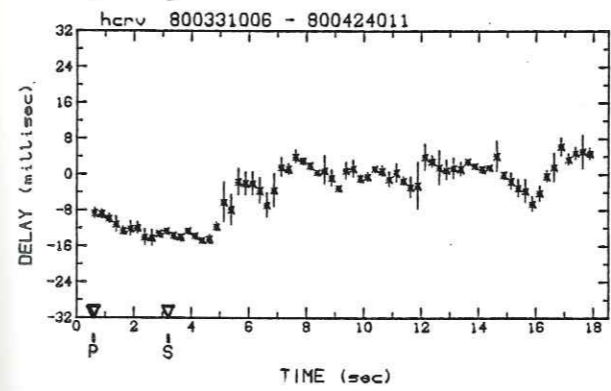
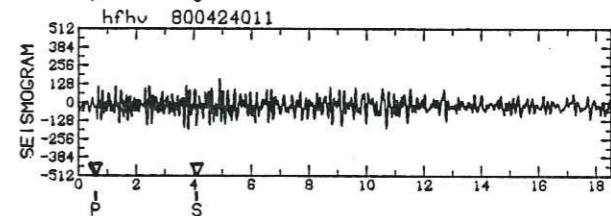
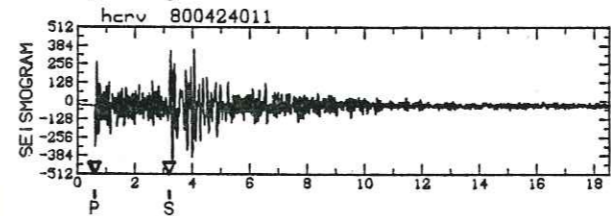
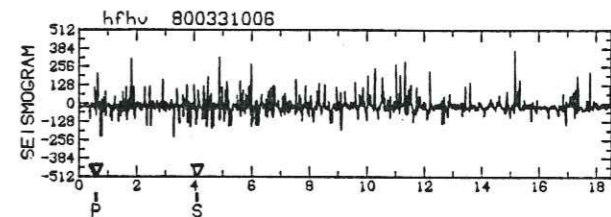
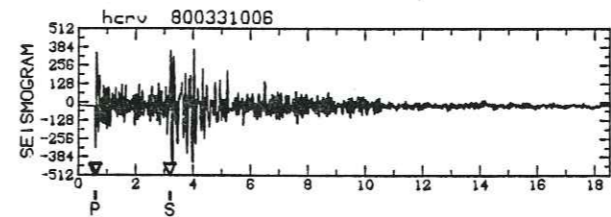
Doublet SF



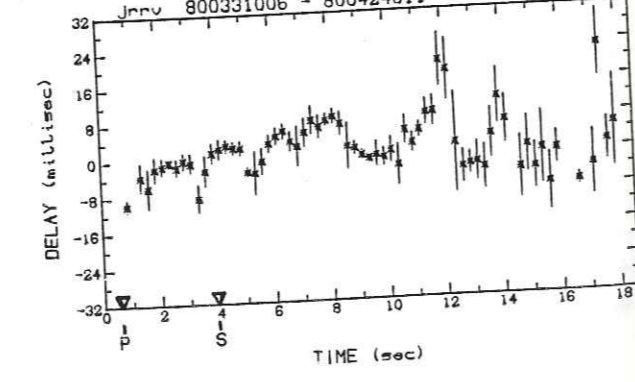
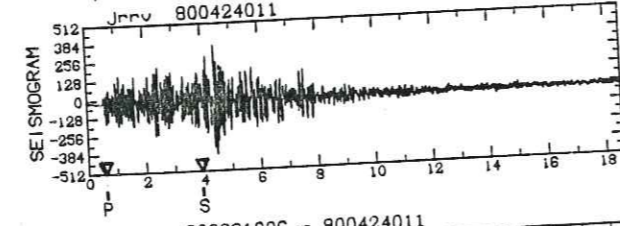
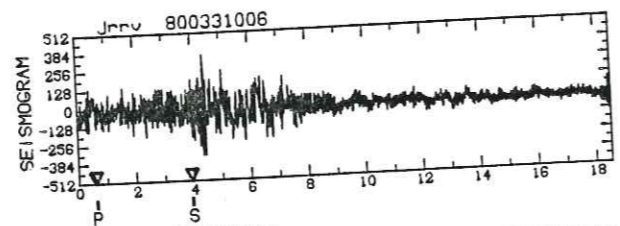
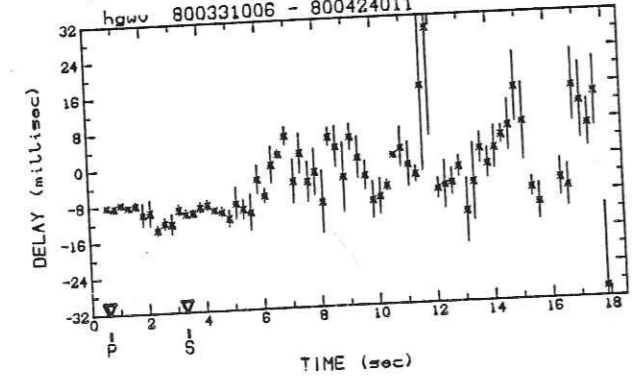
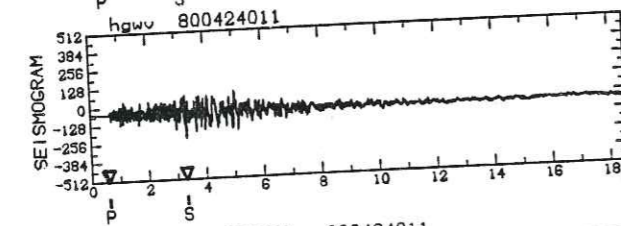
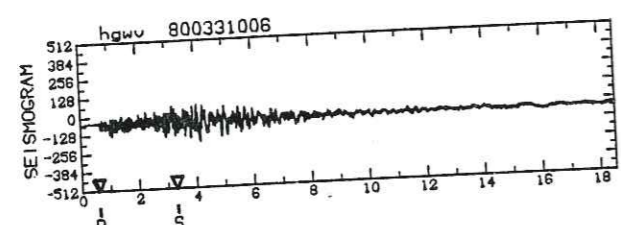
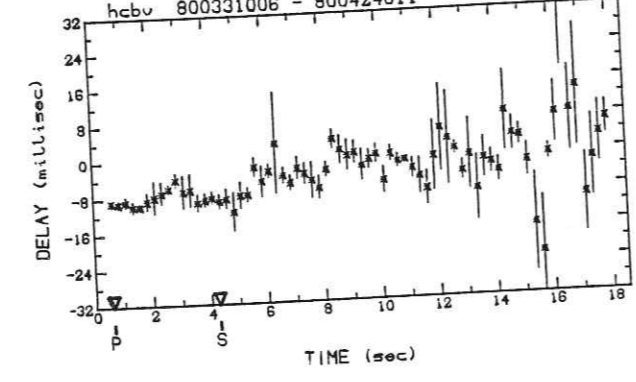
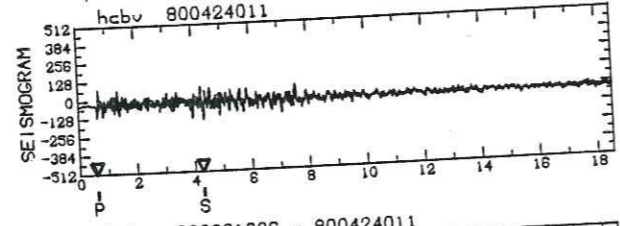
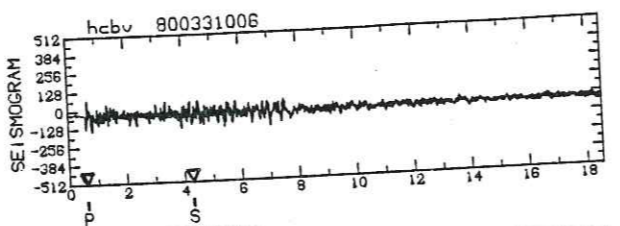
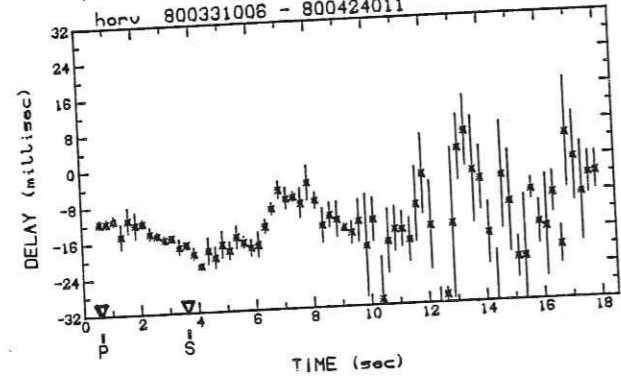
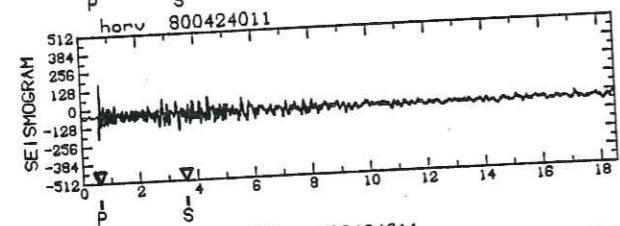
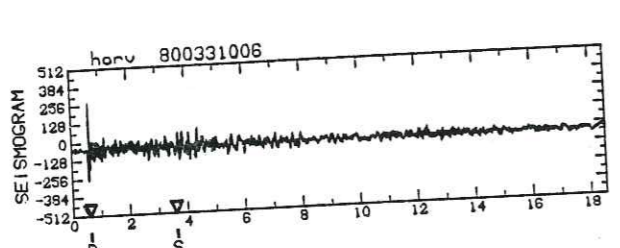
Doublet SF



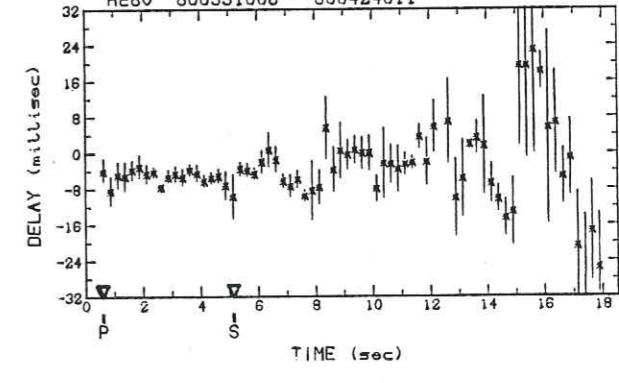
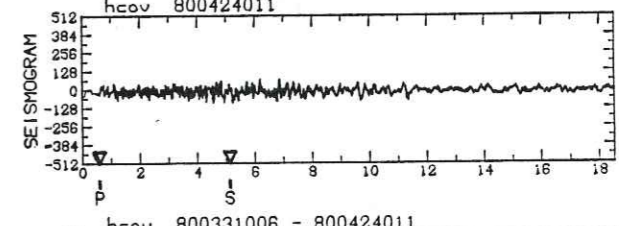
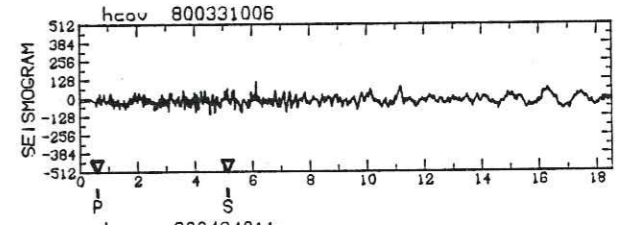
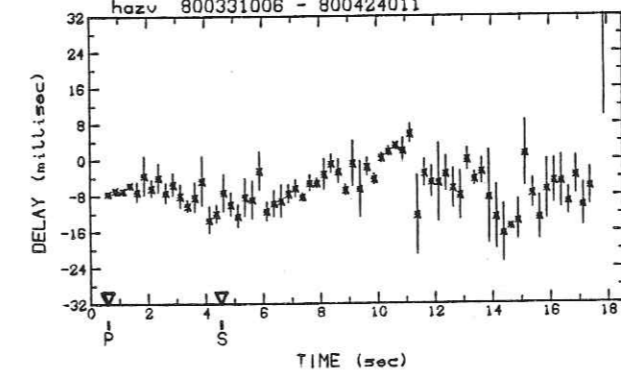
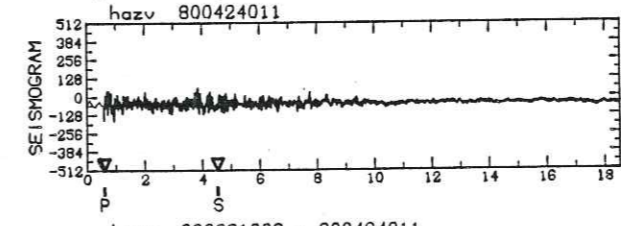
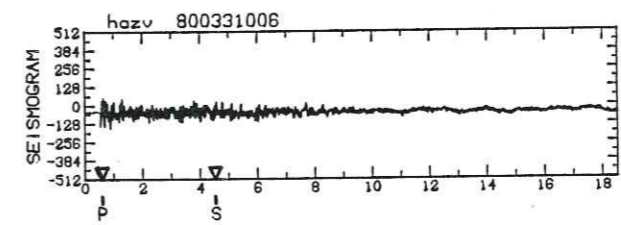
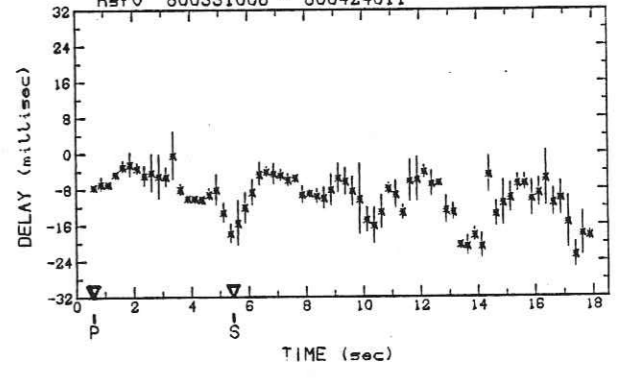
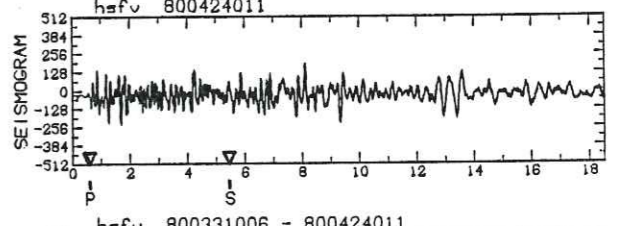
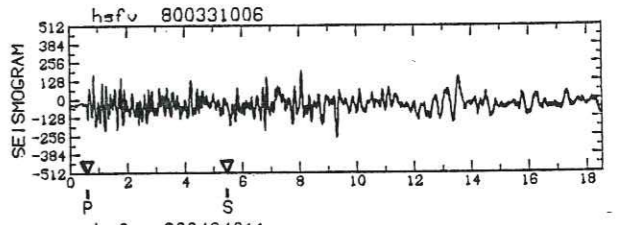
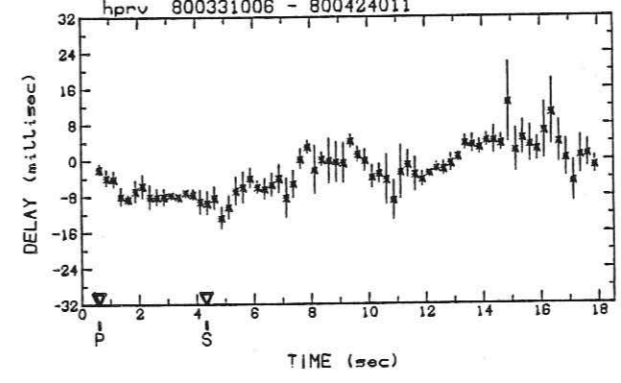
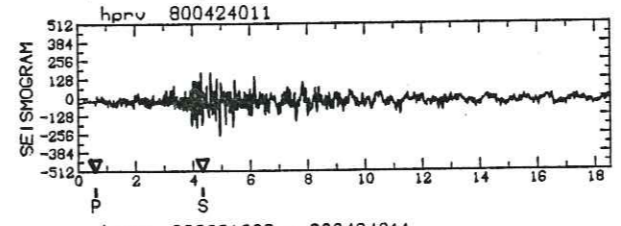
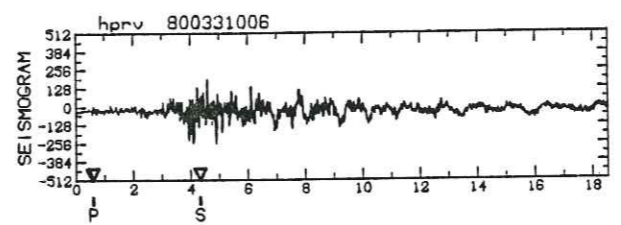
Doublet A6/56



Doublet A6/56



Doublet A6/56



Doublet A6/56

CHAPITRE VI
LES DOUBLETS TEMPORELS
MESURES DE VARIATIONS DE VITESSE DANS LA CROUTE

VI.1. INTRODUCTION

La possibilité de mesurer des variations de vitesse des ondes sismiques, en particulier celles liées à des changements d'état de contrainte a été étudiée depuis le milieu des années 60 (voir par exemple Rikitake 1976 ou Ward 1979). Le grand intérêt suscité par ces mesures était l'application à la prédiction des séismes. De nombreux résultats de variations prémonitoires du rapport V_p/V_s mesuré à l'aide de séismes locaux ont été obtenus en U.R.S.S. dans la région de Garm (Savarensky 1968, Semenov 1969, Lukk et Nersesov 1978). Les variations se situaient entre 1 et 15%. A la suite de ces résultats, des mesures semblables ont été effectuées aux Etats-Unis puis au Japon dans les années 70. Certaines ont mis en évidence des variations de V_p et de V_p/V_s (Aggarwal et coll. 1973 et 1975, Whitcomb et coll. 1973, Robinson et coll. 1974, Wesson et coll. 1977) en utilisant les temps d'arrivée des ondes P et S de séismes locaux. Le modèle de la dilatance (Nur 1972, Scholz et coll. 1973) a permis d'expliquer ces variations et leur utilisation en temps que précurseurs.

Par contre d'autres auteurs ont échoué dans la recherche de précurseurs du type V_p ou V_p/V_s , en particulier pour la faille de San Andreas (Boore et coll. 1975, Kanamori et Fuis 1976, Steppe et coll. 1977). Il a été proposé par Nur et coll. (1973) que les variations prémonitoires de V_p/V_s étaient plus fortes pour les failles normales et inverses (type Garm) que pour les failles de coulissage (type San Andreas). En outre certains résultats positifs ont été contestés, soit à cause de la faible précision des données, ou à cause des erreurs de localisation des séismes utilisés (Lindh et coll. 1978).

Une autre méthode de mesure des variations de V_p est l'étude des résidus des ondes P à l'aide de télé-séismes, avec des résultats positifs (Johnston et coll. 1982), ou négatifs (Cramer et Kovach 1975, par exemple). Les changements de résidus observés atteignent quelques dixièmes de secondes.

Actuellement peu de résultats sont publiés sur ce sujet et il existe un doute quant à la réalité des effets observés. Plusieurs tentatives de mesures ultra précises à l'aide de sources artificielles n'ont pas permis d'observer de variation prémonitoire de V_p , malgré une précision approchant la milliseconde (Leary et Malin 1982, ou Clymer et McEvelly 1981 par exemple). Cependant,

Chap. VI

Reasenberg et Aki (1974) ont pu mesurer des variations de vitesse liées aux marées terrestres de l'ordre de 0,5%, mais uniquement dans les 15 premiers mètres sous la surface. Un certain consensus semble se faire autour de l'idée que s'il y a des variations, elles sont sans doute d'un ordre de grandeur plus petit que celles qui ont été rapportées. Nous allons montrer que l'analyse de doublets de séismes peut permettre de mesurer des variations de vitesse inférieures à 0,1%. Nous avons publié les premiers résultats concernant ces mesures dans deux articles, Poupinet et coll. (1984 a et b). Le premier de ces articles constituera le paragraphe 3.

VI.2. UTILISATION DES DOUBLETS TEMPORELS POUR MESURER DES VARIATIONS DE VITESSE DES ONDES SISMIQUES

Nous avons défini un doublet temporel comme étant constitué de deux séismes situés au même endroit (quelques mètres de distance au plus) à des dates assez éloignées. Les différences observées seront alors dues à des variations des paramètres de la croûte (vitesse, atténuation) et non pas à des différences de position des sources. Nous avons vu que la mesure d'un délai est obtenue avec une précision atteignant 1 milliseconde. On peut alors mesurer des variations de vitesse avec une précision équivalente à celle obtenue avec des sources artificielles. En outre, l'utilisation de séismes naturels permet facilement d'obtenir des trajets passant dans des zones non superficielles, d'obtenir des signaux d'amplitude importante, et enfin et surtout d'étudier non seulement les changements de vitesse des ondes P, mais aussi ceux des ondes S et de celles qui ont généré la cauda. Or la mise en évidence de faibles variations (de l'ordre de un pour mille ou moins) nécessite des trajets le plus long possible, et traversant les zones où l'on s'attend à observer des variations. On voit que la cauda est le meilleur exemple de telles ondes et constitue donc un objet d'étude privilégié pour la mesure de variations de vitesses. Seuls les séismes naturels génèrent des caudas d'amplitude suffisante.

S'il existe une variation de vitesse homogène dans toute la région, dans la période qui sépare les deux séismes, le délai (différence des temps d'arrivée) doit être une fonction linéaire du temps de parcours. La mesure du délai dans la cauda doit donc donner une croissance linéaire avec le temps le long du sismogramme. C'est en effet ce que l'on observe pour certains doublets (Fig. VI.1). La mesure de la pente du délai donne directement la variation relative de la vitesse. On peut attribuer cette variation essentiellement aux ondes S, puisque celles-ci sont le principal constituant de la cauda.

Si l'on regarde l'ensemble du sismogramme, celui-ci présente

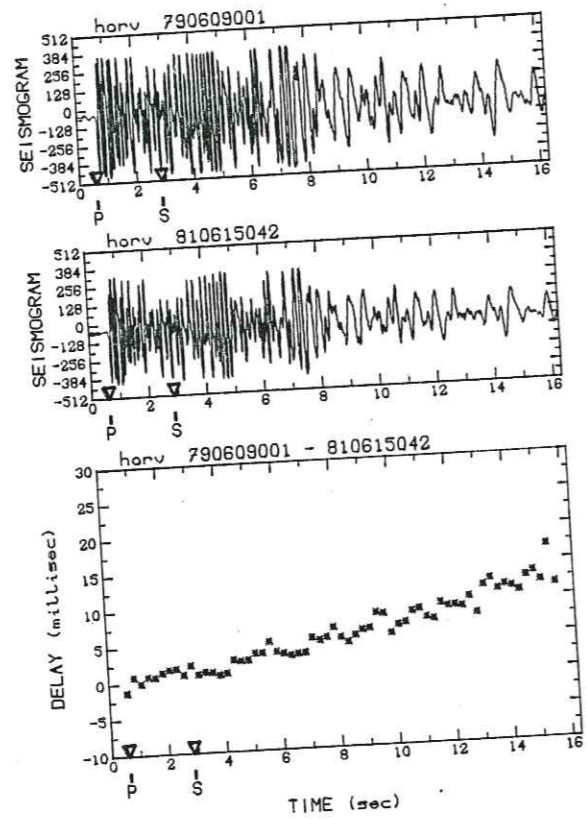


Figure 1: Exemple de croissance linéaire du délai le long du sismogramme indiquant une diminution de vitesse de 0,08%. Le séisme de 1981 est étiré par rapport à celui de 1979 (en haut sur la figure).

donc un étirement entre les deux séismes. Nous avons représenté cet effet fortement amplifié sur un exemple synthétique afin de montrer sa simplicité (Fig. VI.2). On peut dire qu'un "étirement de sismogramme" doit être la signature caractéristique d'un changement de vitesse régional. Si dans notre travail nous avons cherché des étirements de faible valeur (0,1% ou moins), il n'est pas exclu que des étirements de plus grande valeur puissent être observés à l'œil nu dans des zones à fortes variations de vitesse. Nous pensons que la recherche d'étirements de sismogrammes précurseurs devrait être entreprise dans des zones sismiques même ne disposant pas de réseaux de la qualité de celui de Californie centrale.

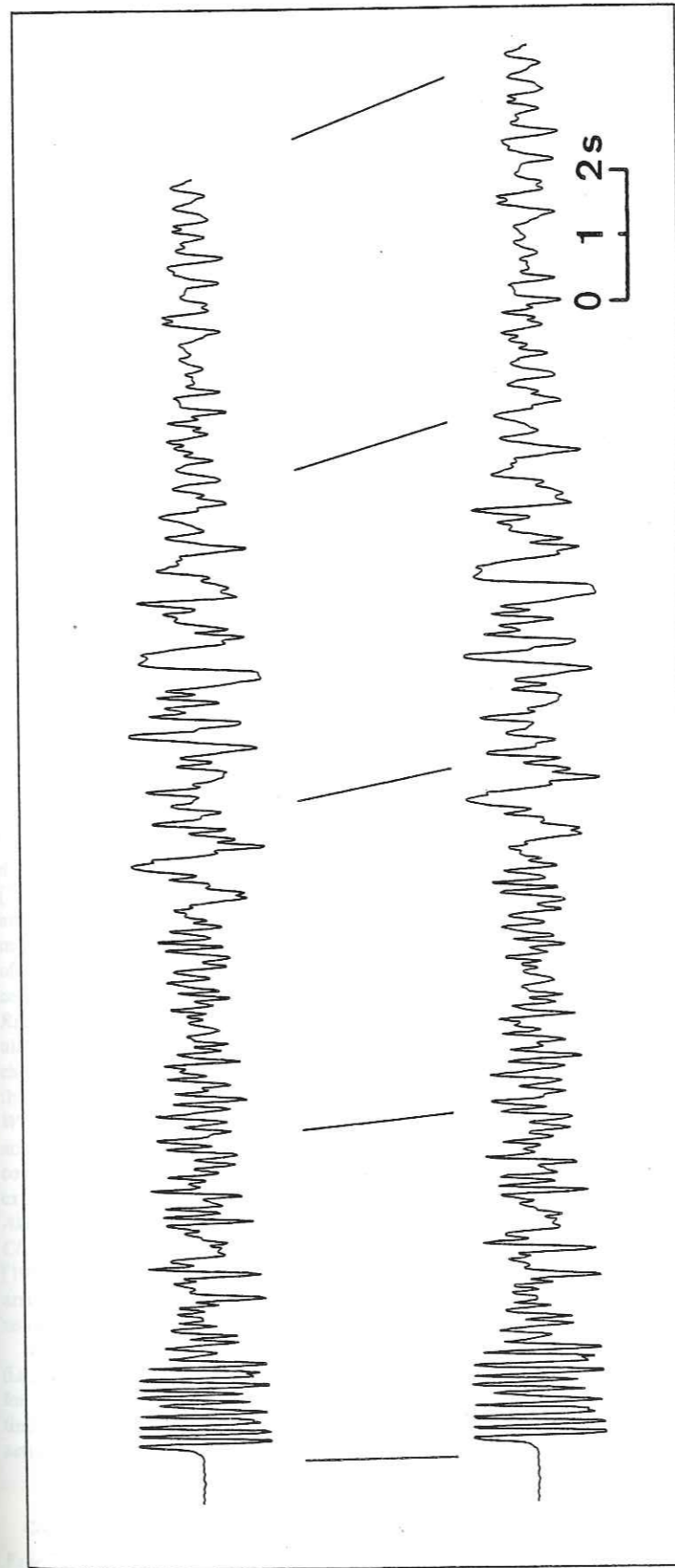


Figure 2: Simulation d'une variation de vitesse de 10% sur un sismogramme réel. L'effet obtenu est un étirement du sismogramme. C'est aussi un effet Doppler-Fizeau, avec décalage vers le rouge si la vitesse diminue.

VI.3. MESURE DE VARIATIONS DE VITESSE DANS LA CROUTE A L'AIDE DE DOUBLETS DE SEISMES : APPLICATION A LA FAILLE DE CALAVERAS, CALIFORNIE

Monitoring Velocity Variations in the Crust Using Earthquake Doublets:
An Application to the Calaveras Fault, California

G. POUPINET

IRIGM, Université Scientifique et Médicale de Grenoble, St. Martin d'Heres, France

W. L. ELLSWORTH

U.S. Geological Survey, Menlo Park, California

J. FRECHET

IRIGM, Université Scientifique et Médicale de Grenoble, St. Martin d'Heres, France

We present a technique that greatly improves the precision in measuring temporal variations of crustal velocities using an earthquake doublet, or pair of microearthquakes that have nearly identical waveforms and the same hypocenter and magnitude but occur on different dates. We compute differences in arrival times between seismograms recorded at the same station in the frequency domain by cross correlation of short windows of signal. A moving-window analysis of the entire seismograms, including the coda, gives $\delta(t)$, the difference in arrival times versus running time along the seismogram. The time resolution of the method is an order of magnitude better than the digitization interval. The $\delta(t)$ technique is illustrated with a pair of microearthquakes, $M = 1.7$ and 2.0 , that occurred before and after the Coyote Lake, California, earthquake ($M = 5.9$) of August 6, 1979, and on the same segment of the Calaveras fault that ruptured during the earthquake. The coda wave arrivals for some stations are progressively delayed for the second earthquake in the doublet, so that its seismogram appears as a stretched version of the earlier event. We interpret this systematic variation in $\delta(t)$ along the coda as a change in the average S velocity in the upper crust in the time interval between the two doublets. S wave velocities appear to have decreased by 0.2% in an oblong region 5-10 km in radius at the south end of the aftershock zone.

INTRODUCTION

The possibility that earthquakes can be accurately forecast directly from the measurement of variations in wave velocity [Semenov, 1969; Nur, 1972] stimulated considerable interest and work on the problem of making accurate, repeatable measurements of travel times in the crust. Early measurements of V_p/V_s ratios suggested velocity changes of up to 5% preceding $M = 4$ earthquakes (see Lukk and Nersesov [1978] and Rikitake [1976] for a review). However, recent studies, particularly on the San Andreas fault, have demonstrated that if any change precedes strike-slip earthquakes, it is much smaller than 1% [Boore et al., 1975; Kanamori and Fuis, 1976; Wesson et al., 1977]. Up to now, the highest precision achieved in monitoring temporal variations of velocities have come from experiments utilizing repeatable sources such as explosions, air guns, or mechanical vibrators [Reasenber and Aki, 1974; Buchbinder and Keith, 1979; Leary et al., 1979; Clymer and McEvilly, 1981]. For example, Leary and Malin [1982] report a precision of 1-2 ms (milliseconds) for first arrivals recorded at 10- to 20-km distances and 3-5 ms for secondary arrivals.

In this paper we will show that a microearthquake doublet (i.e., pair of similar earthquakes) is a very convenient source for seismic velocity monitoring that allows very accurate timing measurements. Since doublets are situated inside the active seismic zone, they also provide more direct sampling of

the seismogenic zone surface energy sources. They are also richer in shear wave energy.

We demonstrate an accuracy of about 1 ms in the measurement of differential travel times, which is 10-50 times better than previously achieved with natural earthquakes. In our technique for analyzing doublets we can also make use of information in the coda. Coda waves are perhaps the most sensitive to velocity variations, since they are believed to consist mainly of S waves scattered along numerous paths through the crust. In a previous study [Poupinet et al., 1982], differential P wave travel times recorded by the U.S. Geological Survey (USGS) central California seismographic network (Calnet) were measured with a precision of 4 ms, using a cross-correlation method. A similar method of analysis was also used by Nakamura [1978] in his study of deep moonquakes.

DOUBLETS

In large collections of microearthquakes, events with very similar waveforms are observed. They seem to originate from the same location, and Geller and Mueller [1980] have postulated that they are the expression of stress release on the same part of the fault. We call such nearby earthquakes a doublet when their waveforms are nearly identical. If the seismograms of the doublet are identical, this would require not only that the source processes are identical (hypocenter and moment tensor) but also that the medium properties (velocity, anelastic attenuation, scattering) are also invariant. To search for possible temporal variations of crustal properties, we select doublets that occur on different dates.

Here we study two events located on the section of the Calaveras fault that ruptured during the $M = 5.9$ Coyote Lake earthquake of August 6, 1979 [Lee et al., 1979; Urham-

Copyright 1984 by the American Geophysical Union.

Paper number 4B0466.
0148-0227/84/004B-0466\$05.00

5719

mer, 1980; Reasenberg and Ellsworth, 1982]. The first microearthquake occurred at 1248:30.8 on June 15, 1978 (780615), and the second on February 28, 1980, at 1231:48.30 (800228); their common hypocenter is 36°-58.43'N, 121°-27.70'W and Z = 3.77 km. This location is near the southern tip of the aftershock zone of the Coyote Lake earthquake. The first shock preceded the main shock by 14 months and the second followed it by 7 months. Their magnitudes are 1.7 and 2.0, and they were recorded by 24 seismic stations within a radius of 30 km.

The seismograms for each event were detected by the short-period (1 Hz) vertical seismometers in Calnet (Figure 1) and were transmitted by telephone line to Menlo Park as frequency-modulated, multiplexed, analog signals, where they were recorded on magnetic tape [Eaton, 1977]. A critical feature of the data collection system for our purposes is the recording of up to eight channels as well as time codes on each of 14 tape tracks on a single tape which we shall use to minimize timing errors of individual traces.

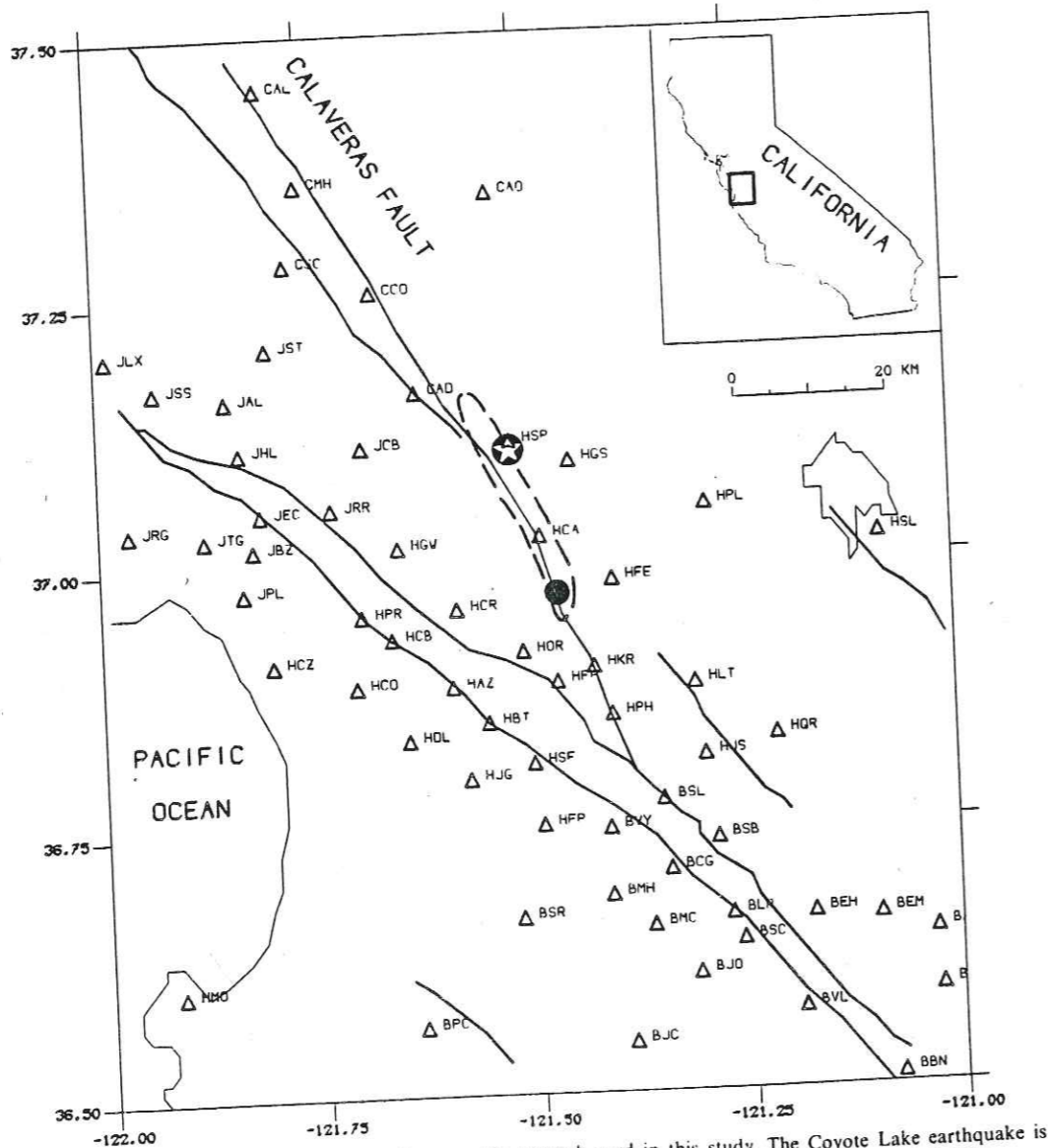


Fig. 1. Map showing the locations of the seismographic network used in this study. The Coyote Lake earthquake is indicated by a star and the doublet 780615-800228 by a circle. The aftershock zone is outlined by the dotted line.

TECHNIQUE OF ANALYSIS

Seismograms were digitized at a rate of 100 samples per second on the Eclipse computer system of the USGS in Menlo Park. Typical seismograms for doublet 780615-800228 are strikingly similar (Figure 2). To process these signals, we use a moving-window technique. A 1.2-s window with 50% cosine taper is moved along the whole length of each seismogram and the Fourier transform of the two windowed seismograms and the Fourier transform of the two signals is evaluated in the frequency domain with a cross-correlation method. First, the two traces are aligned to the nearest sample (hundredth of a second) to avoid bias in the delay estimation. For a given time window i the Fourier transform $A_{1i}(f)$ and $A_{2i}(f)$ are computed, f being the frequency. The cross spectrum $S_i(f)$ is defined by

$$S_i(f) = A_2^*(f)A_{1i}(f)$$

where the asterisk denotes the complex conjugate. The coher-

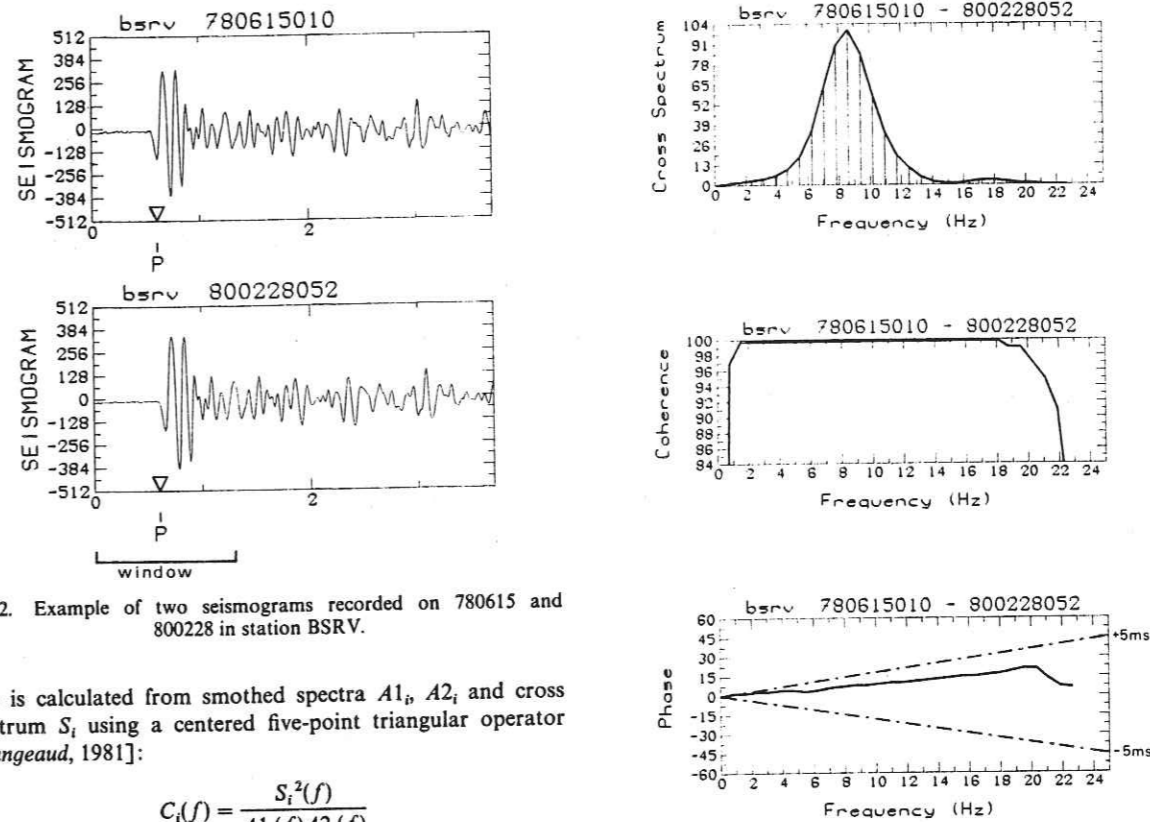


Fig. 2. Example of two seismograms recorded on 780615 and 800228 in station BSRV.

ence is calculated from smoothed spectra A_{1i} , A_{2i} and cross spectrum S_i using a centered five-point triangular operator [Glangeaud, 1981]:

$$C_i(f) = \frac{S_i^2(f)}{A_{1i}(f)A_{2i}(f)}$$

The phase $\phi(f)$ of the cross spectrum is obtained directly from the complex valued $S_i(f)$ (Figure 3). The time delay δ_i between the two windowed signals is obtained by fitting a line, starting at the origin, to the phase of the cross-spectrum $\phi(f) = 2\pi\delta_i f$, where δ_i is the time delay and the phase ϕ is expressed in radians. In computing the time delay by least squares each phase point is weighted by a factor $C_i^2/(1 - C_i^2)$. With this technique, we can obtain timing precision that is significantly better than the digitization rate (0.01 s). Remarkably, this procedure can be successfully applied to clipped data from Calnet. Tests with clipped and unclipped versions of the same seismograms produced changes in the delay of less than 0.5 ms. This is possible because the phase of the seismogram is not distorted by clipping in the Calnet system [Ellis and Lindh, 1976].

Before discussing the results of this analysis, we must assess the uncertainties introduced during the data acquisition process. As we compute arrival time differences, an observed change could be caused by a variation of the instrumental delays in the seismic system between the two earthquakes and not by a change in the earth. There are two different classes of possible errors. The first class consists of errors that vary along the seismogram, changing the slope of the delay curve. The second class corresponds to errors that are constant over the time span of the seismogram (about 30 s) and thus modify only the absolute value of the delay. Let us investigate these two kinds of errors.

Errors Varying Along the Seismogram

We consider here only errors due to variations in tape speed and assume that no change in delay occurs along the path from the seismometer to the tape recorder within the 30-s duration of the seismogram. The frequency-modulated signals

Fig. 3. Cross spectrum, coherence, and phase of the cross spectrum for the two seismograms shown in Figure 2 in the time window indicated by the bar.

are recorded continuously on high-quality magnetic tapes with an accurate time code (IRIG E) and a reference sinusoid added on each track. Later, they are copied onto another tape containing all the local events. Eventually, the signal is read from the dubbed tape, demultiplexed, demodulated, and digitized. Each time a tape drive is used (4 times for one earthquake), a speed error due to capstan vibrations and long-term speed drift is added to the signal, slightly modifying the time scale.

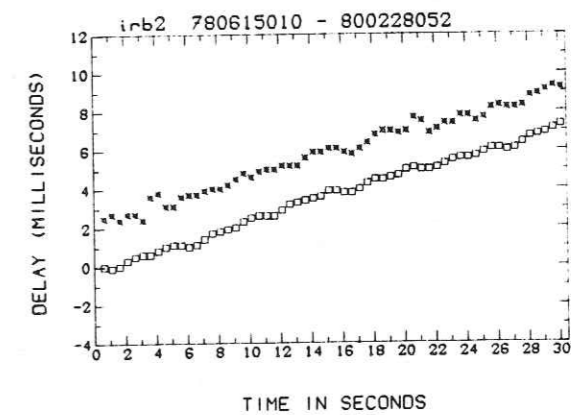


Fig. 4. Comparison of time drift computed from cross spectrum of time signals (stars) and of time drift computed from the reference sinusoid (squares).

Fortunately, it is possible to recover all these errors by comparing the output of the time signals and of the reference sinusoid. During the digitization of each earthquake we digitize the time code and the reference sinusoid. We perform the cross-spectral analysis of the time code of both earthquakes. This time code analysis typically shows a drift of the order of 0.3 ms/s. All the delay plots (Figure 6) have been corrected for this tape speed error, using time code delays. The same computation has been independently carried out using the reference signal and the time codes (Figure 4). However, the reference signal does not give the absolute level of the time drift but only its variation.

Errors Without Drift

The response curves of the different instruments (seismometers, amplifiers, modulators) are carefully matched before installation in the field and should not vary by more than a few percent between any given pair of instruments [Healy and O'Neill, 1977]. Such variations should not change the results significantly, but they are the most difficult source of uncertainty to eliminate. In Table 1 we identify the instrumental changes that were made between 1978 and 1980. The digitiza-

tion equipment and procedures have remained constant during all the digitization process, thus avoiding any uncertainty about this part of the data acquisition (both events were digitized on the same day). Nevertheless, some stations had to be digitized through a different analog to digital (A/D) channel as the digitizer, driven by the Eclipse computer, digitizes 32 channels (i.e., stations) at a time, the 32 channels are resampled in 0.007 s, but are supposed by the computer to correspond to the same time. Hence if a given station is digitized through two different channels for the two earthquakes, we have to correct the delay by $0.007 \cdot (N1-N2)/31$, where $N1$ and $N2$ are the digitization channel numbers. We call this error the digitization skew error. The linearity of this error versus channel number has been demonstrated by cross-correlating a common signal digitized through all the channels: it is constant within 0.0001 s. After all tape speed and skew corrections have been applied, we believe that the residual time base variations are no larger than about 0.1–0.5 ms.

Finally, we have to check for a possible change of telephone line delay. This change would be common for all eight stations that are multiplexed on the same line and should be easy to observe in P wave arrival time differences for the complete station set. However, the small scatter in P delay (see below)

TABLE 1. The $\delta(t)$ Analysis Results for Doublet 780615-800228

Station	Distance, km	Asimuth, deg	Difference in P Arrival Time, ms	Difference in P Arrival Time After Relocation, ms	Slope of $\delta(t) \times 10^{-3}$ and Standard Error of $\delta(t)$	Instrument Change*
HFE	5.5	79	-1.8	0.1	0.3 ± 0.3	...
HCA	6.0	341	-0.8	0.7	0.9 ± 0.3	VG
HOR	7.5	213	0.0	0.2	1.8 ± 1.0	...
HKR	8.6	158	3.0	3.0	1.7 ± 0.9	VS
HFH	9.5	184			1.8 ± 0.6	S
HGS	13.6	5			0.7 ± 0.1	...
HPH	13.9	159	0.9	1.5	1.2 ± 0.4	...
HAZ	15.2	229			0.7 ± 0.3	V
HBT	15.8	210	0.5	0.5	0.5 ± 0.3	VS
HGW	17.5	286	0.7	1.0	0.4 ± 0.2	VF
HPL	17.6	60	-3.3	-1.3	0.3 ± 0.3	...
HSF	18.3	191	-0.3	-0.2	1.1 ± 0.3	...
HCB	18.3	255	-1.7	-1.4	1.0 ± 0.4	...
HPR	20.9	264	-1.4	-1.4	0.7 ± 0.3	VFT
HJG	21.9	207			0.8 ± 0.2	...
HDL	22.4	227	-0.6	-0.8	0.1 ± 0.1	VS
HJS	22.7	140	-1.3	-0.4	0.4 ± 0.1	...
HFP	24.6	186	-0.8	-0.7	0.2 ± 0.2	V
JRR	25.2	291	-0.4	-0.1	0.4 ± 0.2	VT
BVY	25.3	170	0.2	0.2	0.3 ± 0.2	V
JCB	25.4	307	-1.2	-0.6	0.5 ± 0.1	S
CAD	25.5	325	-1.8	-0.9	0.0 ± 0.4	T
BSB	30.5	149			0.6 ± 0.2	VG
HCZ	31.0	257			0.0 ± 0.2	T
BCG	31.2	160			0.6 ± 0.3	VT
BSR	34.5	188			0.0 ± 0.1	T
BNC	36.2	166	-0.7	2.3	0.0 ± 0.1	...
JHL	36.3	294	2.0	0.2	0.6 ± 0.2	...
CCO	36.7	329	-0.8		0.4 ± 0.4	...
BLR	38.1	156			0.3 ± 0.2	T
JST	39.5	311	0.0	0.6	0.0 ± 0.2	V
JAL	39.9	301			0.0 ± 0.2	VS
CAO	42.1	351			0.1 ± 0.1	...
BEH	42.8	143			0.6 ± 0.2	VG
CSC	44.2	321			0.0 ± 0.1	...
BEN	47.6	137			0.2 ± 0.1	...
BJC	47.8	173			0.0 ± 0.1	V
BVL	50.5	151			0.3 ± 0.2	...

*V, VCO field unit; S, seismometer; F, FM carrier frequency; G, system gain; T, tape recorder channel assignment; and center dots indicate no change.

indicates that time variations caused by this possibility must be small, not more than 2 ms on the average. We remark that errors like telephone line delays would certainly be constant along each seismogram and would not affect the relative timing measurements within the coda.

RESULTS

Signals at 24 seismic stations have been used in this study. In the analysis, each window is shifted by 0.2 s relatively to the preceding one, and the coherence and phase are computed for each window (Figure 5). The coherence is close to 0.99 at the beginning of the P wave train and larger than 0.95 in the coda.

A plot of the time delay $\delta(t)$ as a function of running time along the seismogram is presented in Figure 6.

From the delay time plots we measure first the absolute time difference between P waves and determine the relative location of both earthquakes. Then, we use the variation in the delay as a function of the running time along the seismogram to recover information on shear waves.

P Wave Delays and Relocation

The P wave delays are computed with a window beginning at the P wave onset. These P delays listed in Table 1 have been corrected for tape-speed error and digitization-skew error. A positive number means that the travel time was longer in 1980 than in 1978 or that the velocity was slower.

The P wave delays are the differences of P wave arrival times minus the difference of origin times of the two events (i.e., 15 months + 12 days + 23 hours + 43 min + 17.54 s). A 1.28-s window includes not only the first P onset but also scattered P energy. We check the stability of the delay measurement by moving the window within the P wave train. P delays are plotted on Figure 7a as a function of the azimuth of the station relative to the earthquakes. If the two earthquakes were located at exactly the same place and if there were no change of crustal properties, the P delays would all be the same. Thus the variation of the delay from one station to another represents either a slightly different hypocenter for the two events, a small change in P velocity, or both. Coherent variations in delay between groups of stations transmitted on the same telephone line are not observed and thus must be significantly smaller than the observed scatter. We have estimated the relative location of the two events using the P delays, assuming a homogeneous velocity of 6 km/s in the source region around the doublet. The relative location (4 m south, 5 m west, 5 m deep) is not this accurate, but it puts an upper bound on the distance between the two events (of the order of 10 m). The residuals of the delays after relocation are listed in Table 1 and plotted in Figure 7b.

Changes in the P velocity between 1978 and 1980 should be more evident in the residuals of the delays than in the original delays themselves. A perfect doublet would provide two kinds of information on temporal velocity changes: (1) global P anisotropic change in the source region and (2) localized P isotropic change in the vicinity of one individual station.

It should be noted that the technique cannot provide information on an isotropic velocity change in the source region (with radial symmetry about the doublet), as such a change would be mistaken for a difference in origin times between both earthquakes.

As a change in stress induces a change in the velocity anisotropy of rock, Nur [1971] has proposed to monitor the change in the stress field near a fault by monitoring velocity anisotropy around fault. A $\sin(2x \text{ azimuth})$ variation would

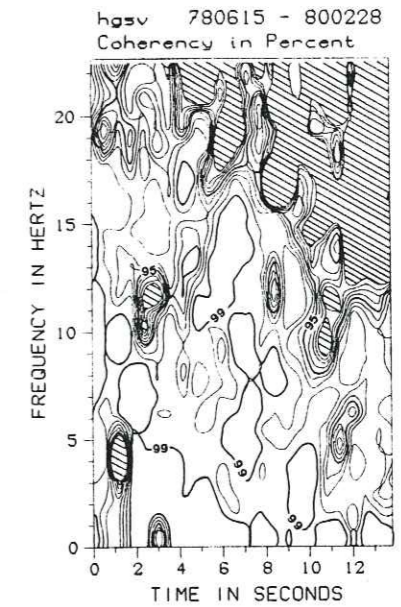


Fig. 5a

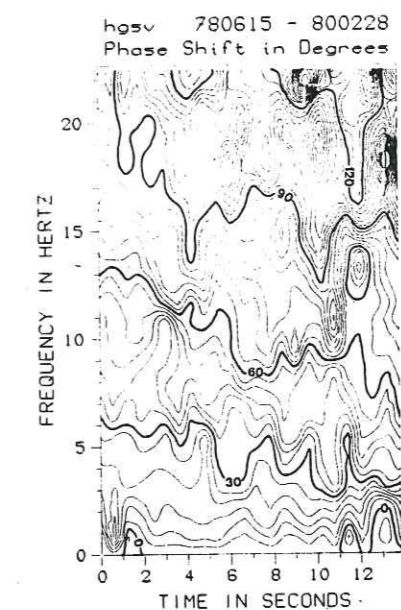


Fig. 5b

Fig. 5. (a) Coherence and (b) phase of the cross spectrum between the two seismograms of doublet 780615-800228 recorded in station HGSV as a function of running time along the seismograms and of frequency. Regions with coherence under 91% are hatched in Figure 5a. Figure 5b has not been corrected for time drift.

be expected to occur near a shear fault. In theory a perfect doublet would be the seismological tool to test Nur's [1971] hypothesis and a stress change at depth should be reflected in the diagram giving the P times delays as a function of azimuth. If any P velocity anisotropy in the crust changed between 1978 and 1980, it is too small to be detected by our data: it is smaller than 1 ms. Imperfect doublets may also produce a $\sin(2x \text{ azimuth})$ residual pattern under certain conditions, such as a fault that juxtaposes material with different P velocities.

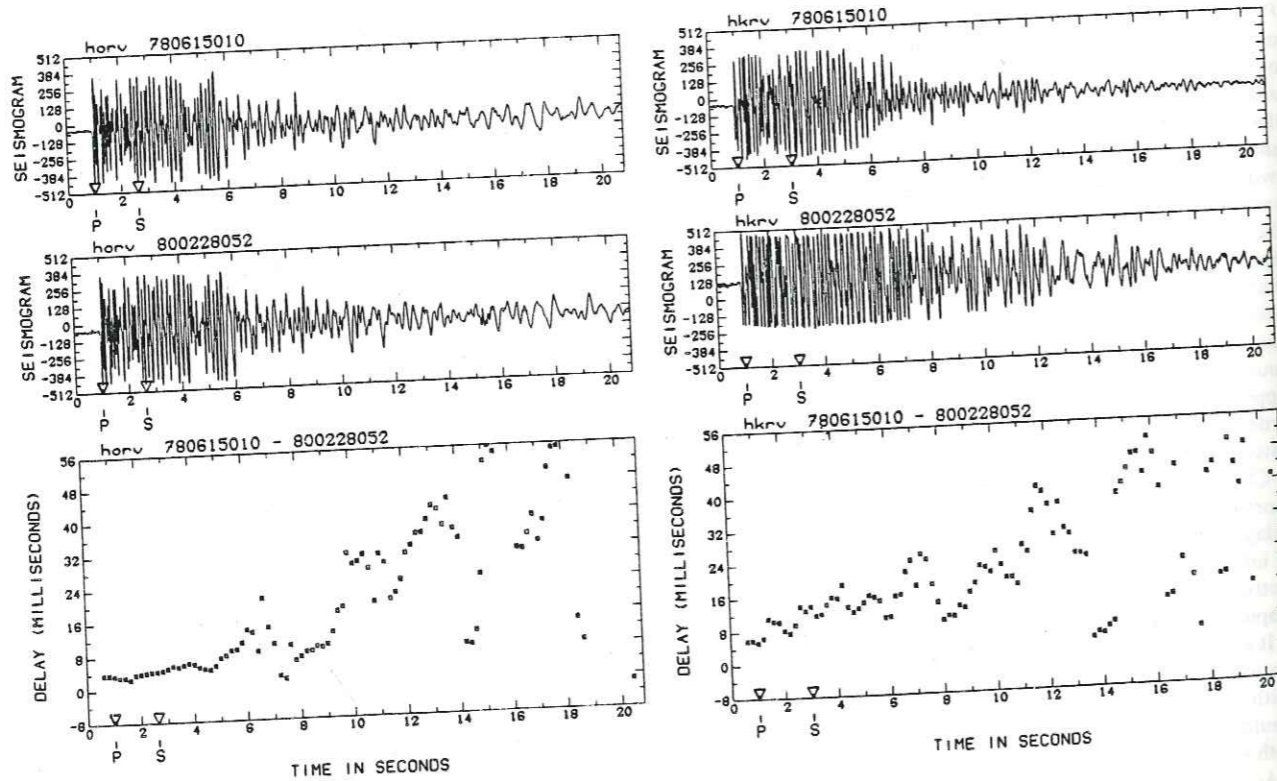
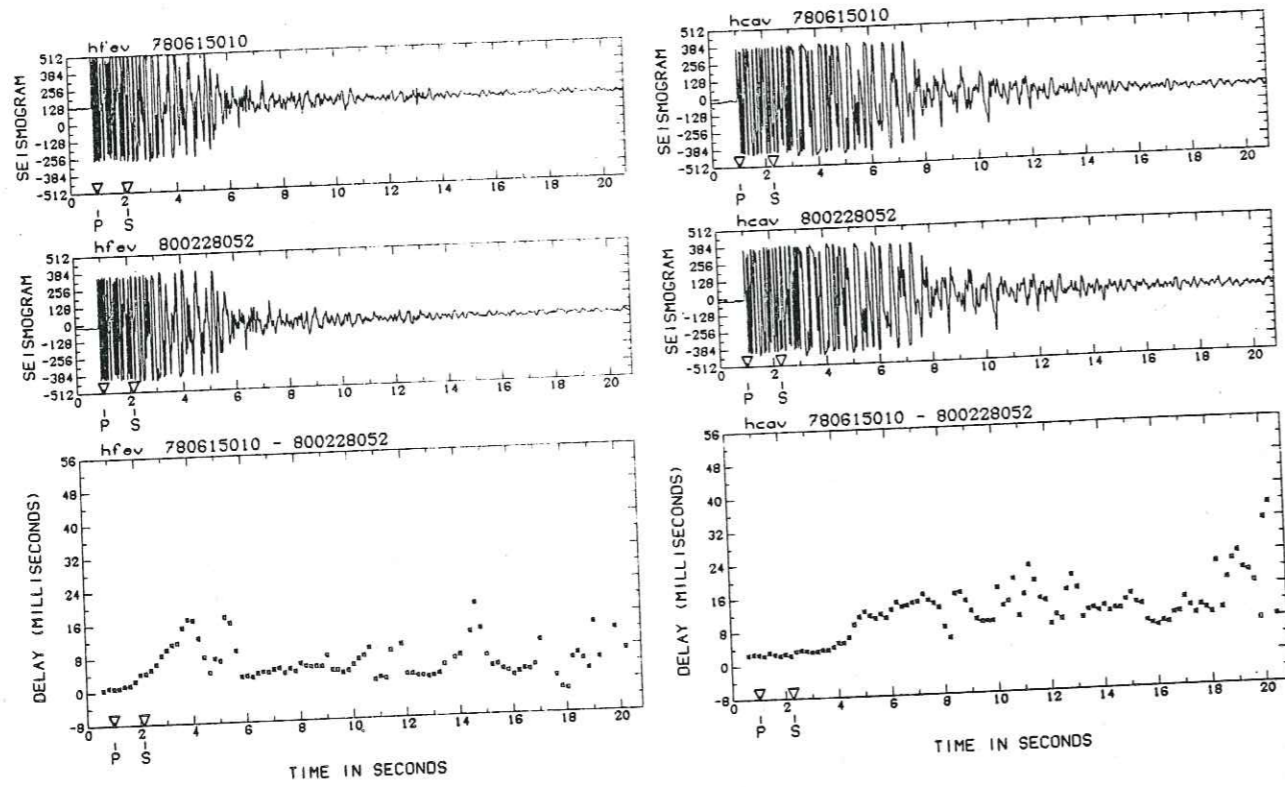


Fig. 6. Delay $\delta(t)$ of arrival times between doublet 780615 and 800228, in milliseconds as a function of the time along the seismogram in seconds. The time base drift has been subtracted. Observed *P* and computed *S* arrival times are plotted. Each delay is plotted at the position of the middle of the corresponding window. The window width is 1.28 s.

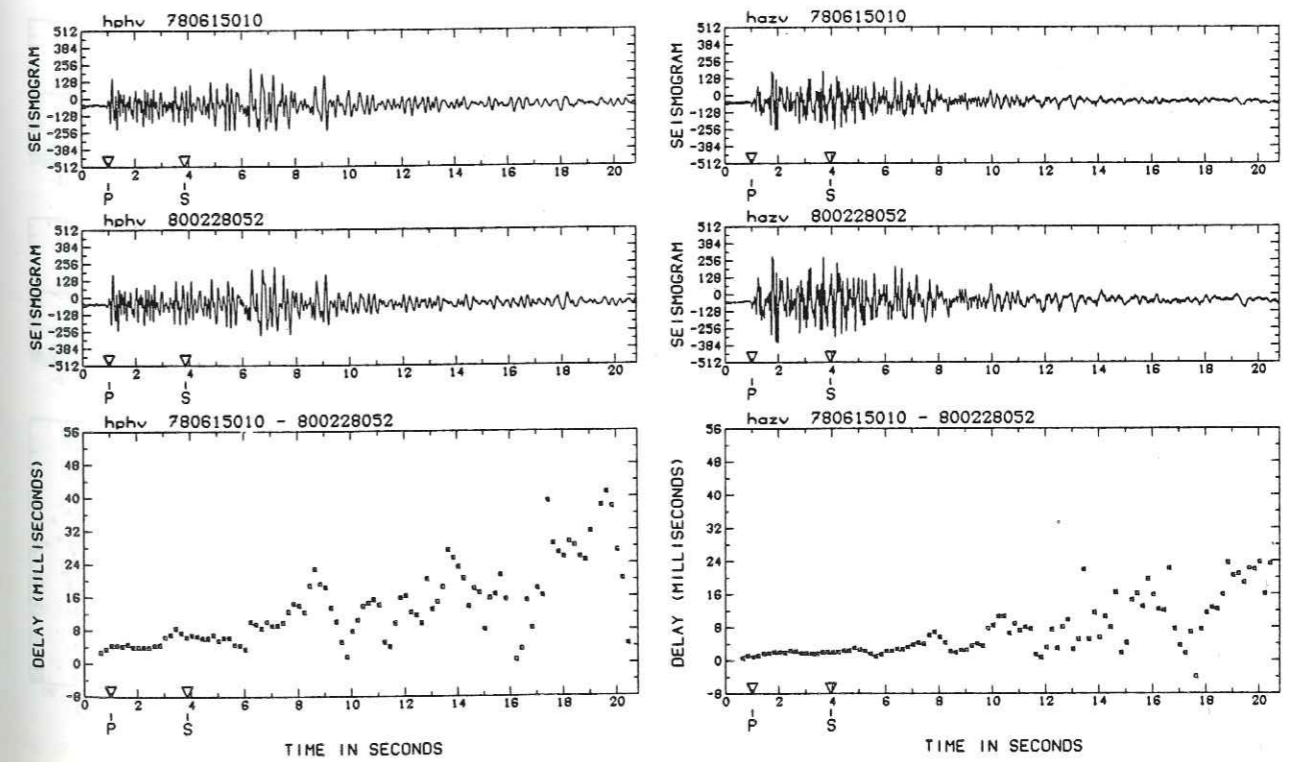
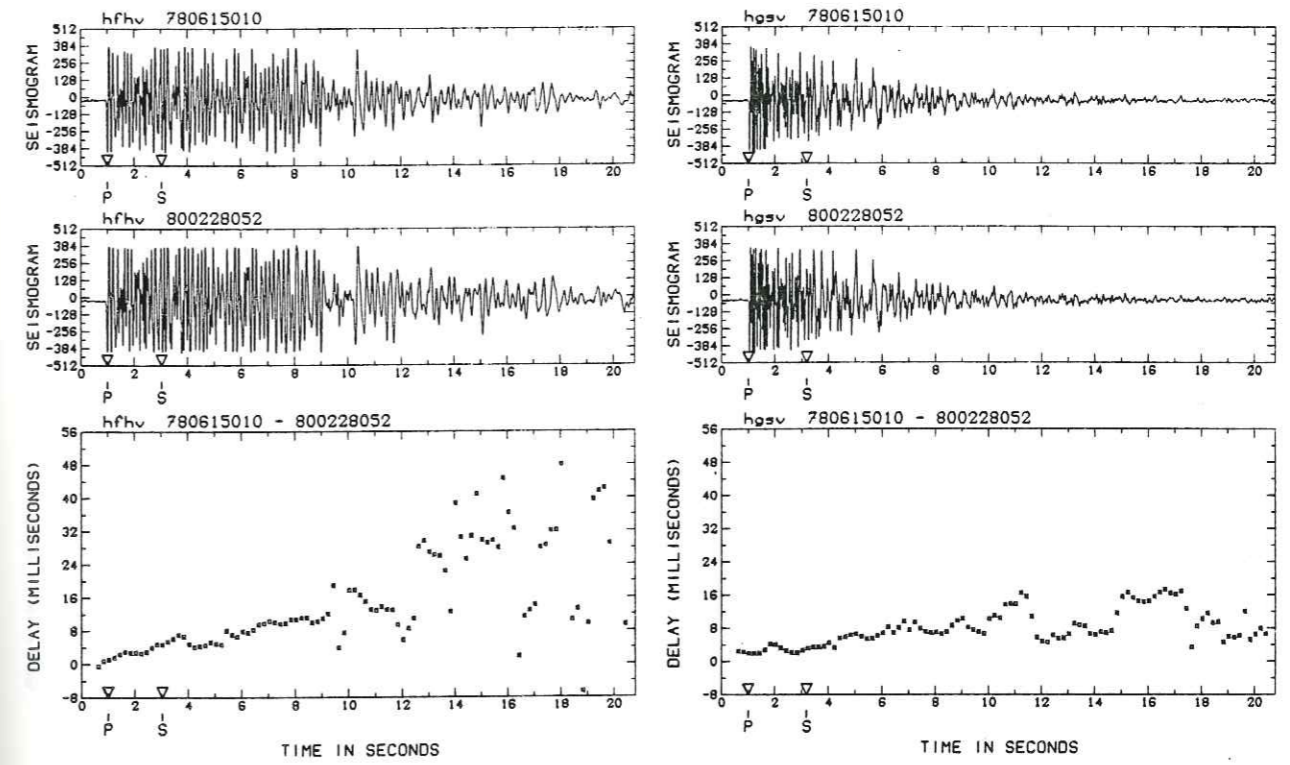


Fig. 6. (continued)

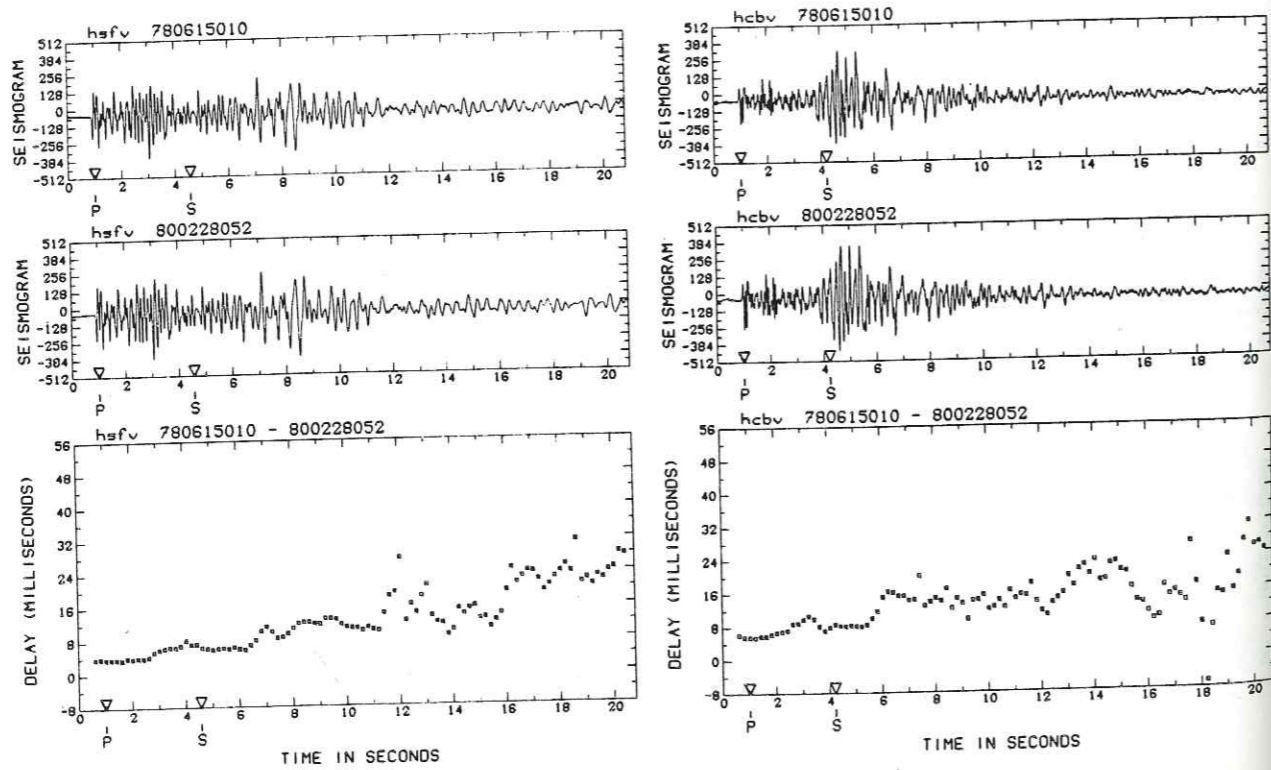
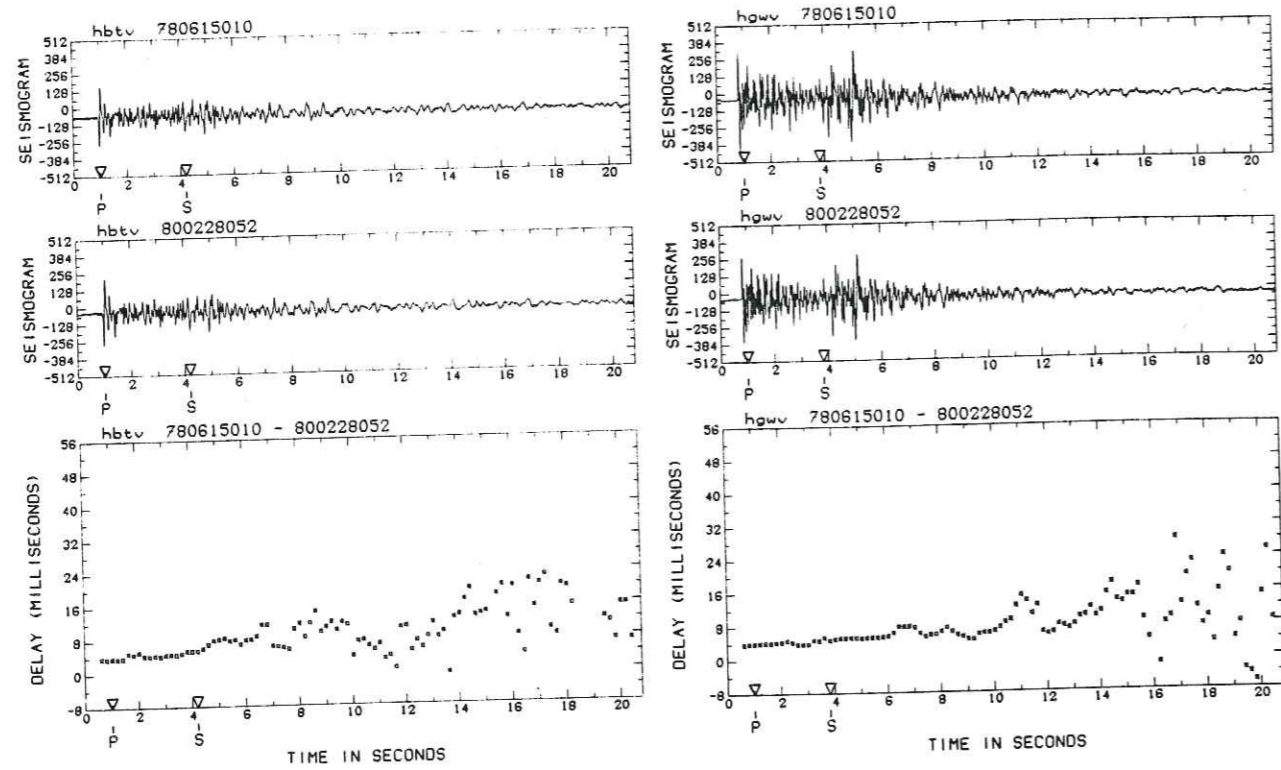


Fig. 6. (continued)

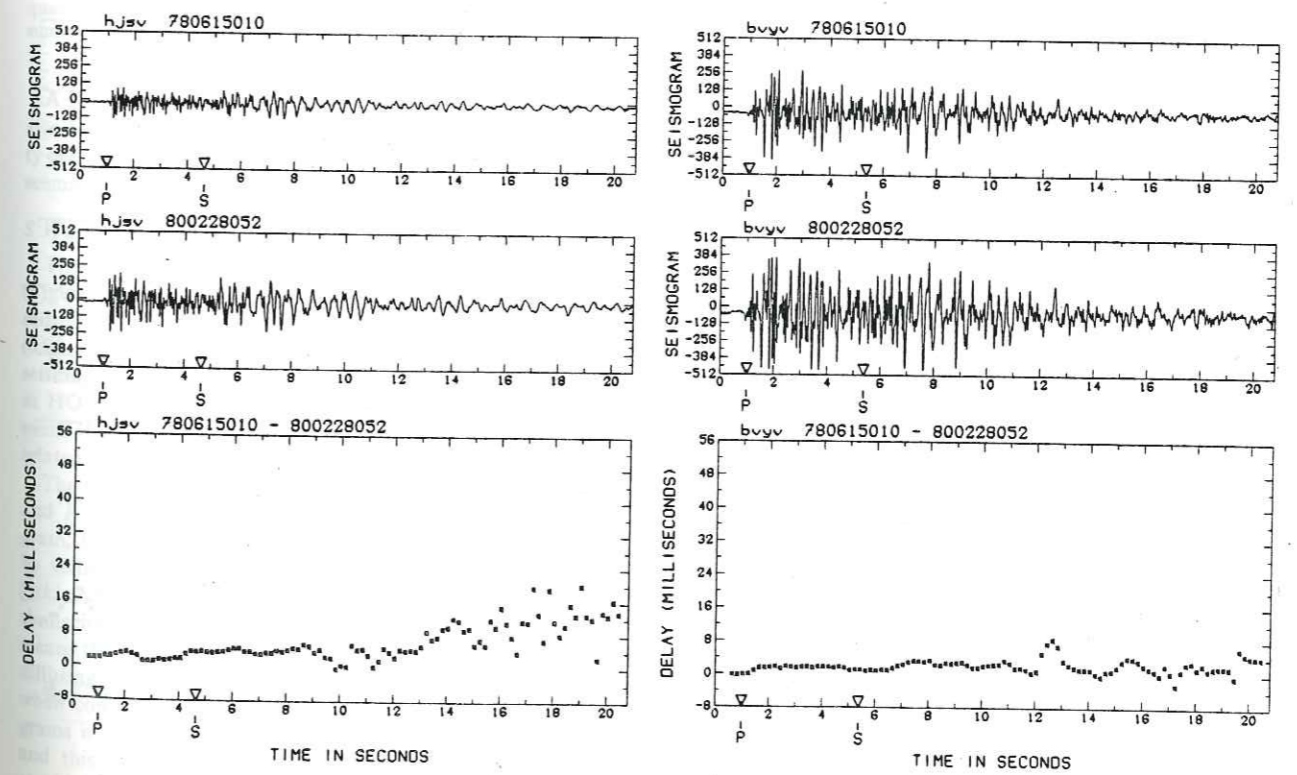
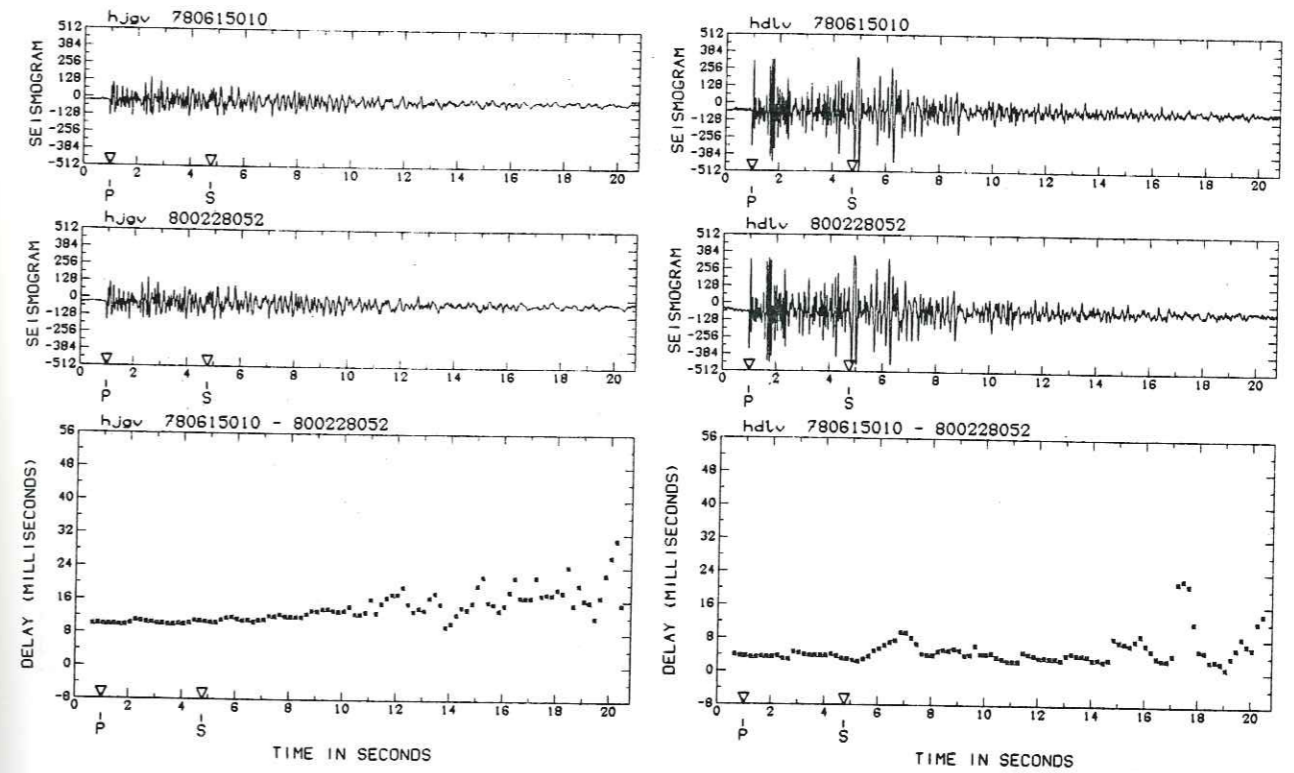


Fig. 6. (continued)

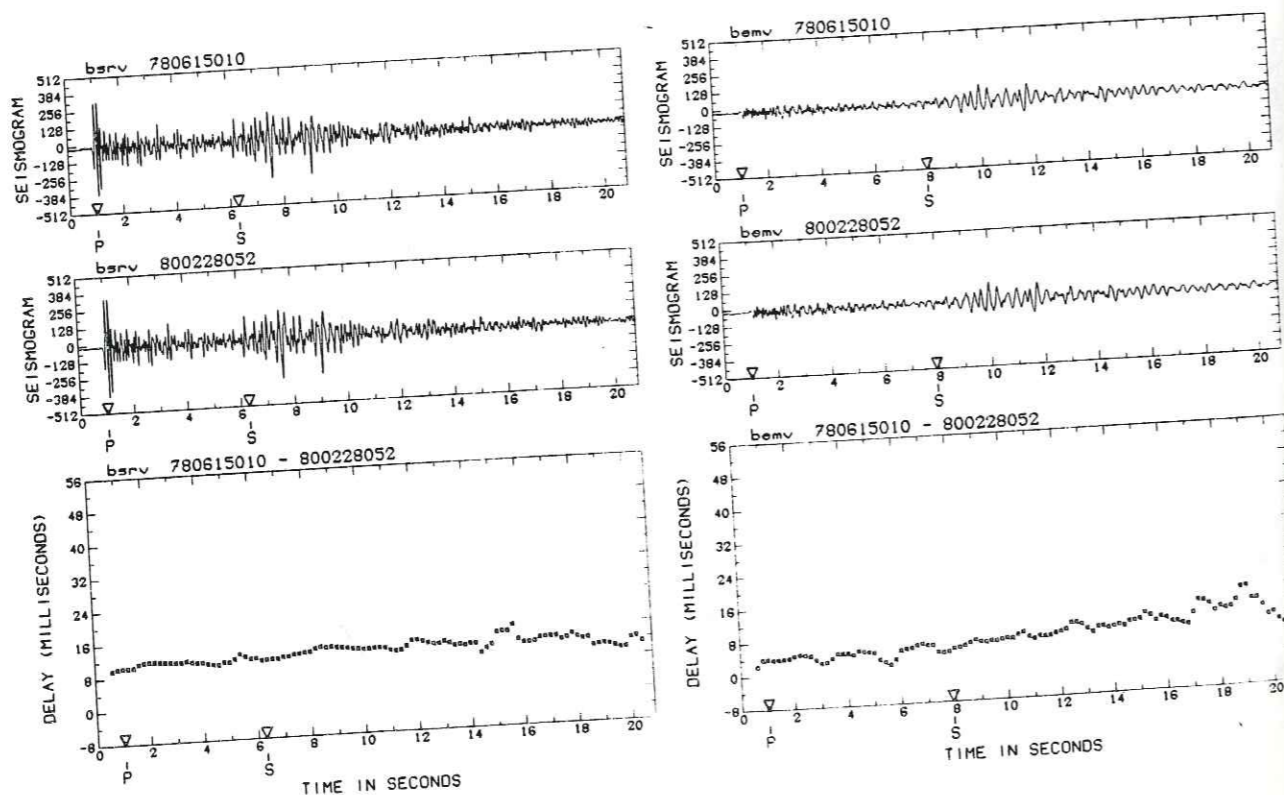
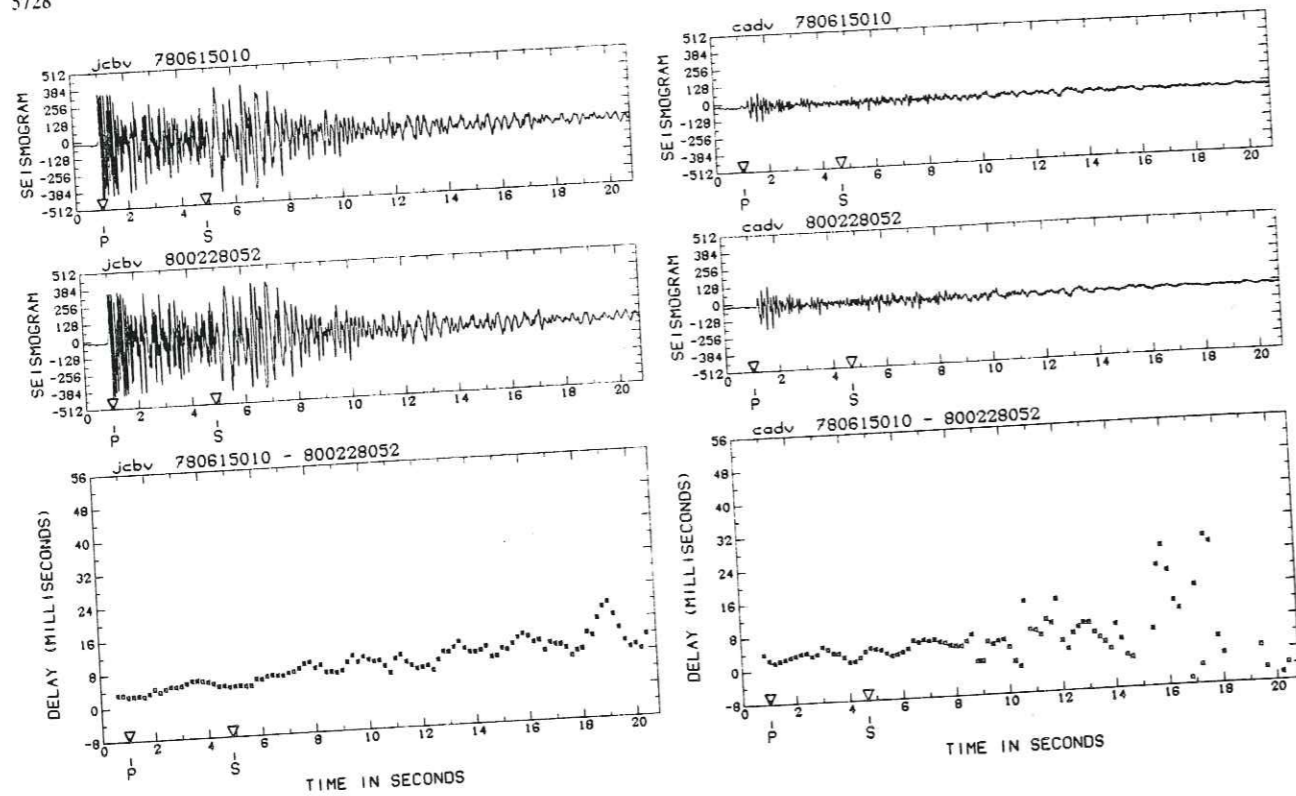


Fig. 6. (continued)

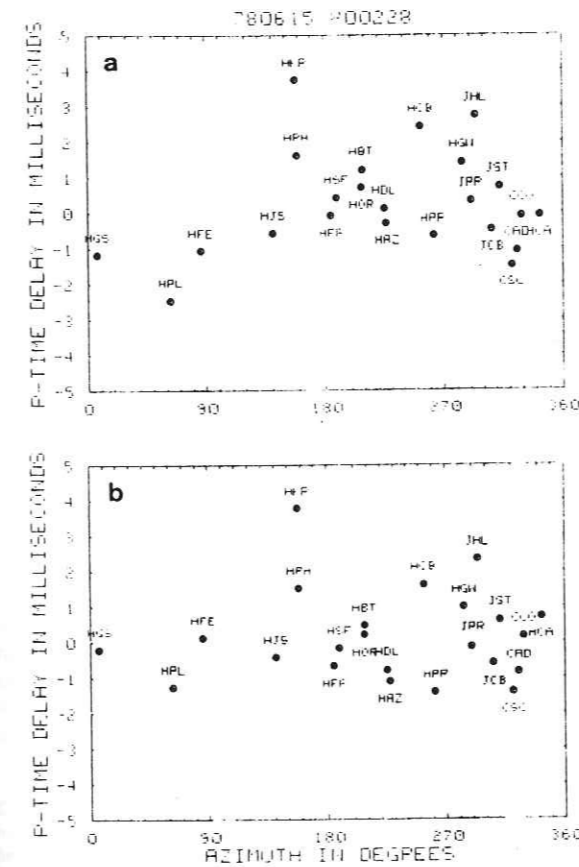


Fig. 7. *P* wave arrival time difference between the two earthquakes in milliseconds, as a function of azimuth. (a) Residuals assuming common hypocenter. (b) Residuals after relocation.

A localized velocity change in the vicinity of one station can also be measured in this analysis even if it is an isotropic velocity change. Station HKR is the most anomalous in Table 1 and seems to be slow by 3 ms in 1980 compared to 1978.

S Wave and Coda Delays

The *S* wave and coda delays exhibit a very clear change (Figure 6). For many stations, the delay increases along the seismogram. The change is so large at station HOR (Figure 6) (0.06 s after 20 s of signal) that it can be clearly seen in the seismograms themselves. The seismogram of the 800228 event at HOR is stretched by about 0.2% relatively to the 780615 event. As developed hereafter, we suggest that this stretching is related to a change in *S* wave velocity.

The first part of the seismogram, the *P* coda, is essentially *P* and *P* to *S* converted phases. The later part of the seismogram, the coda, is a superposition of *S* body waves scattered by velocity heterogeneities randomly distributed in the crust [Aki and Chouet, 1975; Chouet, 1979] and surface waves. The similarity of the seismograms for two different earthquakes means that the same scatterers or the same discontinuities are diffusing or reflecting energy in 1978 and 1980. However, when comparing nearby stations, the morphology of seismograms is sometimes very different (compare HBT and HSF), and this may point toward the fact that the coda is very sensitive to near-station heterogeneities.

Let us consider that the *S* velocity changed in the crust in a volume between the source and receiver during the time inter-

val between the two events of the doublet. Waves traveling in this volume will be delayed in proportion to their total travel time in the volume. If the entire volume between source and station traversed by the scattered waves in the coda is modified, the velocity change $\Delta V_s/V_s$ is given by the slope of $\delta(t)$:

$$d\delta/dt = -\Delta V_s/V_s$$

The measurement of velocity changes does not depend on the absolute timing of seismograms, but the time base has to remain constant for the two seismograms, which we have insured by applying the delay computed from the time codes, as explained before.

In practice, we compute $\Delta V_s/V_s$ by fitting a line to $\delta(t)$, from the origin time onward. Values of $\Delta V_s/V_s$ are listed in Table 1, expressed in parts per thousand. The errors are of the order of 0.3 part per thousand and an estimate of these errors is listed. $\Delta V_s/V_s$ range from 0.0000 to 0.0018. Positive values mean that phases are late in 1980 compared to 1978. We interpret this as a *S* velocity decrease in 1980 compared to 1978.

DISCUSSION

In map view (Figure 8) the pattern of *S* velocity changes exhibits a surprising degree of regularity and symmetry about the doublet's epicenter, with stations to the northeast and southeast having larger changes than those to the southwest. Changes approaching 0.2% are observed in a limited area south of the doublet. The pattern is also broadly correlated with the location of the *M* 5.9 Coyote Lake earthquake, although the peak value of the change is clearly centered to the south of the aftershock zone. Note that while station CAD and the doublet's epicenter bracket the earthquake, no velocity change is observed. Given these observations of a significant change in coda wave arrival times, which we interpret as a *S* velocity change, let us examine its possible explanations.

We believe that all of the evidence that we have compiled supports the conclusion that we are observing a geophysical effect and not an artifact produced by the data collection, transmission, recording, and playback system. Similarly, the effects are large enough that they can be directly observed in the seismograms and thus are not an artifact of our analysis procedures. Among the suite of physical explanations for the change, we consider here but two that might be responsible for the observations: a tectonic stress change and a change in the water table. We feel that either mechanism could conceivably produce localized velocity variations of the order that are observed but that a tectonic change represents the most likely explanation for the regional change. However, since the propagation mode and average depth of propagation of the coda waves is not known in detail, an unambiguous identification of the mechanism(s) cannot be made at this time.

Release of tectonic stress in the Coyote Lake earthquake is one possible tectonic mechanism that could produce a *S* velocity change of the order of 0.1%. Moos and Zoback [1984] have reported laboratory and in situ values for $(dV_s/V_s)/dP$ of $5-10 \times 10^{-4}/\text{bar}$ at depths above 5 km. The regional stress change produced by the Coyote Lake earthquake and its afterslip, though not known in detail, is of the order of magnitude of 1 bar. For example, if the stress drop of the earthquake were uniformly distributed on a 20-km-long by 10-km-deep surface, the stress drop would be 1.8 bars. Furthermore, postearthquake measurement of geodetic displacements in the region [King et al., 1981] showed that sympathetic displace-

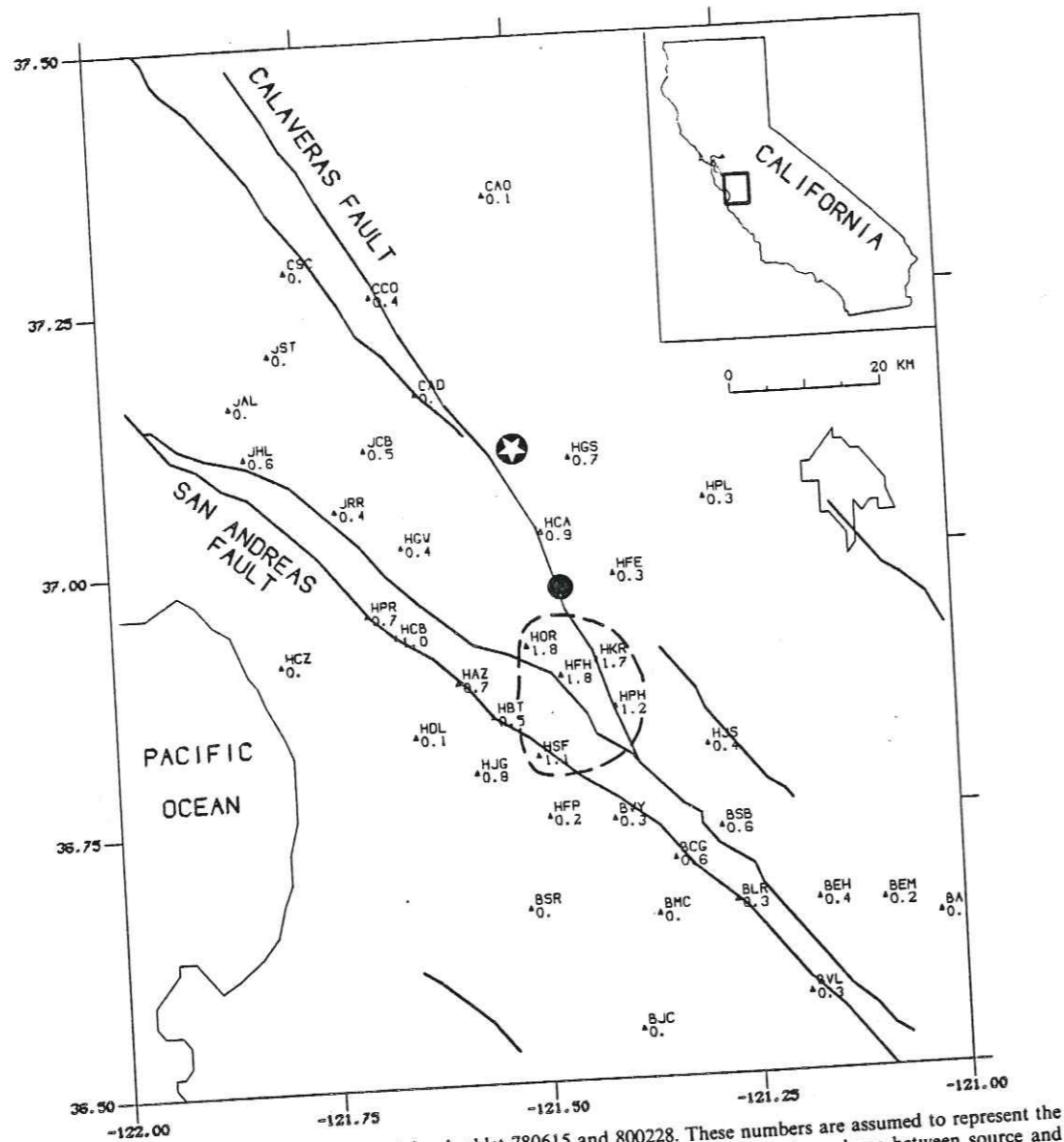


Fig. 8. Map of the slope of $\delta(t)$ observed for doublet 780615 and 800228. These numbers are assumed to represent the average change of S velocity (i.e., $\Delta V_s/V_s$ in parts per thousand), assuming that the entire volume between source and receiver was modified. The dashed contour outlines the anomalous zone with change larger than 0.001.

ments of 3–4 cm occurred across the Calaveras fault well to the south of the aftershock zone (at least as far as station HPH). Thus, coseismic and postseismic effects of the earthquake extended through the region of maximum velocity change.

While this interpretation is plausible, we must be cautious about embracing it, for other possibilities cannot be ruled out at present. In particular, ground water effects may be important, as the region of maximum change is also a heavily irrigated valley. The annual drawdown of the water table exceeds 10 m at some locations, while at other locations, longer-term variations of the same order that are related to climatic variations in rainfall are observed [see Schulz *et al.*, 1983, Figure 14]. Such dramatic changes in the water table could be the cause of the P wave travel time change at HKR and could offer an alternative model to the tectonic stress change hy-

pothesis developed above to explain the changes in coda wave travel times.

Clymer and McEvelly [1981] reported seasonal first P wave arrival time changes of up to 20 ms measured over short distances at a site near our station BVY. The travel times they measured were longer during the rainy season (November–April) and shorter in the dry season. They concluded that the seasonal variations were due to near-surface saturation changes, although water levels in a nearby well were also correlated with their observations.

If we hypothesize that the observed changes in coda wave travel times for our doublet are related to seasonal variations in ground saturation or in the water table, then we must conclude that the coda waves repeatedly sample the near surface as they propagate, otherwise they would not exhibit progressively increasing time delays. Systematic changes in the

water table notwithstanding, we do find it remarkable that the region with a velocity change of 0.05% covers both mountainous regions as well as sedimentary troughs.

CONCLUSION

We have presented a technique that improves the precision in measuring temporal variations of the velocity of body waves using data from microearthquake networks. In the $\delta(t)$ doublet technique, the time delay $\delta(t)$ is plotted as a function of the running time along the seismogram, and we compute the fractional change in S velocity from the slope of $\delta(t)$. This technique is applied to a doublet that spans in time the Coyote Lake earthquake and is located on the segment of the Calaveras fault that ruptured during the main shock. No P velocity anisotropy change is observable between 1978 and 1980 within the error limits of 1 ms. A change of S velocity, $\Delta V_s/V_s = 0.002$ is detected in a small region near the southern tip of the rupture zone. This may reflect a decrease in stress or a change in crustal properties in that region following or more likely associated with the Coyote Lake earthquake or seasonal variations in groundwater conditions.

This technique can easily be applied to data from other seismographic networks, provided that the time base is sufficiently stable. A change of the order of 0.1% in S velocity should be detectable on most single seismographic stations. An accurate digital recording system could monitor changes in P and S velocity of the order of 0.01%.

Acknowledgments. We (G.P. and J.F.) thank the staff of the U.S. Geological Survey, Office of Earthquakes, Volcanoes and Engineering, Menlo Park, particularly, P. Reasenber and L. Shijo, for their help in collecting and digitizing the data. We are grateful to M. J. Fremont for her help in processing the data. The original manuscript was much improved with suggestions from Bill Bakun, Gary Fuis, and Bruce Julian and anonymous journal reviewers. The funding for this work was provided by the French Institute of Astronomy and Geophysics (INAG), ATP Sismogenese, and by the U.S. Geological Survey.

REFERENCES

- Aki, K., and B. Chouet, Origin of coda waves: Source, attenuation and scattering, *J. Geophys. Res.*, **80**, 3322–3342, 1975.
- Boore, D. M., A. G. Lindh, T. V. McEvelly, and W. W. Tolmarchoff, A search for travel time changes associated with the Parkfield earthquake of 1966, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **65**, 1407–1418, 1975.
- Buchbinder, G. G. R., and C. M. Keith, Stability of P travel times in the region of la Malbaie, Quebec, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **69**, 463–481, 1979.
- Chouet, B., Temporal variation in the attenuation of earthquake coda near Stone Canyon, *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 143–146, 1979.
- Clymer, R. W., and T. V. McEvelly, Travel-time monitoring with Vibroseis, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **71**, 1903–1927, 1981.
- Eaton, J. P., Frequency response of the USGS short period telemetered seismic system and its suitability network studies of local earthquake, *U.S. Geol. Surv. Open File Rep.*, 77-844, 45 pp., 1977.
- Ellis, J. R., and A. Lindh, Linearity of VCO-discriminator playback system with respect to zero crossing times, *U.S. Geol. Surv. Open File Rep.*, 76-873, 8 pp., 1976.
- Geller, R. J., and C. S. Mueller, Four similar earthquakes in central California, *Geophys. Res. Lett.*, **7**, 821–824, 1980.
- Glangeaud, F., Signal processing for magnetic pulsation, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **43**, 981–998, 1981.
- Healy, J. H., and M. E. O'Neill, Calibration of seismographic systems: USGS stations in the central California network, *U.S. Geol. Surv. Open File Rep.*, 77-736, 178 pp., 1977.
- Kanamori, H., and G. Fuis, 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. Seismol. Soc. Am.*, **66**, 2017–2037, 1976.
- King, N. E., J. C. Savage, M. Lisowski, and W. H. Prescott, Preseismic and coseismic deformation associated with the Coyote Lake, California, earthquake, *J. Geophys. Res.*, **86**, 892–898, 1981.
- Leary, P. C., and P. E. Malin, Millisecond accurate monitoring of seismic travel times over 13- and 18-kilometer baselines, *J. Geophys. Res.*, **87**, 6919–6930, 1982.
- Leary, P. C., P. E. Malin, R. A. Phinney, T. Brocher, and R. VonColln, Systematic monitoring of millisecond travel time variations near Palmdale, California, *J. Geophys. Res.*, **84**, 659–666, 1979.
- Lee, W. H. K., D. G. Herd, V. Cagnetti, W. H. Bakun, and A. Rapoport, A preliminary study of the Coyote Lake earthquake of August 6, 1979 and its major aftershocks, *U.S. Geol. Surv. Open File Rep.*, 79-1621, 43 pp., 1979.
- Lukk, A. A., and I. L. Neresov, Character of temporal changes in the velocities of elastic waves in the earth's crust of the Garm region, *Izv. Acad. Sci. USSR Phys. Solid Earth*, **14**, 387–396, 1978.
- Moos, D., and M. D. Zoback, Comparison of in situ and laboratory determined pressure dependence of P - and S -velocities, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, in press, 1984.
- Nakamura, Y., A_1 moonquakes: Source distribution and mechanism, *Proc. Human Planet. Sci. Conf.*, **9th**, 3589–3607, 1978.
- Nur, A., Effect of stress on velocity anisotropy in rocks with cracks, *J. Geophys. Res.*, **76**, 2022–2034, 1971.
- Nur, A., Dilatancy, pore fluids and premonitory variations of ts/tp travel times, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **62**, 1217–1222, 1972.
- Poupinet, G., F. Glangeaud, and P. Cote, P -time delay measurement of a doublet of microearthquakes, *Proc. IEEE, ICASSP82*, 1516–1519, 1982.
- Reasenber, P., and K. Aki, A precise continuous measurement of seismic velocity for monitoring in situ stress, *J. Geophys. Res.*, **79**, 399–406, 1974.
- Reasenber, P., and W. L. Ellsworth, Aftershocks of the Coyote Lake, California earthquake of August 6, 1979: A detailed study, *J. Geophys. Res.*, **87**, 10637–10655, 1982.
- Rikitake, T., *Earthquake Prediction*, 357 pp., Elsevier, Amsterdam, 1976.
- Schulz, S., R. O. Burford, and B. Mavko, Influence of seismicity and rainfall on episodic creep on the San Andreas fault system in central California, *J. Geophys. Res.*, **88**, 7475–7484, 1983.
- Semenov, A. M., Variations in the travel time of transverse and longitudinal waves before violent earthquakes, *Izv. Acad. Sci. USSR Phys. Solid Earth*, no. 4, 245–248, 1969.
- Uhrhammer, R. A., Observations of the Coyote Lake, California earthquake sequence of August 6, 1979, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **70**, 559–570, 1980.
- Wesson, R. L., R. Robinson, C. G. Bufe, W. L. Ellsworth, J. H. Pfluke, J. A. Stepp, and L. C. Seekins, Search for seismic forerunners to earthquakes in Central California, *Tectonophysics*, **42**, 1111–1126, 1977.

W. L. Ellsworth, U.S. Geological Survey, 345 Middlefield Road, MS/977, Menlo Park, CA 94025.

J. Frechet and G. Poupinet, IRIGM, Universite Scientifique et Medicale de Grenoble, BP 68, F38402, St. Martin d'Herès, France.

(Received March 14, 1983;
revised March 8, 1984;
accepted March 19, 1984.)

VI.4. DISCUSSION DES RESULTATS SUR LES MESURES DE VARIATION DE VITESSE

VI.4.a. Délais des ondes P

Nous avons vu dans le paragraphe VI.3 que la mesure des délais à l'aide d'une fenêtre mobile le long du sismogramme permettait de mettre en évidence des variations de vitesse des ondes sismiques (vraisemblablement des ondes de cisaillement). Par contre l'étude du délai de l'onde P en première arrivée n'a pas permis de voir des variations claires, bien que ce délai des P soit mesuré avec une précision de l'ordre de la milliseconde. Nous allons présenter maintenant l'étude du délai des ondes P pour les neuf doublets temporels espacés de moins de 40 mètres dont nous disposons (doublets a6/34, a6/57, a7/21, a7/13, a7/23, a8/67, c2, s4 et s7).

VI.4.a.i. Relocalisation

Pour chacun de ces doublets nous avons calculé le délai correspondant à une fenêtre de 1,27s centrée sur l'onde P en première arrivée. Ces délais nous ont permis de relocaliser ces doublets (localisation relative) avec une précision variant de 1 à 2 mètres selon les doublets. Nous avons reporté dans le Tableau VI.1 l'ensemble des résultats: délais des ondes P, résidus après relocalisation, paramètres de la relocalisation. Ces doublets ont été inclus dans le chapitre V où le lecteur trouvera les cartes indiquant la position de ces différents doublets.

La discussion concernant la relocalisation ayant été effectuée au chapitre V, nous nous bornerons ici à quelques constatations. Les distances entre séismes varient de 2 à 40 mètres selon les doublets. Ceci implique que le deuxième séisme peut se produire en un point quelconque de la surface de rupture du premier. L'incertitude étant de l'ordre de 1 à 2 mètres sur la distance horizontale et de 2 à 5 mètres sur la distance verticale, l'orientation de l'axe du doublet est moins bien déterminée que pour un doublet spatial espacé de 70 mètres par exemple. Aussi le parallélisme entre l'axe du doublet et la direction des failles est moins net que pour les doublets spatiaux. Les doublets a6/57, a7/21, a7/13 et a7/13 sont à peu près parallèles à la direction des failles correspondantes. Les doublets a8/67 et s7 sont trop proches (respectivement 5,8 et 1,9 mètres) pour que leur orientation soit significative (encore que le doublet a8/67 suggère que le plan de faille est vertical). Les doublets a6/34 et s4 semblent indiquer une direction proche de Nord-Sud, assez différente des directions des failles. Le doublet c2 a un axe à 90 degrés de l'azimut de la faille de Calaveras. Cependant pour ce doublet la distance verticale (10,6m) est supérieure à la distance horizontale. Un

pendage du plan de faille de l'ordre de 60 degrés vers le Sud-Ouest pourrait expliquer cette localisation. Cependant la possibilité d'un double plan de faille ne peut être exclue.

VI.4.a.ii. Recherche de variation de vitesse des ondes P

Le but de l'étude des délais des ondes P d'un doublet temporel est la recherche de variation de vitesses des ondes P. C'est cette recherche qui est à l'origine de l'étude des doublets initiée par G.Poupinet en 1980. En principe, pour un doublet situé strictement au même endroit, le délai des ondes P nous donne la variation du temps de parcours le long du rai suivi par l'onde P. L'observation du délai selon la position de la station devrait permettre de préciser la zone où se produit une variation de vitesse. Plusieurs hypothèses peuvent être envisagées: variation locale, ne se manifestant que sur quelques stations; variation isotrope et homogène qui donnerait un délai proportionnel au temps de parcours (approximativement proportionnel à la distance séisme-station); variation anisotrope qui pourrait donner une variation azimutale en $\sin(2 \times \text{azimut})$; variation par blocs, pouvant donner une répartition assez compliquée des délais. On voit donc que la recherche de la loi de variation de la vitesse peut être très difficile si aucun des effets précédemment décrits n'est suffisamment prépondérant. En outre les doublets étant généralement distants de quelques mètres, il est nécessaire de corriger les délais en fonction de la relocalisation que l'on a calculée, et d'étudier plutôt la répartition des résidus. Cependant on doit garder à l'esprit le fait que certaines répartitions de délais dues à des variations de vitesses peuvent être prises à tort comme étant dues à la différence de localisation. Plus précisément, on ne pourra pas faire la différence entre une délocalisation et une variation de vitesse qui donnerait des délais proportionnels au sinus de l'azimut ou au sinus de l'angle de départ du rai.

L'observation des délais et des résidus des ondes P des neuf doublets temporels (Tableau VI.1 et Figure VI.3) ne permet pas de voir une variation simple de vitesse. Seules des variations très locales ou par blocs pourraient expliquer les délais observés. Les résidus sont généralement compris entre -2 et +2ms, pour des temps de parcours de l'ordre de 1 à 10s. Ceci nous permet donc de placer une borne supérieure au produit $D \cdot \Delta V / V^2$, où D est le diamètre d'une éventuelle zone où la vitesse V varierait de ΔV . On a $D \cdot \Delta V / V^2 < 0.002s$. Pour une zone de diamètre 6km et de vitesse 6km/s, on a $\Delta V_p / V_p < 0.2\%$.

Quelques stations présentent pour certains doublets des résidus très anormaux (Fig. VI.3): JST, HSF et HKR pour les doublets s4 et s7; JRG et HFH pour les doublets a7; HKR pour les doublets c2, a7/13 et a8/67; BVL pour les doublets a6/34 et c2. Ces

DOUBLET a634

UID	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790806067	0.0	0.0	0.0	0.0
790908005	-7.7 (1.7)	21.1 (2.0)	7.4 (3.4)	45.5 (0.3)

Sta	Dist	Azim	Del	Res	SVar
hcav	4.7	174	49.0	0.8	-0.5
hgsv	4.9	50	45.0	-0.9	0.0
hfev	12.2	140	48.5	-0.6	
hcrv	14.8	214	49.0	1.0	-0.5
ngwv	15.4	249	45.9	-0.1	0.0
cadv	16.0	311	45.2	2.2	
horv	16.8	186	49.1	0.1	-0.7
hplv	17.8	96	48.1	0.7	
jcbv	18.4	285	44.1	0.2	0.0
hkrv	19.3	163	48.0	-1.4	-0.7
hfhv	20.0	175	49.9	0.6	-1.5
jrrv	21.2	266	45.1	0.3	0.0
hcbv	21.5	225	47.5	0.2	-0.4
hazv	22.2	204	50.2	1.8	
hprv	22.3	235	45.3	-1.4	-0.2
hbtv	24.7	193	48.9	0.1	
hltv	26.0	142	50.1	0.9	
ccov	26.6	322	40.5	-1.7	
hcov	27.7	223	45.4	-2.0	
hsfv	28.4	182	49.7	0.6	-1.0
hdlv	29.2	208	49.0	0.9	0.0
jbzv	29.9	259	43.1	-2.0	-0.8
hjgv	30.9	194	48.5	-0.2	0.0
jstv	31.4	299	43.9	1.0	0.0
hjsv	32.7	149	47.9	-1.4	
hczv	32.8	238	45.7	-0.7	
jalv	33.3	288	43.3	0.0	0.0
jtgv	34.7	263	44.8	0.0	-0.4
cscv	34.8	314	42.5	0.2	0.0
hqrv	35.8	137	48.7	-0.3	-0.2
bvyv	36.0	169	48.0	-1.3	0.0
bsbv	40.8	154	49.2	0.4	-0.4
bmhv	42.9	171	48.3	-0.5	0.0
bsrv	44.6	183	49.9	1.3	0.0
bmcv	46.9	166	51.5	2.7	-0.2
blrv	48.6	157	47.0	-1.9	0.0
bscv	51.5	157	48.4	-0.5	0.0
bjov	53.1	163	48.8	-0.1	0.0
bjcv	58.4	171	49.0	0.2	0.0
bvlv	60.9	154	55.5	6.7	0.0
bavv	62.2	139	49.5	0.9	0.0

iter =10 RMS = 0.95 nombre de stations = 41

DOUBLET a657

UID	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
800331006	0.0	0.0	0.0	0.0
800901036	-12.6 (2.6)	10.2 (3.0)	13.6 (6.0)	31.2 (0.4)

Sta	Dist	Azim	Del	Res	SVar
hcav	4.7	174	33.0	-1.1	0.0
hgsv	4.9	50	35.2	1.7	0.0
hfev	12.2	140	33.6	-1.1	0.0
hcrv	14.8	214	32.6	0.2	0.0
horv	16.8	186	32.7	-0.7	0.0
hplv	17.8	96	33.0	-1.1	0.0
jcbv	18.4	285	29.1	-0.6	0.0
hkrv	19.3	163	34.1	0.0	0.0
jrrv	21.2	266	29.5	-0.5	0.0
hcbv	21.5	225	29.3	-2.3	0.0
hazv	22.2	204	33.3	0.8	0.0
hprv	22.3	235	28.9	-2.2	0.0
hphv	24.6	162	32.0	-1.9	0.0
hbtv	24.7	193	34.3	1.4	0.0
hltv	26.0	142	32.3	-2.0	0.0
ccov	26.6	322	29.7	0.6	0.0
hcov	27.7	223	33.0	1.5	0.0
hsfv	28.4	182	34.6	1.4	0.0
hdlv	29.2	208	33.9	1.8	0.0
jbzv	29.9	259	29.6	-0.2	0.0
hjgv	30.9	194	33.3	0.6	0.0
jstv	31.4	299	30.9	2.0	0.0
hjsv	32.7	149	36.0	2.0	0.0
hczv	32.8	238	31.0	0.4	0.0
jalv	33.3	288	26.9	-2.1	0.0
cscv	34.8	314	28.8	0.0	0.0
hfpv	34.9	180	34.9	1.7	0.0
hqrv	35.8	137	34.9	0.8	0.0
bvyv	36.0	169	34.0	0.5	0.0
hslv	36.3	99	35.0	1.2	0.0
bmhv	42.9	171	29.3	-3.4	0.0
bmcv	46.9	166	33.9	1.1	0.0
bscv	51.5	157	37.5	4.4	0.0
behv	52.8	148	32.5	-0.7	0.0
bemv	57.1	142	31.4	-1.9	0.0
bjcv	58.4	171	31.5	-1.2	0.0

iter = 4 RMS = 1.43 nombre de stations = 36

DOUBLET a721

UID	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790911002	0.0	0.0	0.0	0.0
801126033	4.8 (1.0)	-4.9 (0.9)	-7.9 (3.3)	-10.0 (0.1)

Sta	Dist	Azim	Del	Res	SVar
hgsv	7.1	110	-11.3	0.4	0.0
cadv	10.4	299	-7.3	2.5	0.0
hcav	10.8	162	-12.9	-1.4	0.0
jcbv	14.8	267	-9.6	0.1	0.0
hgwv	16.0	226	-9.6	0.8	0.0
hfev	18.4	144	-11.8	-0.4	0.0
hcrv	18.6	197	-10.9	-0.1	0.0
jrrv	19.5	249	-9.8	0.0	0.0
ccov	20.5	319	-8.9	0.2	0.0
hplv	21.9	110	-10.7	0.5	0.0
horv	22.3	177	-11.1	-0.1	-0.1
hprv	23.9	220	-10.7	-0.5	0.0
hcbv	24.1	211	-11.1	-0.7	0.0
hkrv	25.5	160	-11.2	-0.1	-0.6
hfhv	25.9	169	-10.2	0.8	-0.2
jstv	26.4	292	-8.9	0.1	0.0
hazv	26.6	193	-9.9	0.8	0.0
jecv	26.6	254	-10.3	-0.8	-0.4
jbzv	28.7	247	-11.1	-1.5	-0.3
cscv	29.0	310	-9.1	-0.2	0.0
jalv	29.2	279	-9.0	0.1	0.0
hbtv	29.8	185	-10.0	0.8	0.0
hcov	30.3	212	-10.5	-0.2	0.0
hphv	30.8	160	-11.3	-0.3	0.0
jplv	31.7	240	-9.2	0.5	-0.5
hltv	32.2	144	-12.3	-1.2	-0.2
jtgv	33.0	252	-9.5	0.0	-0.1
hdlv	33.2	199	-10.5	0.0	0.0
cmhv	33.9	322	-9.9	-1.0	0.0
hczv	33.9	227	-10.4	-0.4	0.0
hsfv	34.0	177	-10.0	0.9	-0.3
hjgv	35.8	187	-10.6	0.1	0.0
jssv	36.8	279	-8.5	0.6	0.0
hjsv	38.9	149	-11.0	0.1	0.0
jrgv	40.3	257	-12.5	-3.1	0.0
hfpv	40.5	176	-10.7	0.2	0.0
bvyv	42.0	167	-11.5	-0.5	0.0
jlxv	42.2	283	-8.7	0.3	0.0
calv	44.4	326	-8.5	0.4	0.0
cmjv	54.3	325	-9.7	-0.8	0.0
jscv	56.5	289	-8.9	0.1	0.0
jblv	57.3	271	-10.0	-0.8	0.0
jsmv	58.3	280	-8.4	0.7	0.0
jbmV	60.2	292	-8.4	0.3	0.0
jsjv	55.9	295	-8.7	0.2	0.0

iter = 4 RMS = 0.53 nombre de stations = 45

DOUBLET a713

UID	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
801126033	0.0	0.0	0.0	0.0
790114001	12.4 (2.9)	-22.4 (2.6)	-3.2 (7.9)	18.4 (0.4)

Sta	Dist	Azim	Del	Res	SVar
hgsv	7.1	110	16.2	0.5	0.0
cadv	10.4	299	20.0	-1.2	0.0
hcav	10.8	162	13.0	-1.5	0.0
jcbv	14.8	267	20.3	0.3	0.0
hgwv	16.0	226	16.6	-0.6	0.0
hfev	18.4	144	15.2	1.0	0.0
hcrv	18.6	197	16.5	1.1	0.0
jrrv	19.5	249	20.2	1.3	0.0
ccov	20.5	319	22.4	0.0	0.0
hplv	21.9	110	15.8	0.6	0.0
horv	22.3	177	14.3	-0.2	-1.5
hprv	23.9	220	18.2	1.4	0.0
hcbv	24.1	211	16.1	-0.1	0.0
hkrv	25.5	160	11.0	-3.2	-0.5
hfhv	25.9	169	25.2	10.9	
jstv	26.4	292	19.8	-1.9	0.0
hazv	26.6	193	15.6	0.4	-0.4
jecv	26.6	254	20.3	1.0	0.5
jbzv	28.7	247	19.6	0.8	0.5
cscv	29.0	310	24.3	1.9	0.0
jalv	29.2	279	21.3	0.3	0.0
hbtv	29.8	185	12.9	-2.0	0.0
hcov	30.3	212	17.3	1.0	0.0
hphv	30.8	160	12.3	-1.9	0.0
hltv	32.2	144	16.1	1.9	0.0
jtgv	33.0	252	20.5	1.3	0.0
hdlv	33.2	199	15.2	-0.4	0.0
cmhv	33.9	322	25.0	2.4	
hsfv	34.0	177	13.5	-1.1	-0.4
hjgv	35.8	187	15.4	0.4	0.0
jssv	36.8	279	19.1	-1.9	0.0
jrgv	40.3	257	23.5	3.9	0.4
hfpv	40.5	176	14.0	-0.5	0.0
bvyv	42.0	167	14.9	0.6	0.0
jlxv	42.2	283	19.2	-2.1	0.0
calv	44.4	326	23.8	1.1	0.0
jsgv	50.3	291	19.0	-2.7	
jsjv	55.9	295	21.0	-0.9	0.0
jscv	56.5	289	20.3	-1.3	0.0
jblv	57.3	271	22.5	2.0	0.0
jsmv	58.3	280	21.0	-0.1	0.0
jbmV	60.2	292	20.0	-1.8	0.3

iter = 3 RMS = 1.37 nombre de stations = 42

DOUBLET a723

UID	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790911002	0.0	0.0	0.0	0.0
790114001	16.5 (1.7)	-33.5 (1.6)	-11.2 (5.3)	9.1 (0.2)

Sta	Dist	Azim	Del	Res	SVar
hgsv	7.1	110	5.0	0.4	
cadv	10.4	299	13.2	0.7	
hcav	10.8	162	1.3	-1.5	
jcbv	14.8	267	10.5	-0.3	
hgwv	16.0	226	5.9	-0.9	
hfev	18.4	144	2.7	0.0	
hcrv	18.6	197	4.2	-0.1	
jrrv	19.5	249	10.1	0.8	
ccov	20.5	319	14.8	0.0	
hplv	21.9	110	4.1	-0.3	
horv	22.3	177	3.4	0.2	
hprv	23.9	220	8.1	1.7	
hcbv	24.1	211	4.6	-1.0	
hkrv	25.5	160	1.5	-1.3	-1.5
jstv	26.4	292	14.0	0.3	
hazv	26.6	193	5.7	1.5	
jecv	26.6	254	9.5	-0.6	
jbzv	28.7	247	10.0	0.6	
cscv	29.0	310	15.1	0.3	
jalv	29.2	279	12.0	-0.7	
hbtv	29.8	185	2.6	-1.2	
hfhv	25.9	169	15.5	12.5	
hcov	30.3	212	7.3	1.5	
hphv	30.8	160	2.7	-0.2	
hltv	32.2	144	2.4	-0.6	
jtgv	33.0	252	10.1	0.1	
hdlv	33.2	199	4.1	-0.6	
cmhv	33.9	322	15.4	0.2	
hsfv	34.0	177	3.7	0.3	
hjgv	35.8	187	5.3	1.4	
jssv	36.8	279	12.7	0.0	
hslv	40.3	106	5.9	1.0	
jrgv	40.3	257	12.5	2.0	
hfpv	40.5	176	2.9	-0.5	
bvyv	42.0	167	3.9	0.8	
jlxv	42.2	283	10.7	-2.3	
calv	44.4	326	16.7	1.4	
jsgv	50.3	291	12.2	-1.5	
jscv	56.5	289	12.8	-0.7	
jblv	57.3	271	12.8	0.9	
jsmv	58.3	280	13.2	0.4	
jsjv	55.9	295	12.0	-2.0	
jbmV	60.2	292	11.0	-3.0	

iter = 5 RMS = 0.93 nombre de stations = 43

DOUBLET a867

UID	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
780905016	0.0	0.0	0.0	0.0
790827027	1.3 (1.6)	-0.8 (1.5)	5.6 (3.5)	16.9 (0.2)

Sta	Dist	Azim	Del	Res	SVar
hfev	5.5	79	17.6	0.5	1.0
hcav	6.0	341	18.0	0.6	3.0
horv	7.5	213	16.8	-0.4	3.5
hkrv	8.6	158	20.3	3.4	4.0
hfhv	9.5	184	16.4	-0.5	2.0
hphv	13.9	159	19.3	2.5	1.5
hgsv	13.6	5	17.4	0.3	0.5
hazv	15.2	229	17.3	0.3	1.0
hbtv	15.8	210	17.3	0.4	
hplv	17.6	60	15.0	-1.8	0.0
hgwv	17.5	286	16.1	-1.1	0.0
hsfv	18.3	191	16.1	-0.7	1.0
hprv	20.9	264	16.5	-0.3	0.0
hjgv	21.9	207	16.0	-0.6	0.0
hdlv	22.4	227	17.7	1.0	0.0
hjsv	22.7	140	16.4	0.0	0.5
hcov	23.6	246	18.0	1.2	1.0
bvyv	25.3	170	16.2	-0.3	0.0
jrrv	25.2	291	15.8	-1.1	0.0
jcbv	25.4	307	16.3	-0.6	0.5
hgrv	27.1	125	16.1	-0.3	0.0
bsbv	30.5	149	16.8	0.5	0.0
bcgv	31.2	160	16.5	0.2	0.0
jecv	32.1	285	19.4	2.7	
jplv	33.0	271	15.8	-0.9	
bsrv	34.5	188	15.4	-1.0	0.0
bmcv	36.2	166	15.1	-1.2	0.0
ccov	36.7	329	17.7	1.0	0.0
jtgv	37.4	279	17.7	1.0	0.0
blrv	38.1	154	17.0	0.7	0.0
jstv	39.5	311	16.4	-0.4	0.0
bscv	41.0	154	14.2	-2.1	
bjov	42.4	162	16.5	0.2	0.0
behv	42.8	143	13.4	-2.9	0.0
bjcv	47.8	173	17.6	1.2	0.0
bvlv	50.5	151	17.5	1.2	0.0
bavv	53.0	133	16.6	0.3	0.0

iter =10 RMS = 0.93 nombre de stations = 37

DOUBLET c2

UID	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
780615010	0.0	0.0	0.0	0.0
800228052	6.8 (2.1)	3.4 (1.7)	-10.6 (4.6)	-31.1 (0.3)

Sta	Dist	Azim	Del	Res	SVar	Modif
hfev	5.5	79	-31.9	1.1	0.5	---
hcav	6.0	341	-31.8	0.2	1.5	VG
horv	7.5	213	-29.5	1.1	3.0	---
hkrv	8.6	158	-26.8	4.6	3.5	VS
hfhv	9.5	184	-31.8	-1.0	2.3	S
hgsv	13.6	5	-33.0	-1.1	0.7	S
hphv	13.9	159	-29.2	1.9	1.5	---
hazv	15.2	229	-31.8	-1.8	1.0	---
hbtv	15.8	210	-29.7	0.5	1.0	V
hgwv	17.5	286	-31.2	-0.9	0.5	VS
hplv	17.6	60	-34.5	-2.0	0.5	VF
hsfv	18.3	191	-30.9	-0.5	1.0	---
hcbv	18.3	255	-28.9	1.1	1.0	---
hprv	20.9	264	-31.0	-1.5	0.5	---
hjpgv	21.9	207	-29.6	0.0	0.4	VFT
hdlv	22.4	227	-30.2	-0.8	0.2	---
hjsv	22.7	140	-31.2	-0.3	0.5	VS
hfpv	24.6	186	-30.0	0.0	0.4	---
jrrv	25.2	291	-31.6	-1.8	0.4	V
bvyv	25.3	170	-30.4	-0.1	0.0	VT
jcbv	25.4	307	-31.1	-1.0	0.5	V
cadv	25.5	325	-30.8	-0.4	0.4	S
bsbv	30.5	149	-29.3	1.2	0.8	T
hczv	31.0	257	-28.6	0.7	0.5	VG
bcgv	31.2	160	-31.2	-0.9	0.3	T
jecv	32.1	285	-27.9	1.6	0.7	T
jplv	33.0	271	-28.0	1.4	0.7	T
bsrv	34.5	188	-30.8	-1.1	0.0	VT
bmcv	36.2	166	-29.8	0.4	0.0	T
jhlv	36.3	294	-27.9	1.8	0.4	---
ccov	36.7	329	-29.1	1.2	0.4	---
blrv	38.1	154	-33.0	-2.6	0.0	T
jstv	39.5	311	-29.9	0.1	0.0	V
jalv	39.9	301	-27.6	2.2	0.2	VS
caov	42.1	351	-31.4	-0.6	0.0	VS
behv	42.8	143	-30.3	0.3	0.3	---
cscv	44.2	321	-31.7	-1.5	0.0	VG
bemv	47.6	137	-31.4	-0.7	0.2	---
bjcv	47.8	173	-30.9	-0.9	0.0	V
bvlv	50.5	151	-27.1	3.4	0.3	---
bavv	83.8	27	-29.7	1.5	0.0	---

iter = 4 RMS = 1.26 nombre de stations = 41

DOUBLET s4

UID	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
790609001	0.0	0.0	0.0	0.0
810615042	1.5 (1.4)	-10.3 (1.6)	10.9 (3.4)	-16.3 (0.2)

Sta	Dist	Azim	Del	Res	SVar
hsfv	3.2	107	-7.5	7.9	0.0
hbtv	3.7	336	-14.8	-1.0	0.0
hjpgv	4.3	235	-15.9	-0.1	0.0
hfpv	8.3	152	-15.6	1.7	0.0
hazv	8.8	325	-14.8	-0.5	0.0
hfhv	9.5	38	-15.1	-0.4	0.0
hdlv	10.0	280	-15.1	0.3	0.0
horv	11.0	12	-15.8	-1.5	1.0
hphv	12.1	71	-15.6	0.1	2.0
hkrv	13.2	47	-12.3	2.7	2.0
bvyv	13.3	126	-16.2	1.0	0.0
hcrv	15.9	344	-13.1	1.3	2.0
hcbv	16.7	317	-15.7	-1.0	0.5
hcov	16.8	296	-15.0	0.1	0.0
bslv	17.2	107	-17.1	-0.3	0.0
bmhv	18.4	144	-17.7	-0.1	0.0
hprv	20.6	316	-15.5	-0.8	0.0
hjsv	21.0	91	-15.4	1.0	0.0
bcgv	21.0	126	-15.8	1.5	-0.4
hltv	21.3	71	-16.7	-0.9	0.0
hfev	21.6	33	-15.5	-0.6	0.5
hcav	23.2	11	-14.5	0.0	0.2
bmcv	23.6	140	-18.2	-0.6	0.0
hgwv	24.2	335	-13.2	2.0	0.0
hczv	25.7	293	-15.0	0.9	0.0
hqrv	28.7	87	-17.6	-0.7	0.0
blrv	28.9	126	-18.4	-0.5	-1.2
bpcv	29.8	198	-19.1	-0.8	0.0
bjov	30.5	140	-19.8	-1.6	0.0
jrrv	31.2	326	-13.3	2.0	-0.2
bscv	31.5	129	-17.9	0.1	-0.2
hgsv	31.5	14	-14.3	0.9	0.0
jplv	31.8	303	-16.8	-1.1	0.0
bjcv	32.9	157	-16.3	2.1	0.0
jbzv	33.6	311	-15.0	0.5	0.0
jcbv	35.2	337	-14.2	1.0	0.0
behv	36.5	118	-20.3	-2.5	0.0
jtgv	38.3	307	-15.5	0.1	0.0
bvlv	41.1	131	-18.6	-0.4	0.0
hmov	42.1	235	-17.6	0.1	0.0
jrgv	45.3	302	-18.1	-2.1	0.0
jalv	46.7	323	-15.5	0.1	0.0
jstv	48.9	331	-19.0	-3.5	0.0
jucv	50.1	294	-15.7	0.4	0.0
jhlv	41.7	320	-15.8	-0.2	0.0

iter = 4 RMS = 1.04 nombre de stations = 45

DOUBLET s7

UID	X(m)	Y(m)	Z(m)	T(ms)
780828007	0.0	0.0	0.0	0.0
810523001	-0.9 (1.2)	1.6 (1.3)	-0.6 (2.7)	-3.9 (0.1)

Sta	Dist	Azim	Del	Res	SVar	Modif
hazv	1.4	91	-4.9	-0.9	0.0	---
hbtv	6.3	127	-2.9	0.9	1.0	V
hdlv	6.4	211	-3.6	0.3	0.0	VS
hcov	8.6	271	-2.8	1.3	1.4	V
horv	9.5	68	-4.2	-0.3	2.0	V
hjgv	10.1	163	-4.8	-1.1	0.0	VT
hfhv	12.3	88	-2.7	1.1	1.0	VS
hsfv	12.6	130	3.6	7.3	0.8	V
hgwv	15.1	345	-5.9	-1.6	0.0	VST
hkrv	16.2	83	2.5	6.3	1.5	VSF
hphv	18.2	100	-1.5	2.3	1.6	V
hcav	19.1	35	-4.3	-0.2	0.4	VG
hfev	21.3	59	-4.1	-0.1	0.2	VS
jrrv	21.6	330	-4.0	0.3	0.0	---
jplv	22.5	297	-5.5	-1.3	0.7	VT
bvyv	22.9	131	-3.5	0.2	0.0	VT
jbzv	24.0	308	-4.6	-0.4	0.4	VS
jecv	25.7	316	-3.8	0.4	0.0	VG
bslv	26.0	118	-5.0	-1.3	-0.4	VT
jcbv	26.2	344	-4.3	0.0	0.0	V
hltv	26.6	90	-4.4	-0.6	0.0	VST
hgsv	27.4	31	-3.8	0.3	0.0	VS
hjsv	28.5	105	-3.2	0.5	0.4	VS
jtgv	28.8	304	-3.7	0.5	0.0	VS
bcgv	30.6	130	-3.4	0.3	0.0	VT
jhlv	32.0	321	-3.9	0.4	0.0	SG
hplv	33.8	57	-7.1	-3.2		VF
hqrv	35.6	99	-3.3	0.4	0.0	VT
blrv	38.5	129	-4.8	-1.2	-0.7	T
jstv	39.5	335	-12.0	-7.8	0.0	V
bjcv	42.1	153	-3.6	0.0	0.0	VS
behv	45.7	122	-2.7	1.0	0.0	---
bvlv	50.8	133	-4.2	-0.6	0.0	---

iter = 6 RMS = 0.75 nombre de stations = 33

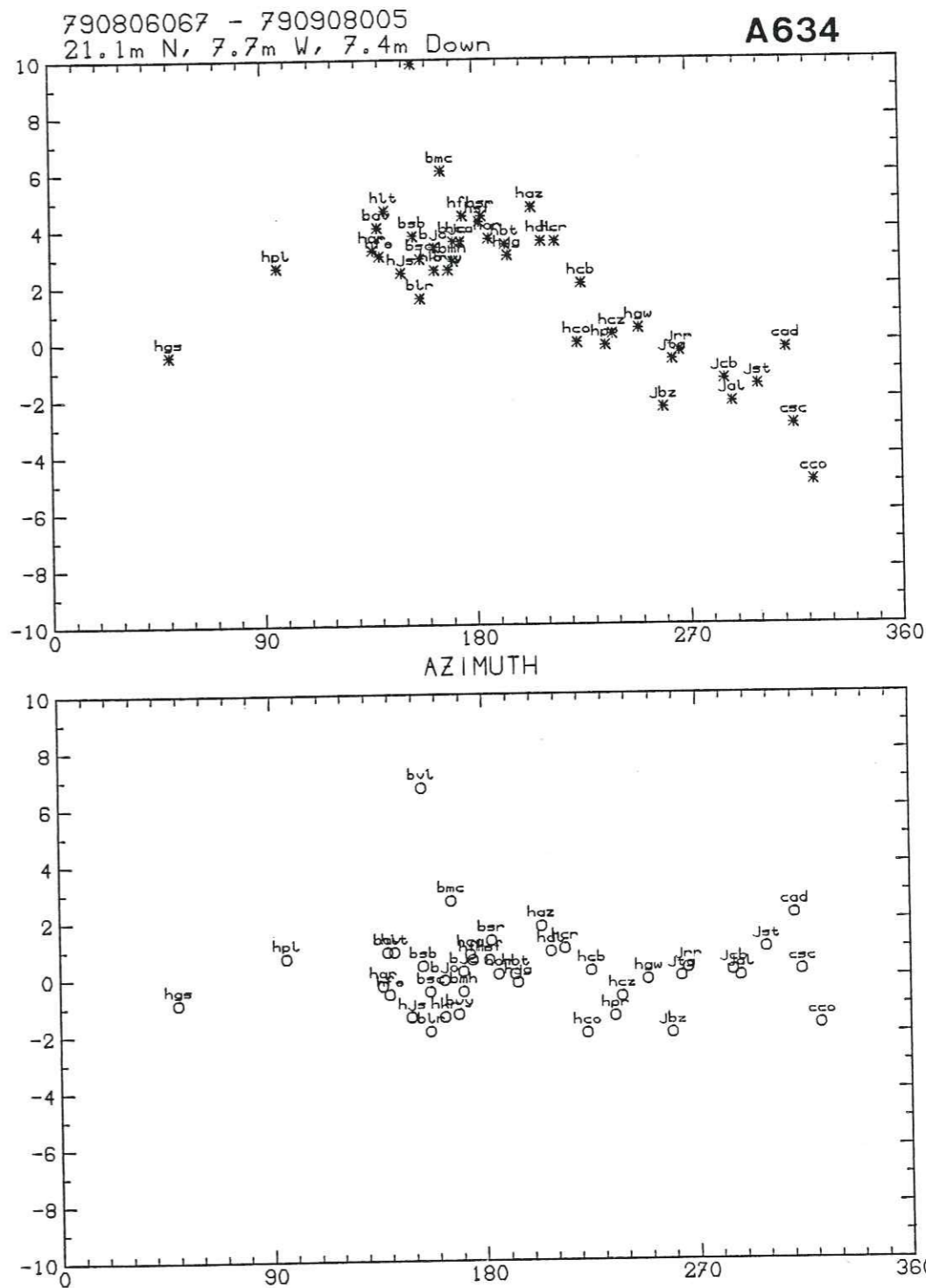


Figure 3: Délai et résidu de l'onde P après relocalisation, en fonction de l'azimut de la station. Le zéro de l'échelle des délais correspond à la différence exacte des temps d'origine des deux séismes. -Doublet a6/34.

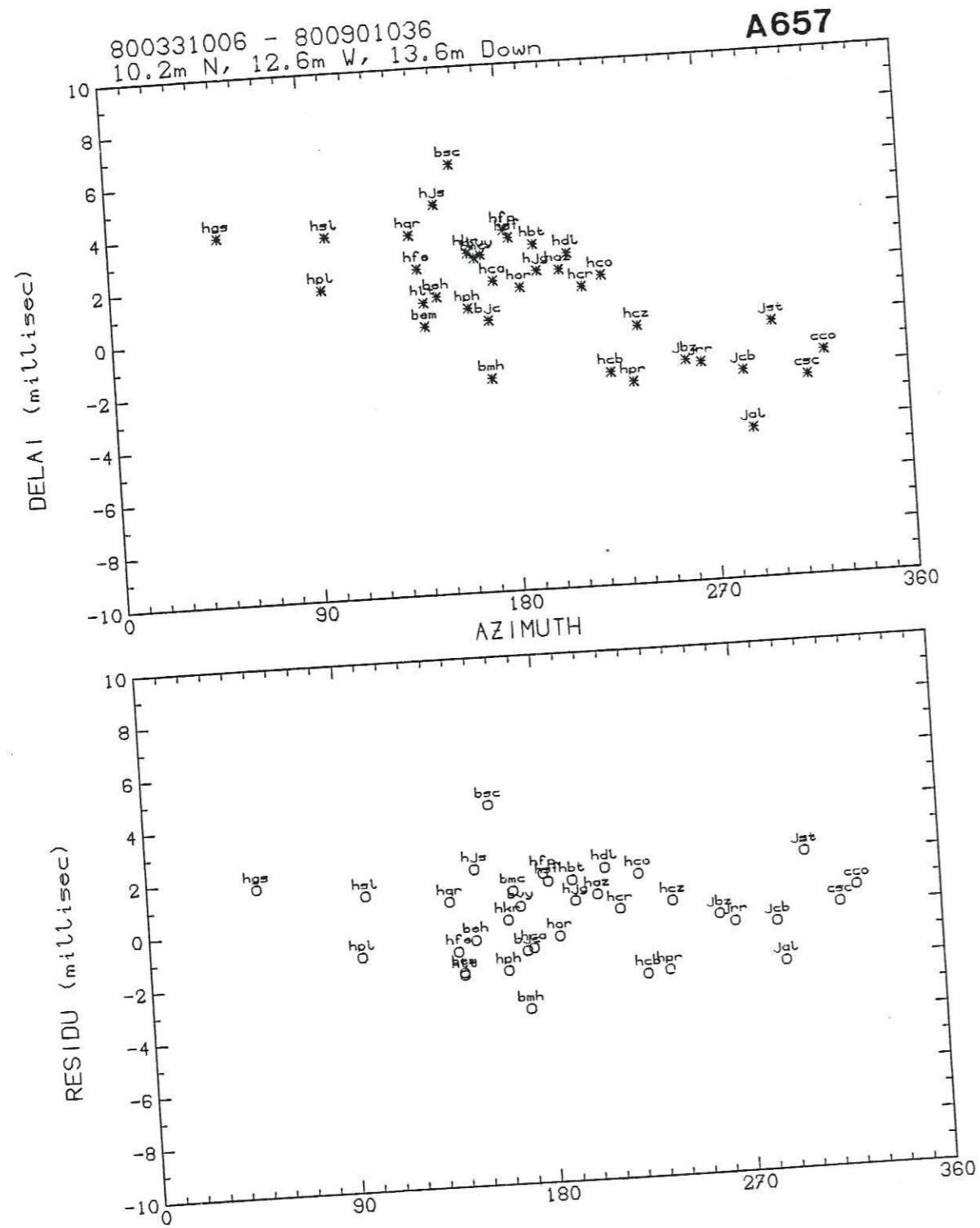


Figure 3 (suite): Doublet a6/57.

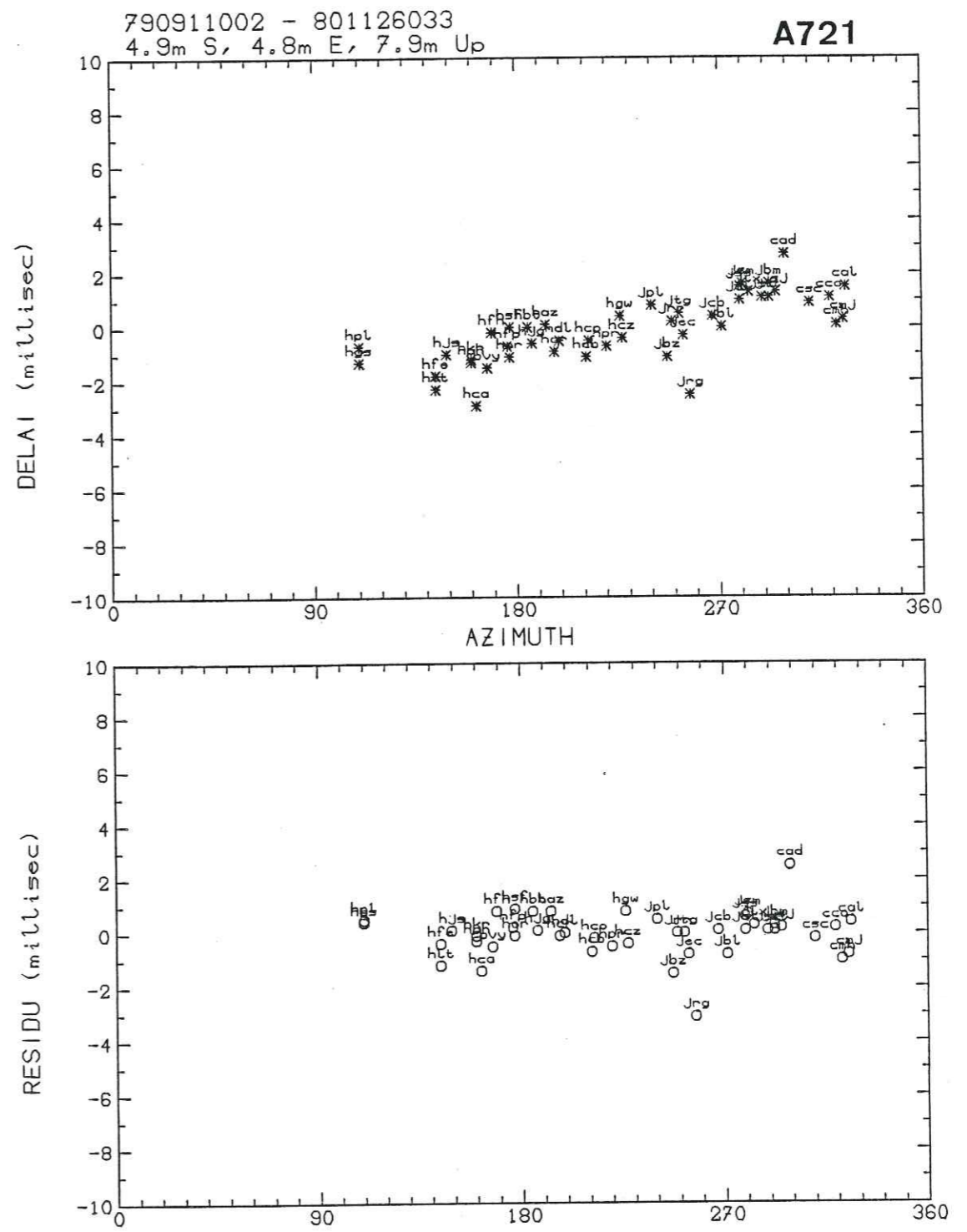


Figure 3 (suite): Doublet a7/21.

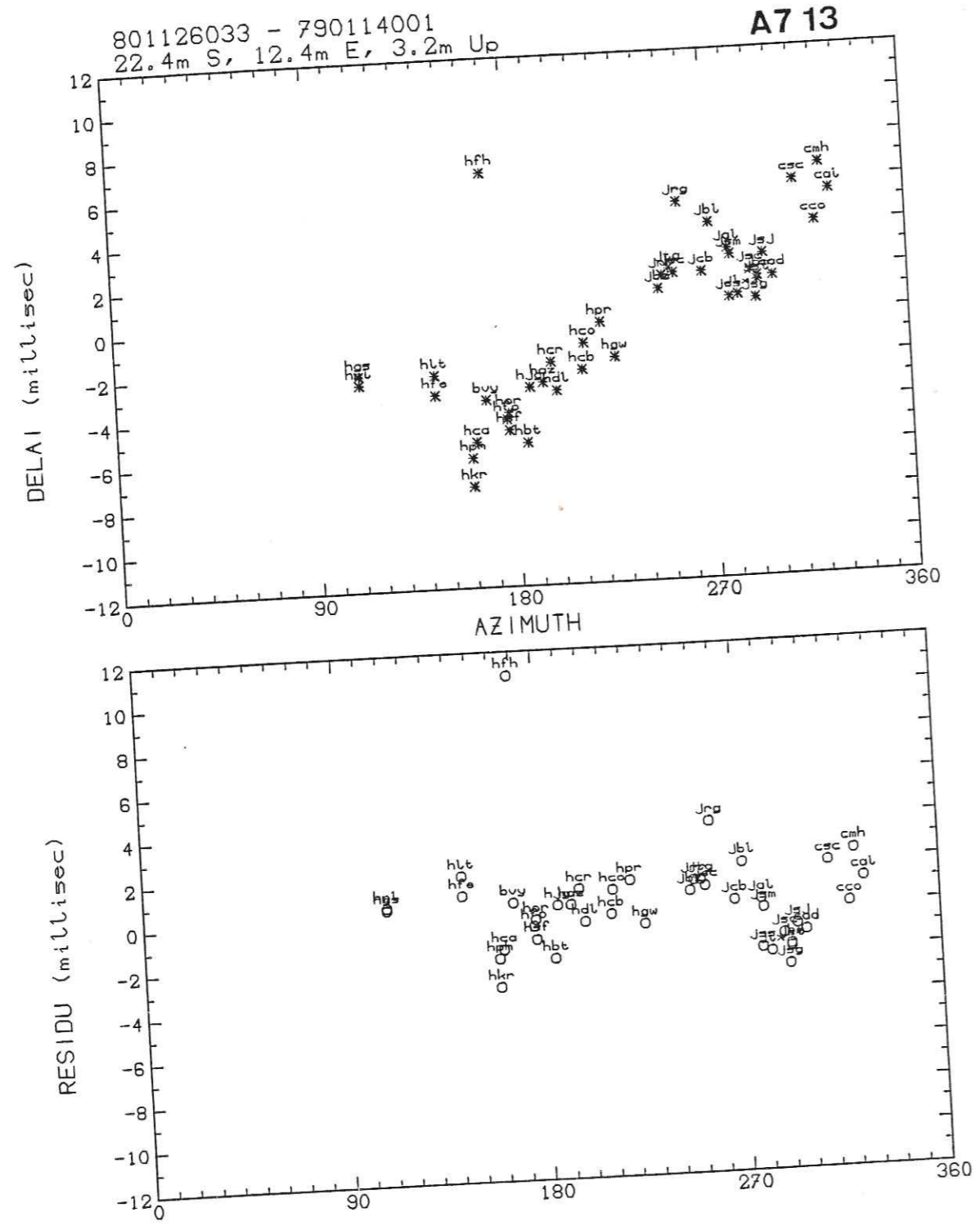


Figure 3 (suite): Doublet a7/13.

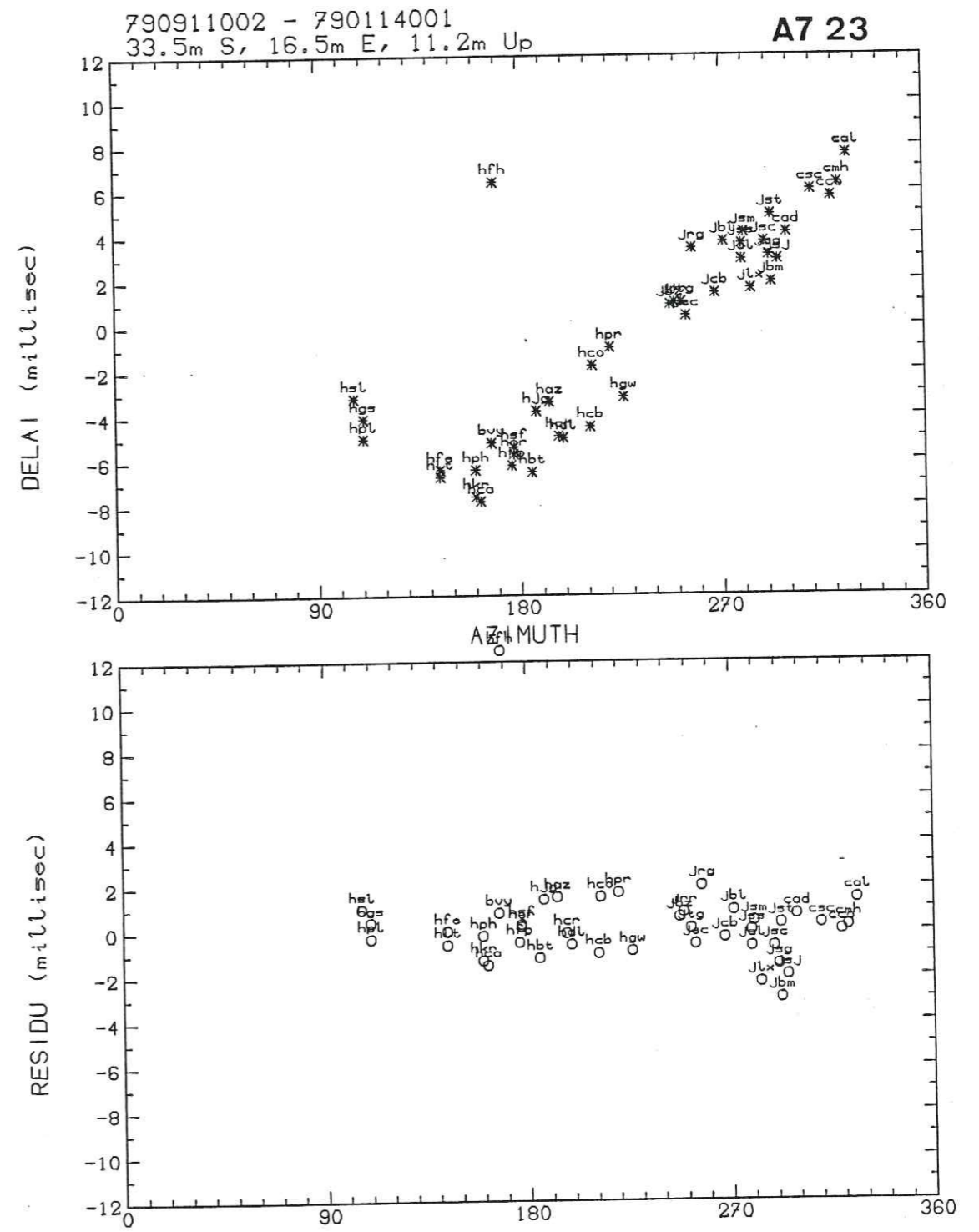


Figure 3 (suite): Doublet a7/23.

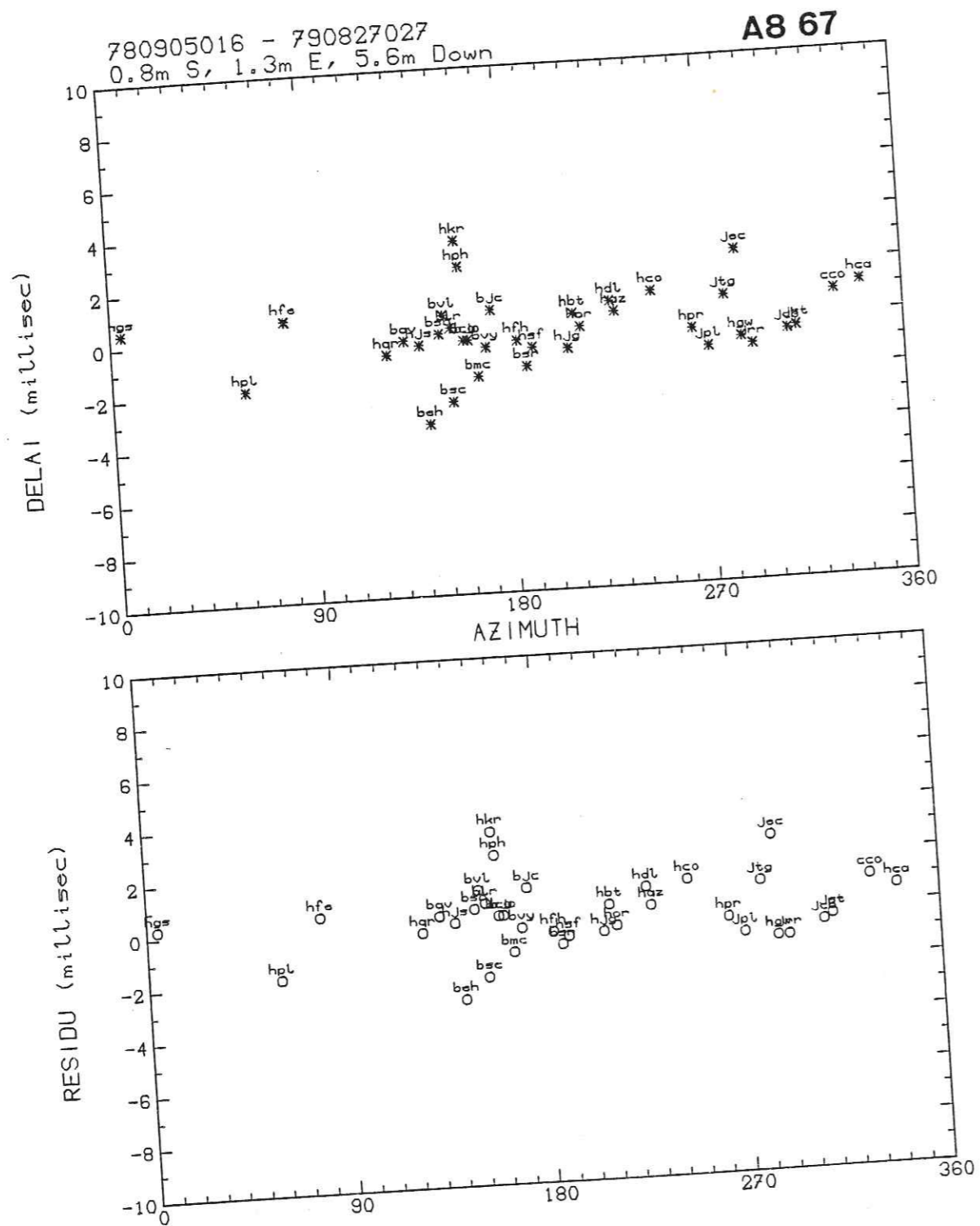


Figure 3 (suite): Doublet a8/67.

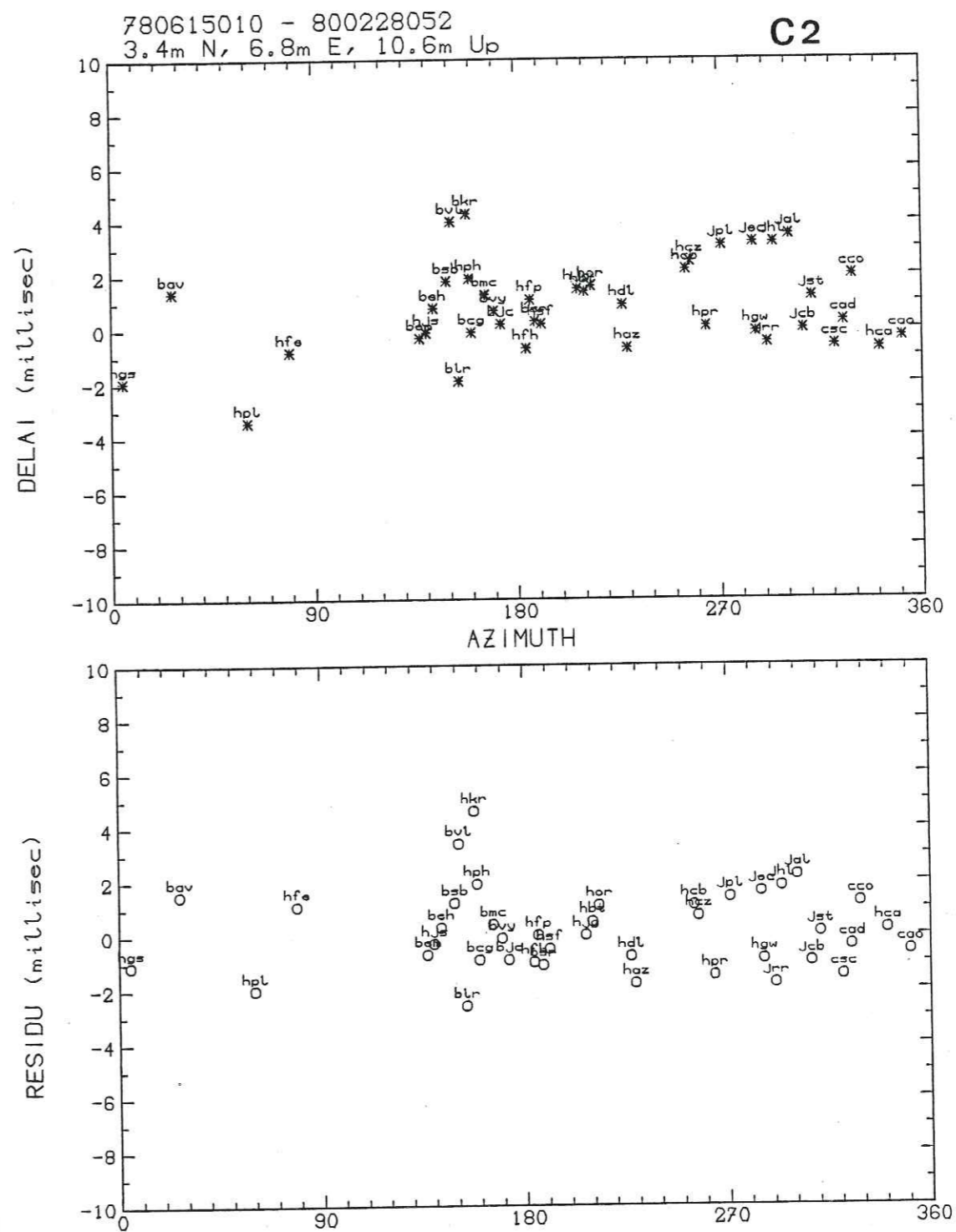


Figure 3 (suite): Doublet c2.

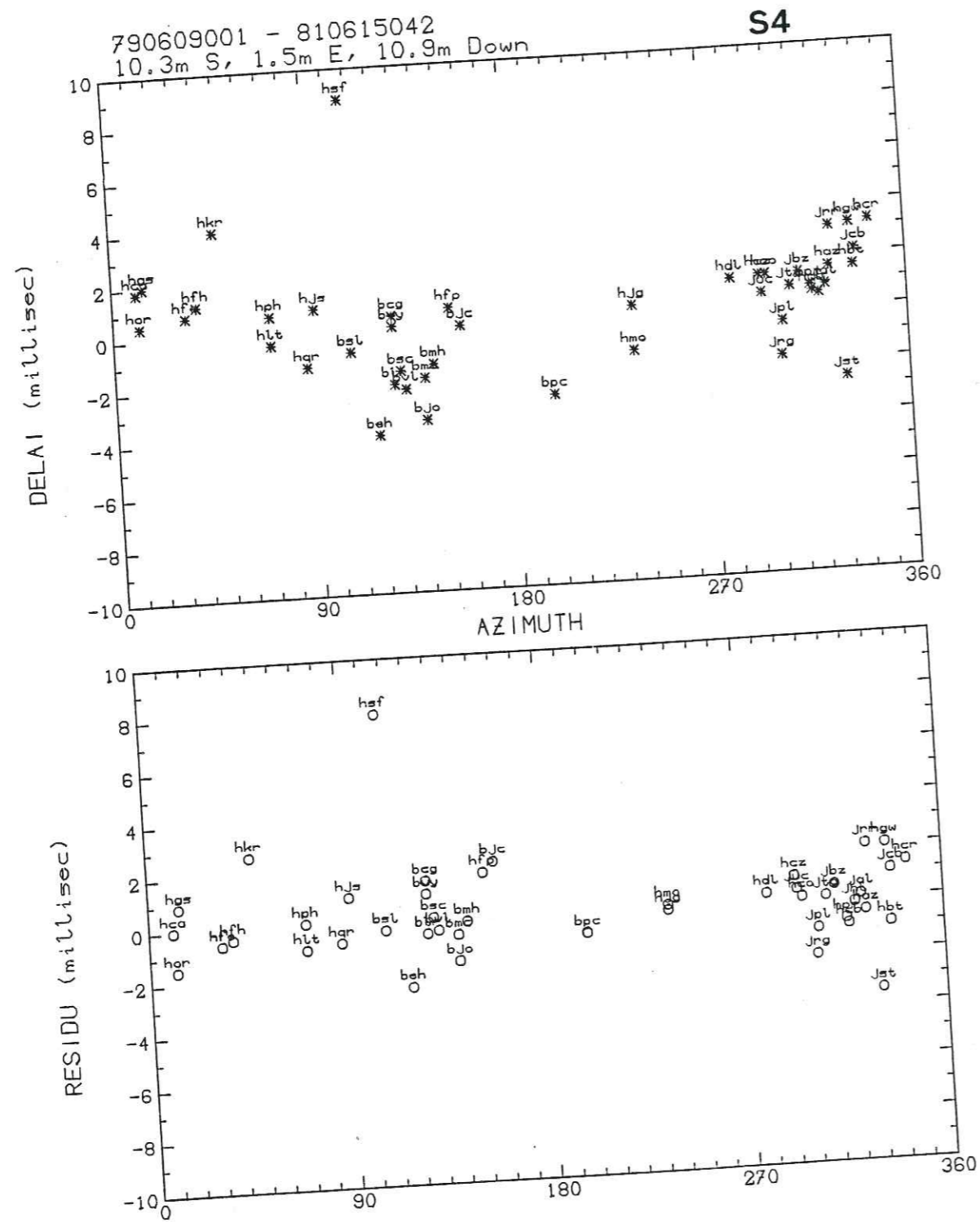


Figure 3 (suite): Doublet s4.

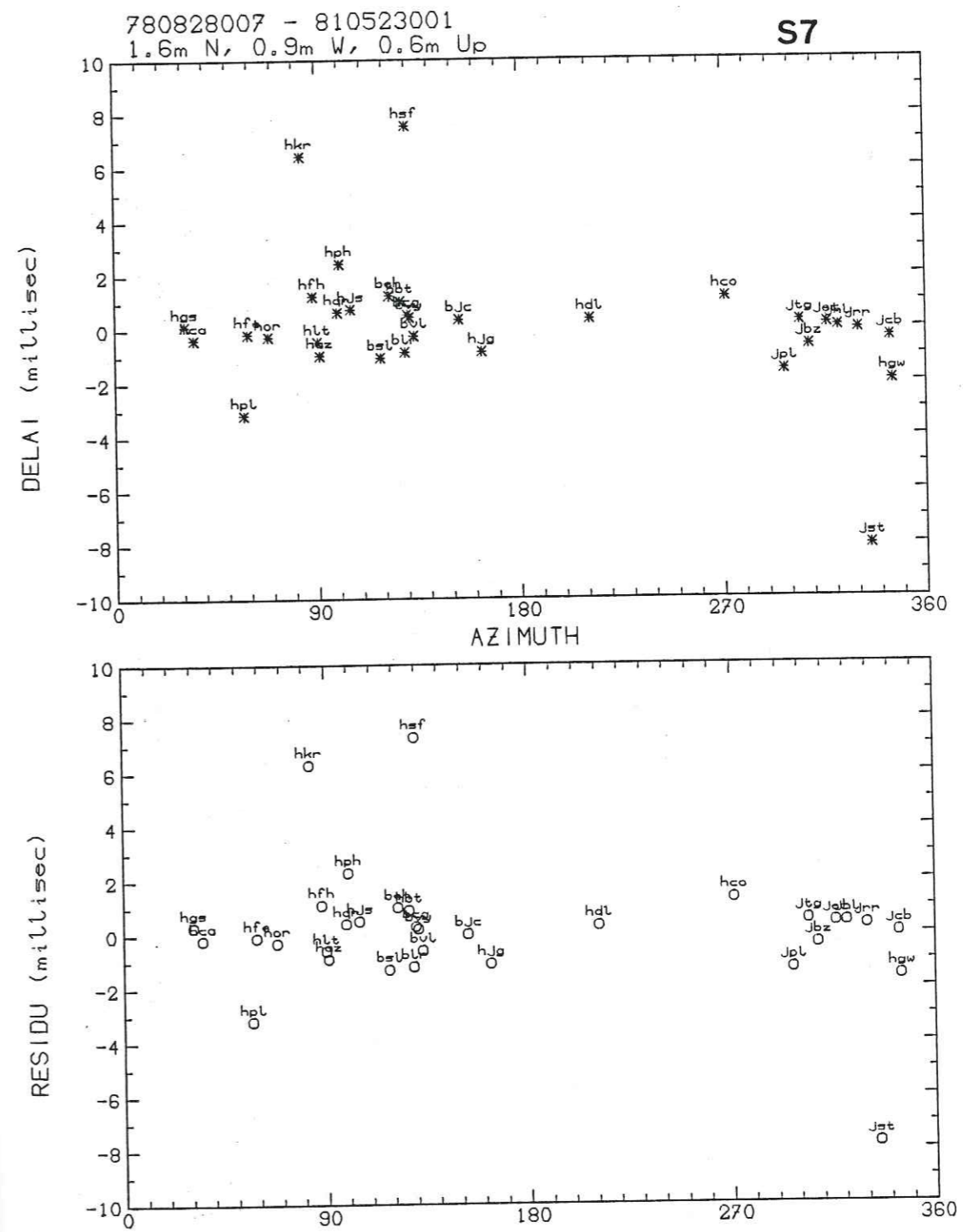


Figure 3 (suite et fin): Doublet s7.

résidus, entre 3 et 12ms, sont difficiles à expliquer. Il semble improbable qu'ils soient causés par une variation de vitesse des ondes: celle-ci devrait être à la fois forte et localisée dans un faible volume, puisqu'elle n'affecte pas les stations voisines. Seule, peut-être, une explication liée au niveau de la nappe phréatique pourrait être envisagée (voir discussion paragraphe suivant), quoique peu satisfaisante. Comment expliquer par exemple que les résidus pour HKR soient toujours positifs (si l'on range les séismes dans l'ordre chronologique), quel que soit le doublet? Il nous semble plus probable que ces résidus sont dus à des variations instrumentales pour leur plus grande part. Cependant nous n'avons pas pu, pour la plupart, préciser la source de ces variations. L'étude du chapitre IV nous a montré que les seules erreurs que nous ne connaissons pas sont celles liées à un changement de matériel à la station ou à une modification de la ligne de transmission téléphonique. Ce dernier changement n'est pas compatible avec les données: par exemple pour le doublet s7, la station JST utilise la même ligne que JHL, et la station HSF la même ligne que HOR. Or seules JST et HSF ont des résidus anormaux. En outre nous n'avons jamais observé de regroupement des résidus pour huit stations transitant par la même ligne téléphonique. Reste l'hypothèse d'un changement de matériel de la station sur le terrain. Or l'U.S.G.S. a répertorié toutes les interventions effectuées sur les stations, en indiquant avec précision pour chaque station, la date, l'heure et le type d'intervention. Nous avons recherché dans ce catalogue les changements effectués pour toutes les stations, pour les doublets c2 et s7. Les changements sont indiqués dans le Tableau VI.1. On voit que la majorité des stations ont subi des modifications, et que rien ne distingue les stations à résidu anormal des autres. Par contre nous avons pu expliquer les forts résidus de la station HFH pour les doublets a7/23 et a7/13 (respectivement 10,7 et 12,4ms). En effet ces deux doublets ont en commun le séisme du 14/01/1979 (No 790114001). Or le 12/01/79, une intervention a eu lieu sur la station HFH avec diminution du gain d'un facteur 2 et indication de problèmes de sismomètre; puis le 18/01/79, six jours plus tard, le sismomètre a été remplacé, toujours avec indication de problèmes, et le gain remis à sa valeur précédente. On voit donc que lors du séisme du 12/01/79, le sismomètre avait un comportement défectueux et le gain était réduit. On comprend alors que les mesures de délais et de rapports spectraux soient erronés (de 10ms environ). L'examen de la phase et du module du rapport spectral montre du reste que la phase semble avoir été changée d'un facteur constant (environ 20 degrés) et que la réponse en amplitude a été fortement diminuée dans les hautes fréquences. On voit qu'une approche plus précise de ce problème serait d'étudier les courbes de réponse à des dates différentes. Bien que des impulsions de calibration soient enregistrés à intervalle régulier sur le réseau de l'U.S.G.S., nous n'avons pas pu y accéder jusqu'à maintenant.

En résumé, les valeurs des délais des P permettent de placer une borne supérieure à la variation de vitesse des ondes P de l'ordre de 0,2% pour un volume de 6km de diamètre. Mais la dispersion des délais ne peut pas être attribuée à une cause particulière. Elle peut être une combinaison de plusieurs effets: faibles variations de vitesse des ondes P, changements de la courbe de réponse de l'appareillage sur le terrain, petites variations du délai de transmission sur la ligne téléphonique.

VI.4.b. Variation du délai le long du sismogramme

L'utilisation d'une fenêtre mobile permet de mesurer la variation du délai le long du sismogramme, correspondant successivement à des ondes P, des ondes S et des ondes de cauda (principalement constituées d'ondes S). Cette technique présente plusieurs avantages pour mesurer des variations de vitesse des ondes par rapport à la simple mesure du délai des P étudiée au paragraphe précédent. Ces avantages sont les suivants:

- Par cette méthode on étudie des ondes S, sans doute plus sensibles à un changement de milieu
- Les temps de parcours étant plus longs, les délais sont plus grands
- On s'affranchit des problèmes de variations d'appareillage, celles-ci restant constantes pendant les quelques secondes que dure le sismogramme (sauf peut-être les délais de ligne téléphonique ?).

Nous avons vu au début de ce chapitre, que dans le cas simple où le milieu subirait une variation de vitesse constante et homogène dans la zone où se propagent les ondes P, S et de cauda, le délai devient une fonction linéaire du temps. Nous avons montré dans le paragraphe VI.3 que de telles variations ont effectivement eu lieu pour le doublet c2, indiquant pour certaines stations une variation supérieure à 0,2%. Afin de préciser les résultats obtenus sur le doublet c2, nous avons mesuré les délais sur 20s de sismogramme pour les neuf doublets temporels dont nous disposons. L'ensemble des sismogrammes et des délais sont présentés dans l'annexe 1 et les stations HKR et HOR où les variations sont les plus fortes sont présentées Figure VI.4. L'analyse des délais montre que de nombreuses stations exhibent une croissance (ou décroissance) linéaire du délai avec le temps; d'autres au contraire exhibent un délai parfaitement constant. Certaines enfin ont un comportement plus complexe; soit la croissance (ou décroissance) ne commence qu'au bout de plusieurs secondes, soit seules certaines phases du sismogramme présentent un retard (ou une avance). L'hypothèse d'un changement homogène de vitesse n'est donc qu'une première approximation. Elle est cependant utile pour quantifier les variations observées. En tout état de cause, pour une station donnée, le délai garde toujours le même signe et

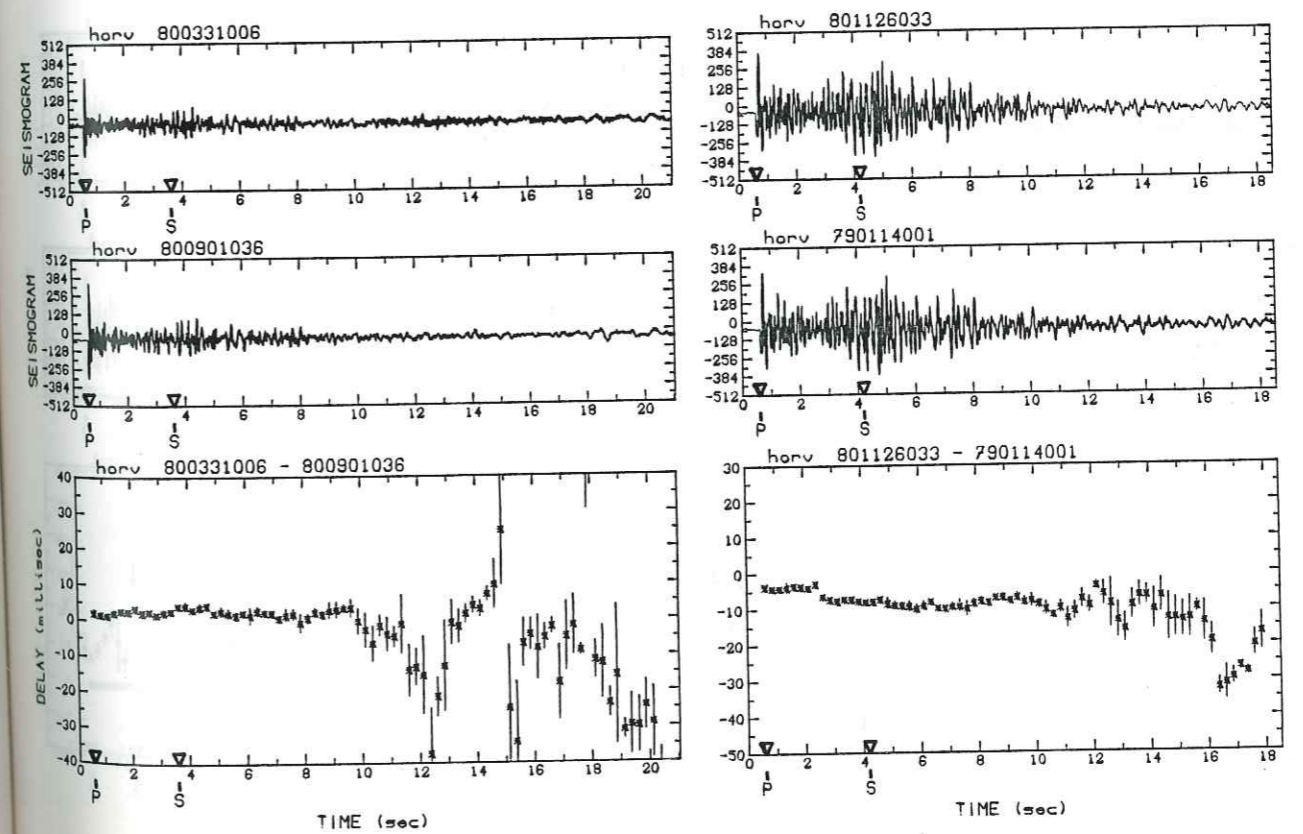
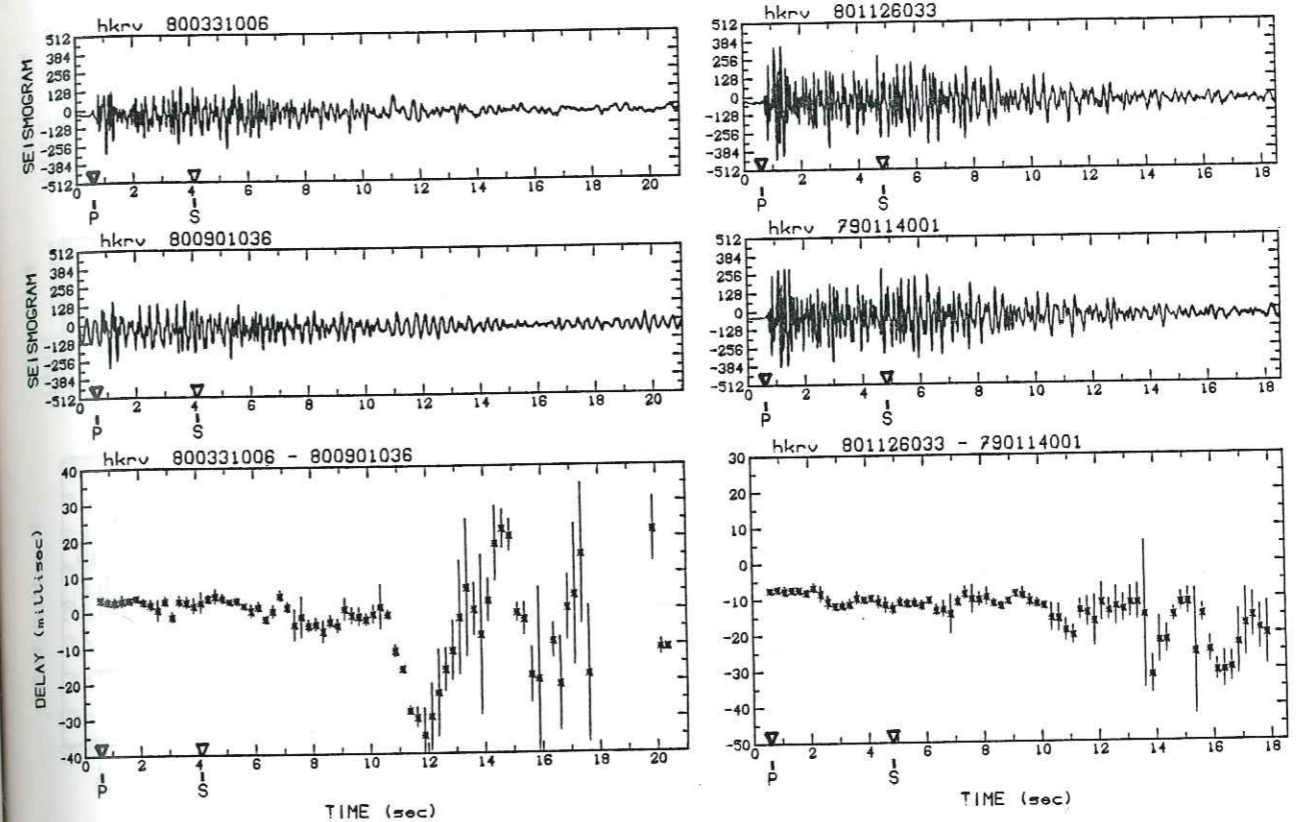
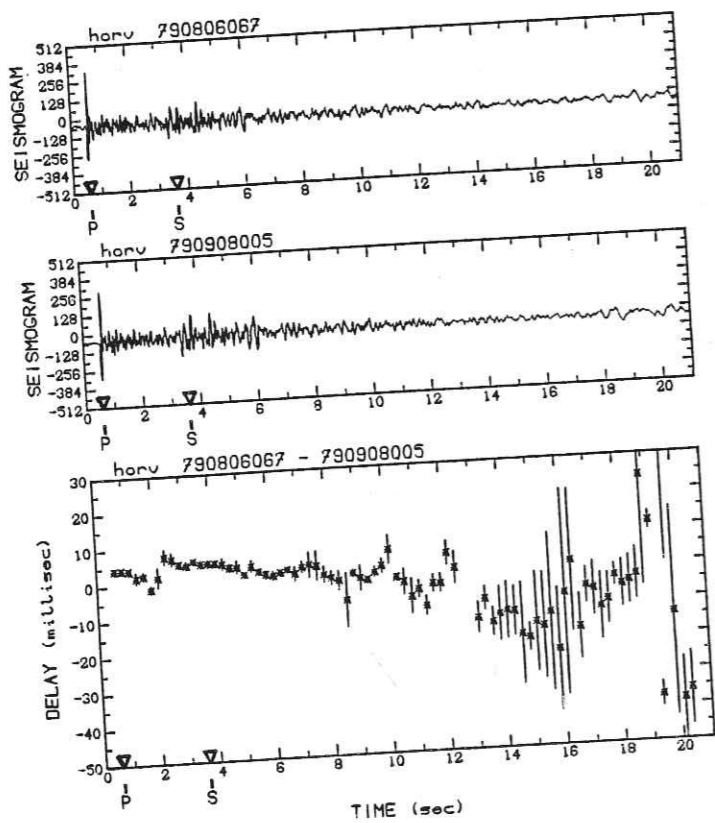
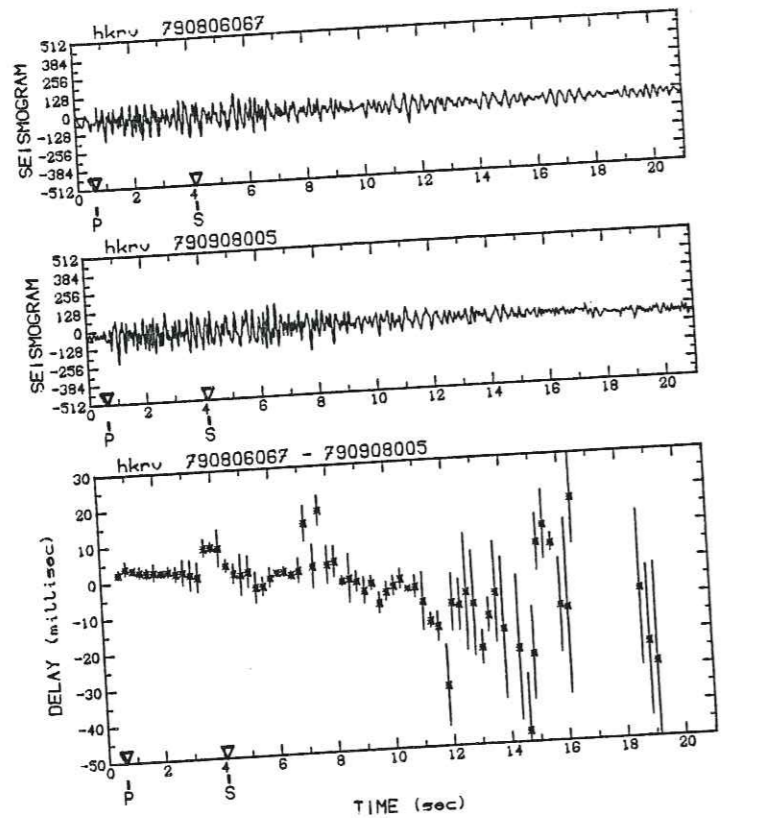


Figure 4: Délai le long du sismogramme pour les stations HORV et HKRV.
Doublet a6/34.

Figure 4 (suite): Doublets a6/57 (gauche) et a7/13 (droite).

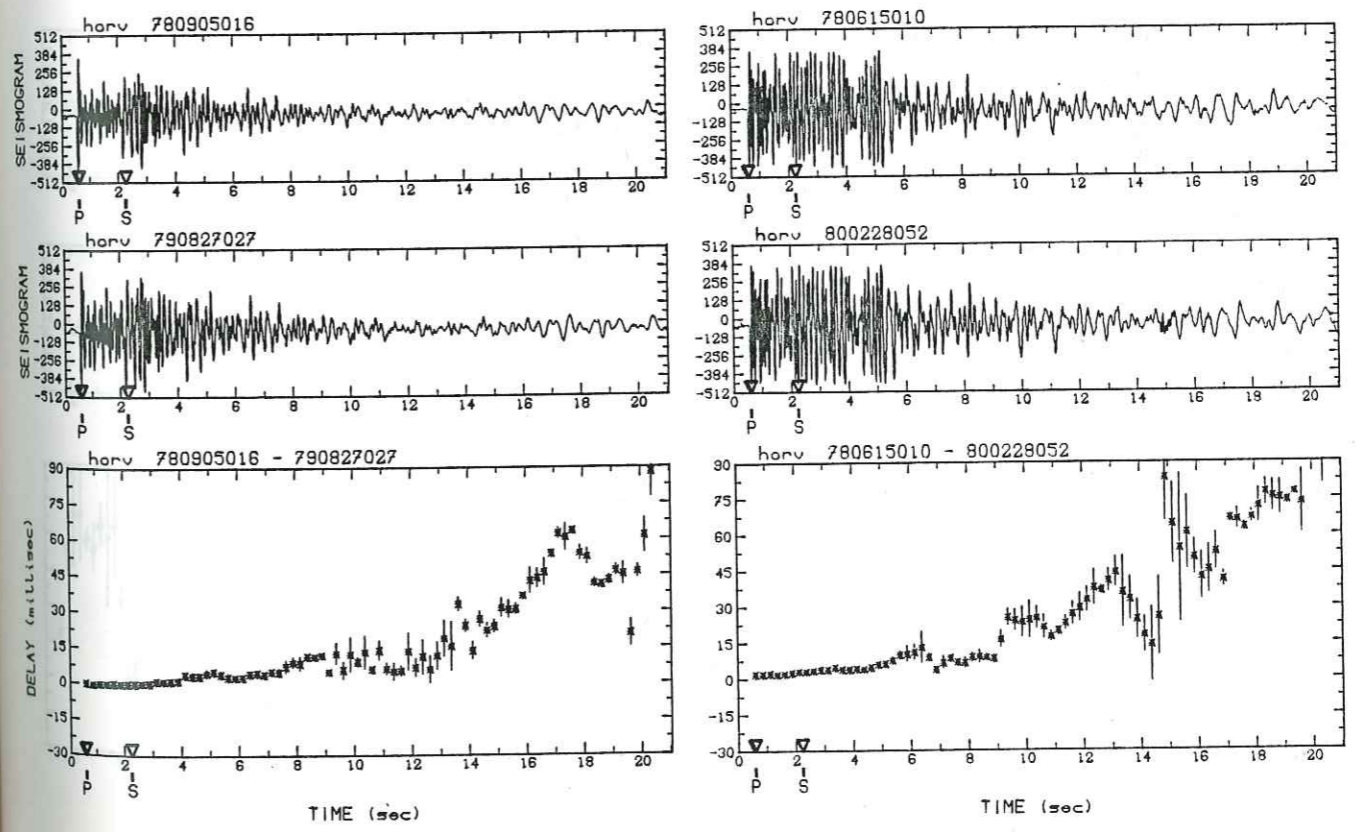
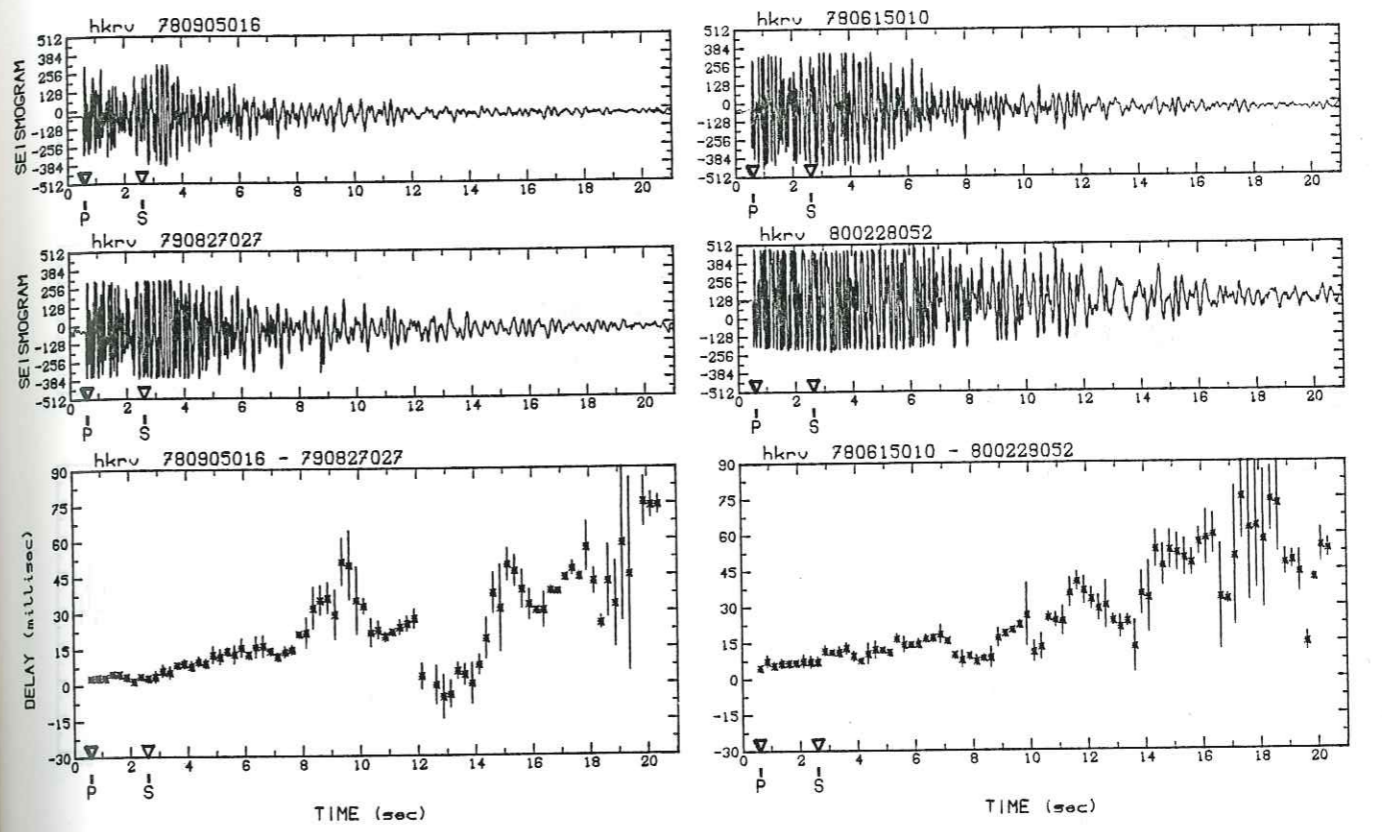
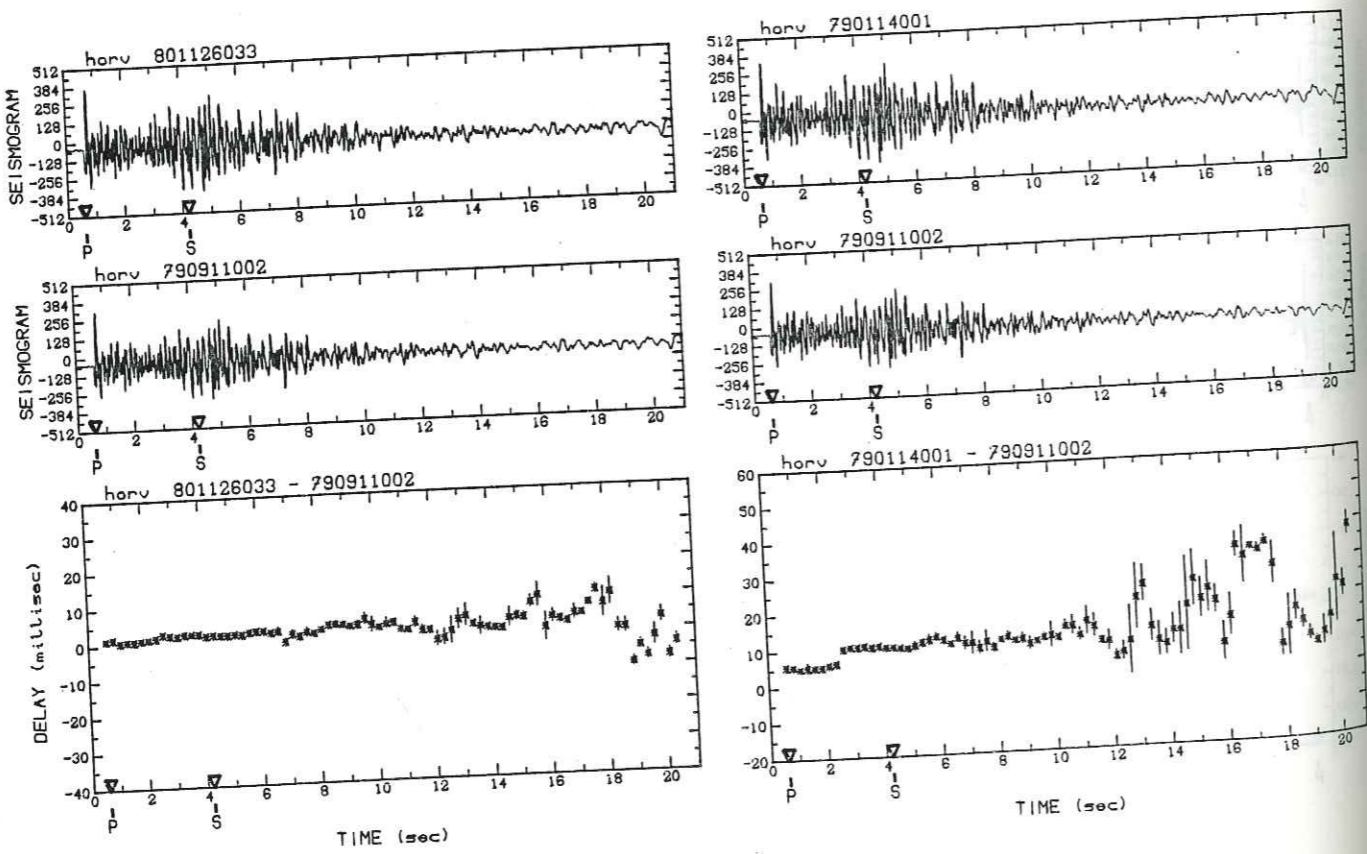
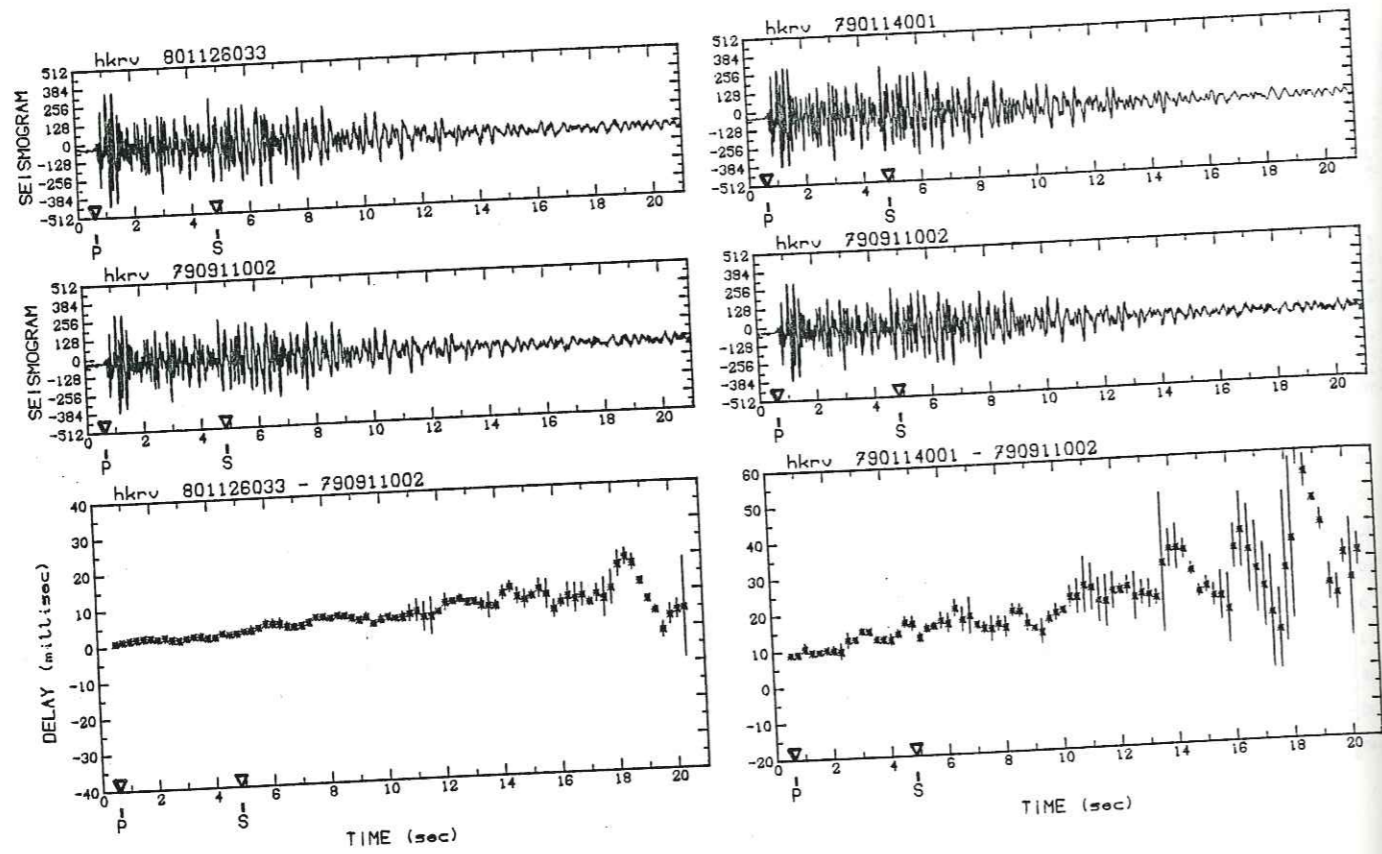


Figure 4 (suite): Doublets a7/12 (gauche) et a7/32 (droite).

Figure 4 (suite): Doublets a8/67 (gauche) et c2 (droite).

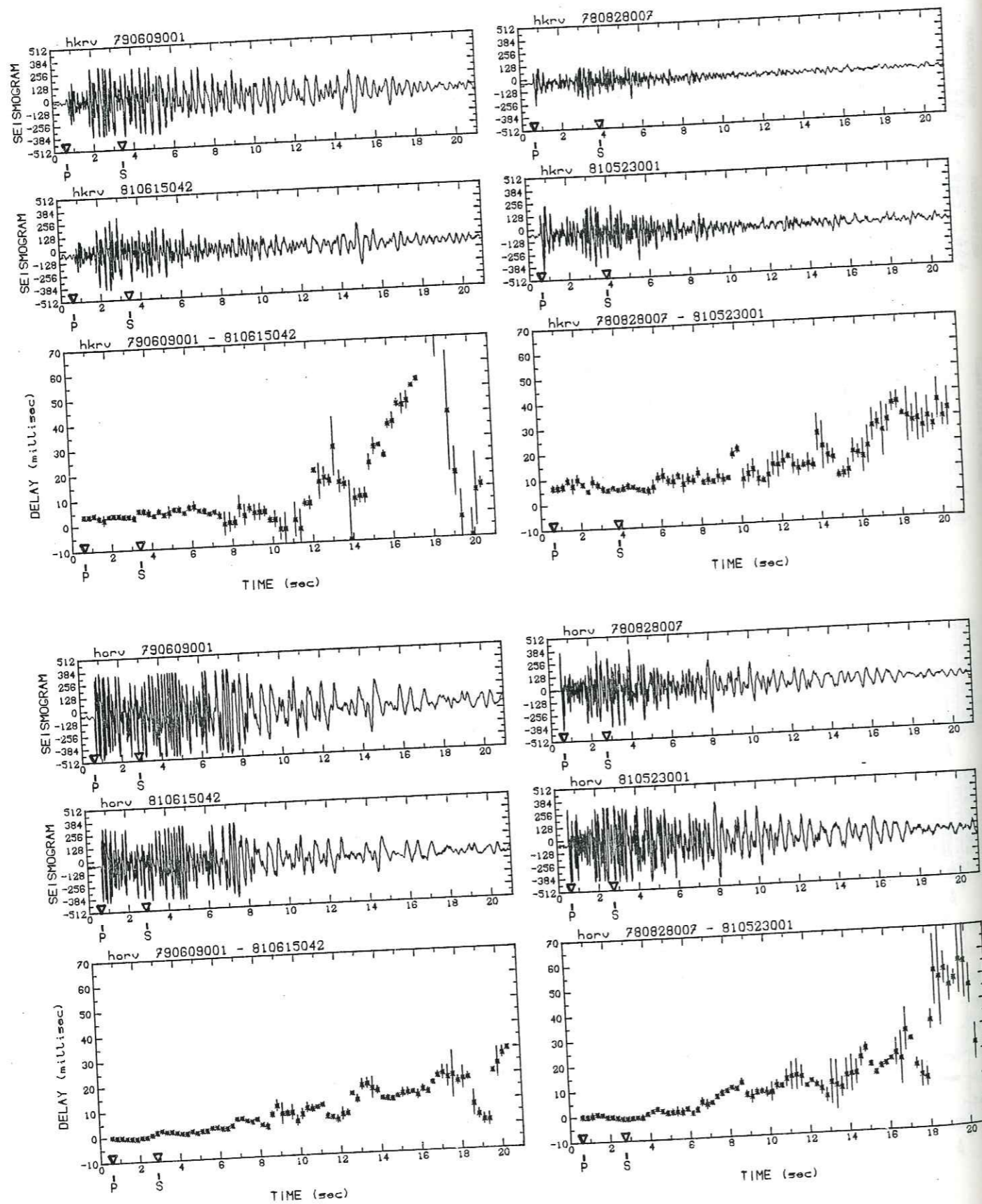


Figure 4 (suite et fin): Doublets s4 (gauche) et s7 (droite).

permet donc de caractériser soit une croissance, soit une décroissance de la vitesse. Nous allons donc fonder notre analyse sur l'approximation linéaire, mais les données indiquent clairement l'hétérogénéité de la variation de vitesse et la nécessité d'affiner ce modèle.

VI.4.c. Estimation des changements de vitesse des ondes S

Nous avons mesuré pour tous les doublets la pente maximale du délai en chaque station. La pente est mesurée en calculant le rapport du délai sur le temps de parcours pour chaque station. Nous avons reporté les valeurs mesurées dans le Tableau VI.1 et sur la Figure VI.5 (en ms/s). Ces valeurs sont interprétées comme étant égales à la variation relative de vitesse des ondes S (en unité de 0,1%). La variation de vitesse n'ayant sans doute pas lieu tout le long du rai, les valeurs ainsi mesurées sous-estiment sans doute la valeur maximale réelle du changement. L'ensemble des doublets confirme et précise les résultats observés sur le doublet c2: diminution de vitesse lorsque le doublet recouvre la date du séisme de Coyote Lake (6/8/79), augmentation ou stabilité lorsque le doublet a lieu après le séisme de Coyote Lake.

- Doublets s4 et s7: ces deux doublets ont eu lieu sur la faille de San Andreas. Ils comportent un séisme avant le séisme de Coyote Lake (respectivement 2 et 12 mois avant) et un deuxième deux ans après. Ils présentent une répartition similaire des variations de vitesse. Il y a diminution de vitesse, atteignant 0,2% dans une zone de 20km de diamètre centrée sur la station HKR, juste au Sud de la zone de rupture du séisme de Coyote Lake. On observe une petite zone au Sud-Est autour de BLR où la vitesse a augmenté de l'ordre de 0,1%. Les stations les plus lointaines, ainsi que celles situées à l'aplomb des doublets sont stables.

- Doublets a8/67, c2 et a7/13: ces trois doublets ont eu lieu sur la faille de Calaveras au voisinage du séisme de Coyote Lake. Ils présentent une répartition des variations similaire à celle de s4 et s7. La région de diminution de vitesse est un peu plus marquée vers la zone de rupture du séisme de Coyote Lake (valeurs élevées à HCA). La valeur absolue de la variation atteint 0,4% à HKR pour le doublet a8/67. Peut-être ceci est-il dû au fait que ce doublet se trouve au cœur de la zone à forte variation, et aussi au fait que le deuxième séisme de ce doublet a eu lieu vingt jours seulement après le séisme de Coyote Lake. La zone de croissance de vitesse au Sud-Est n'existe pas pour ces trois doublets. Une explication possible est que les rais doivent traverser d'abord la zone où la vitesse a diminué, étant donnée la position de ces doublets. Le doublet a7/23 est moins cohérent que les autres. Il

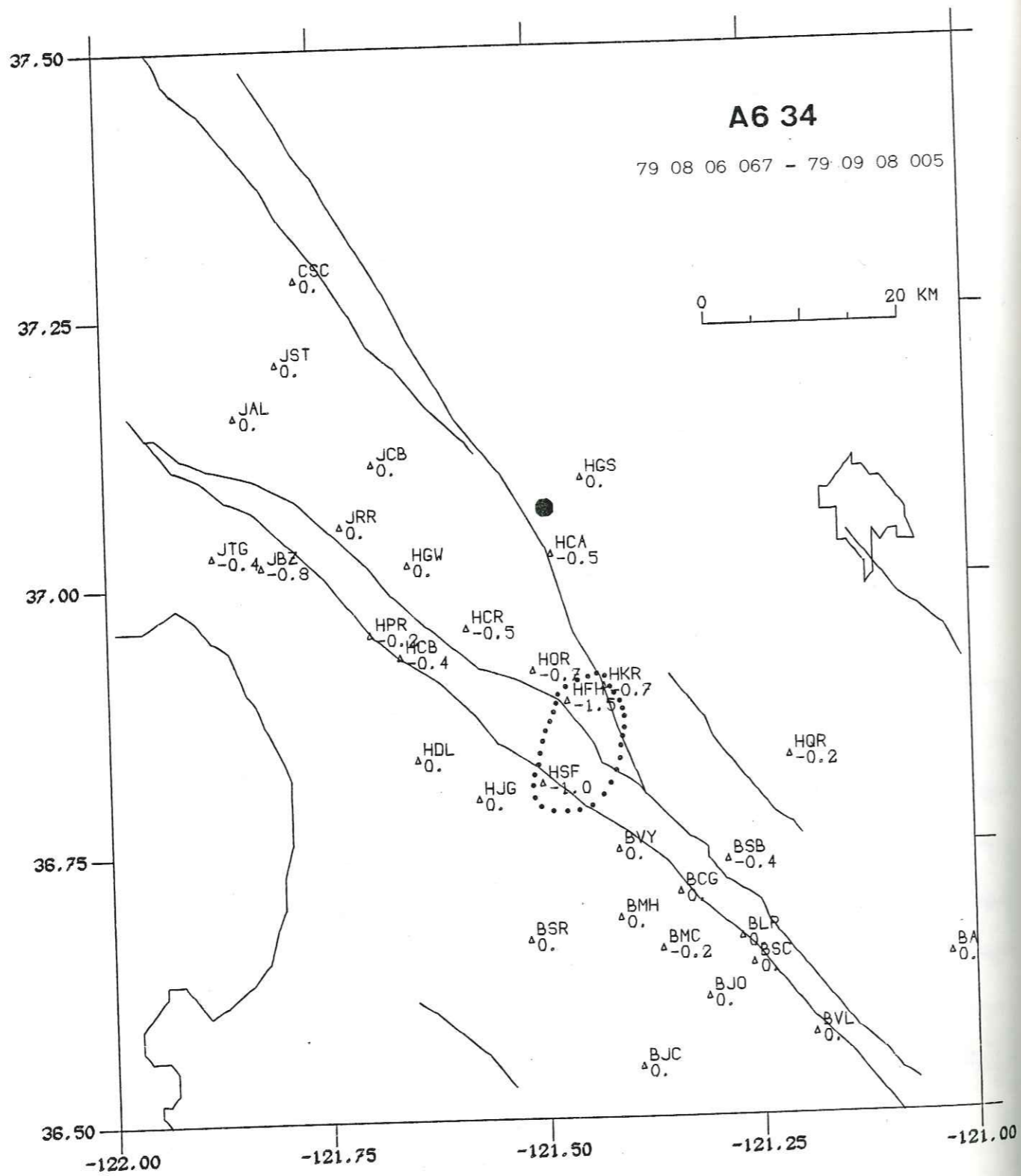


Figure 5: Variation de vitesse des ondes S en parties pour mille (0,1%).
Doublet a6/34.

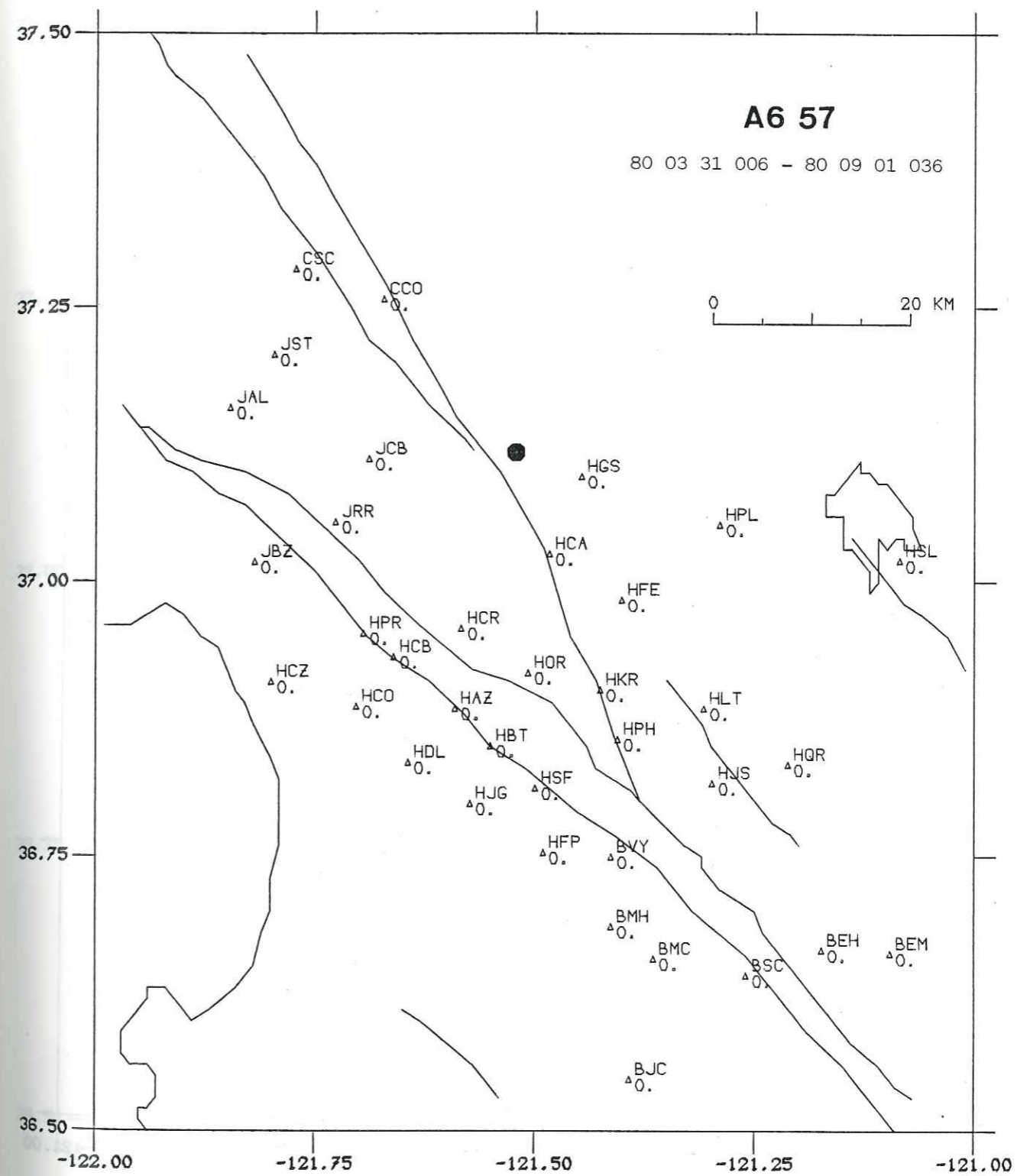


Figure 5 (suite) : Doublet a6/57.

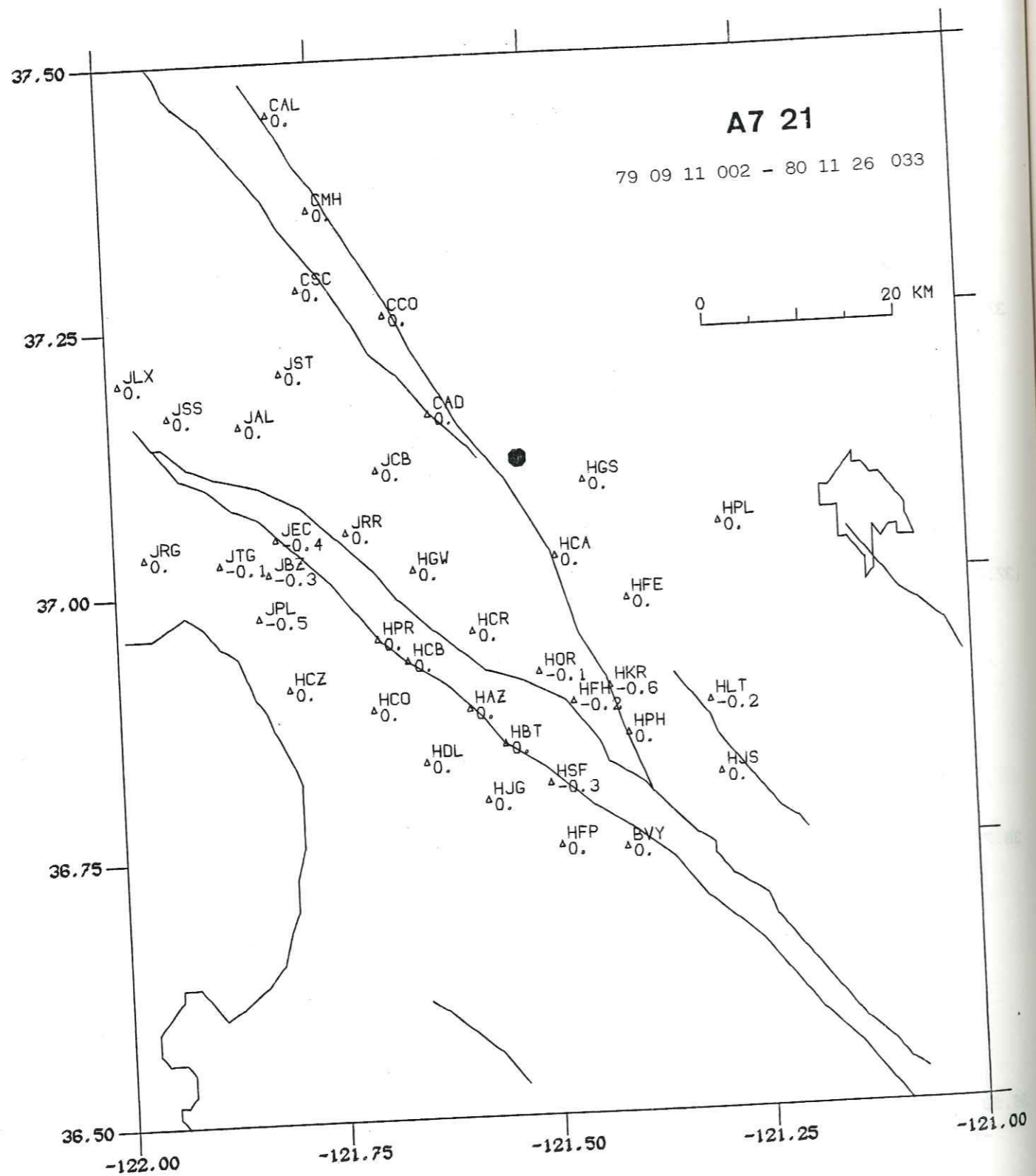


Figure 5 (suite): Doublet a7/21.

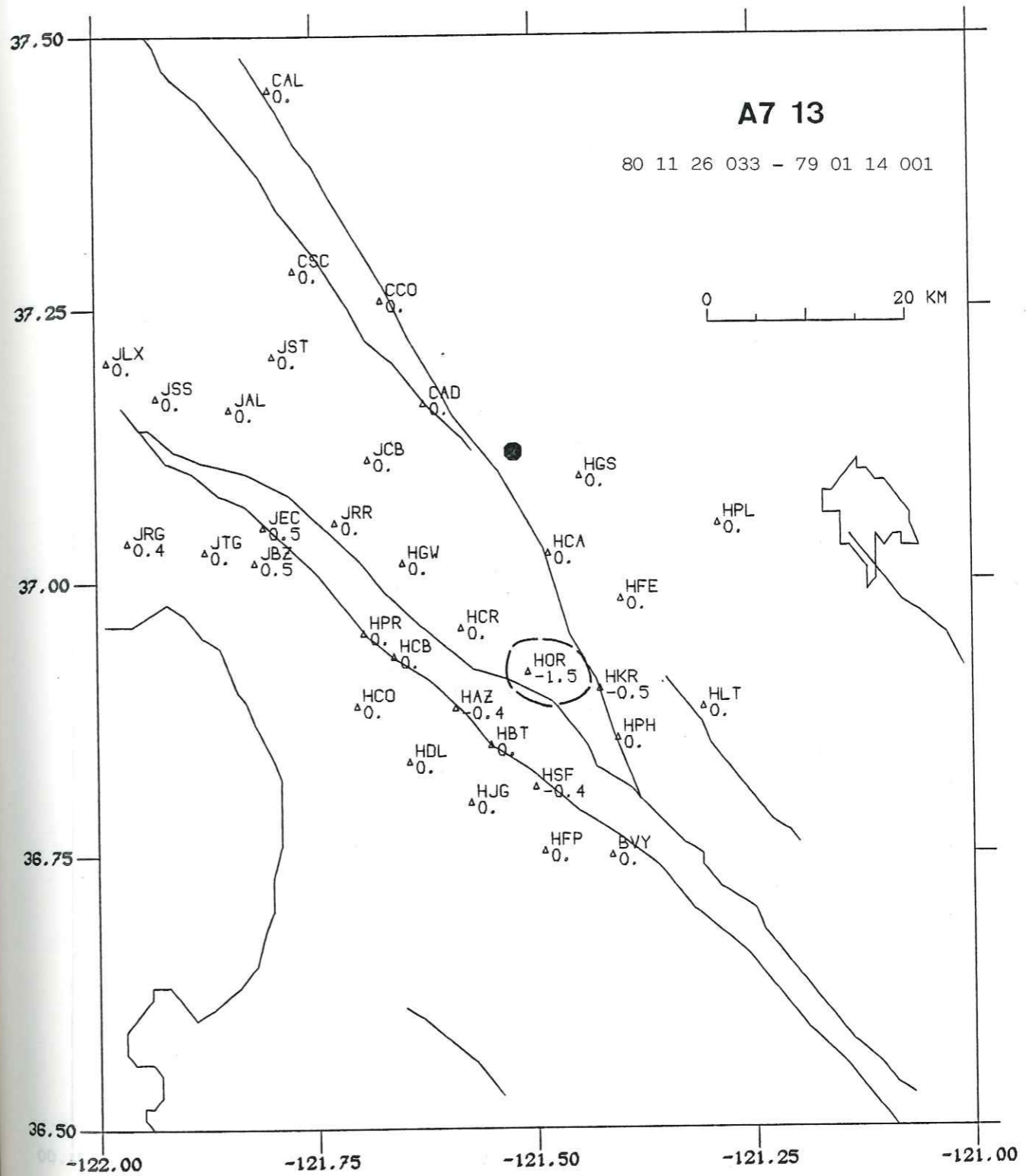


Figure 5 (suite): Doublet a7/13.

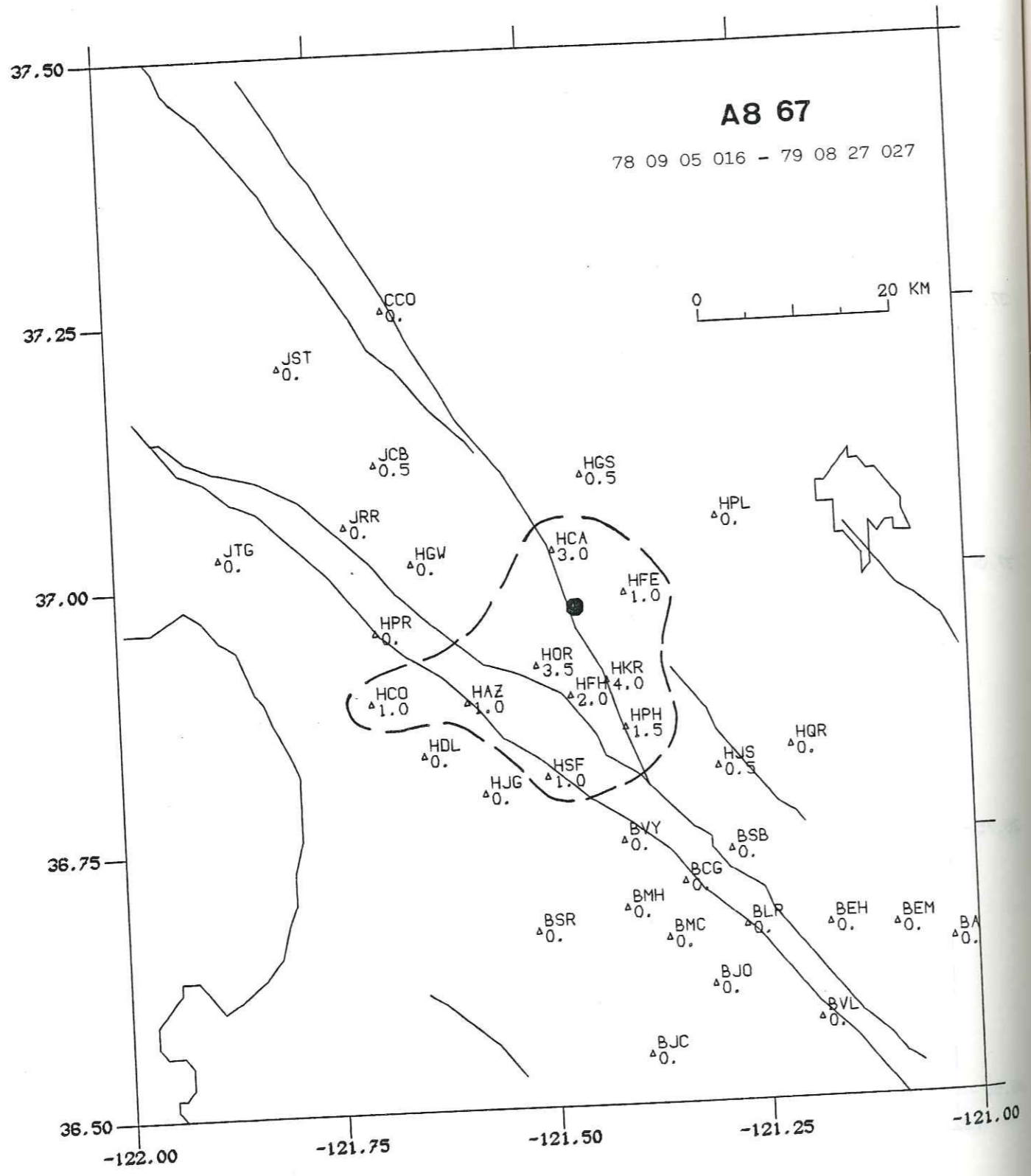


Figure 5 (suite): Doublet a8/67.

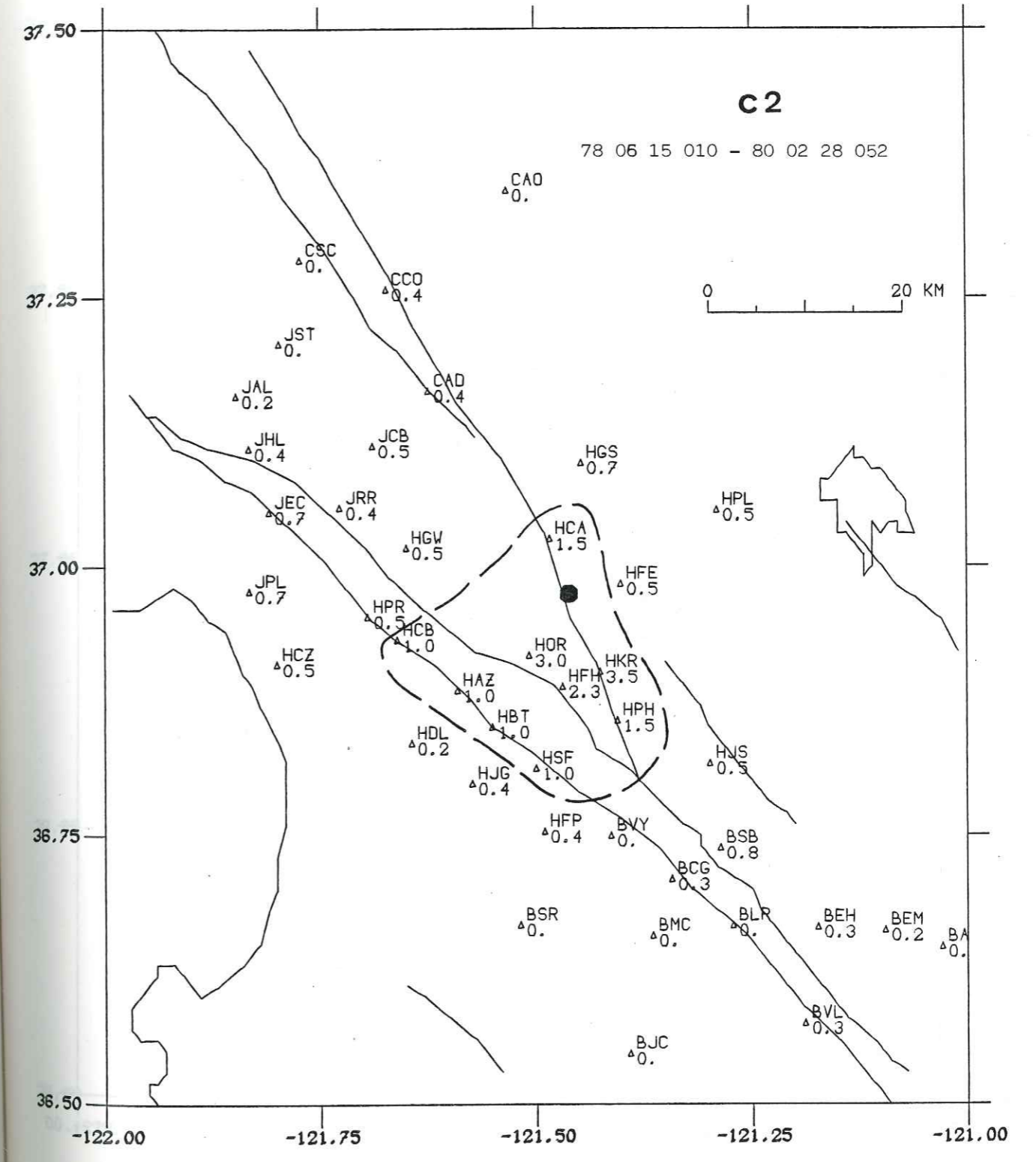


Figure 5 (suite): Doublet c2.

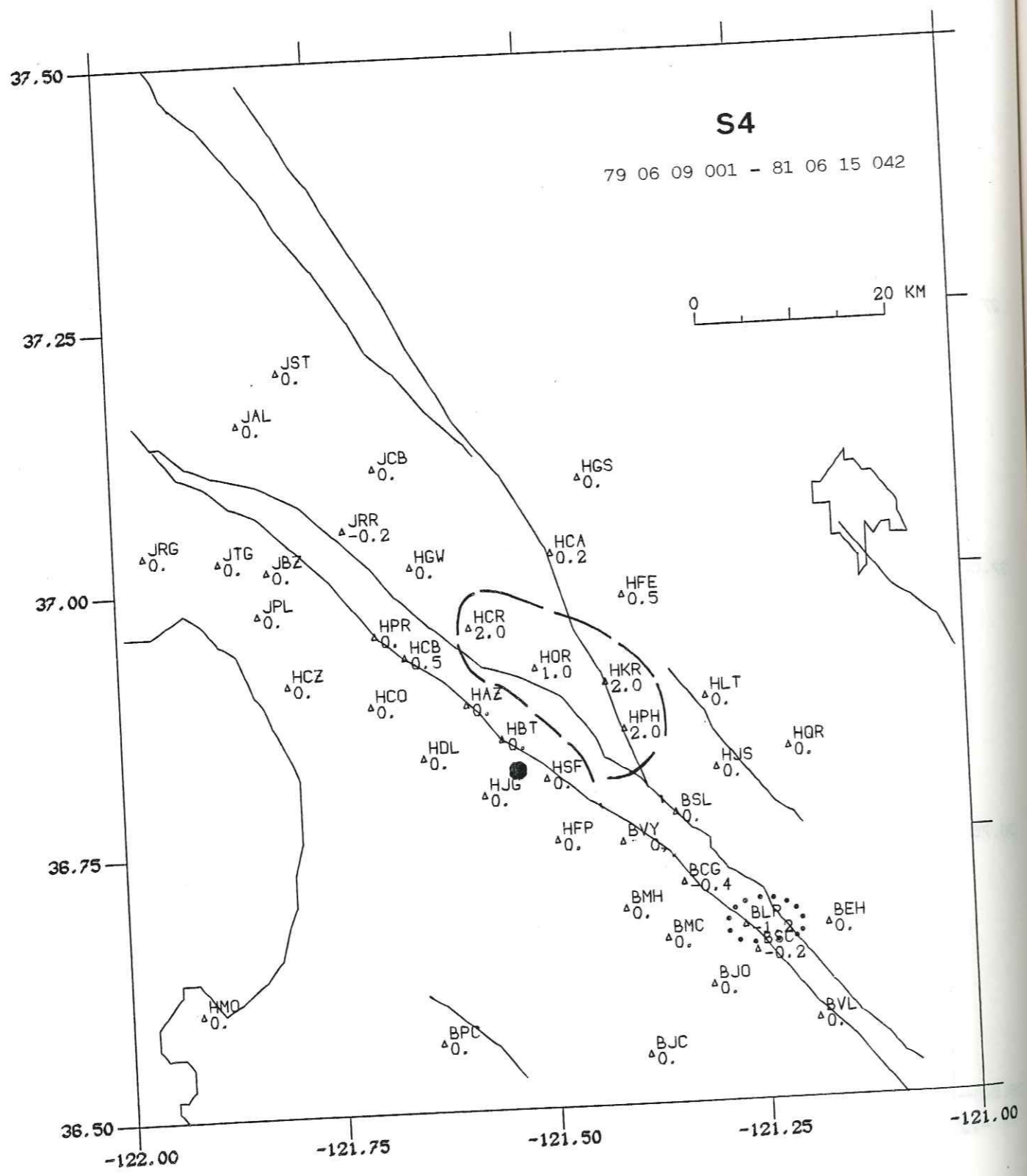


Figure 5 (suite): Doublet s4.

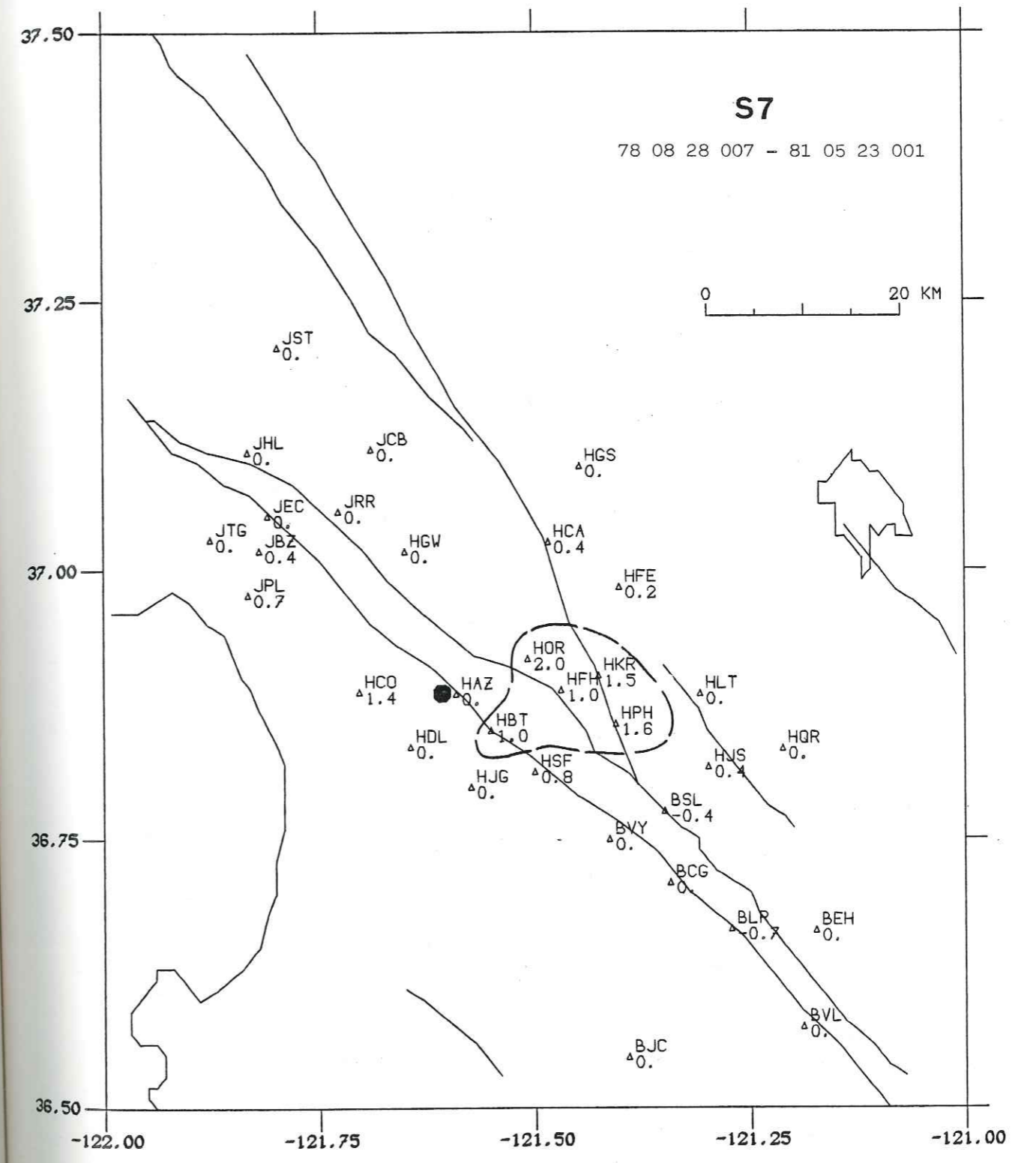


Figure 5 (suite et fin): Doublet s7.

confirme cependant la diminution de vitesse à HKR, avec une valeur de 1,5% (ce doublet n'étant pas dans l'ordre chronologique, il convient d'inverser le signe des délais).

- Doublets a6/34, a6/57 et a7/21: ces trois doublets, situés au Nord de la faille de Calaveras, ont eu lieu après le séisme de Coyote Lake. Les doublets a6/34 et a7/21 concernent deux périodes consécutives de 1 mois et de 14 mois juste après le séisme de Coyote Lake. Les résultats sont concordants et indiquent une nette augmentation de vitesse dans la zone où l'on observait auparavant une diminution (autour des stations HFH, HKR, HOR), avec une deuxième zone au Nord-Ouest autour de la station JBZ de moins forte valeur. On observe que la variation est plus forte pour a6/34 (maximum 1,5%) que pour a7/21 (maximum 0,6%). Cela suggère qu'il s'agit d'un effet consécutif au séisme de Coyote Lake, et donc décroissant avec le temps. Le doublet a6/57 quant à lui a eu lieu un an après le séisme de Coyote Lake et couvre une période de 5 mois. Il ne présente pratiquement pas de variation de vitesse. C'est donc un argument en faveur de la relation liant les diminutions co-sismiques et les augmentations post-sismiques de vitesse au déclenchement du séisme de Coyote Lake.

VI.5. ORIGINE DU CHANGEMENT DE VITESSE

Les nombreux tests effectués pour vérifier la précision de notre méthode d'analyse et surtout les résultats obtenus lors de l'étude des doublets spatiaux nous ont convaincus que les effets mesurés sont bien dus à des changements de vitesses sismiques et non pas à un artefact provoqué soit par la chaîne d'acquisition, soit par la méthode de traitement. Si nous croyons donc à la réalité de variations de vitesses atteignant 0,2%, il nous est par contre difficile de connaître avec certitude la cause de ces variations. Deux phénomènes très différents peuvent être invoqués pour expliquer de telles variations: le premier consiste en un changement du champ de contraintes (tectonique, ou effet de marées terrestres); le deuxième est la modification des couches superficielles selon les saisons avec variation du niveau de la nappe phréatique. La zone altérée de surface est une couche de quelques mètres à quelques dizaines de mètres dont la vitesse est très faible (moins de 1km/s pour les ondes P) et assez variable, en particulier en fonction de la présence ou non d'eau, c'est-à-dire en fonction de la hauteur de la nappe phréatique. Les variations de temps de parcours peuvent atteindre plusieurs millisecondes (Clymer et McEvelly 1981) selon la saison et les conditions météorologiques. Schulz et coll. (1983) ont montré que dans la région de Hollister (au centre de notre réseau) les variations de niveau de la nappe phréatique atteignaient 20 mètres selon les

saisons. Il est possible que ces variations soient la cause de la dispersion des délais des P. Par contre il nous semble qu'elles ne peuvent pas expliquer les variations de délai dans la cauda. En effet la croissance du délai dans la cauda et la valeur des délais atteints (plus de 0,1s dans certains cas) impliqueraient que les ondes observées soient des ondes piégées dans la couche altérée (ondes de surface). Or une telle éventualité est en désaccord avec le résultat obtenu sur les doublets spatiaux: la cauda est générée par des ondes partant à l'horizontale du foyer du séisme (situé à des profondeurs variant de 4 à 9km selon les doublets). On ne voit pas comment ces ondes pourraient exciter des ondes de surface dans la zone altérée. Nous pensons donc que la variation de vitesse observée est présente dans les premiers kilomètres de la croûte, là où la cauda est générée de façon préférentielle, au moins en ce qui concerne les stations à forte variation comme HORV et HKRV (voir chapitre sur les doublets spatiaux). Si cette hypothèse est vraie, la variation de vitesse est alors due à un changement de contrainte. Reasenberget et Aki (1974) ont mesuré des changements de vitesse de l'ordre de 0,5% provoqués par les marées terrestres, qui induisent des variations de l'ordre de 0,02 bar). Cependant ces valeurs concernent les 15 premiers mètres sous la surface. Pour des profondeurs de l'ordre de 1500m, ils estiment la variation de vitesse à 0,0025%, ce qui est d'un ordre de grandeur plus petit que ce que nous observons. En outre cette variation due aux marées terrestres a le même signe pour un azimut donné, ce qui n'est pas le cas pour le doublet a8/67 par exemple. Nous voyons donc que l'explication qui paraît la plus plausible est celle d'un changement de contraintes tectoniques. En outre le changement de signe selon que le doublet recouvre la période du séisme de Coyote Lake ou non est un argument de poids en faveur de cette interprétation. La variation de contrainte due au séisme de Coyote Lake peut être estimée entre 1 et 2 bars (Poupinet et coll. 1984). Les mesures de déformations géodésiques dans la région de Hollister (Savage et coll. 1979, King et coll. 1981) ont montré l'existence d'une déformation de la région située entre la faille de San Andreas et celle de Calaveras. Cette déformation peut être modélisée par un mouvement lent sur ces deux failles (coulissage dextre) de 1,2cm/an environ, auquel s'est ajouté le déplacement provoqué par le séisme de Coyote Lake estimé à 33cm sur une faille de 20km de long et située entre 4 et 12km de profondeur. Une chute de contrainte de 2 bars peut entraîner une variation de vitesse de 0,2% à une profondeur de 5km, d'après les valeurs données par Moos et Zoback (1985) de la sensibilité de la vitesse à des changements de contraintes.

Si notre analyse est juste, il serait donc possible de mesurer des variations du champ de contraintes tectoniques induisant des variations de vitesse avec une résolution d'environ 0,01%. Ces variations comprennent deux termes qui peuvent se superposer: une accumulation régionale de contrainte et une chute plus locale due à

un gros séisme (en l'occurrence, le séisme du Coyote Lake de magnitude 5,9). Nous n'avons pas disposé de doublet comportant deux séismes avant le séisme de Coyote Lake. L'étude d'un tel doublet doit être tentée afin d'envisager la possibilité de prédire un fort séisme par cette méthode.

VI.6. NATURE DE LA CAUDA

Nous avons numérisé le doublet c2 sur une durée de 40 secondes (au lieu de 30 pour les autres). Il est donc possible d'étudier le délai de la cauda jusque 38s environ. Sur la Figure VI.6 nous avons calculé le délai de la cauda pour la station HORV avec des fenêtres de 2,55s de longueur décalées de 1s, afin d'avoir une meilleure estimation du délai à la fin de la cauda. On observe que la croissance du délai se poursuit loin dans la cauda et atteint 0,2s à 25s après l'arrivée des ondes P. Ensuite le délai diminue jusqu'à 0,05s avant de croître à nouveau. Ces très forts délais sont visibles très clairement sur les sismogrammes eux-mêmes (Fig. VI.7). Les signaux sont alignés à l'arrivée des P, et le décalage vers la droite du séisme 800228052 est très visible dans la cauda. La correction due à la dérive du code temps atteint 0,01s à 38s de signal et est donc négligeable à cette échelle. On constate qu'il existe des paquets d'énergie dans la cauda dont le délai est nettement plus faible que d'autres (autour de 30s après la P). Ces ondes ont dû traverser des zones, sans doute profondes, où le changement de vitesse est plus faible. Il apparaît donc possible, en combinant les mesures de délai sur des doublets temporels et sur des doublets spatiaux, d'étudier avec plus de précision que nous ne l'avons fait ici l'origine de la cauda. Pour cela la recherche de nouveaux doublets ou multiplets est nécessaire. Cette méthode apparaît donc prometteuse pour une meilleure compréhension de la génération et de la propagation des ondes dans une région donnée.

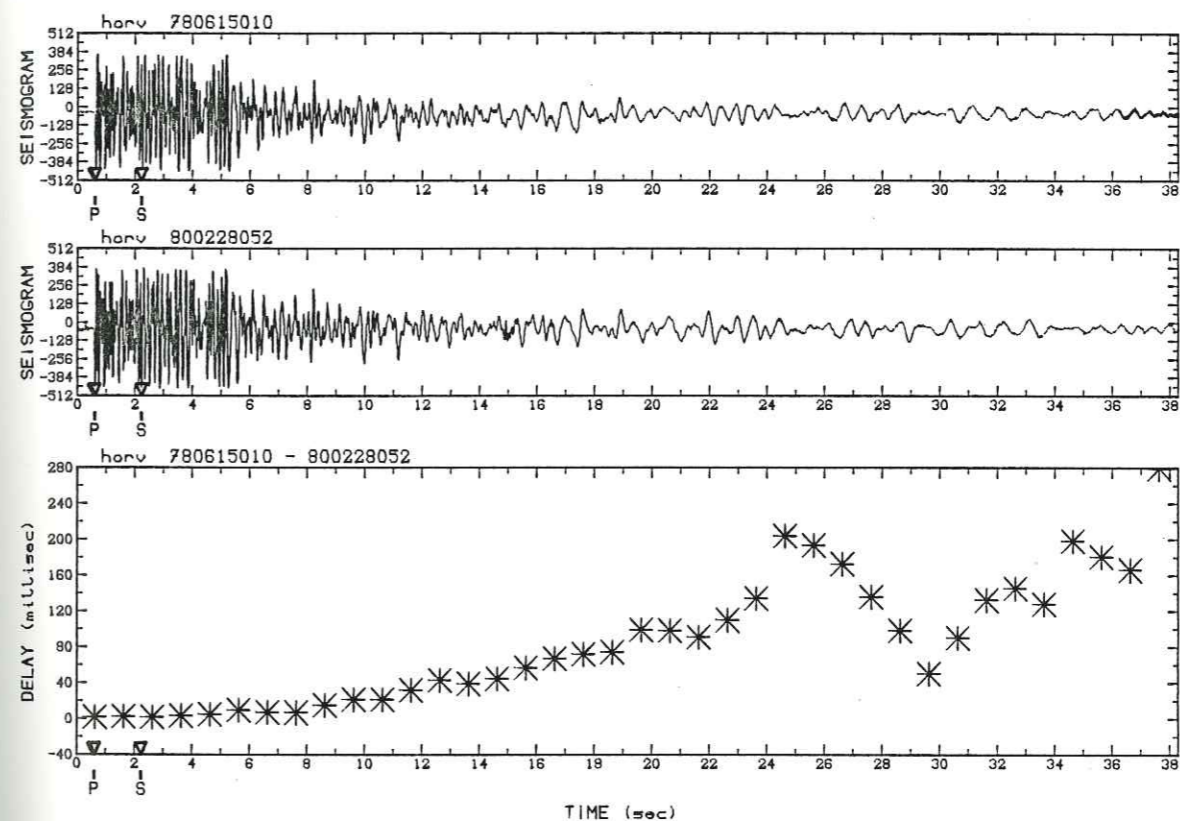


Figure 6: Délai à la station HORV pour le doublet c2, calculé jusque 38s après le temps d'arrivée de l'onde P.

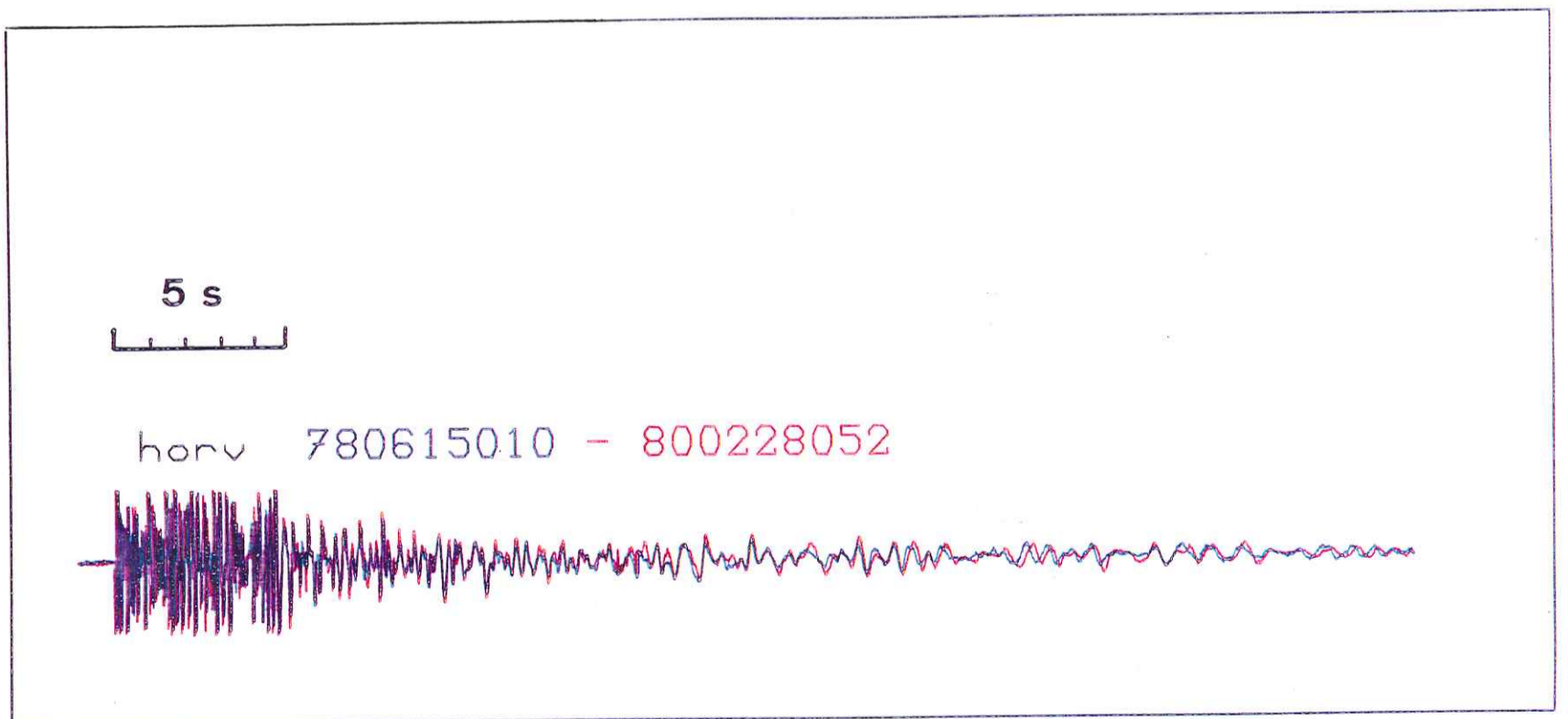


Figure 7: Observation directe d'un étirement de sismogramme pour le doublet c2, station HORV. Le délai atteint 0,2s après 38s de signal, soit 0,5% de variation de vitesse.

CONCLUSION

Les chapitres qui précèdent ont montré quelques résultats obtenus grâce à l'étude des doublets sismiques. Après avoir pris conscience de l'importance des doublets en tant que nouvelle source sismique, nous avons dû mettre au point les techniques d'acquisition de ce type de données. Nous avons bénéficié pour cela de la grande qualité du réseau CALNET de l'U.S. Geological Survey. Il a fallu ensuite développer une méthode d'analyse adaptée, à savoir l'analyse interspectrale par fenêtre mobile. Finalement nous avons essayé d'interpréter les résultats obtenus en termes de sismogenèse. Chacune de ces trois étapes, acquisition, traitement et interprétation, est susceptible d'être améliorée dans le futur. Nous allons donner quelques indications sur ces améliorations.

1. ACQUISITION DES DONNEES

1.a. Quels doublets?

Nous nous sommes limités ici à des doublets de la faille de San Andreas. Cependant, l'existence des doublets semble générale dans toutes les zones sismiques. En particulier, l'étude des doublets sous les volcans devrait être très utile. Actuellement, deux telles études sont commencées, l'une sur le Mont St Helen (M.J.Frémont), et l'autre sur le Kilauea (J.L.Got). Il serait souhaitable d'étudier des doublets de plus forte magnitude que nous ne l'avons fait, et aussi de disposer d'enregistrements à trois composantes, afin de mieux séparer les effets liés aux ondes P de ceux liés aux ondes S.

1.b. Système d'acquisition

Le système d'acquisition doit pouvoir garantir une précision en temps meilleure que la milliseconde. Pour cela une base de temps commune est indispensable. D'autre part il est souhaitable que la réponse du système, et en particulier celle du sismomètre, soit enregistrée périodiquement afin de pouvoir comparer des signaux de dates différentes. La recherche de doublets à partir d'un catalogue d'hypocentres n'est pas très aisée. Il est nécessaire de recourir à un examen visuel des traces, ou mieux à un calcul de la cohérence de quelques stations. Un accès rapide aux sismogrammes est donc nécessaire. La solution semble être celle du stockage sur disque, en particulier sur disque optique numérique car il permet des

capacités importantes (actuellement 1 Gigaoctet par disque).

2. TRAITEMENT

Outre les différents algorithmes d'analyse interspectrale, on peut envisager certains traitements nouveaux, tels que l'analyse du sismogramme en entier pour mesurer l'extension du sismogramme (analyse Doppler), ou une analyse multitraces afin d'améliorer l'étude des multiplets.

3. INTERPRETATION

Nous avons déjà évoqué la nécessité d'une étude plus précise de la cauda, aussi bien pour les doublets spatiaux que pour les doublets temporels. Mais c'est surtout l'étude des rapports spectraux entre doublets qui doit être améliorée. Nous n'avons pas inclus dans cette thèse notre travail sur ce sujet pour deux raisons. D'une part Frémont (1984) a publié l'essentiel de la méthode et les résultats qu'elle a obtenus, et d'autre part nous n'avons pas pu obtenir les courbes de réponse du réseau CALNET, pour des raisons techniques, bien qu'elles soient en principe enregistrées périodiquement. Les résultats préliminaires que nous avons obtenus sont d'interprétation délicate et souffrent de la méconnaissance des changements dans la courbe de réponse des instruments. Pourtant les applications potentielles sont suffisamment intéressantes pour que l'effort dans ce domaine soit poursuivi: mesures de changements de mécanisme au foyer et de radiation de la source, mesures de changements d'atténuation dans la croûte, mesures de l'atténuation au voisinage d'un doublet (avec application à la détection d'une chambre magmatique par exemple).

BIBLIOGRAPHIE

- Aggarwal, Y.P., L.R.Sykes, D.W.Simpson et P.G.Richards, 1975. Spatial and temporal variations in t_s/t_p and in P wave residuals at Blue Mountain Lake, New York: application to earthquake prediction. *J.Geophys.Res.*, 80, 718-732.
- Aggarwal, Y.P., L.R.Sykes, J.Armbruster et M.L.Sbar, 1973. Premonitory changes in seismic velocities and prediction of earthquakes. *Nature*, 241, 101-104.
- Aki, K. et P.G.Richards, 1980. Quantitative seismology theory and method. Ed. W.H.Freeman, San Francisco, vol.1, 557p.
- Andrews, D.J., 1980. A stochastic fault model 1. Static case. *J.Geophys.Res.*, 85, 3867-3877.
- Bakun, W.H. et T.V.McEvelly, 1979. Earthquakes near Parkfield, California: comparing the 1934 and 1966 sequences. *Science*, 205, 1375-1377.
- Bakun, W.H., R.M.Stewart et C.G.Bufe, 1978. Directivity in the high-frequency radiation of small earthquakes. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 68, 12 1212 1253-12 1212 1263.
- Bard, J.P., 1980. Microtexture des roches magmatiques et métamorphiques. Ed. Masson, Paris, 192p.
- Ben-Menahem, A. et S.J.Singh, 1968. Multipolar elastic fields in a layered half-space. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 58, 1519-1572.
- Ben-Menahem, A., S.J.Singh et F.Solomon, 1969. Static deformation of a spherical earth model by internal dislocations. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 59, 813-853.
- Berckhemer, H., 1962. Die ausdehnung der Bruchfläche im Erdbebenherd und ihr einfluss auf das seismische Wellenspektrum. *Gerl.Beitr.z.Geophys.*, 71/1, 5-26.
- Bolt, B.A., J.Stifler et R.Uhrhammer, 1977. The Briones Hills earthquake swarm of January 8, 1977, Contra Costa county, California. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 67, 1555-1564.
- Boore, D.M., A.G.Lindh, T.V.McEvelly et W.W.Tolmachoff, 1975. A search for travel-time changes associated with the Parkfield, California, earthquake of 1966. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 65, 1407-1418.
- Brown, R.L., 1975. A dislocation approach to plate interaction. Thèse de Ph.D., M.I.T., Boston, 449p.
- Carter, G.C., C.H.Knapp et A.H.Nuttal, 1973. Estimation of the magnitude-squared coherence function via overlapped fast Fourier transform processing. *IEEE Tans.Audio Electroacoust.*, AU-21, 337-344.
- Cauchy, A., 1827 et 1828. Exercices de mathématique.
- Chatelain, J.L., S.W.Roecker, D.Hatzfeld et P.Molnar, 1980. Microearthquake seismicity and fault plane solutions in the

- Hindu Kush region and their tectonic implications.
- Chinnery, M.A., 1961. The deformation of the ground around surface faults. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 51, 355-372.
- Chinnery, M.A., 1963. The stress changes that accompany strike-slip faulting. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 53, 921-932.
- Cisternas, A., J.Dorel et R.Gaulon, 1982. Models of the complex source of the El Asnam earthquake. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 72, 2245-2266.
- Clymer, R.W. et T.V.McEvilly, 1981. Travel-time monitoring with Vibroseis. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 71, 1903-1927.
- Comninou, M. et J.Dundurs, 1975. The angular dislocation in a half space. *J.Elasticity*, 5, 203-213.
- Converse, G. et M.Comninou, 1975. Dependence on the elastic constants of surface deformation due to faulting. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 65, 1173-1176.
- Cramer, C.H. et R.L.Kovach, 1975. Time variations in teleseismic residuals prior to the magnitude 5.1 Bear Valley earthquake of February 24, 1972. *Pure Appl.Geophys.*, 113, 281-292.
- Crouch, S.L., 1976. Solution of plane elasticity problems by the displacement discontinuity method. *Int.J.Num.Meth.Eng.*, 10, 301-343.
- Das, S. et C.Scholtz, 1981. Off fault aftershock clusters caused by shear stress increase?. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 71, 1669-1675.
- Der, Z., M.E.Marshall, A.O'Donnell et T.W.McElsfresh, 1984. Spatial coherence structure and attenuation in the Lg phase, site effects, and interpretation of the Lg coda. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 74, 112 1212 125-1147.
- Dunbar, W.S., 1984. DIS3D user's manual. U.S.Geol.Surv., Open File Report, en préparation.
- Eaton, J.P., W.H.K.Lee et I.C.Pakiser, 1970. Use of microearthquakes in the study of the mechanics of earthquake generation along the San Andreas fault in central California. *Tectonophys.*, 9, 259-282.
- Frankel, A., 1982. Precursors to a magnitude 4.8 earthquake in the Virgin islands: spatial clustering of small earthquakes, anomalous focal mechanisms, and earthquake doublets. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 72, 12 1212 1277-12 1212 1294.
- Froidevaux, C., C.Paquin et M.Souriau, 1980. Tectonic stresses in France: in-situ measurements with a flat jack. *J.Geophys.Res.*, 85, 6342-6346.
- Fréchet, J. et N.Pavoni, 1979. Etude de sismicité de la zone Briançonnaise entre Pelvoux et Argentera (Alpes occidentales) à l'aide d'un réseau de stations portables. *Eclologiae geol.Helv.*, 72/3, 763-779.
- Fréchet, J., 1978. Sismicité du Sud-Est de la France, et une nouvelle méthode de zonage sismique. Thèse 3ème cycle, Grenoble, 159p.
- Frémont, M.J., 1983. Traitement d'un doublet de séismes. Rapport CEPHAG 33/83, Inst.Nat.Polytech. et Univ. de Grenoble,

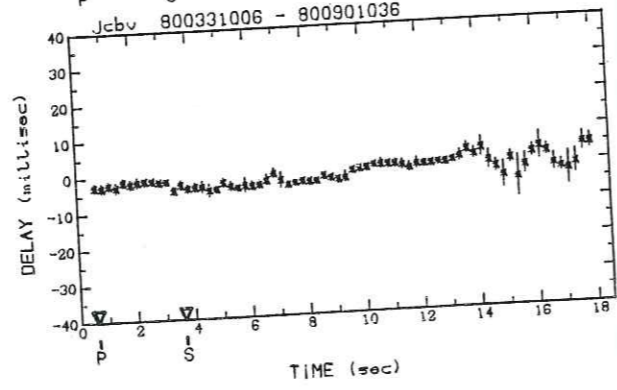
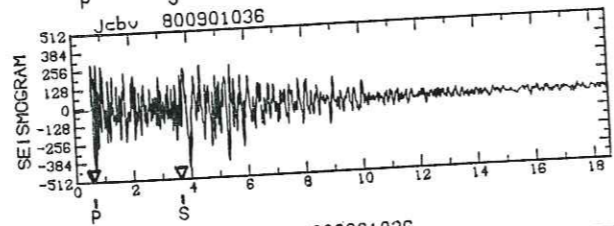
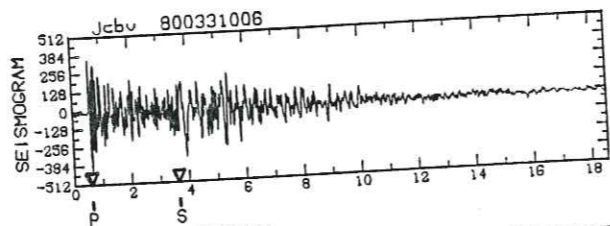
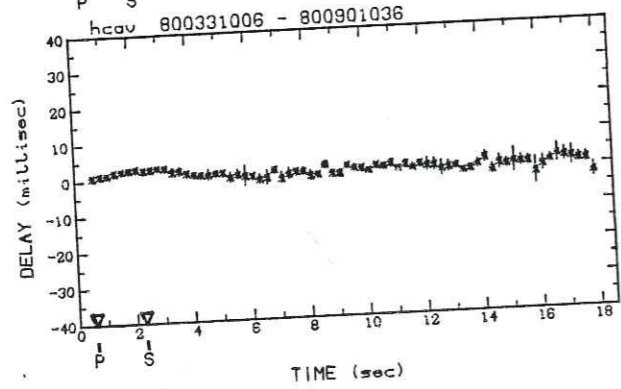
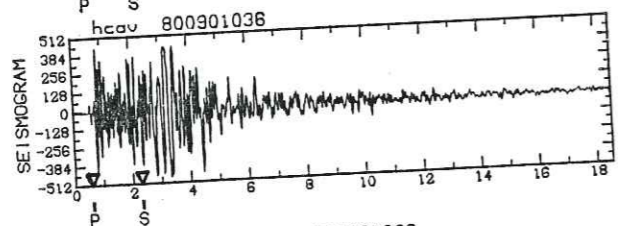
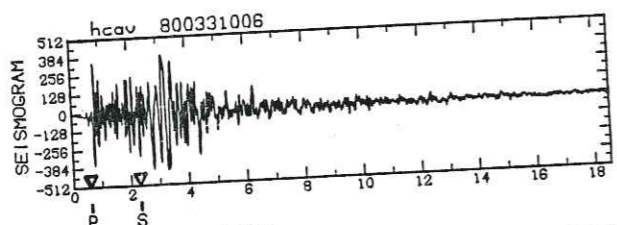
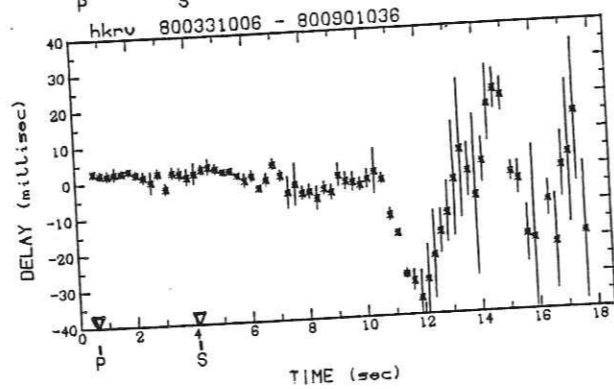
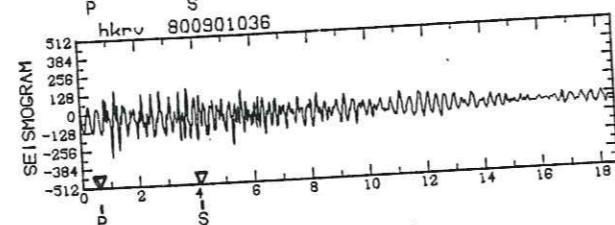
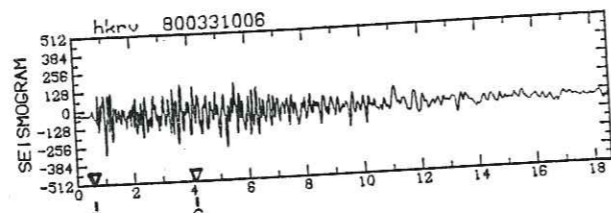
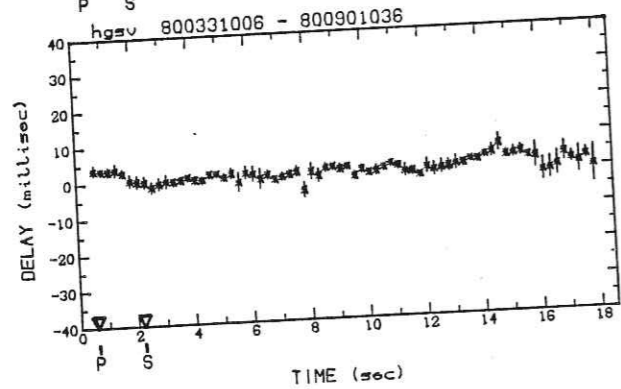
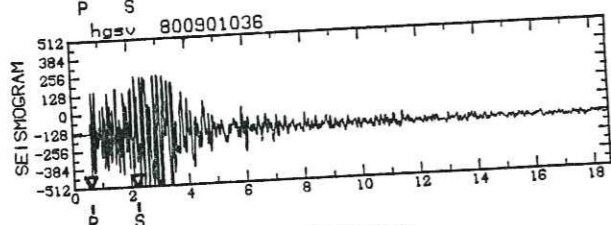
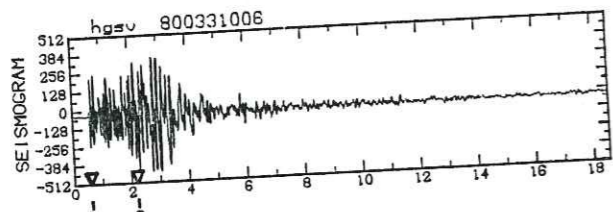
- 100p.
- Frémont, M.J., 1984. Mesure de variations temporelles des paramètres de la croûte terrestre et d'effets de sources par traitement de doublets de séismes. Thèse 3ème cycle, Univ. de Grenoble, 224p.
- Geller, R.J. et C.S.Mueller, 1980. Four similar earthquakes in central California. *Geophys.Res.Lett.*, 7, 821-824.
- Greiner, G. et J.H.Illies, 1977. Central Europe: active or residual stresses. *Pure Appl.Geophys.*, 115, 11-26.
- Hanks, T.C. et C.B.Raleigh, 1980. The conference on magnitude of deviatoric stresses in the Earth's crust and uppermost mantle. *J.Geophys.Res.*, 85, 6083-6085.
- Hannan, E.J. et P.J.Thomson, 1973. Estimating group delay. *Biometrika*, 60, 241-253.
- Hearn, A., 1971. REDUCE2, a system and language for algebraic manipulation. Proc.2nd.Symp. on symbolic and algebraic manipulation, Los Angeles.
- Hobbs, B.E., W.D.Means et P.F.Williams, 1976. An outline of structural geology. Ed. J.Wiley, New York, 571p.
- Johnston, A.C., M.Wyss, R.Koyanagi et R.E.Habermann, 1982. P wave travel times: stability and change within the source volume of a M = 7.2 earthquake. *J.Geophys.Res.*, 87, 6889-6905.
- Jovanovitch, D.B., M.I.Husseini et M.A.Chinnery, 1974. Elastic dislocations in a layered half-space. -I- Basic theory and numerical methods. *Geophys.J.R.astr.Soc.*, 39, 205-217.
- Kagan, Y.Y. et L.Knopoff, 1981. Stochastic synthesis of earthquake catalogs. *J.Geophys.Res.*, 86, 2853-2862.
- Kanamori, H. et G.Fuis, 1976. Variation of P-wave velocity before and after the Galway Lake earthquake (M_L=5.2) and the Goat Mountain earthquakes (M_L=4.7, 4.7), 1975, in the Mojave Desert, California. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 66, 2017-2037.
- Kaufman, K. et L.J.Burdick, 1980. The reproducing earthquakes of the Galapagos islands. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 70, 1759-1770.
- King, N.E., J.C.Savage, M.Lisowski et W.H.Prescott, 1981. Preseismic and coseismic deformation associated with the Coyote Lake, California, earthquake. *J.Geophys.Res.*, 86, 892-898.
- Knapp, C.H. et G.C.Carter, 1976. The generalized correlation method for estimation of time delay. *IEEE Trans.Acoust.Speech Sign.Process.*, ASSP-24, 320-327.
- Lay, T. et H.Kanamori, 1980. Earthquake doublets in the Solomon islands. *Phys.Earth Planet.Int.*, 21, 283-304.
- Leary, P.C. et P.E.Malin, 1982. Millisecond accurate monitoring of seismic travel times over 13- and 18-kilometer baselines. *J.Geophys.Res.*, 87, 6919-6930.
- Lee, W.H.K. et S.W.Stewart, 1981. Principles and applications of microearthquake networks. *Advances in Geophysics*, 23, Academic Press.
- Lindh, A.G., D.A.Lockner et W.H.K.Lee, 1978. Velocity anomalies: an alternative explanation. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 68, 721-734.
- Lliboutry, L., 1976. Courants de convection et dynamique des

- plaques. Dans *Traité de Géophysique Interne*, Ed. Masson, Paris, t.II, chap.41, 501-571.
- Lliboutry, L., 1982. *Tectonophysique et Géodynamique*. Ed. Masson, Paris, 339p.
- Love, A.E.H., 1927. A treatise on the mathematical theory of elasticity. Ed. Dover, New York, 4ème édition, 643p.
- Lukk, A.A. et I.L.Nersesov, 1978. Character of temporal changes in the velocities of elastic waves in the earth's crust of the Garm region. *Phys. Solid Earth*, 14, 387-396.
- MACSYMA, 1983. Project MAC's symbolic manipulation system. Mathlab Group, M.I.T., Cambridge.
- Madariaga, R., 1976. Dynamics of an expanding circular fault. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 66, 639-666.
- Mandelbrot, B., 1975. Les objets fractals: forme, hasard et dimension. Ed. Flammarion, Paris.
- Mandelbrot, B., 1982. The fractal geometry of nature. Ed. W.H.Freeman, San Francisco, 460p.
- Mansinha, L. et D.E.Smylie, 1971. The displacement fields of inclined faults. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 61, 1433-1440.
- Maruyama, T., 1964. Statical elastic dislocations in an infinite and semi-infinite medium. *Bull.Earthqu.Res.Inst.*, 42, 289-368.
- Mavko, G.M., 1982a. Fault interaction near Hollister, California. *J.Geophys.Res.*, 87, 7807-7816.
- Mavko, G.M., 1982b. Easy computation of static stress drop, slip, and moment on two dimensional heterogeneous faults. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 72, 1499-1508.
- McGarr, A., M.D.Zoback et T.C.Hanks, 1982. Implications of an elastic analysis of in-situ stress measurements near the San Andreas fault. *J.Geophys.Res.*, 87, 7797-7806.
- McNally, K.C. et T.V.MvEvilly, 1977. Velocity contrast across the San Andreas fault in Central California: small-scale variations from P-wave nodal plane distortion. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 67, 1565-1576.
- Mindlin, R.D. et D.H.Cheng, 1950. Nuclei of strain in the semi-infinite solid. *J.Appl.Phys.*, 21, 926-930.
- Moos, D. et M.D.Zoback, 1985. Comparison of in situ and laboratory determined pressure dependence of P- and S-velocities. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, sous presse.
- Mosteller, F. et J.W.Tukey, 1979. *Data analysis and regression*. Ed. Addison-Wesley, Reading, Massachusetts.
- Nur, A., 1972. Dilatancy, pore fluids, and premonitory variations of T_s/T_p travel times. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 62, 12 1212 1217-12 1212 1222.
- Nur, A., M.L.Bell et P.Talwani, 1973. Fluid flow and faulting, 1. A detailed study of the dilatancy mechanism and premonitory changes. *Proc.Conf.Tect.Prob.on the San Andreas fault system*, Stanford Univ.Publ., Geol.Sci., 13, 391-404.
- Ouyed, M., J.Fréchet et D.Hatzfeld, 1983. Stress modeling of the El Asnam earthquake sequence. Manuscrit non publié.
- Pechman, J.C. et H.Kanamori, 1982. Waveforms and spectra of preshocks and aftershocks of the 1979 Imperial valley, California, earthquake: evidence for fault heterogeneity?. *J.Geophys.Res.*, 87, 10579-10597.
- Poupinet, G., F.Glangeaud et P.Côte, 1982. P-time delay measurements of a doublet of microearthquakes. *Proc.IEEE ICASSP82*, Paris, 3-5mai, 1516-1519.
- Poupinet, G., J.Fréchet, W.L.Ellsworth, M.J.Frémont et F.Glangeaud, 1985. Doublet analysis: improved accuracy for earthquake prediction studies. *Earthqu.Predict.Res.*, 1, 81-93.
- Poupinet, G., W.H.Bakun et P.R.Stevenson, 1980. Search for seismic precursors to the 1979 Coyote Lake, California earthquake. *Earthqu.Notes*, 50, 63.
- Poupinet, G., W.L.Ellsworth et J.Fréchet, 1984. Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets: an application to the Calaveras fault, California. *J.Geophys.Res.*, 89, 5719-5731.
- Press, F., 1965. Displacements, strains and tilts at teleseismic distances. *J.Geophys.Res.*, 70, 2395-2412 1212 12.
- Reasenber, P. et W.L.Ellsworth, 1982. Aftershocks of the Coyote Lake, California, earthquake of August 6, 1979: a detailed study. *J.Geophys.Res.*, 87, 10637-10655.
- Richardson, R.M. et S.C.Solomon, 1979. Tectonic stress in the plates. *Rev.Geophys.Sp.Phys.*, 17, 981-1019.
- Rikitake, T., 1976. *Earthquake prediction*. Ed. Elsevier, Amsterdam, 357 pages.
- Robinson, R., R.L.Wesson et W.L.Ellsworth, 1974. Variation of P-wave velocity before the Bear Valley, California, earthquake of 24 february 1972. *Science*, 184, 12 1212 1281-12 1212 1283.
- Saada, A.S., 1974. *Elasticity: theory and applications*. Ed. Pergamon Press, New York, 643p.
- Savage, J.C. et L.M.Hastie, 1966. Surface deformation associated with dip-slip faulting. *J.Geophys.Res.*, 71, 4897-4904.
- Savage, J.C., W.H.Prescott, M.Lisowski et N.King, 1979. Geodolite measurements of deformation near Hollister, California, 1971-1978. *J.Geophys.Res.*, 84, 7599-7615.
- Savarensky, E.F., 1968. On the prediction of earthquakes. *Tectonophys.*, 6, 17-27.
- Scholz, C.H., L.R.Sykes et Y.P.Aggarwal, 1973. Earthquake prediction: a physical basis. *Science*, 181, 803-810.
- Segall, P. et D.D.Pollard, 1980. Mechanics of discontinuous faults. *J.Geophys.Res.*, 85, 4337-4350.
- Semenov, A.N., 1969. Variations in the travel time of tranverse and longitudinal waves before violent earthquakes. *Phys. Solid Earth*, 4, 245-248.
- Singh, S.J., 1970. Static deformation of a multi-layered half-space by stress dislocations and concentrated forces. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 61, 1625-1637.
- Smith, R.B., G.Zandt et J.E.Gaiser, 1980. Temporal monitoring of seismic velocity along the Wasatch Front using quarry blasts. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 70, 1527-1546.

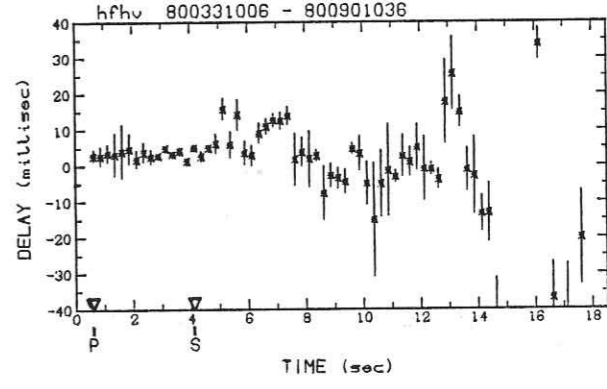
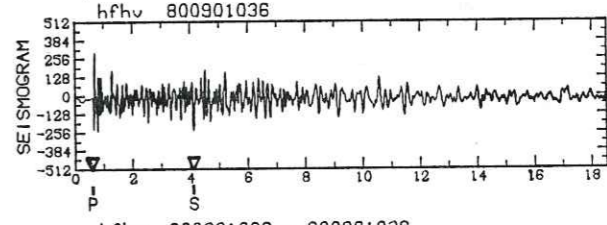
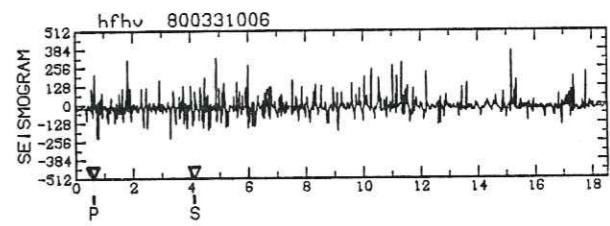
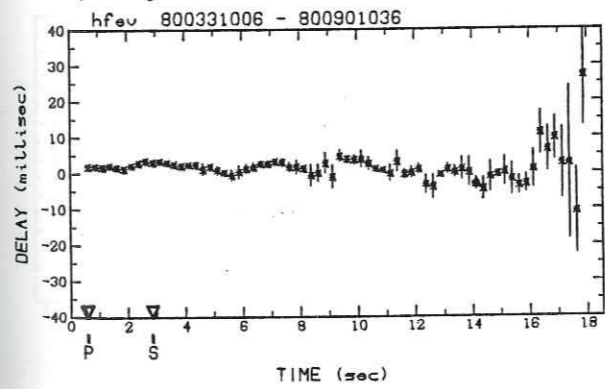
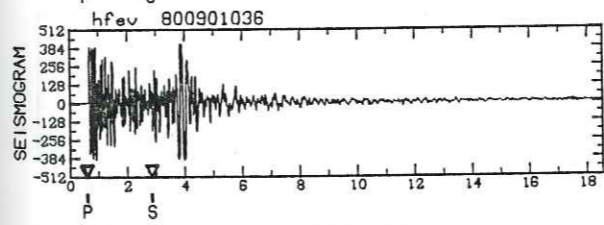
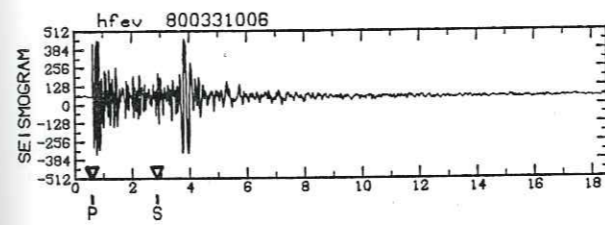
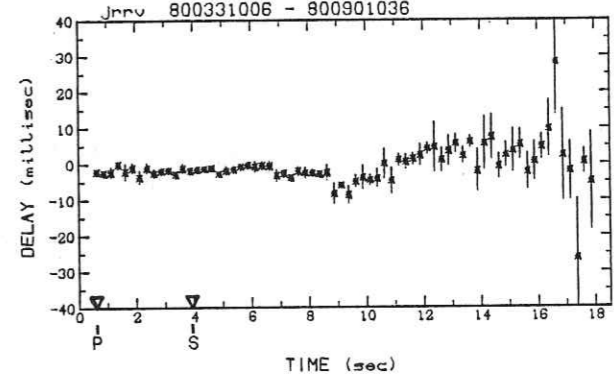
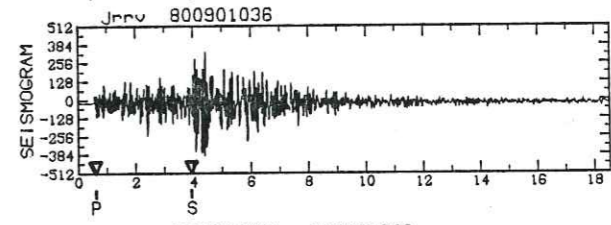
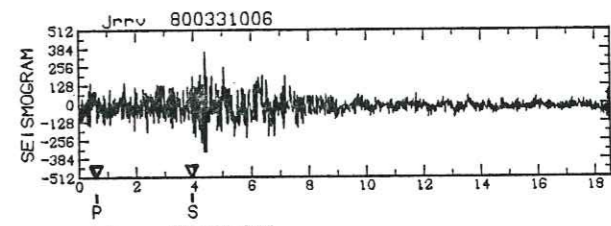
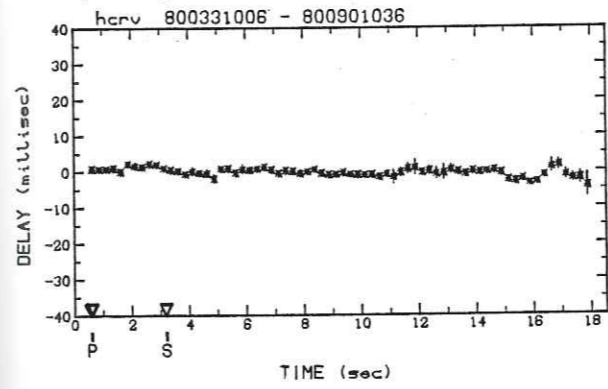
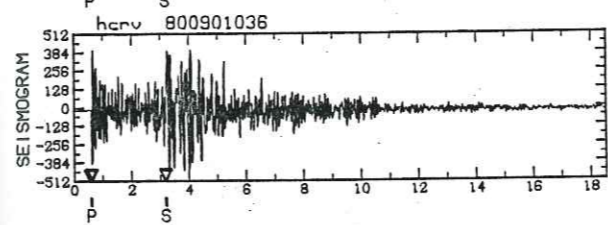
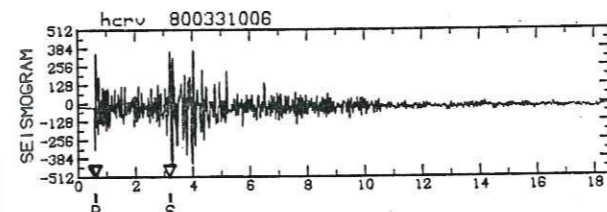
- Smylie, D.E. et L.Mansinha, 1971. The elasticity theory of dislocations in real earth models and changes in the rotation of the earth. *Geophys.J.R.astr.Soc.*, 23, 329-354.
- Spieth, M.A., 1981. Two detailed seismic studies in central California. Thèse de Ph.D., Stanford Univ., 160p.
- Steketee, J.A., 1958. On Volterra's dislocations in a semi-infinite elastic medium. *Can.J.Phys.*, 36, 192-205.
- Steppe, J.A., W.H.Bakun et C.G.Bufe, 1977. Temporal stability of P-velocity anisotropy before earthquakes in central California. *Bull.Seismol.Soc.Am.*, 67, 1075-1090.
- Tarantola, A., J.C.Ruegg et J.C.Lépine, 1979. Geodetic evidence for rifting in Afar. A brittle elastic model of the behaviour of the lithosphere. *Earth Planet.Sc.Lett.*, 45.
- Tribolet, J.M., 1976. A new phase unwrapping algorithm. *IEEE Trans.Acoust.Speech Sign.Process.*, ASSP-25, 582-590.
- Tsujiura, M., 1981. Activity mode of the 1980 earthquake swarm off the coast of the Izu peninsula. *Bull.Earthqu.Res.Inst.*, 56, 1-24.
- Tsujiura, M., 1983. Waveforms and spectral features of earthquake swarms and foreshocks. *Bull.Earthqu.Res.Inst.*, 58, 65-134.
- Turcotte, D.L. et G.Schubert, 1982. *Geodynamics*. Ed. J.Wiley, New York, 450p.
- Volterra, V., 1907. Sur l'équilibre des corps élastiques multiplement connexes. *Ann.Scient.Ec.Norm.*, 24, 401-517.
- Ward, P.L., 1979. Earthquake prediction. *Rev.Geophys.Sp.Phys.*, 17, 343-353.
- Wesson, R.L., R.Robinson, C.G.Bufe, W.L.Ellsworth, J.H.Pfluke, J.A.Steppe et L.C.Seekins, 1977. Search for seismic forerunners to earthquakes in central California. *Tectonophys.*, 42, 111-12 1212 126.
- Whitcomb, J.H., J.D.Garmany et D.L.Anderson, 1973. Earthquake prediction: variation of seismic velocities before the San Fernando earthquake. *Science*, 180, 632-635.
- Yoffe, E.H., 1960. The angular dislocation. *Phil.Mag.*, 5, 161-175.
- Zoback, M.D., H.Tsukahara et S.Hickman, 1980. Stress measurements at depth in the vicinity of the San Andreas fault: implications for the magnitude of shear stress at depth. *J.Geophys.Res.*, 85, 6157-6173.

Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

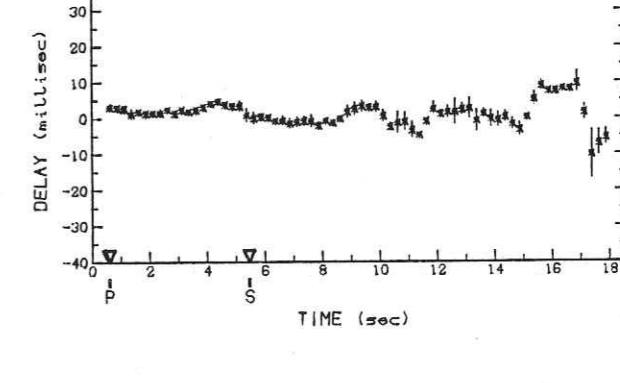
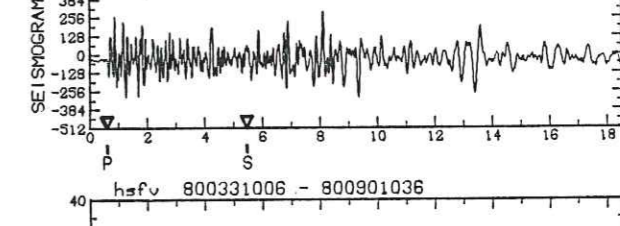
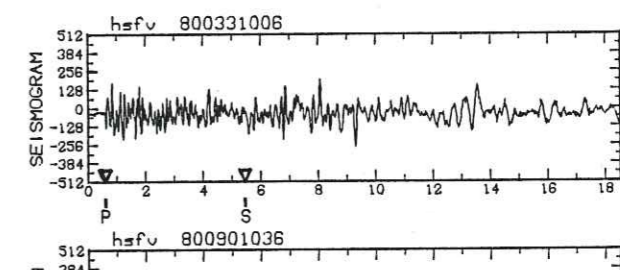
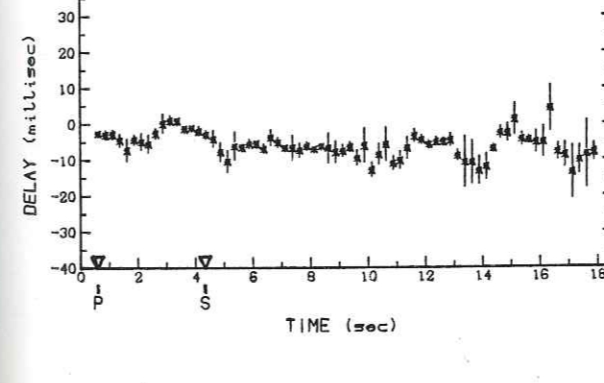
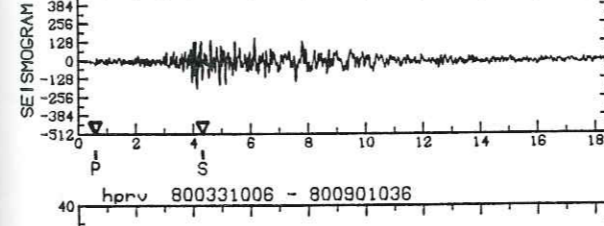
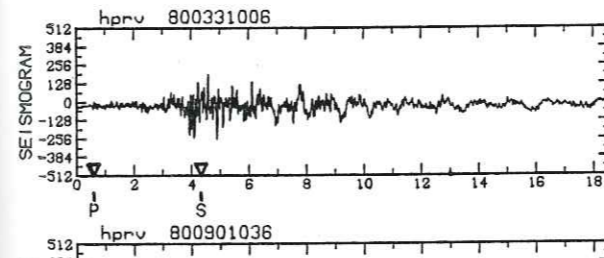
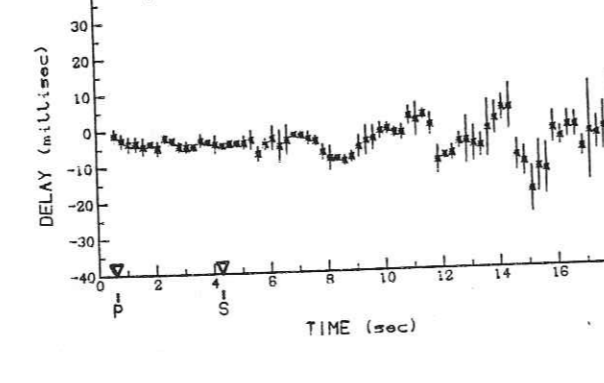
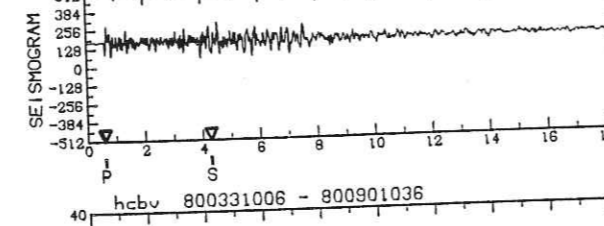
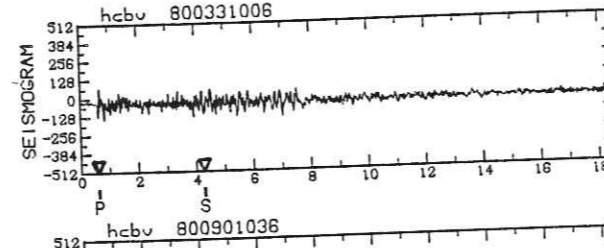
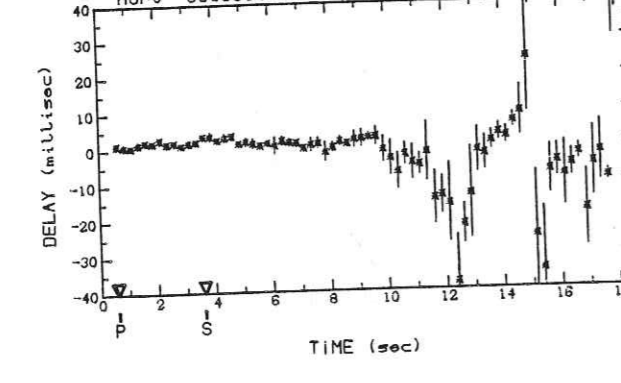
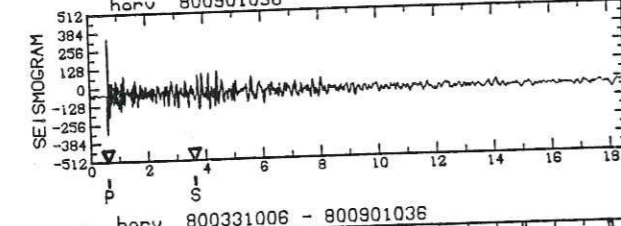
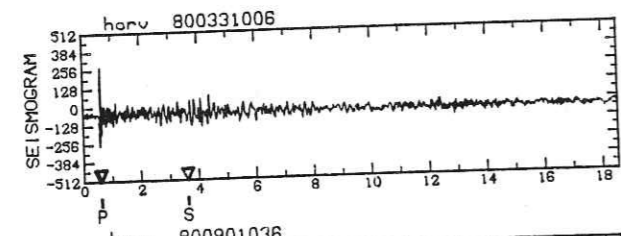
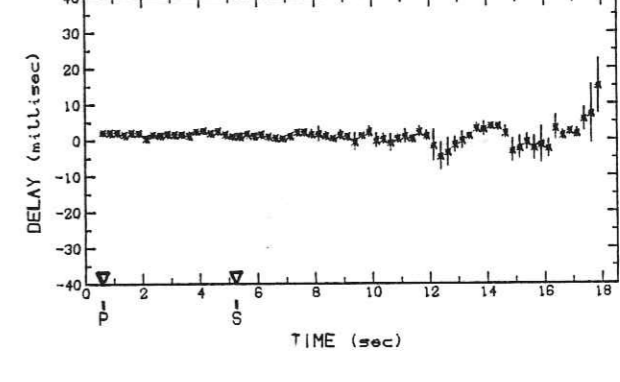
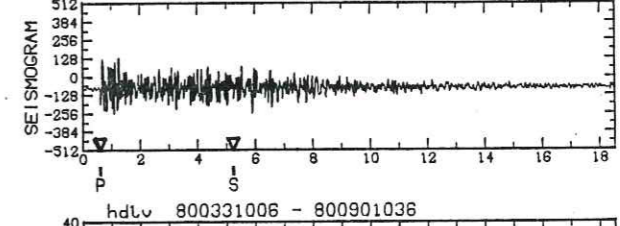
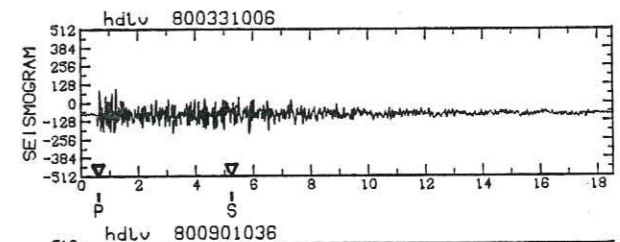
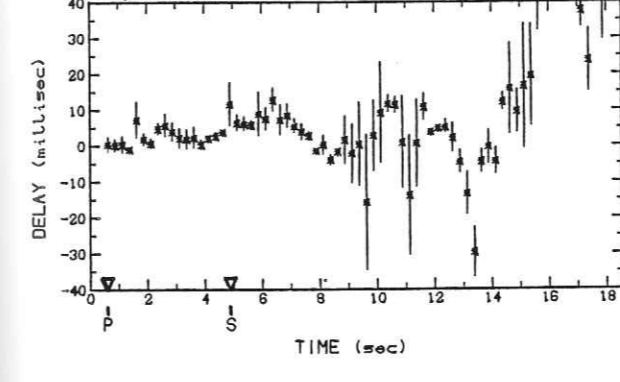
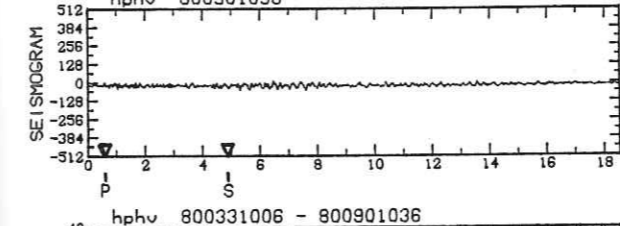
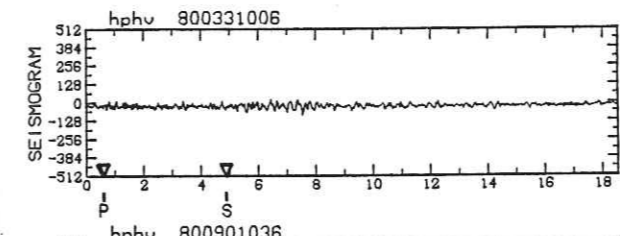
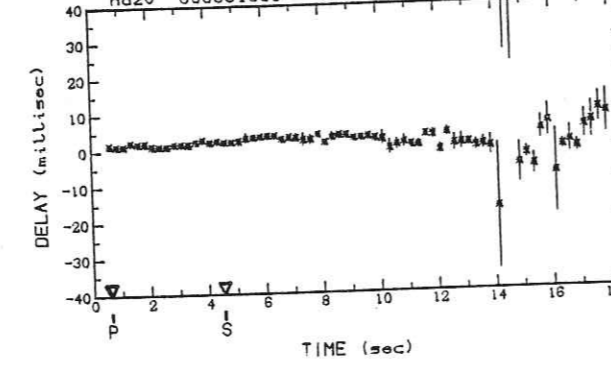
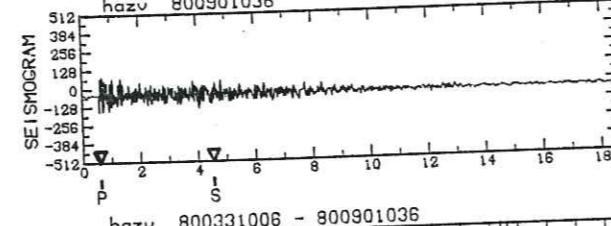
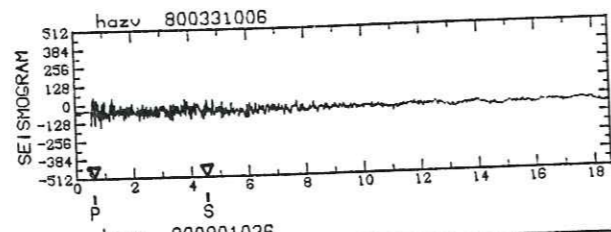
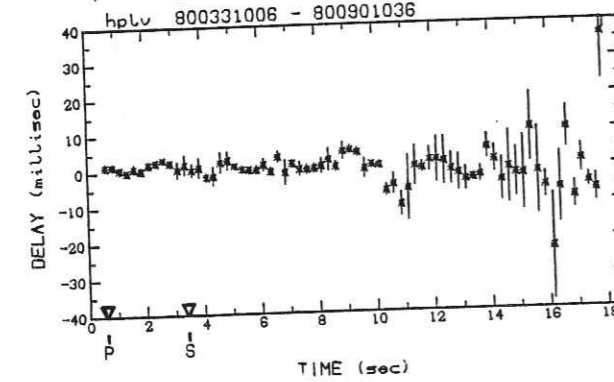
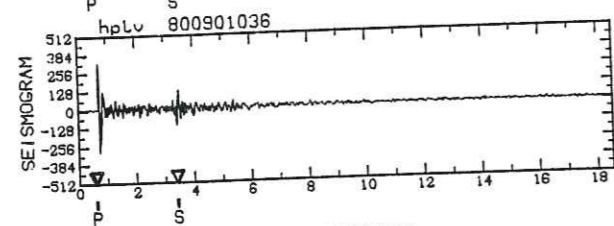
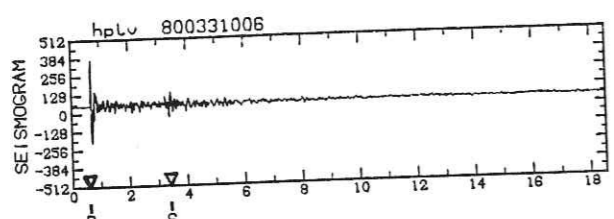
ANNEXE 1
SISMOGRAMMES ET DELAIS DES DOUBLETS TEMPORELS:
A6/57, A7/21, A7/13, A8/67, C2, S4 et S7.



DOUBLET A657 (début)

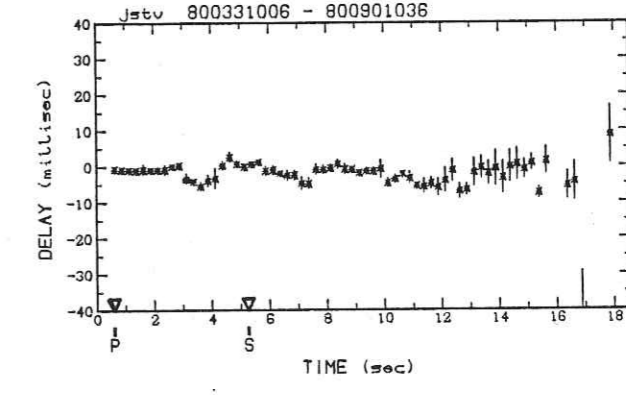
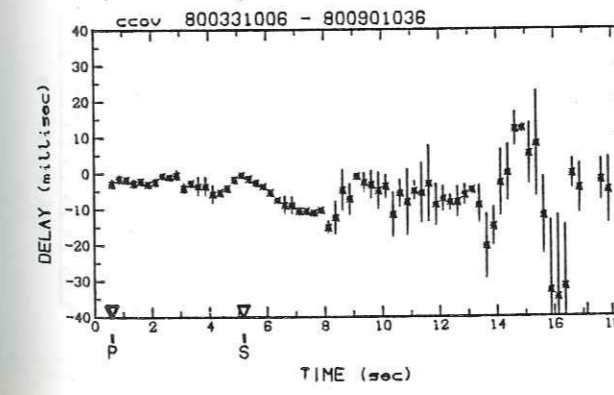
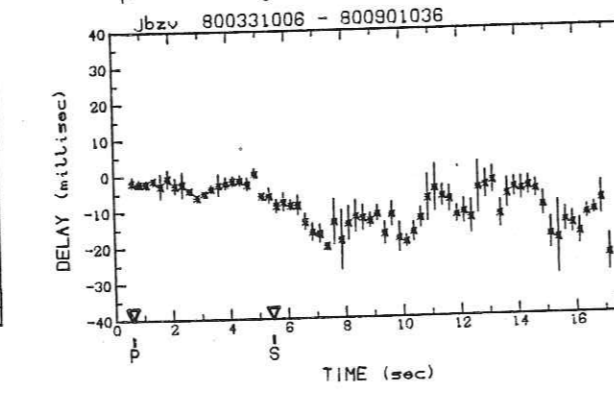
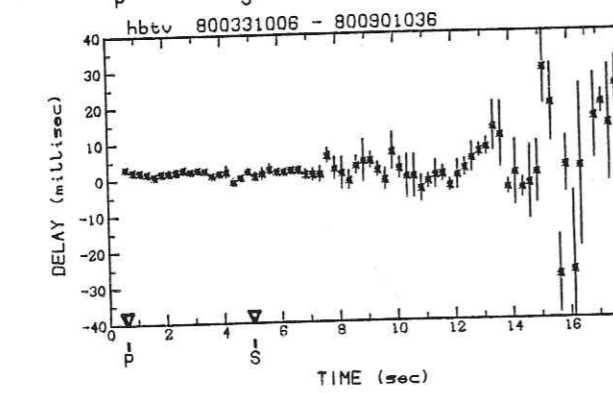
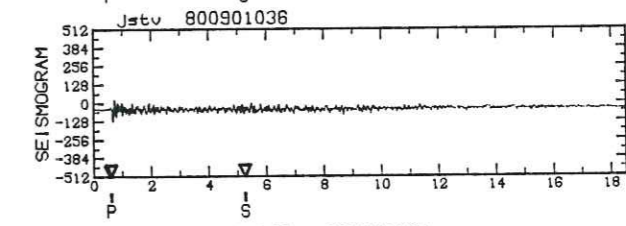
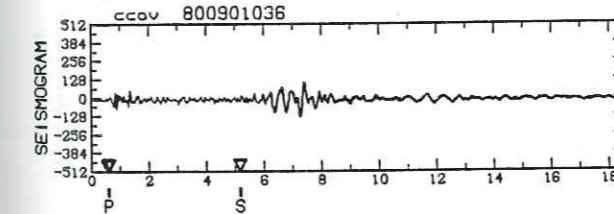
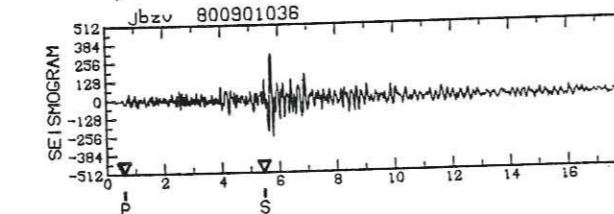
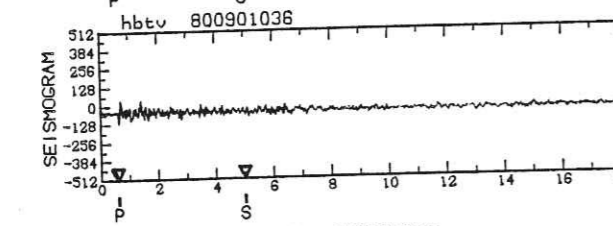
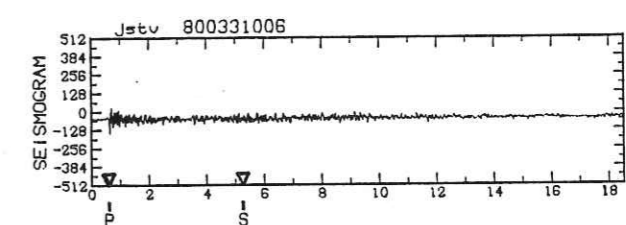
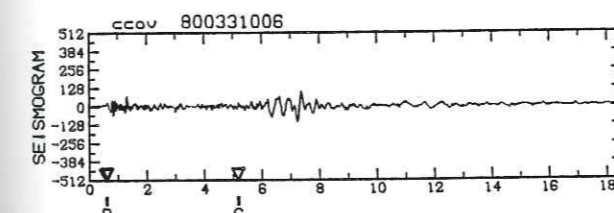
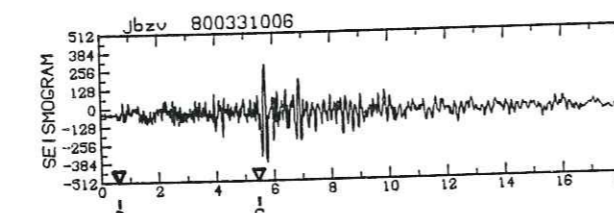
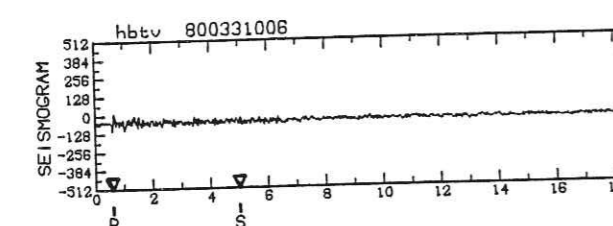
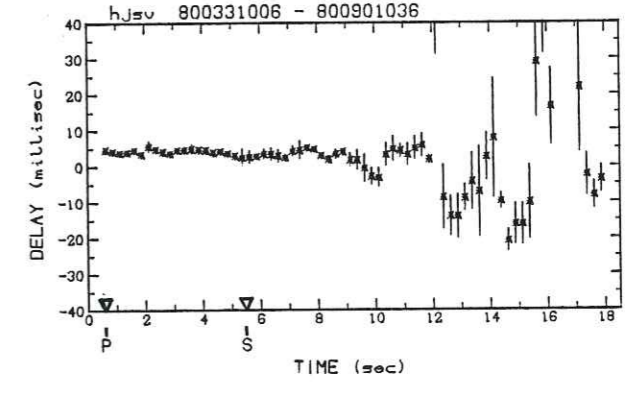
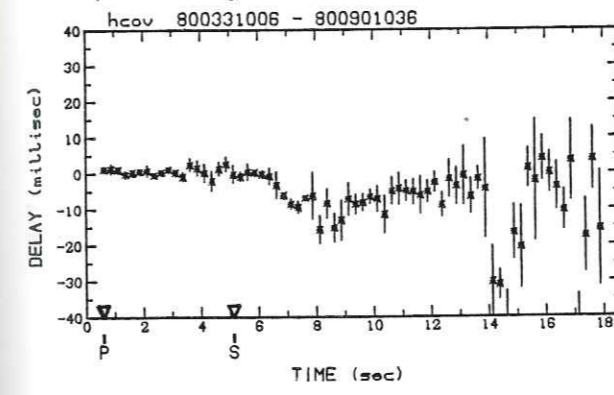
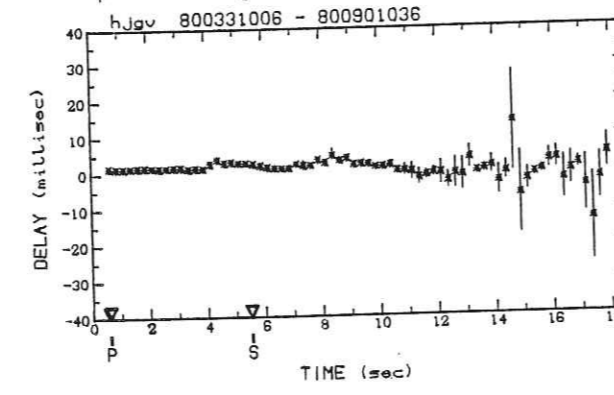
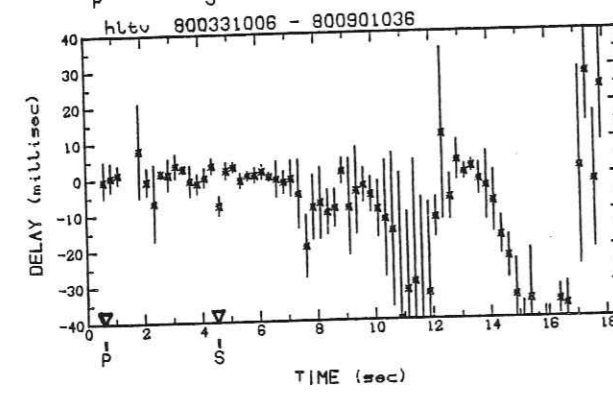
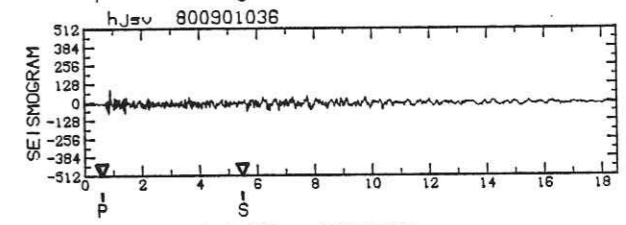
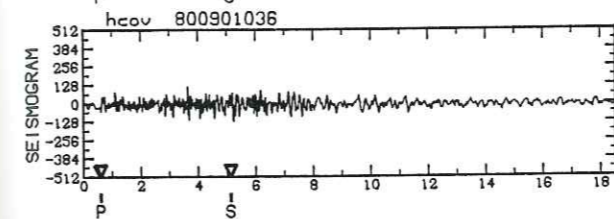
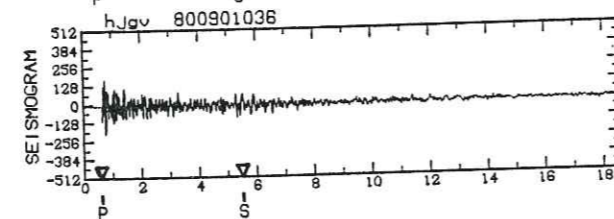
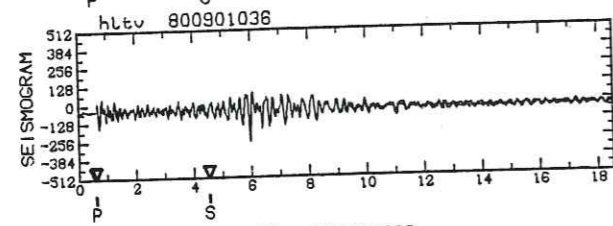
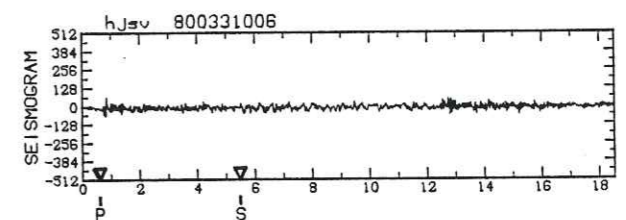
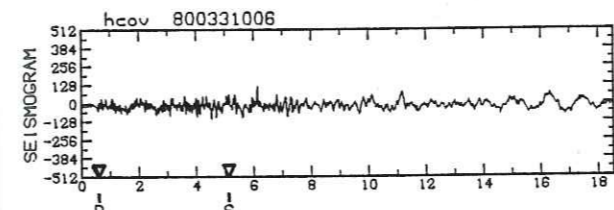
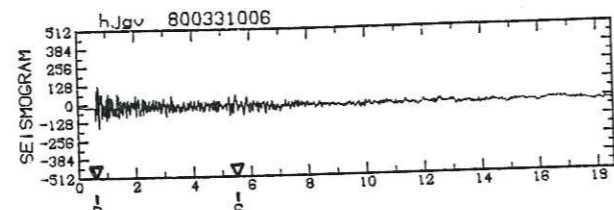
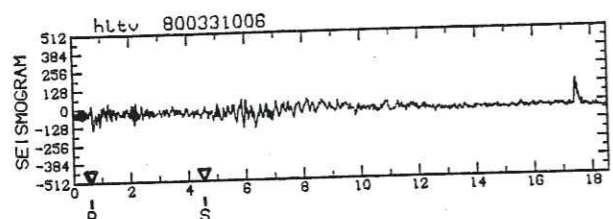


DOUBLET A657 (suite)



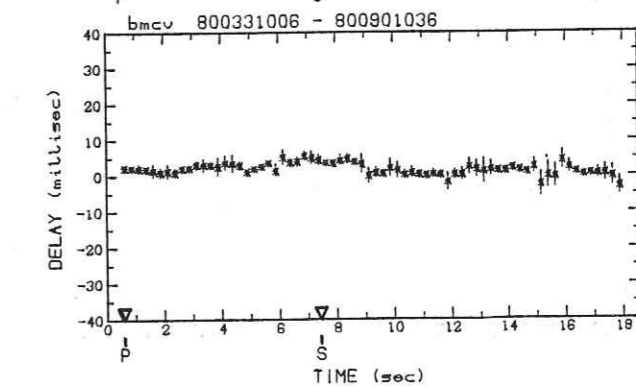
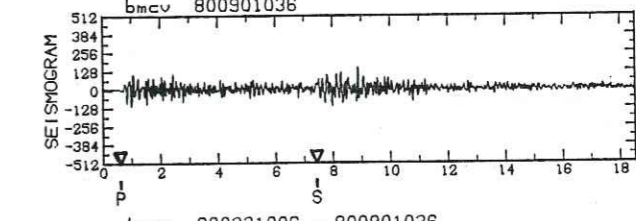
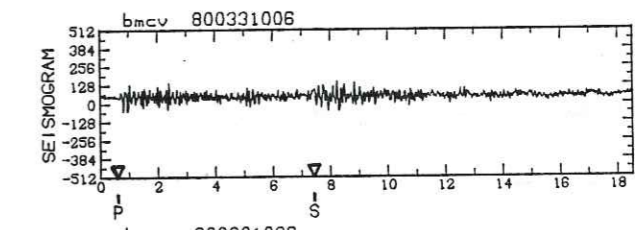
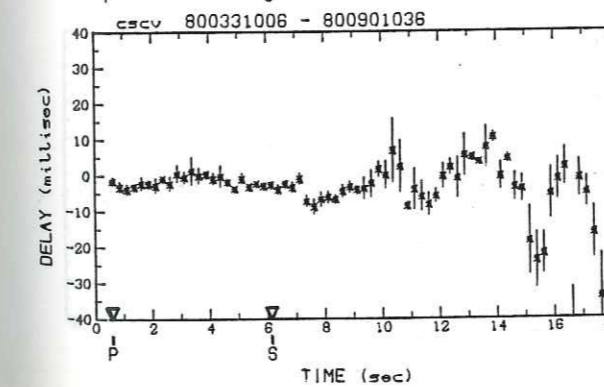
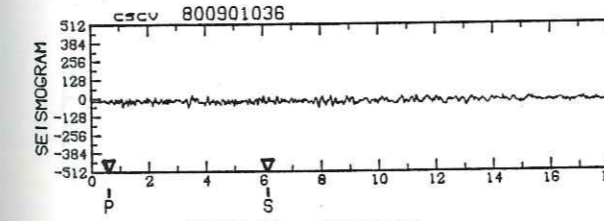
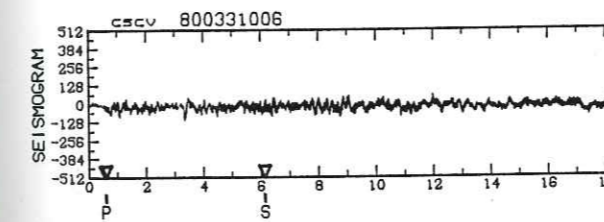
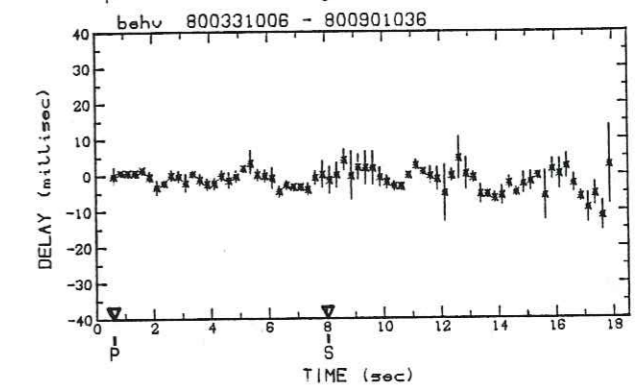
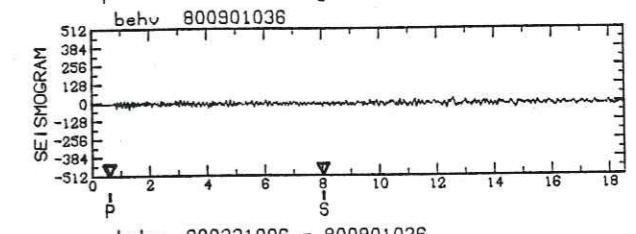
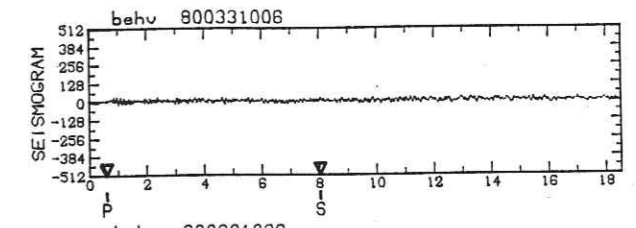
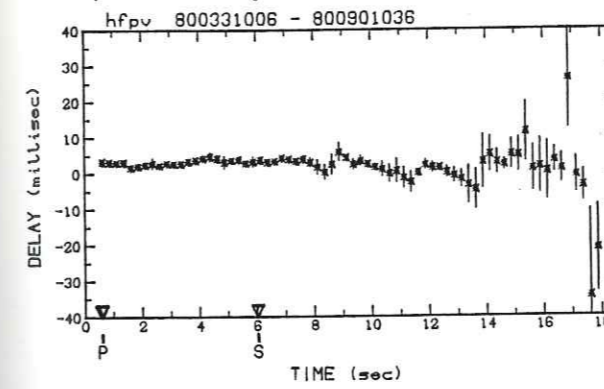
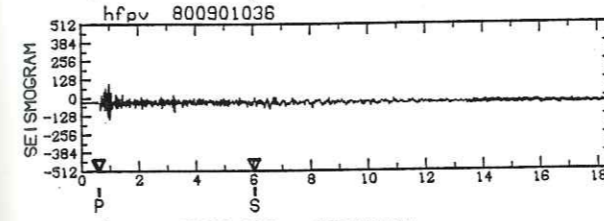
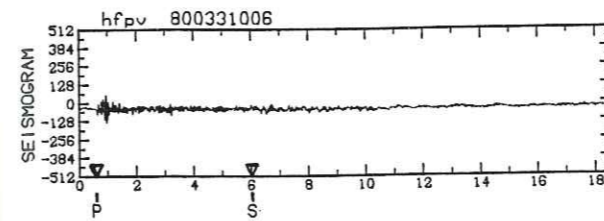
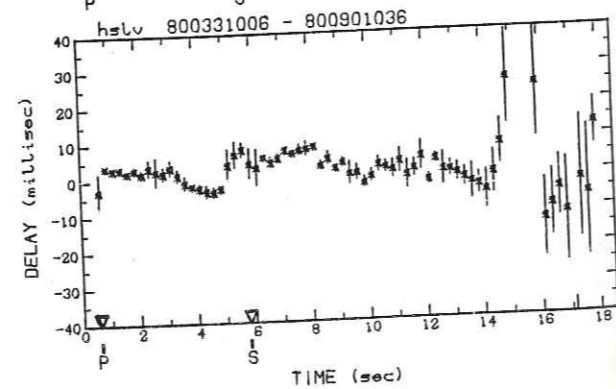
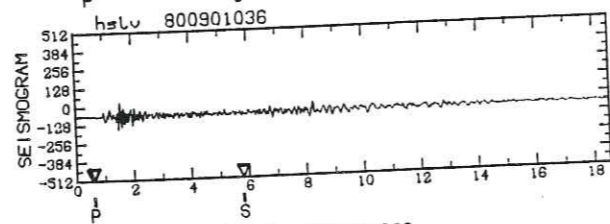
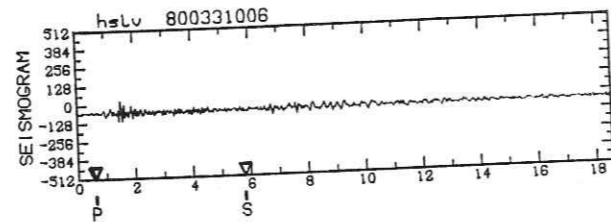
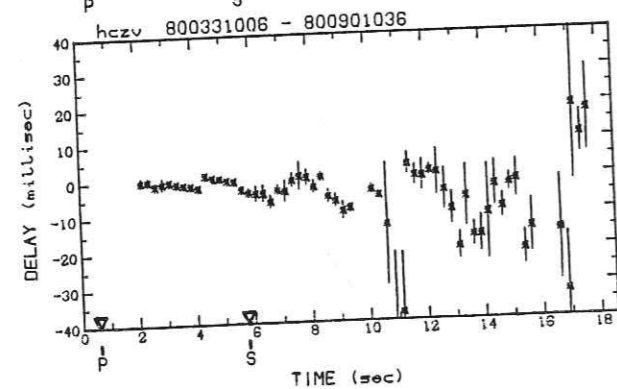
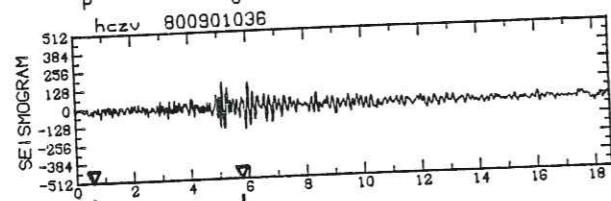
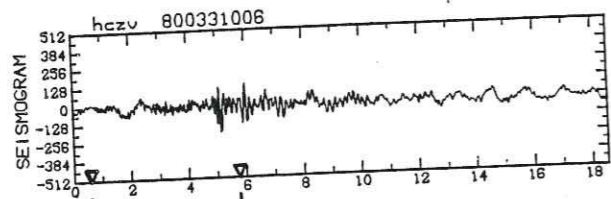
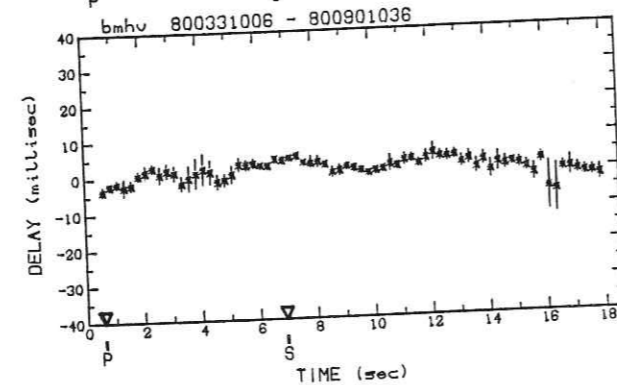
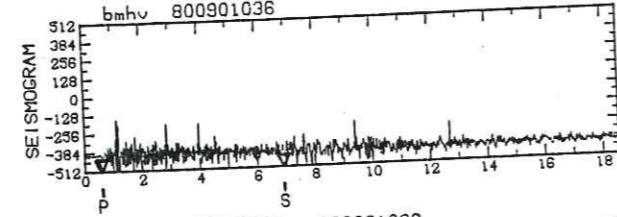
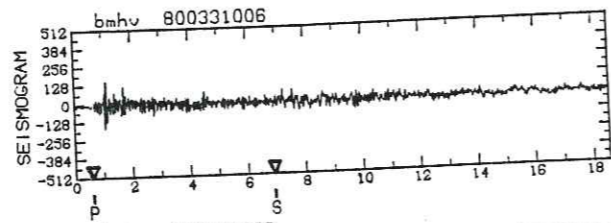
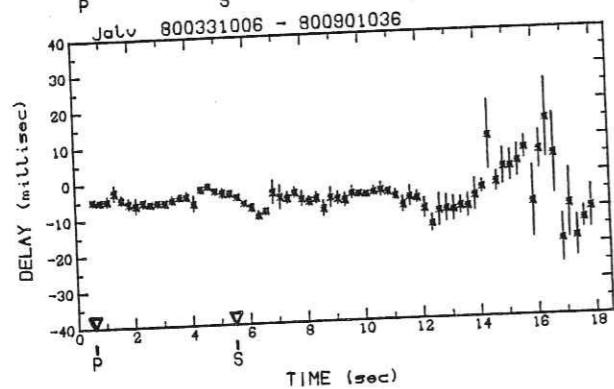
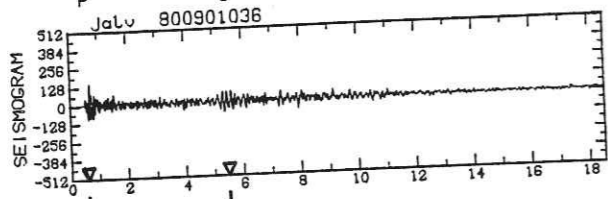
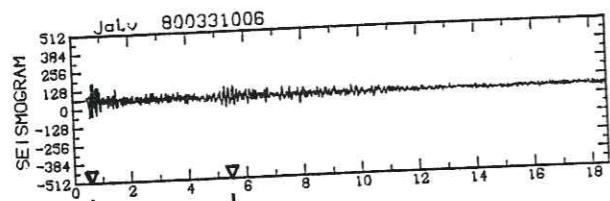
DOUBLET A657 (suite)

DOUBLET A657 (suite)



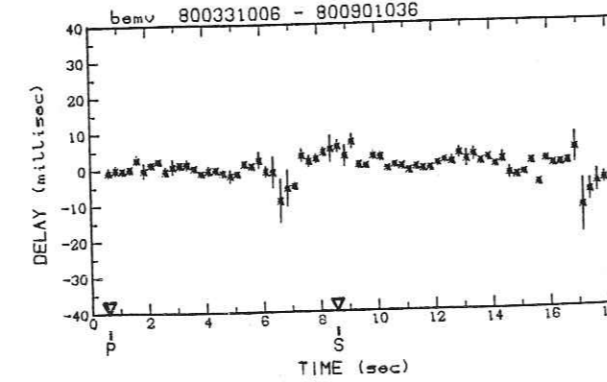
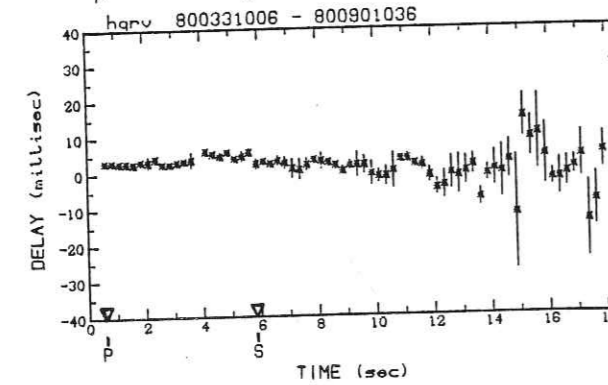
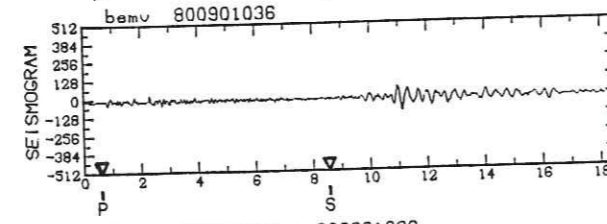
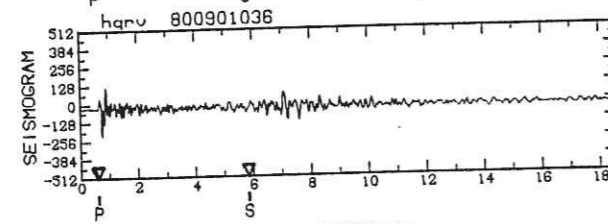
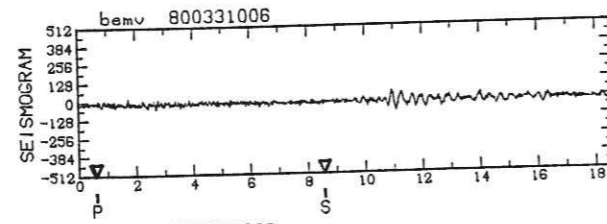
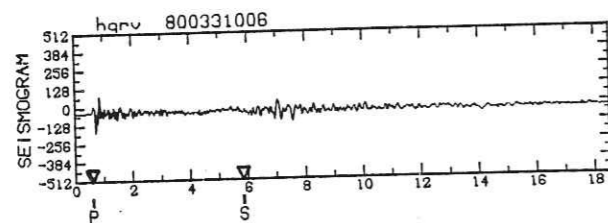
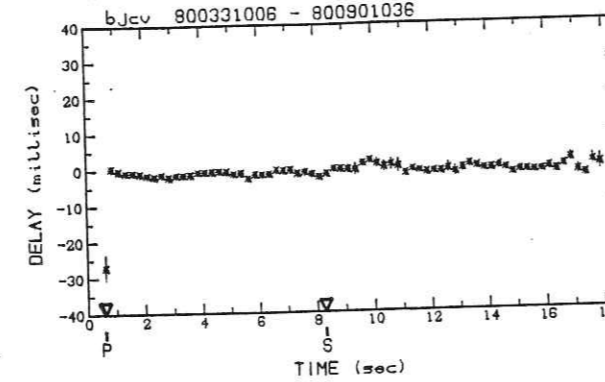
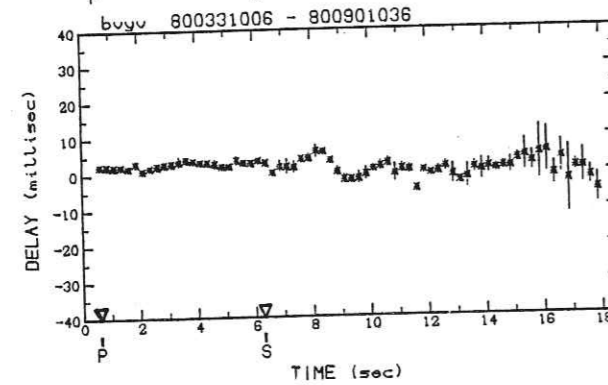
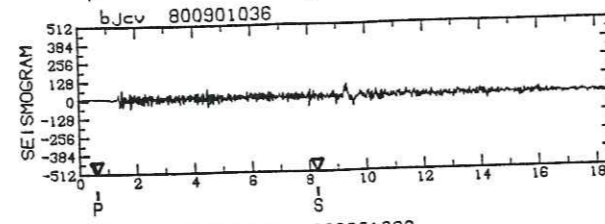
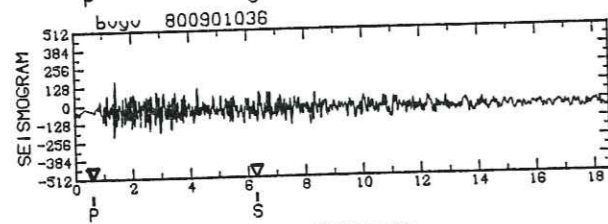
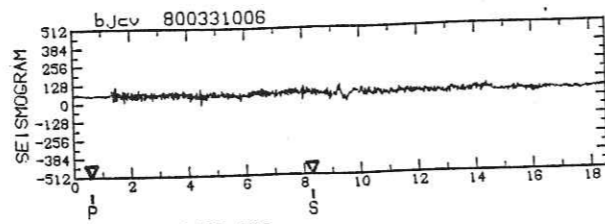
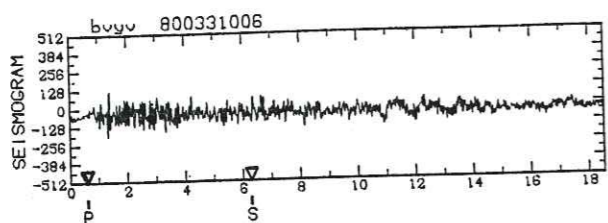
DOUBLET A657 (suite)

DOUBLET A657 (suite)

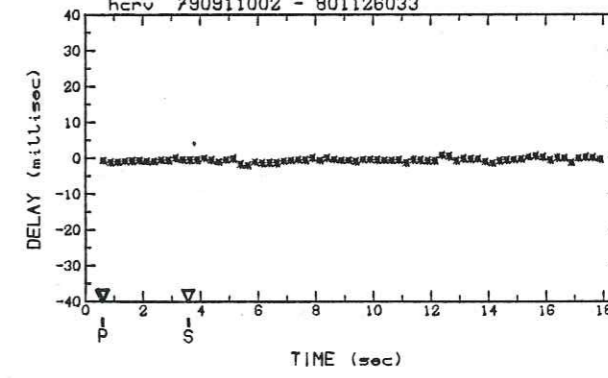
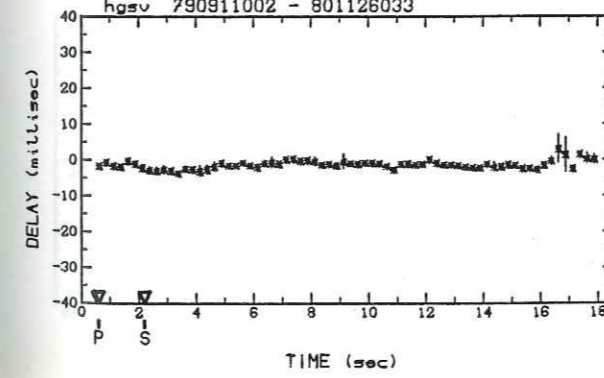
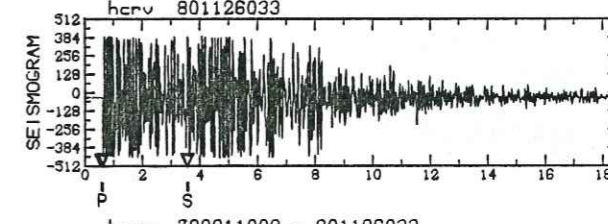
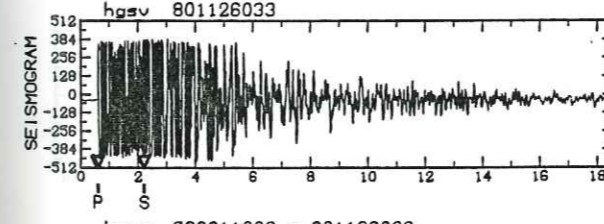
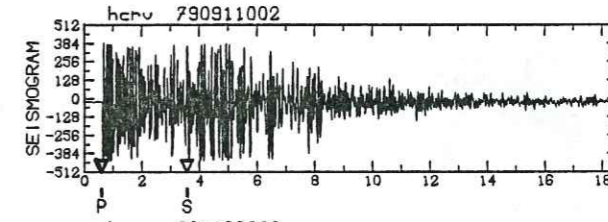
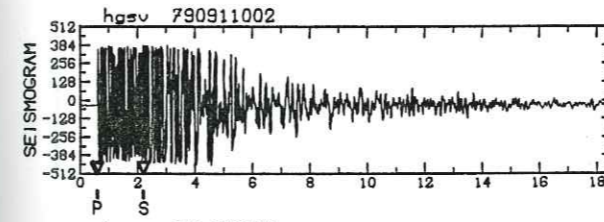
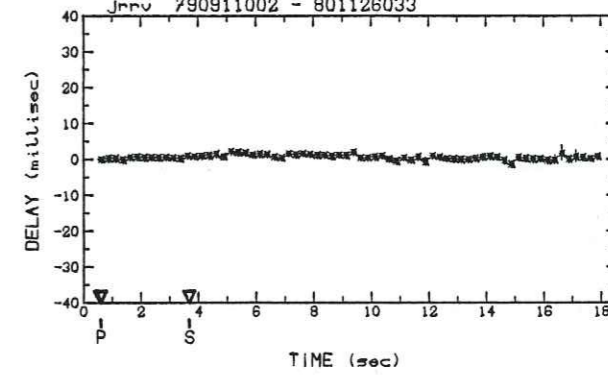
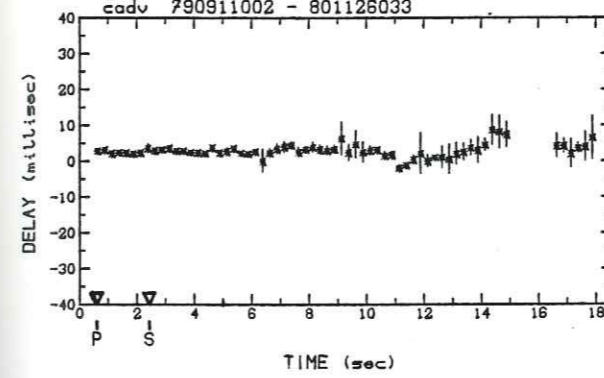
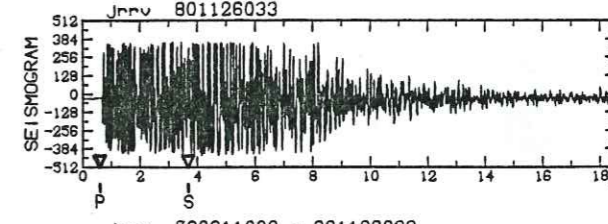
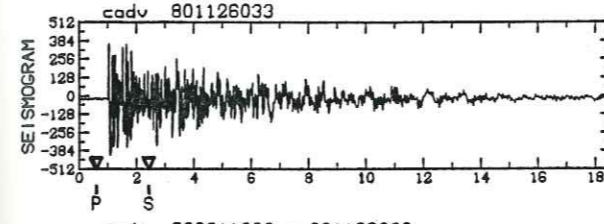
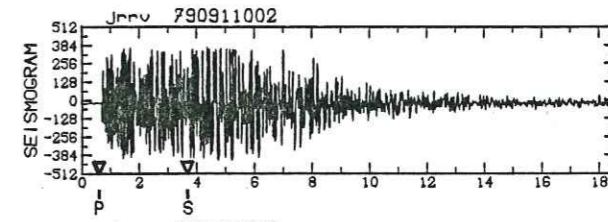
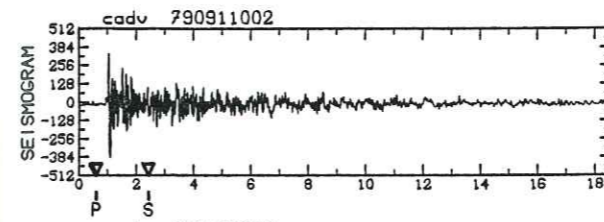


DOUBLET A657 (suite)

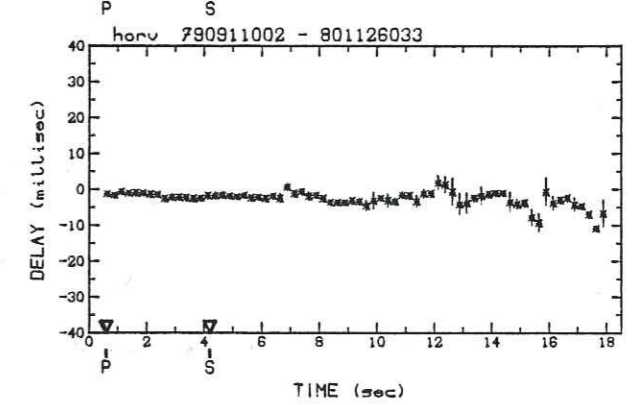
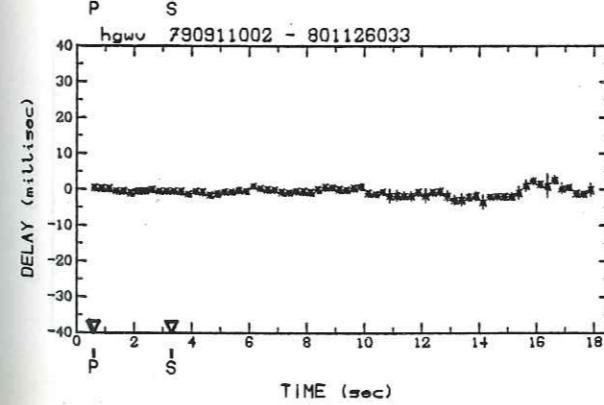
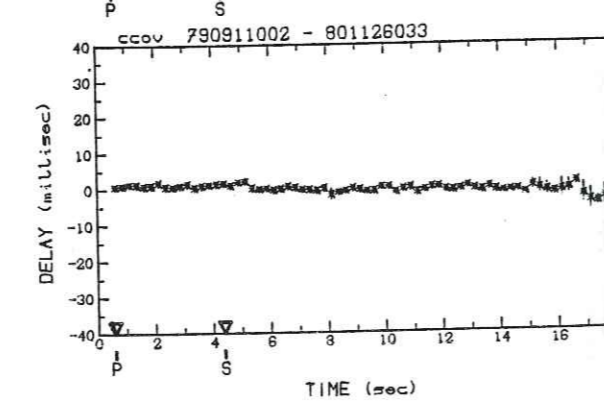
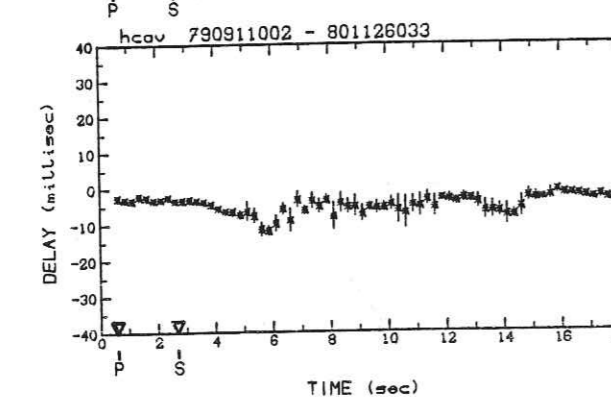
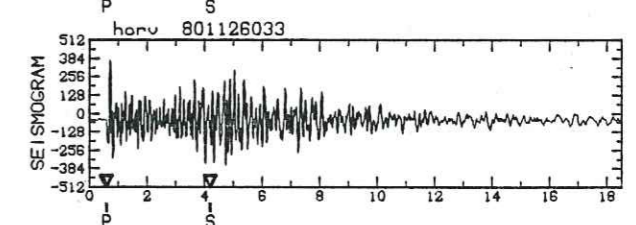
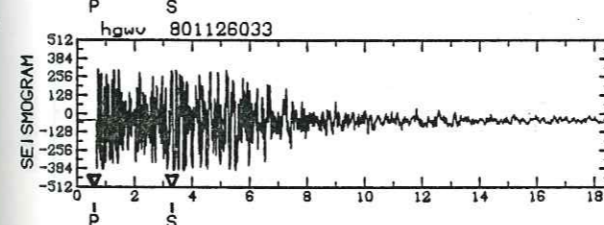
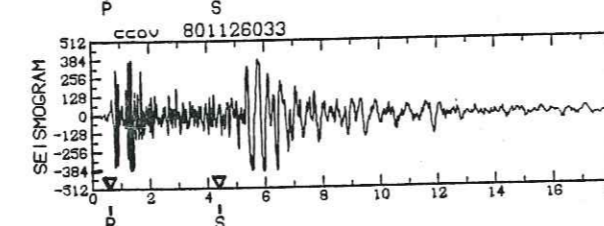
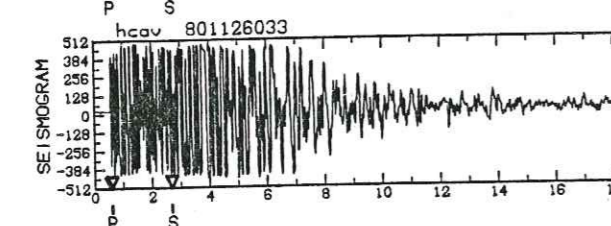
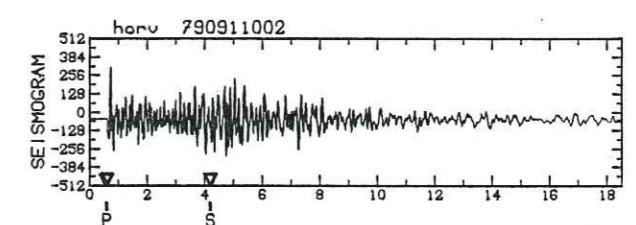
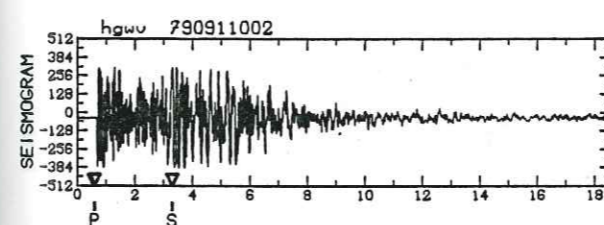
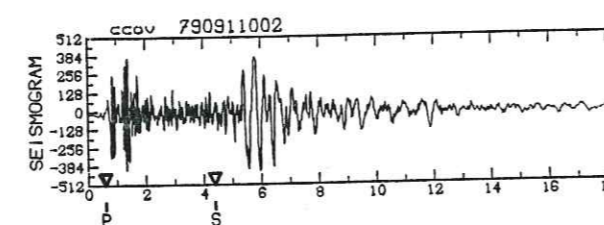
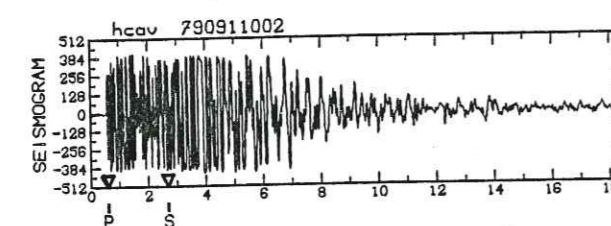
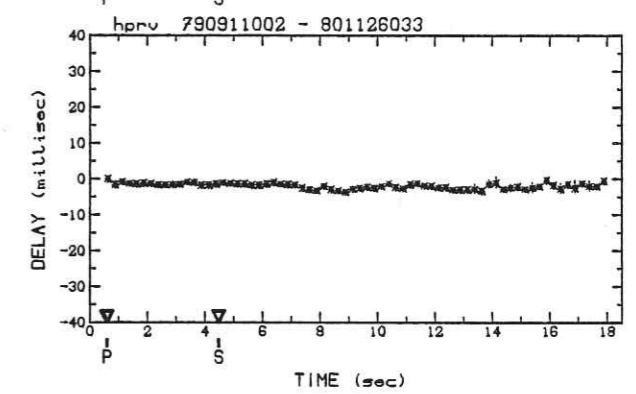
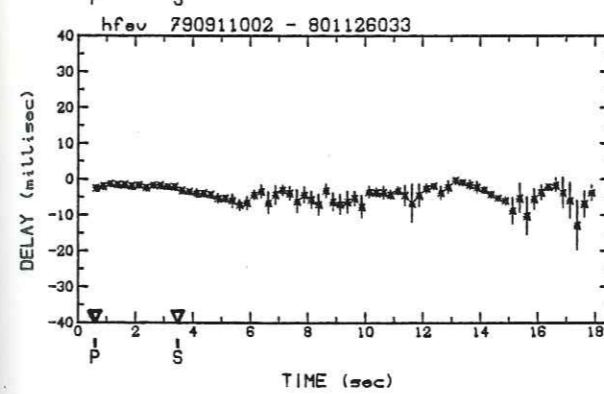
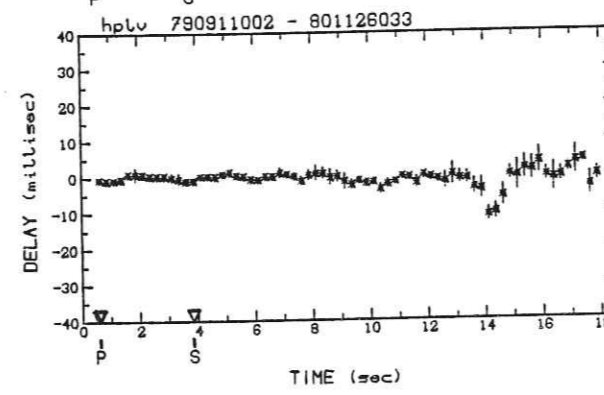
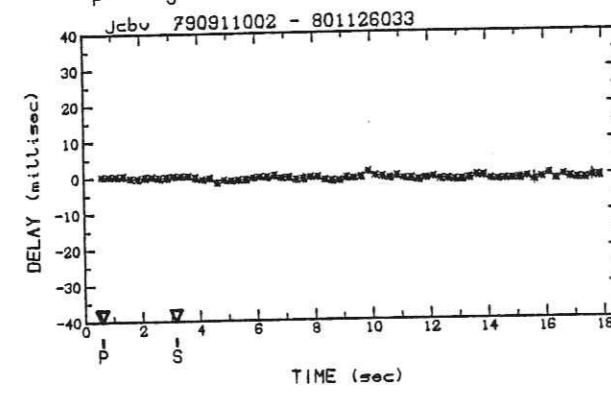
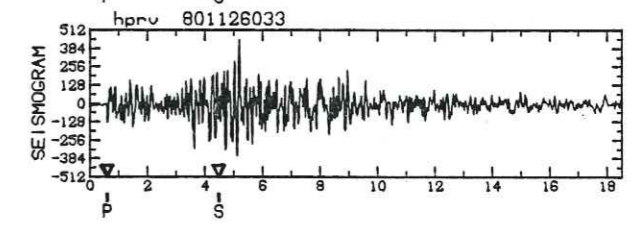
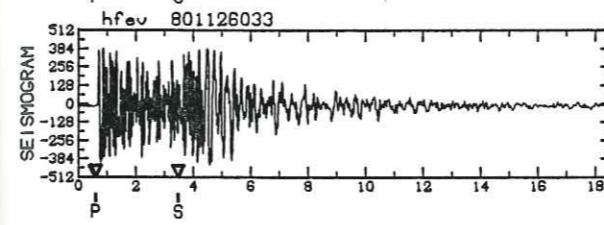
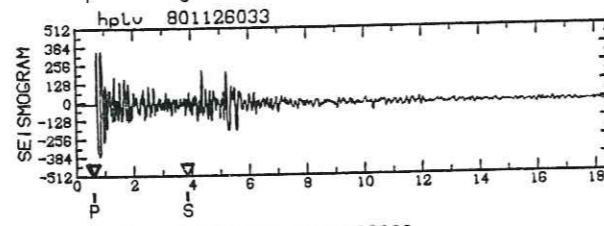
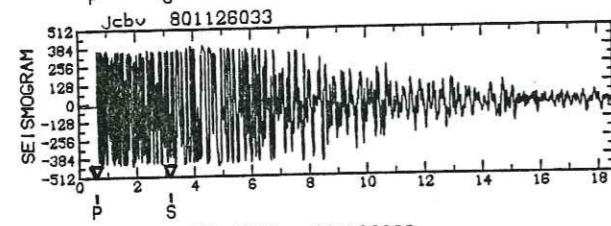
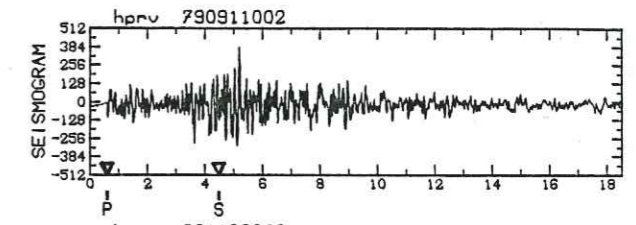
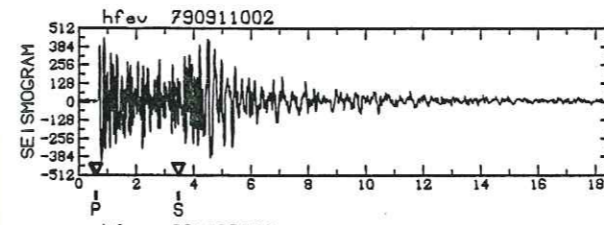
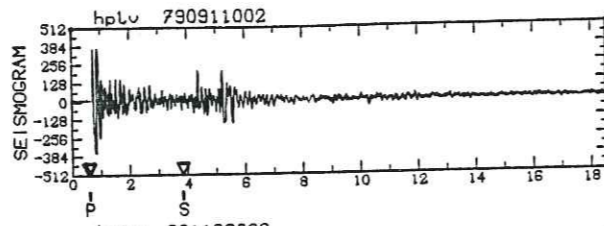
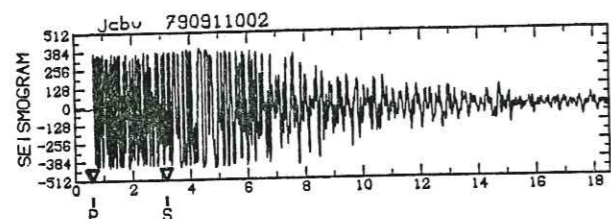
DOUBLET A657 (suite)



DOUBLET A657 (suite et fin)

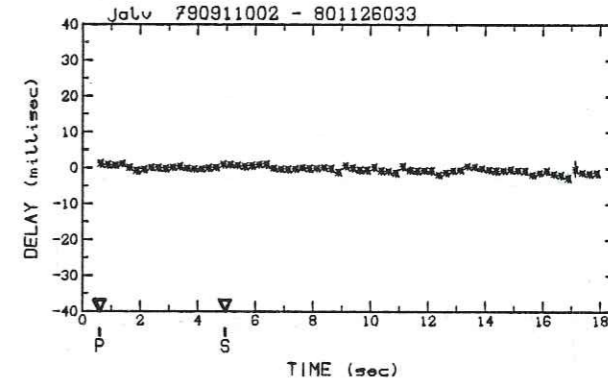
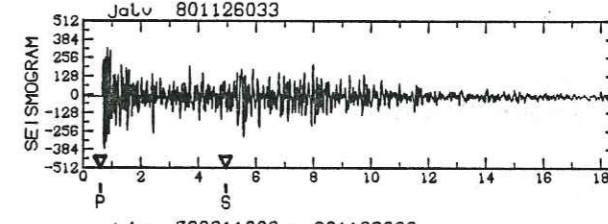
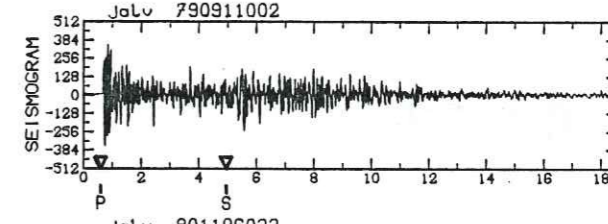
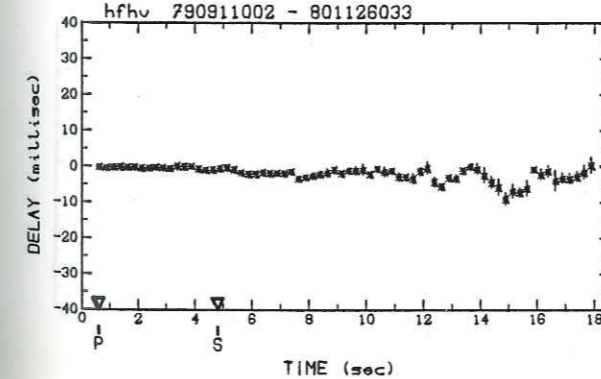
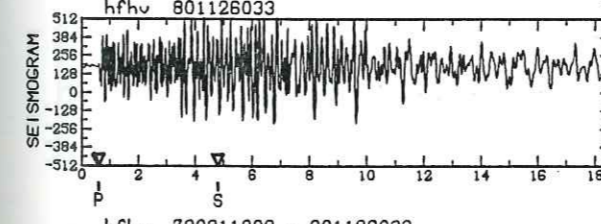
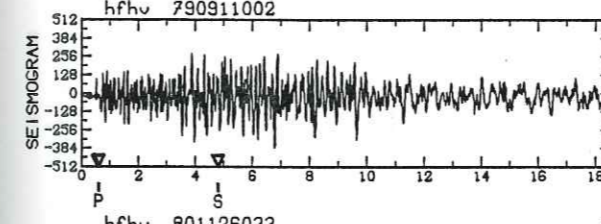
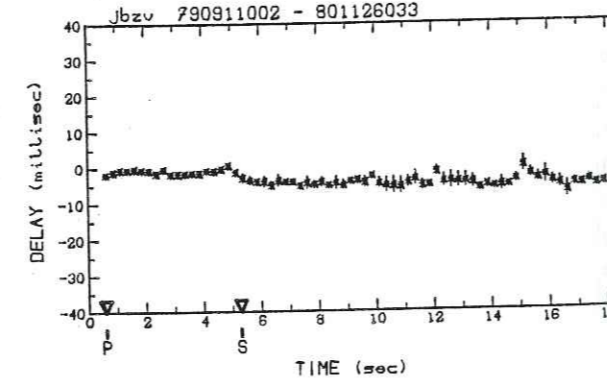
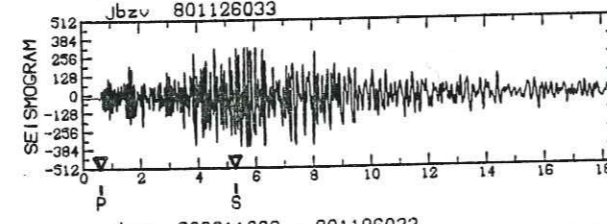
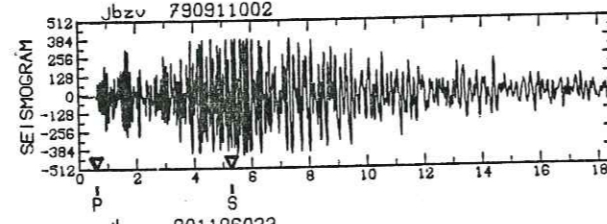
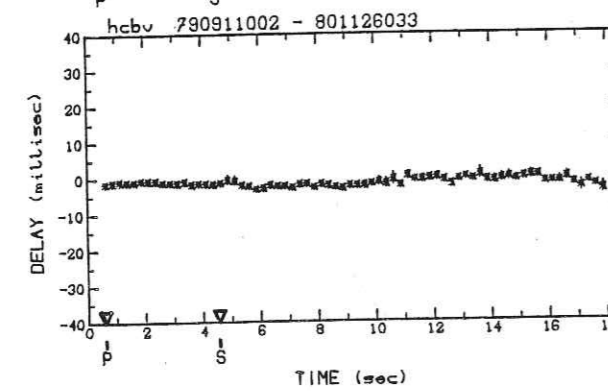
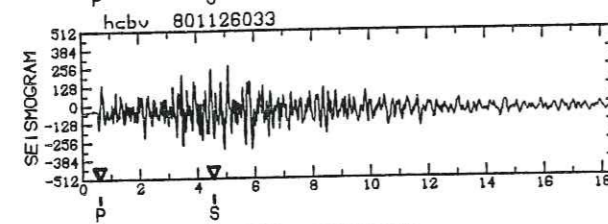
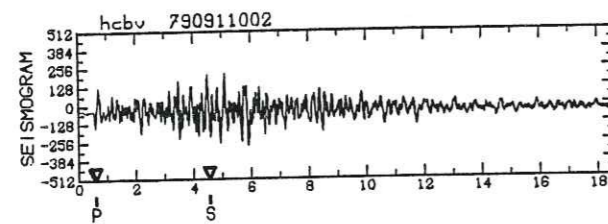
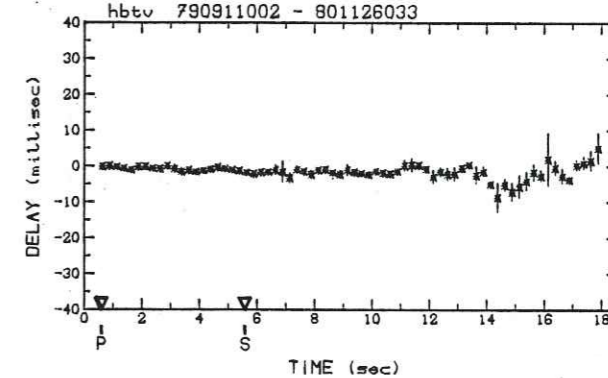
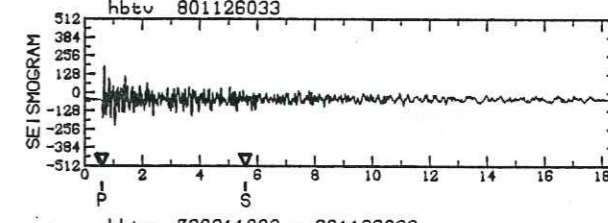
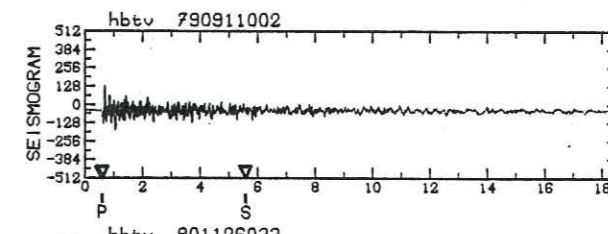
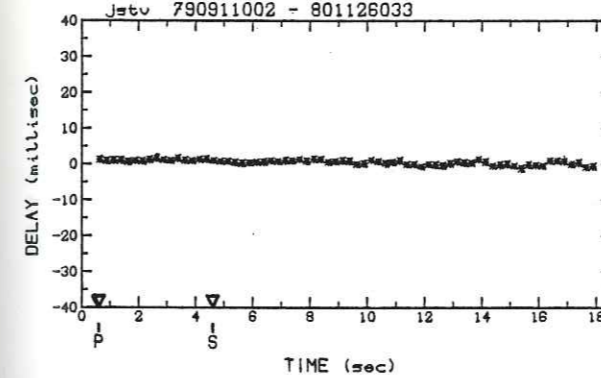
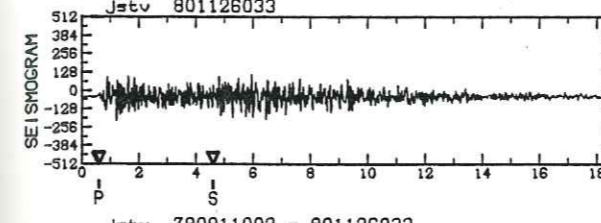
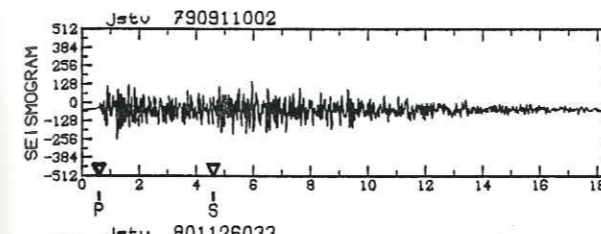
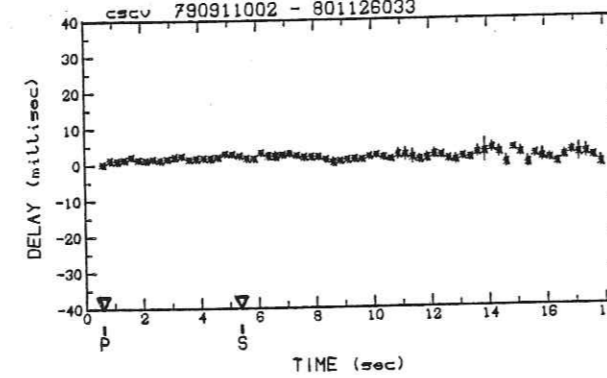
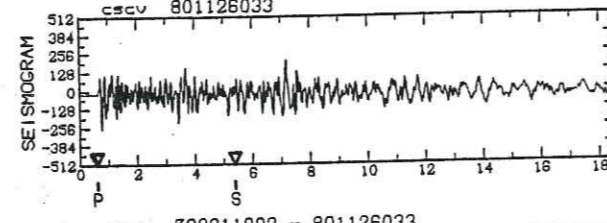
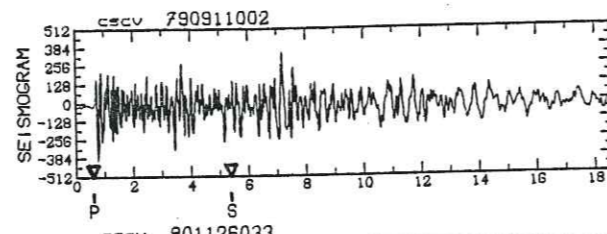
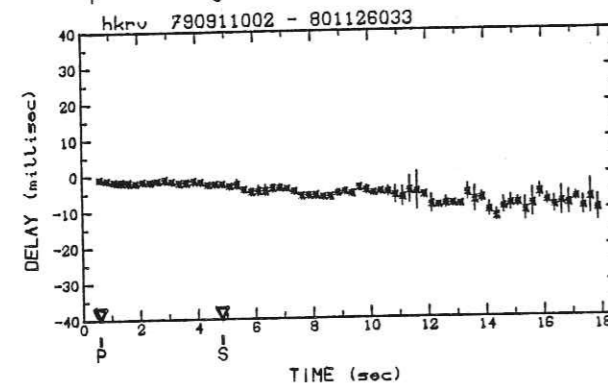
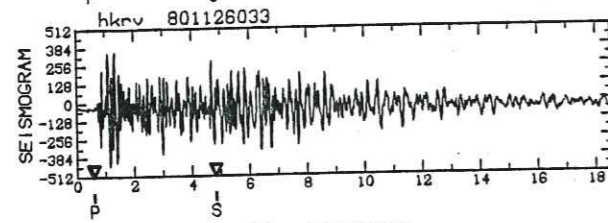
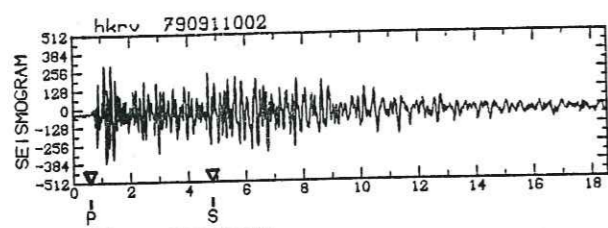


DOUBLET A721 (début)



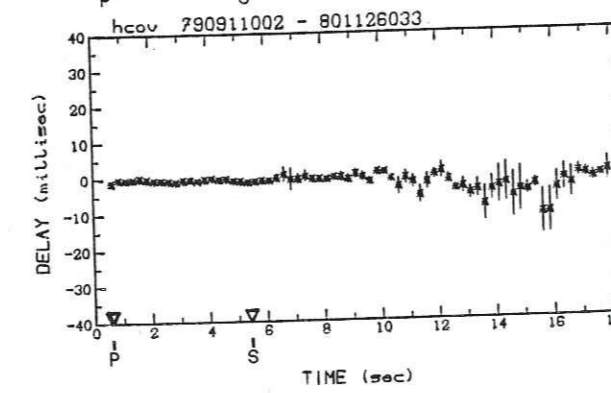
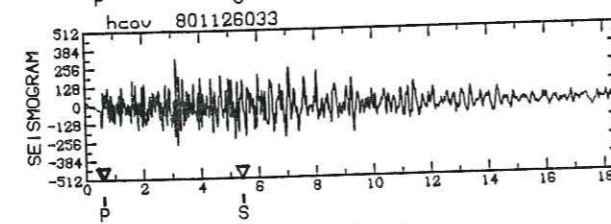
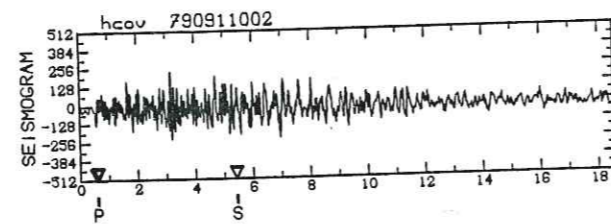
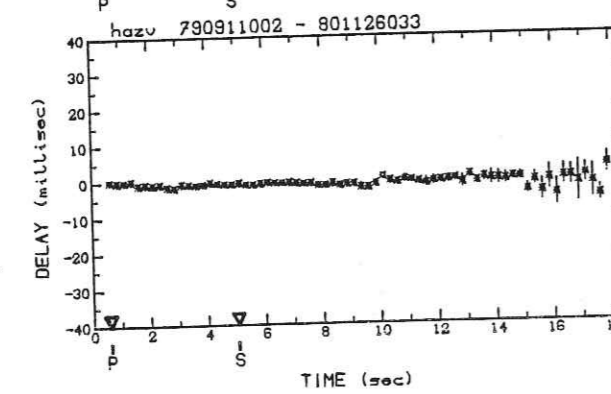
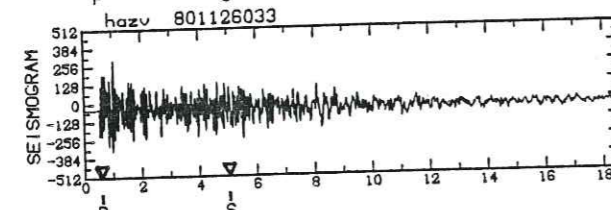
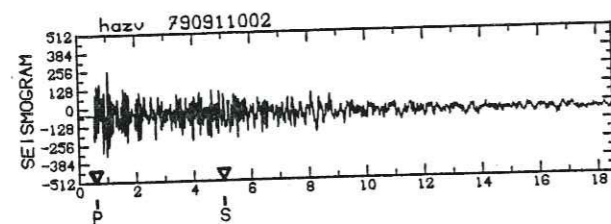
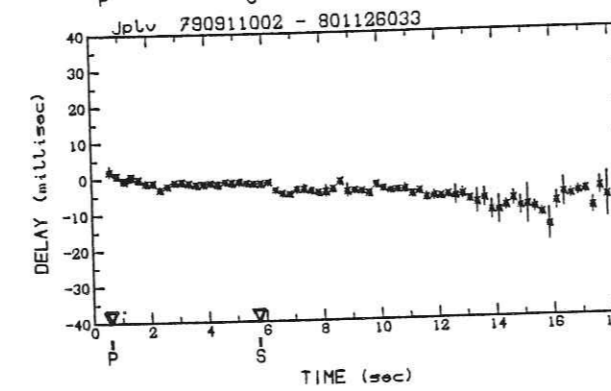
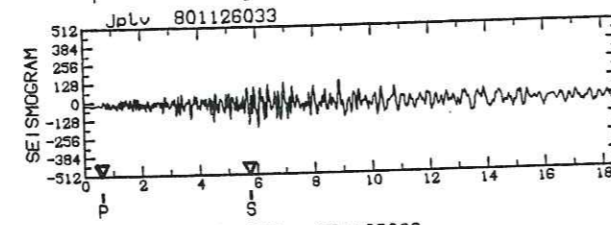
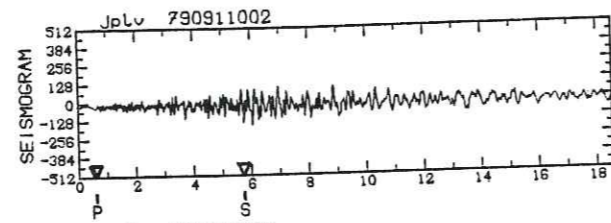
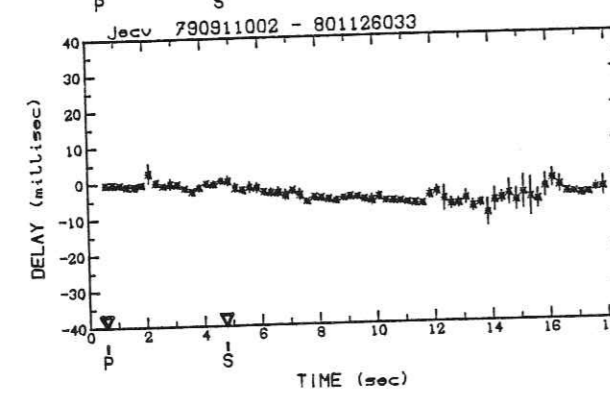
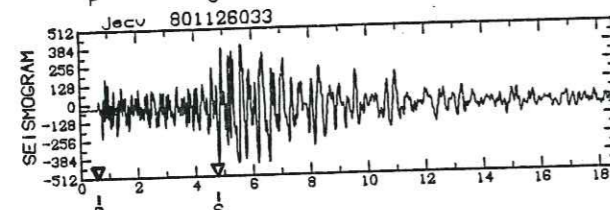
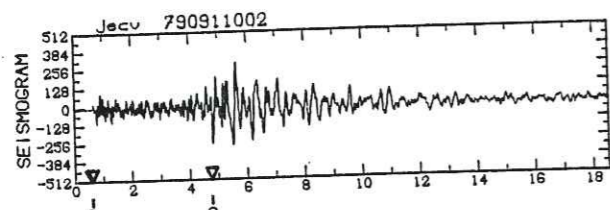
DOUBLET A721 (suite)

DOUBLET A721 (suite)

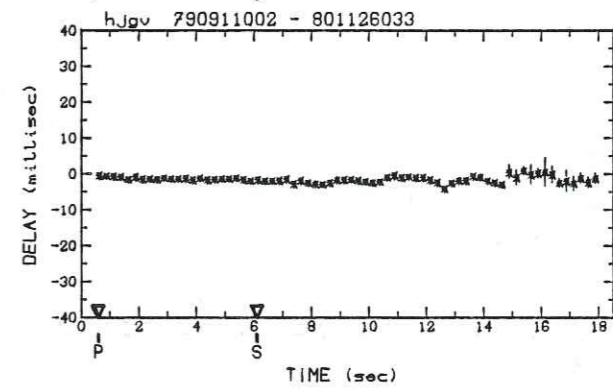
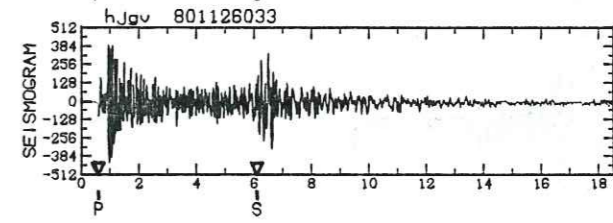
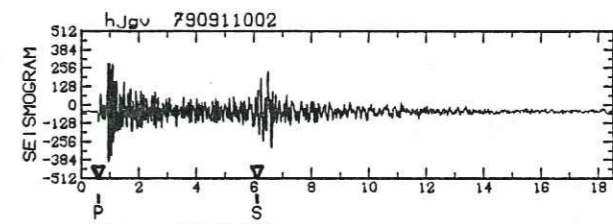
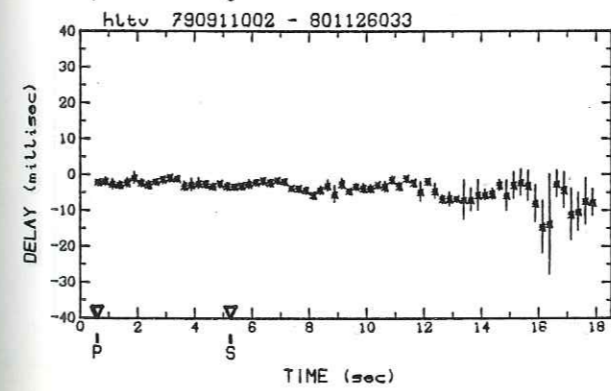
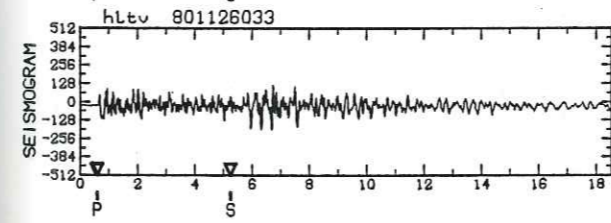
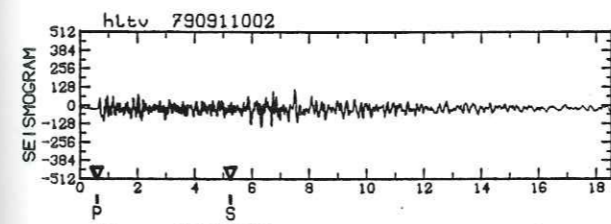
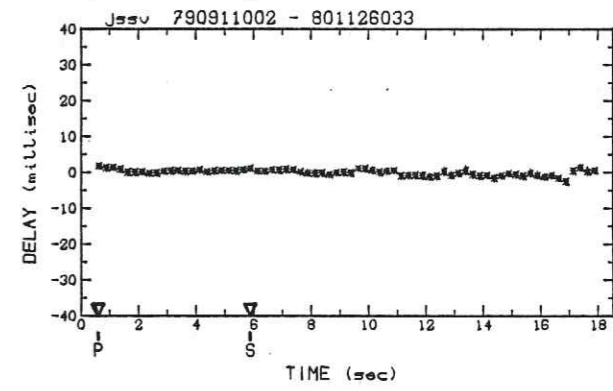
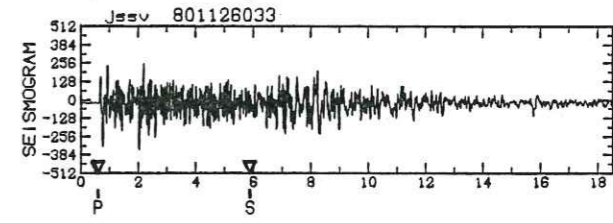
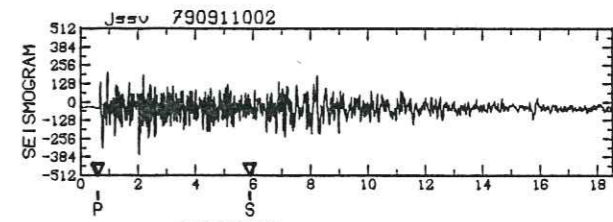
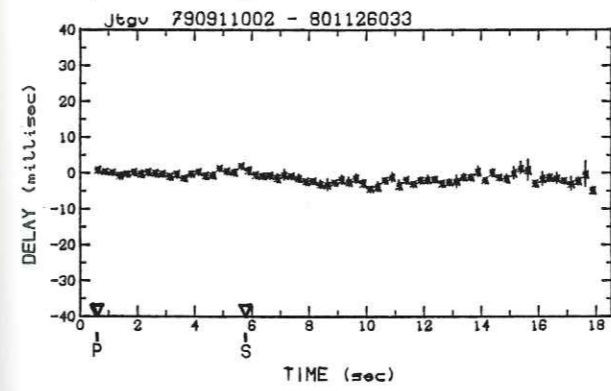
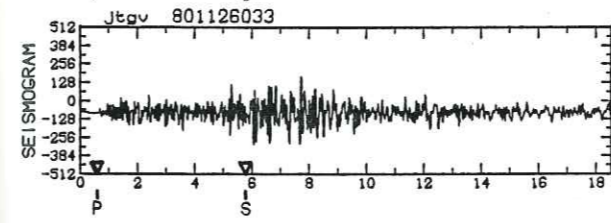
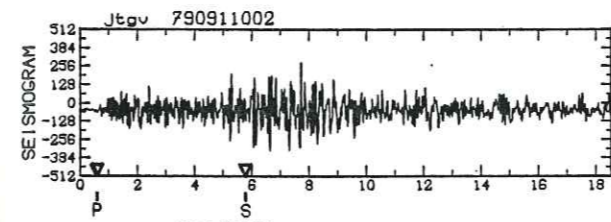


DOUBLET A721 (suite)

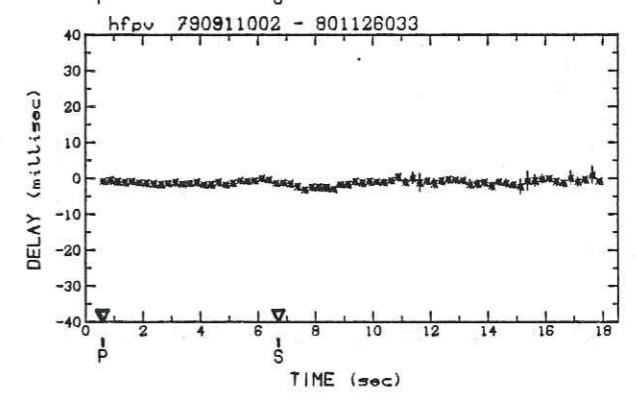
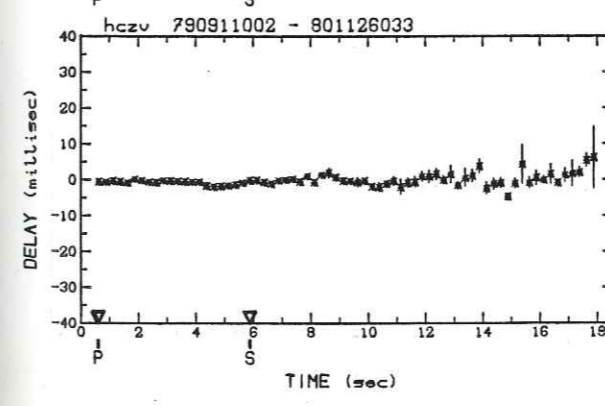
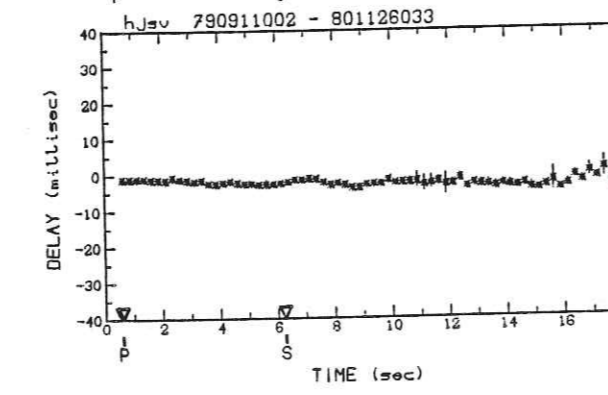
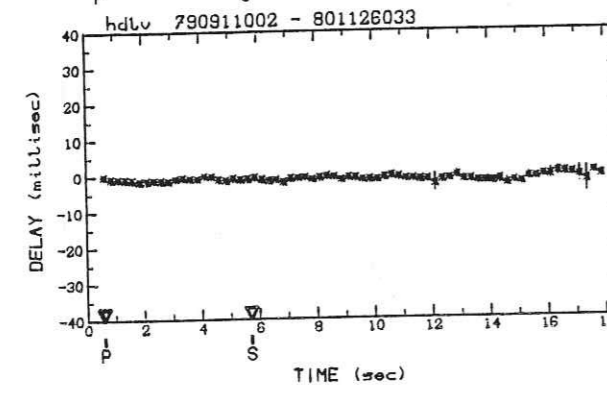
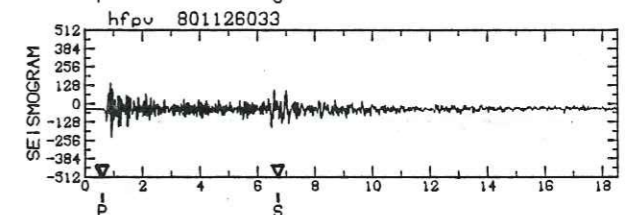
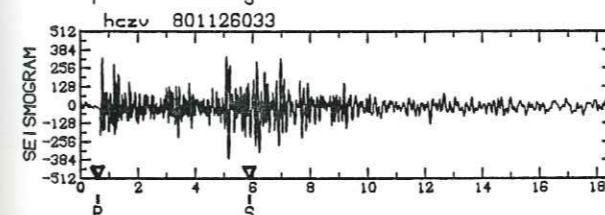
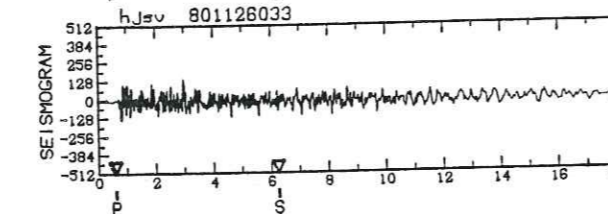
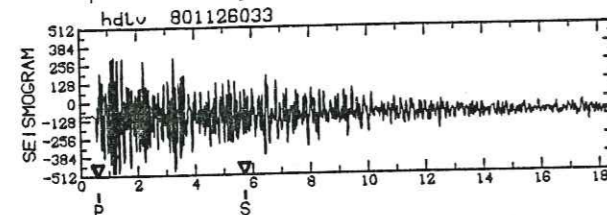
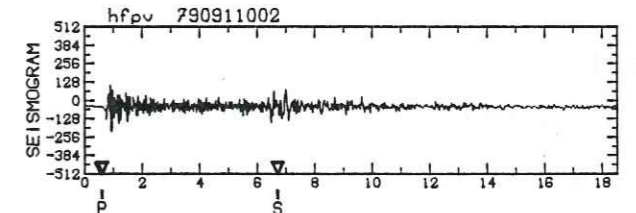
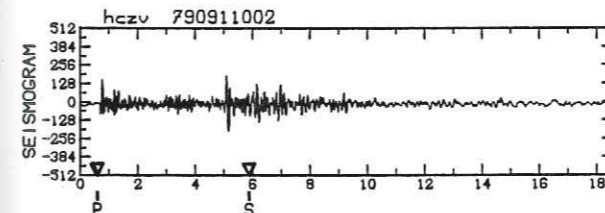
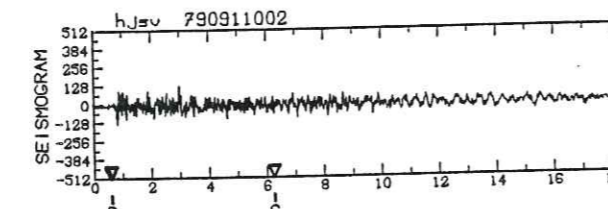
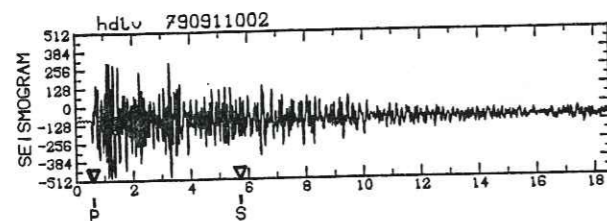
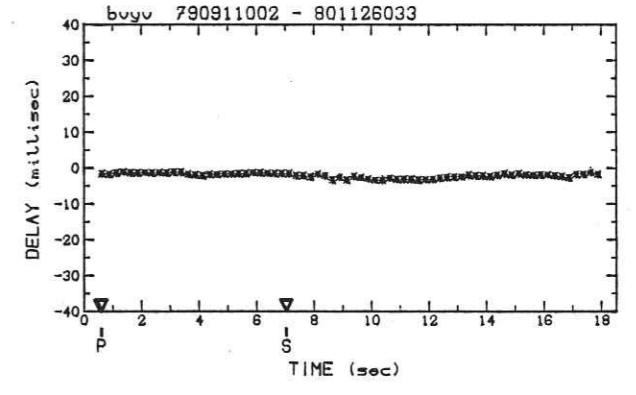
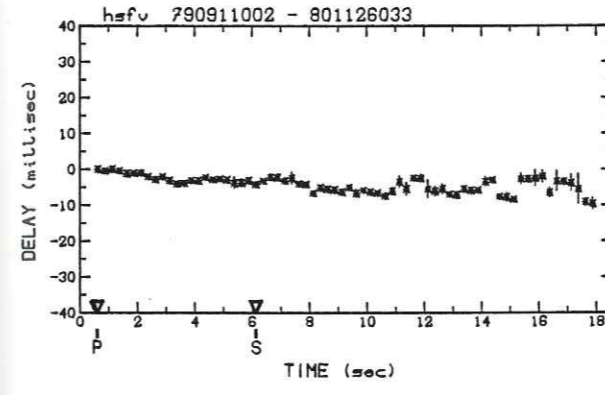
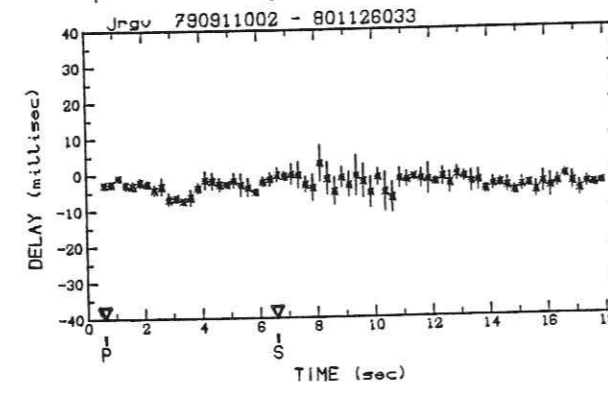
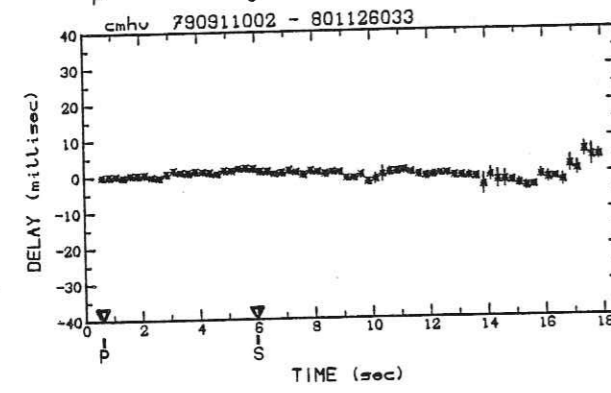
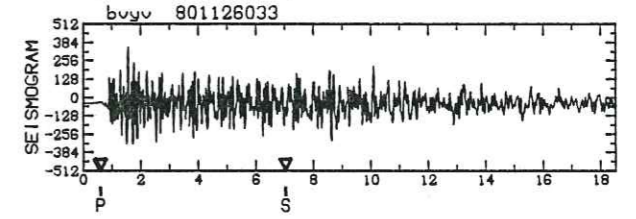
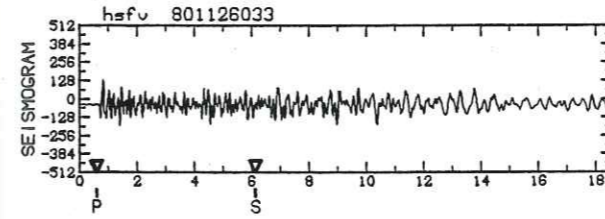
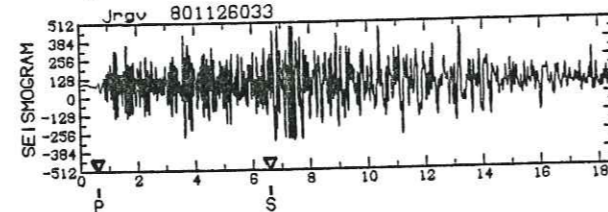
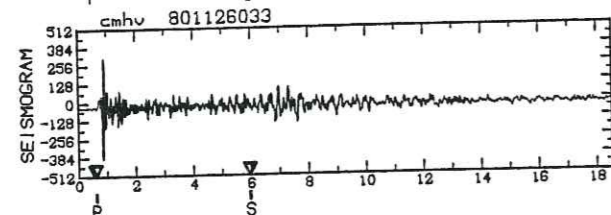
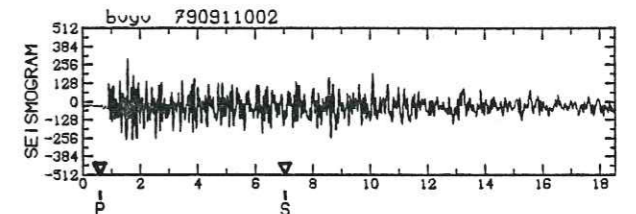
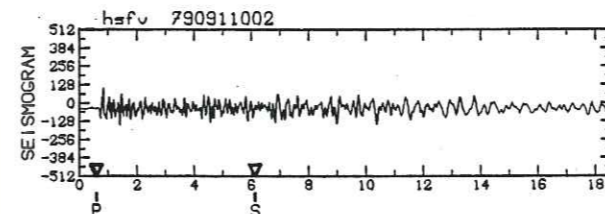
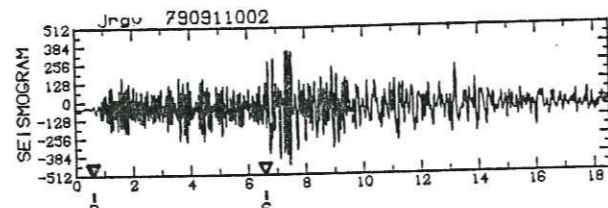
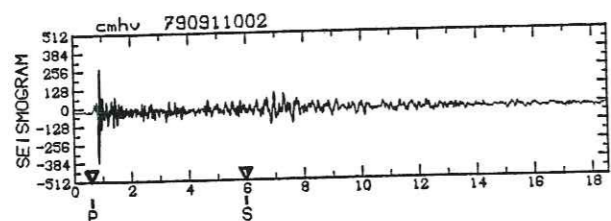
DOUBLET A721 (suite)



DOUBLET A721 (suite)

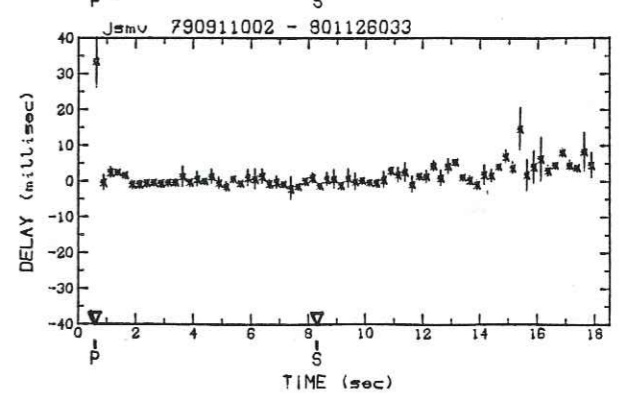
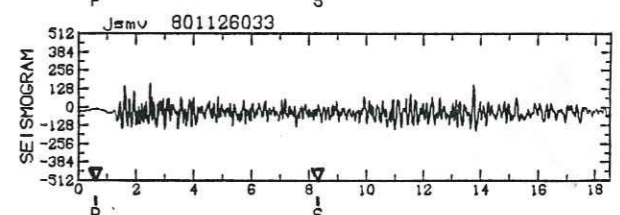
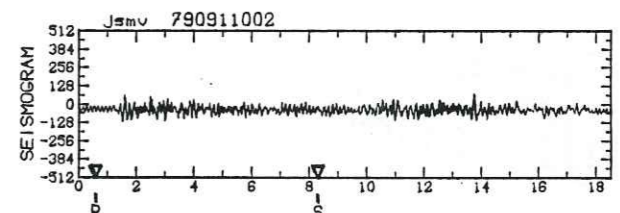
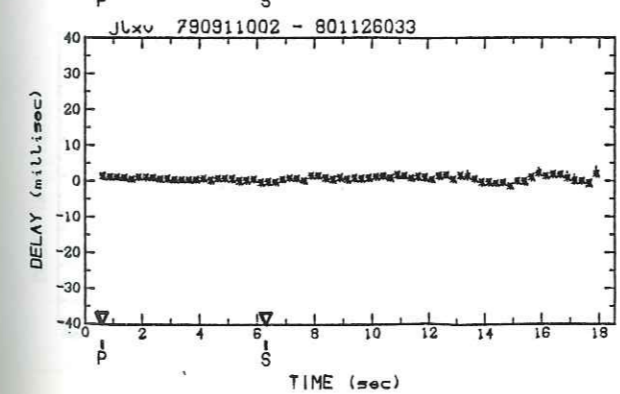
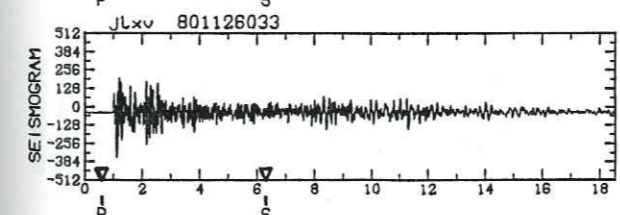
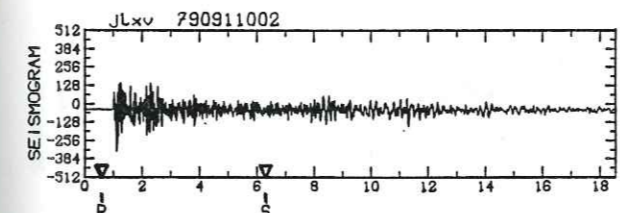
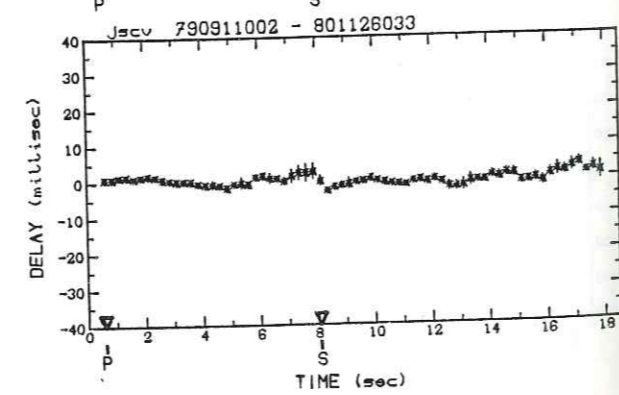
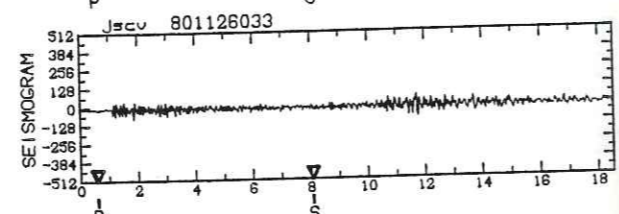
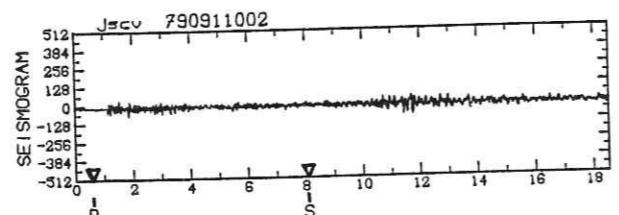
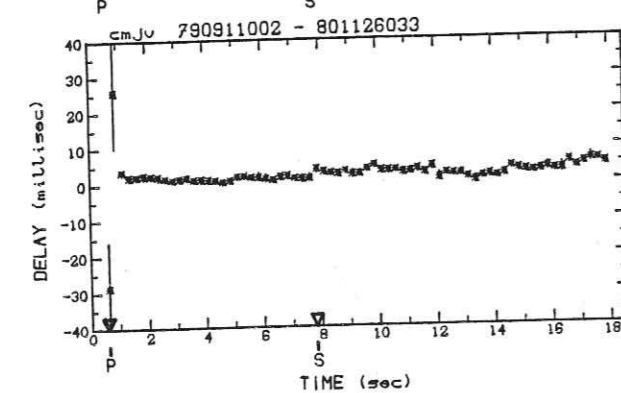
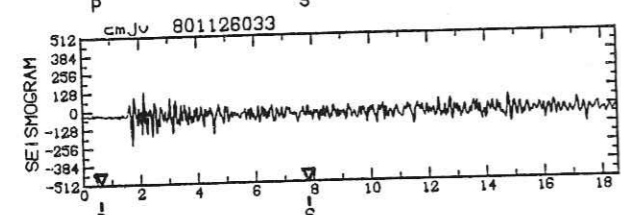
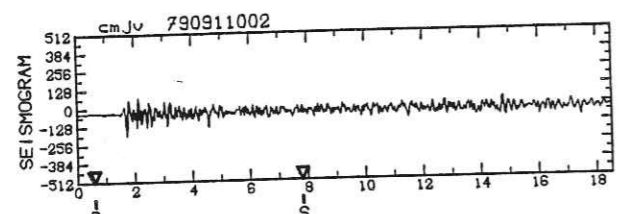
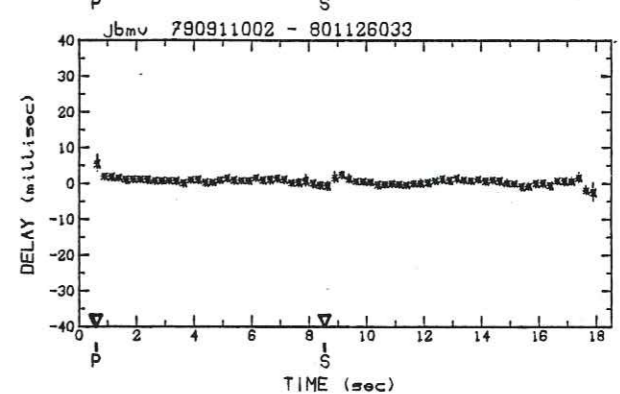
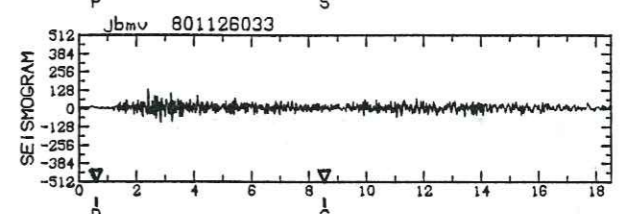
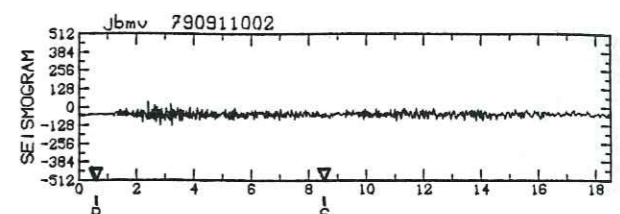
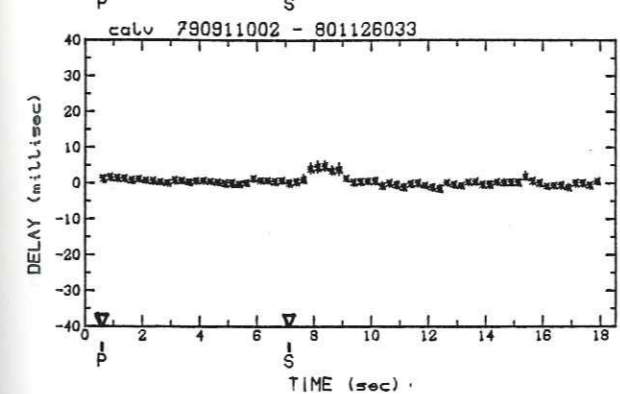
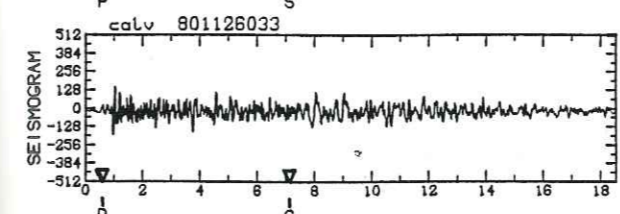
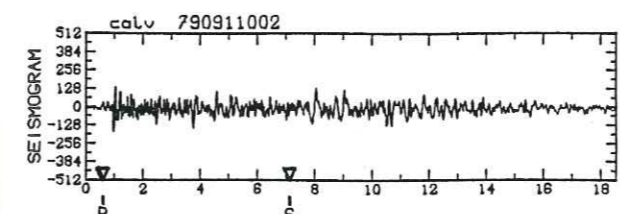
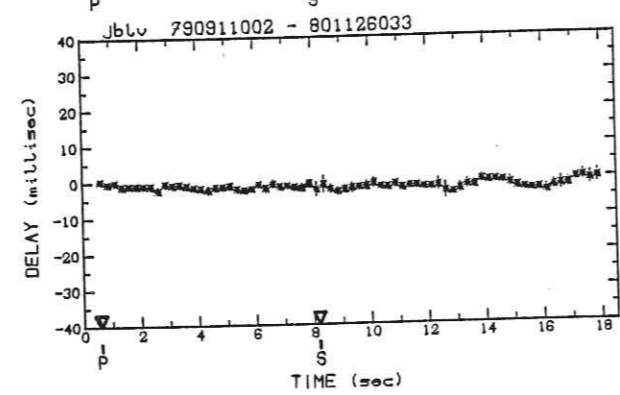
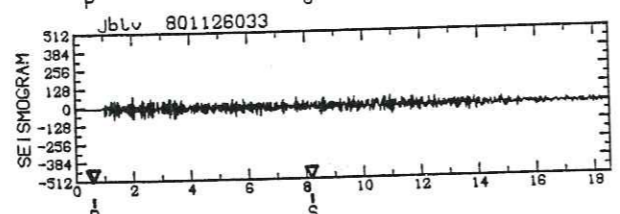
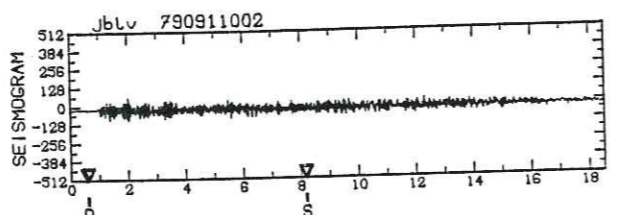
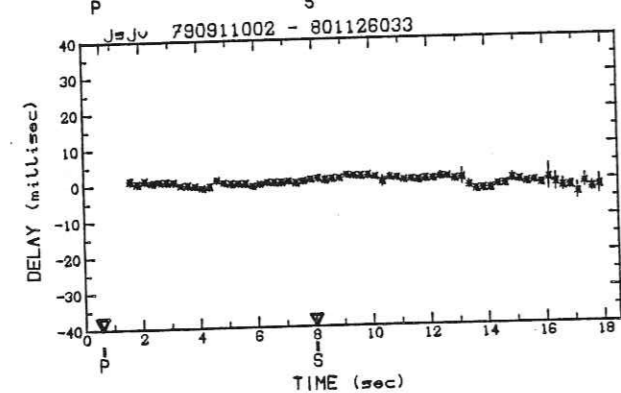
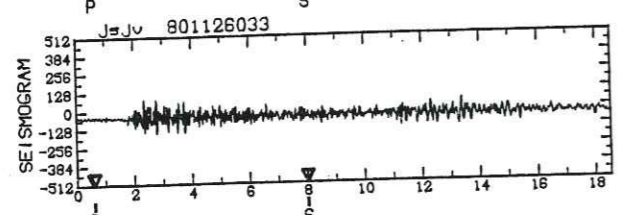
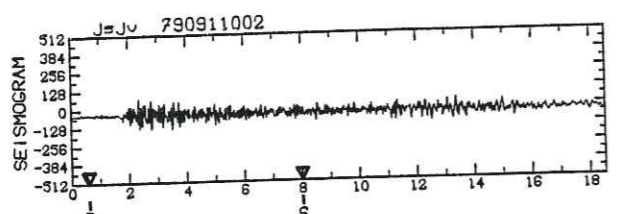


DOUBLET A721 (suite)



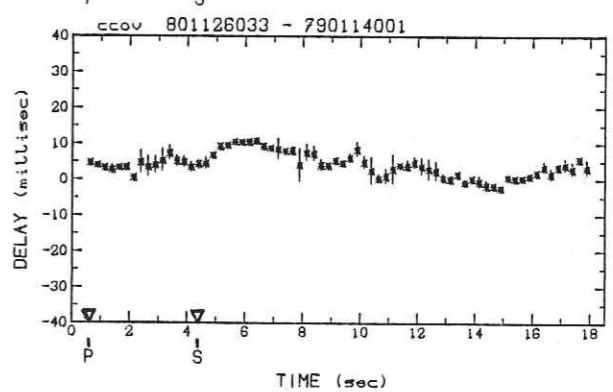
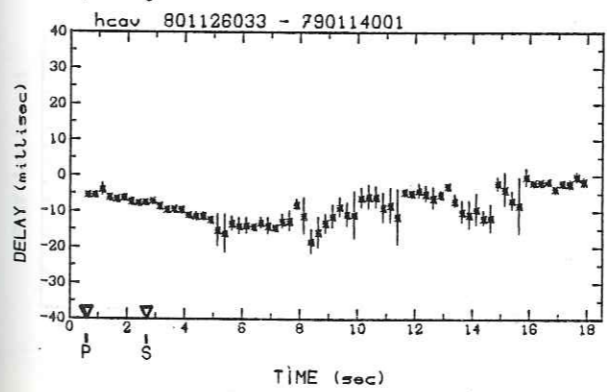
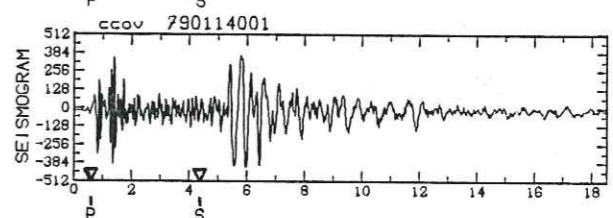
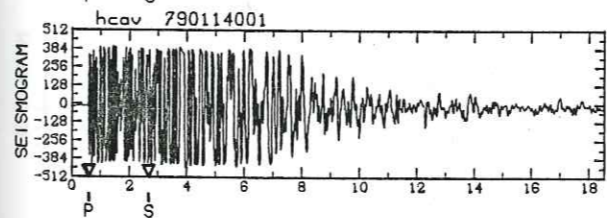
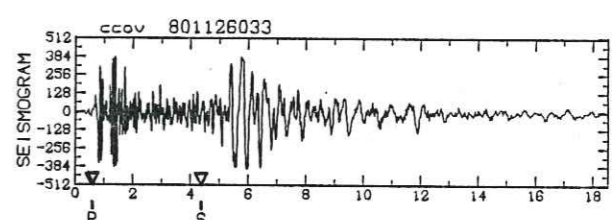
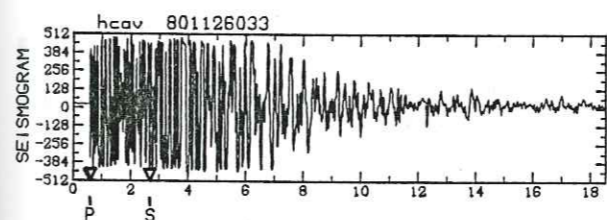
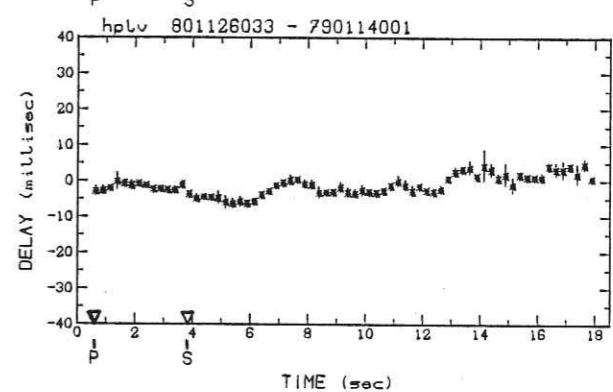
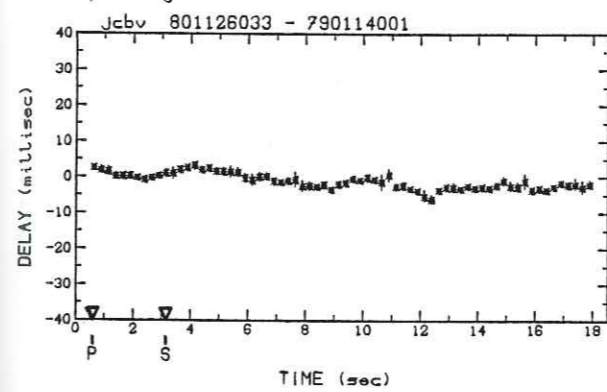
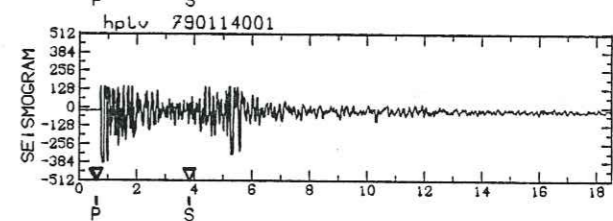
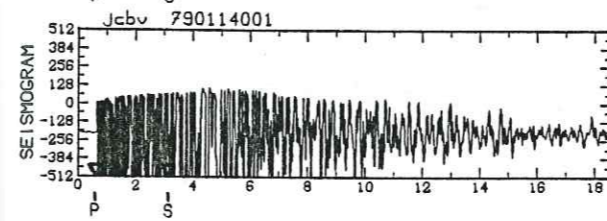
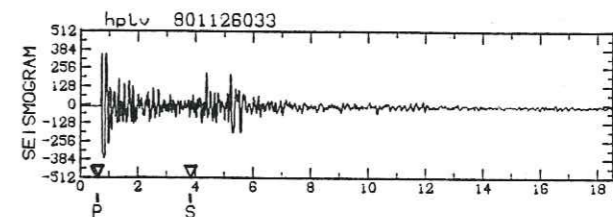
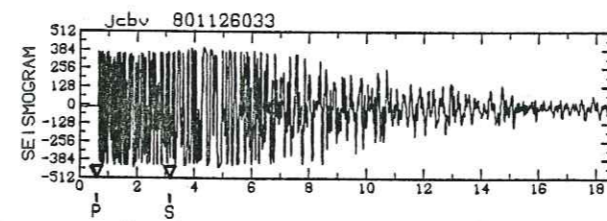
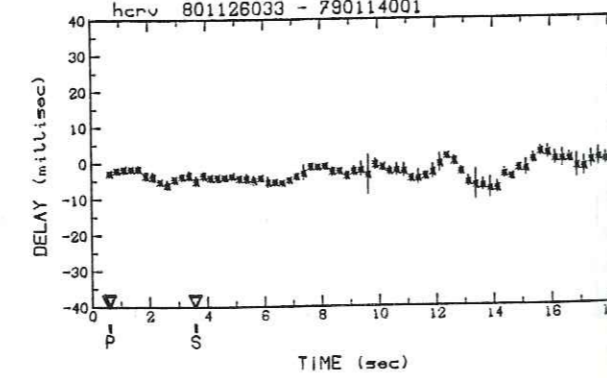
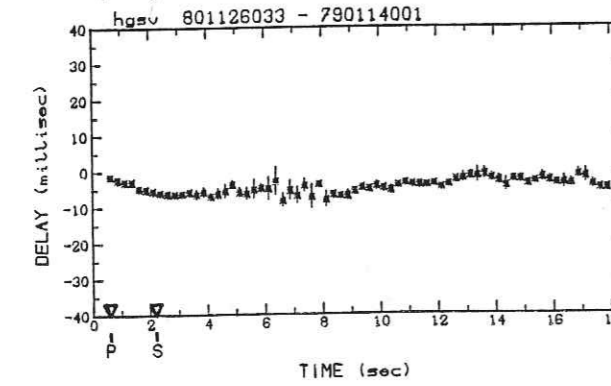
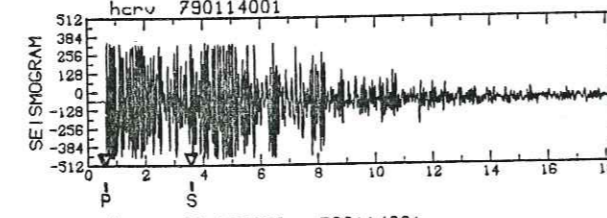
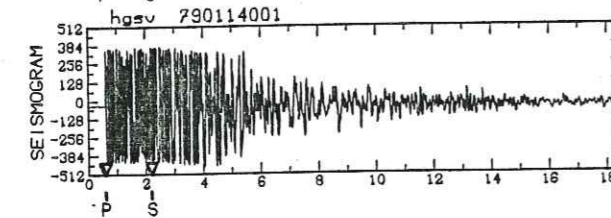
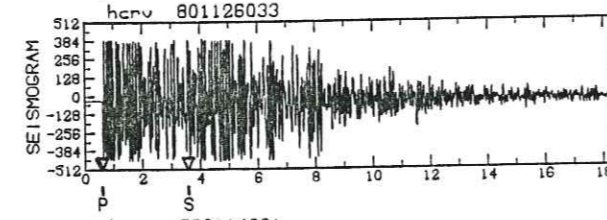
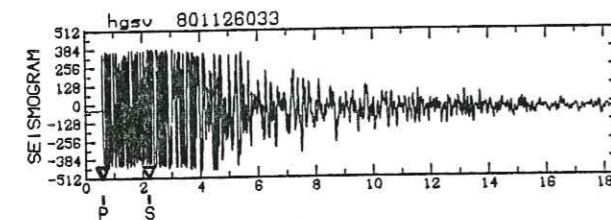
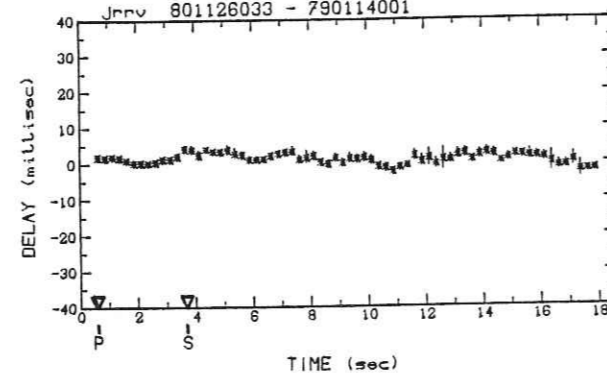
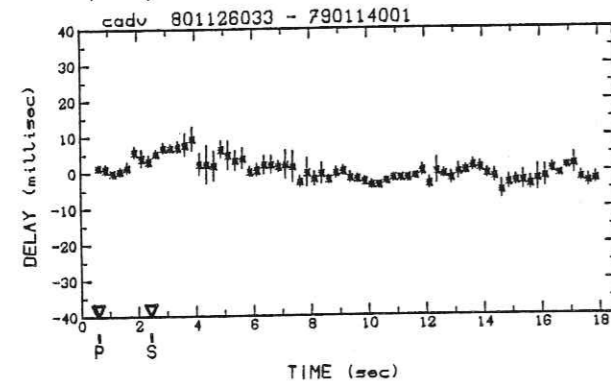
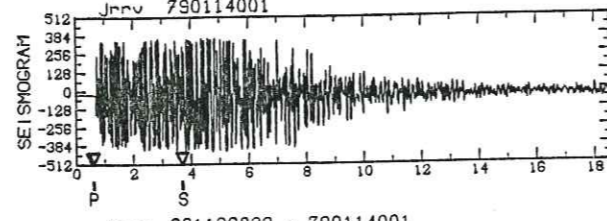
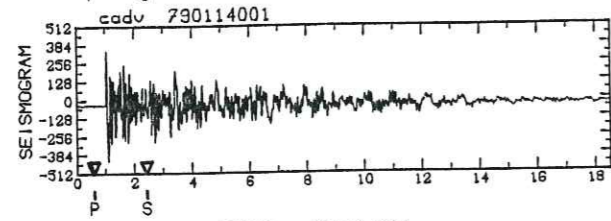
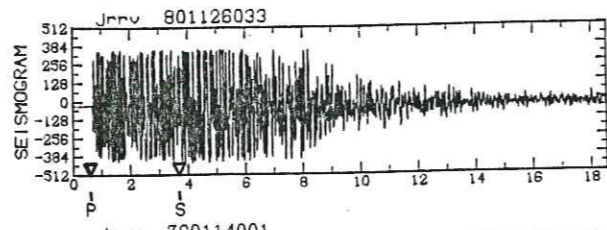
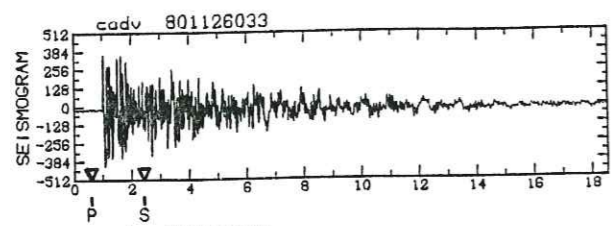
DOUBLET A721 (suite)

DOUBLET A721 (suite)



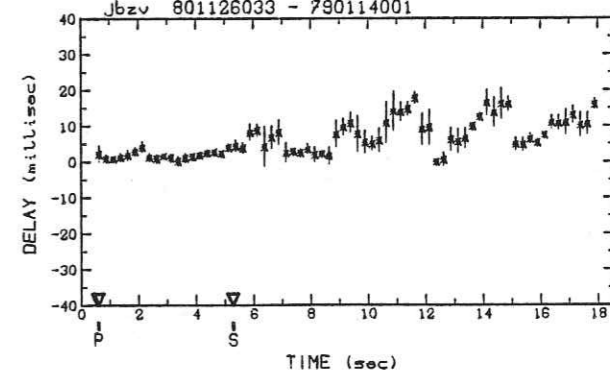
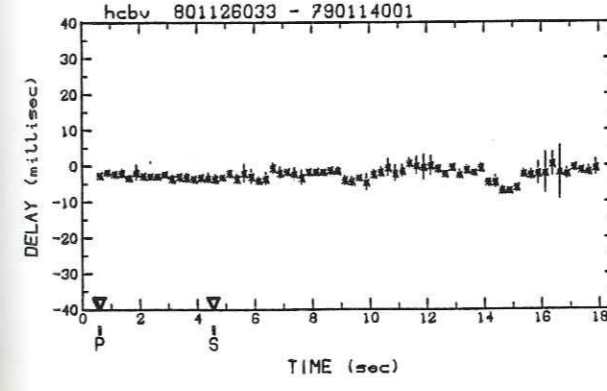
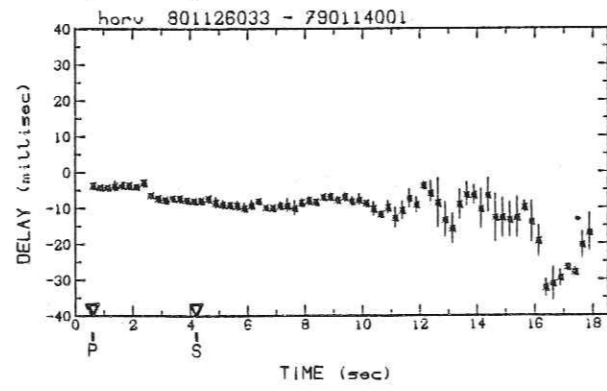
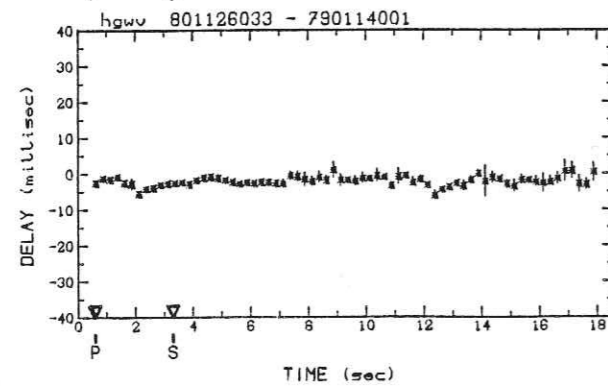
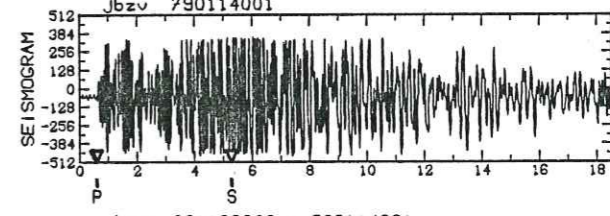
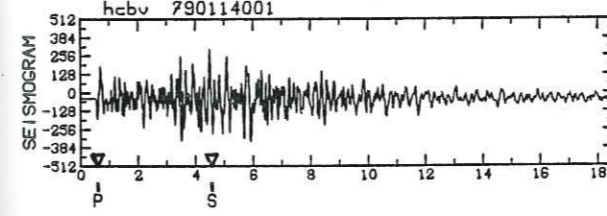
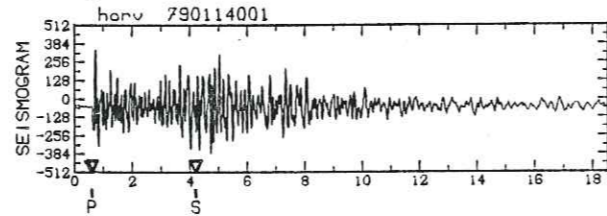
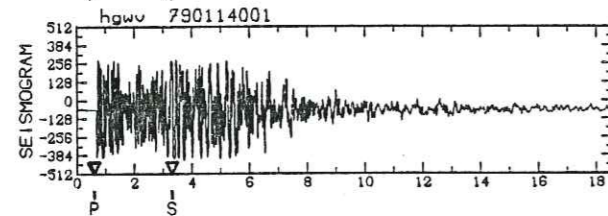
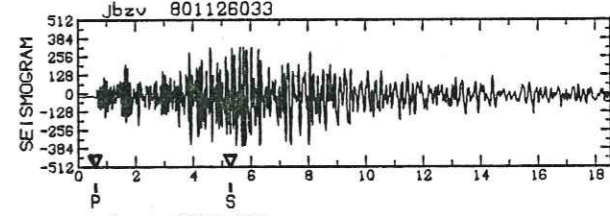
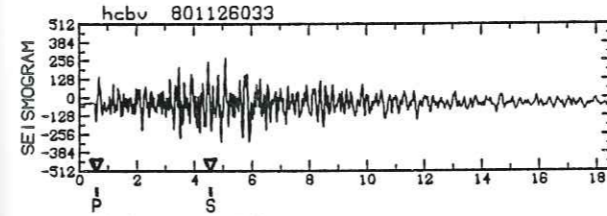
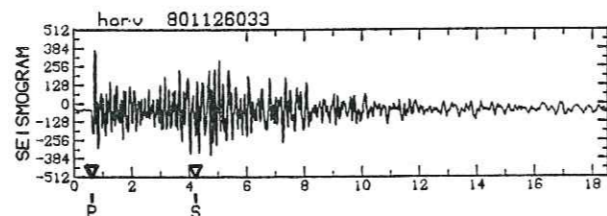
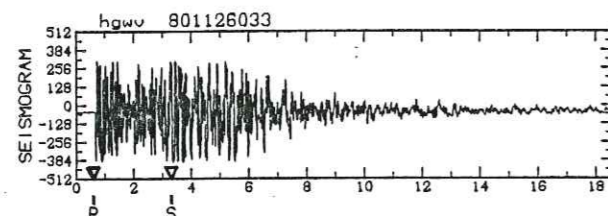
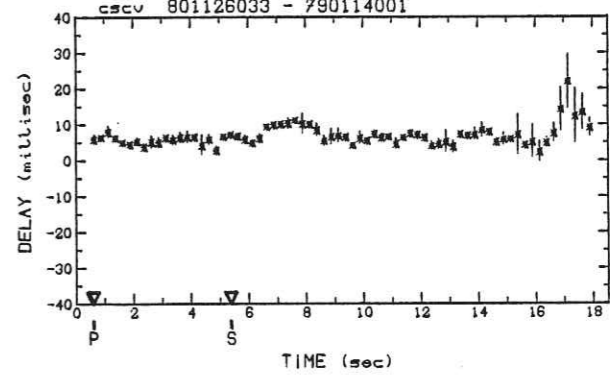
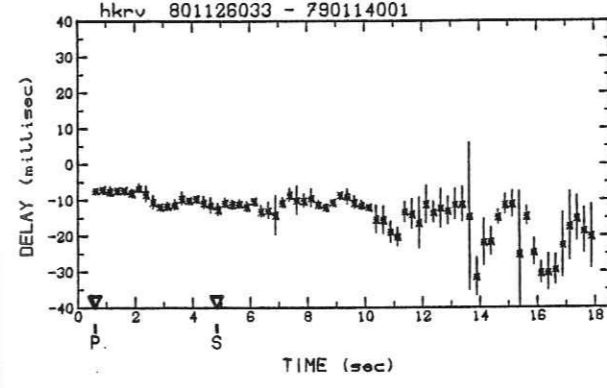
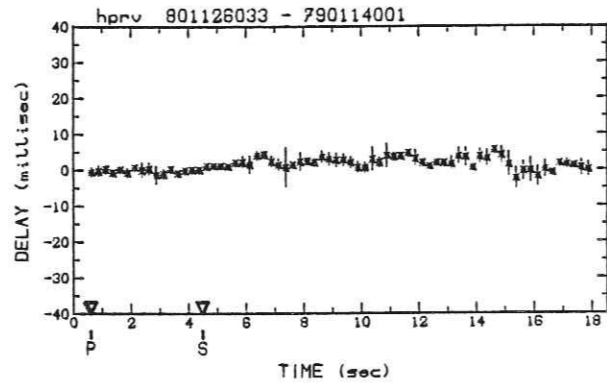
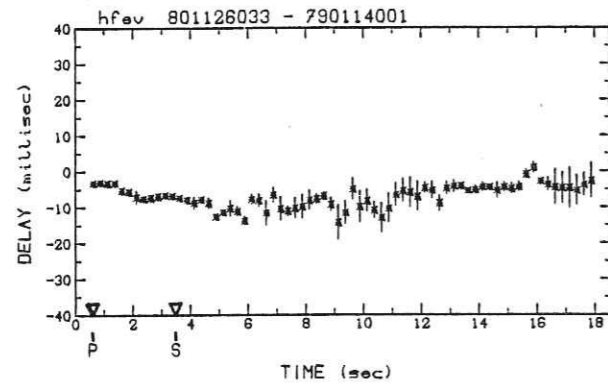
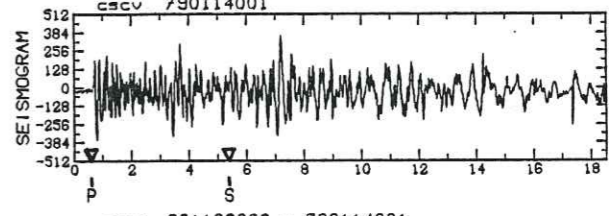
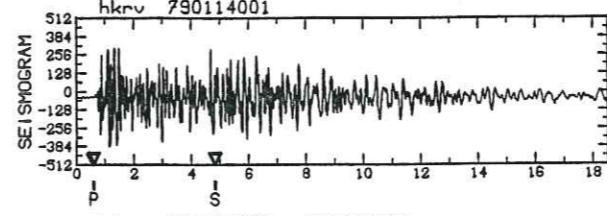
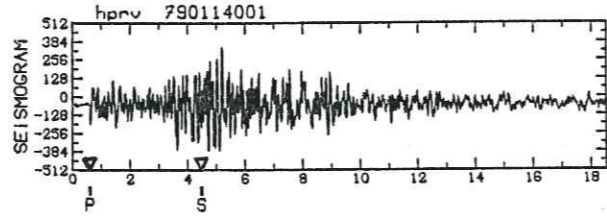
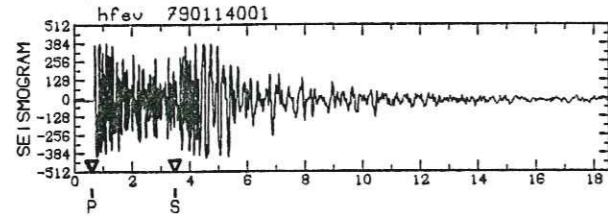
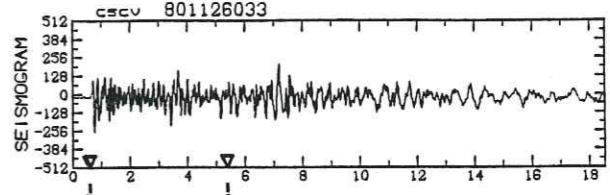
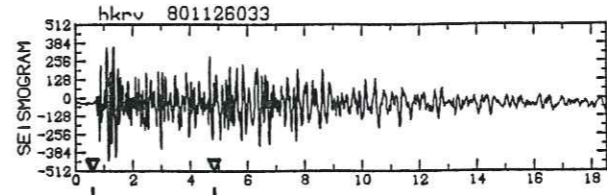
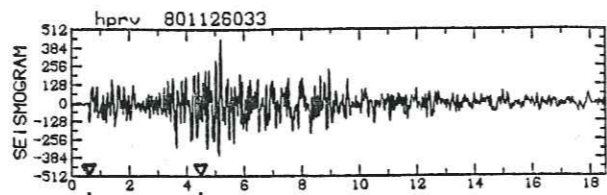
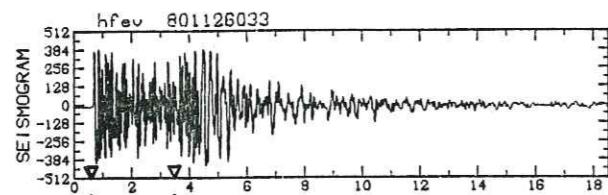
DOUBLET A721 (suite)

DOUBLET A721 (suite et fin)



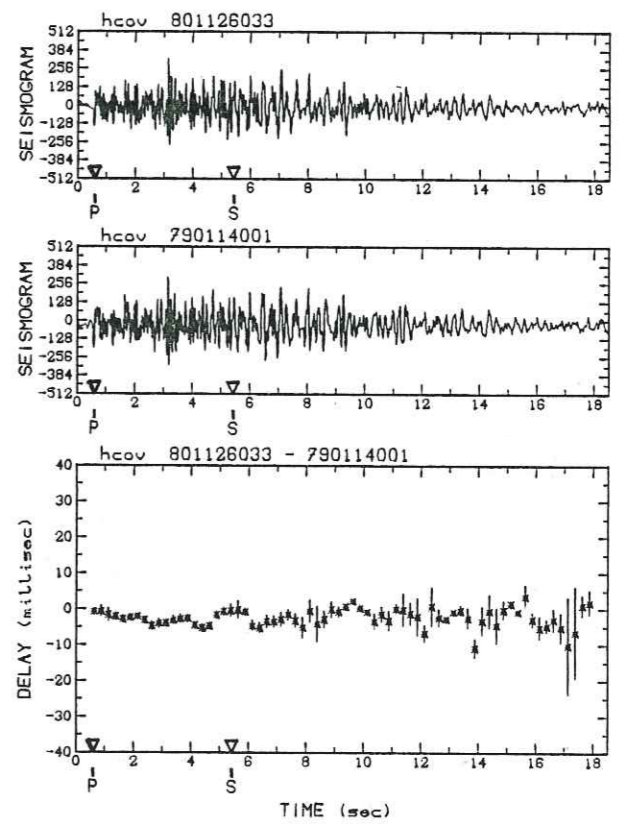
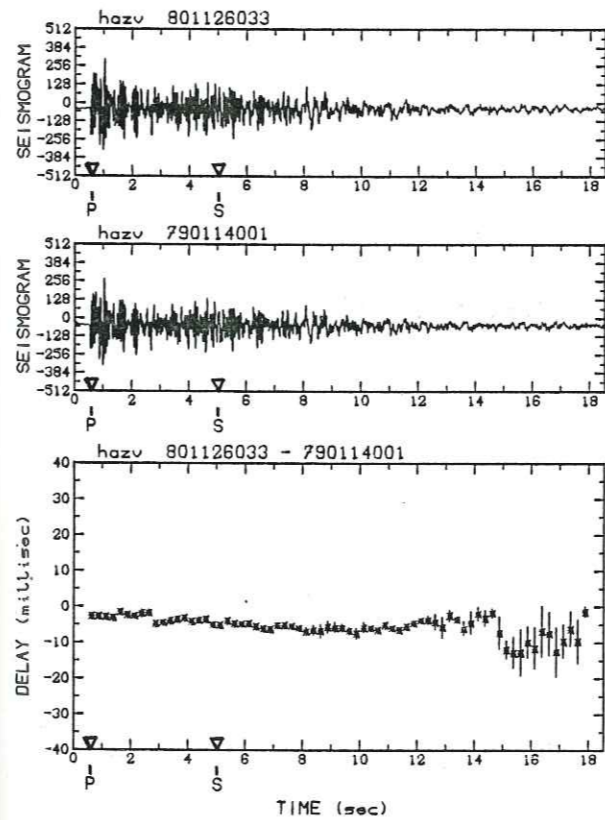
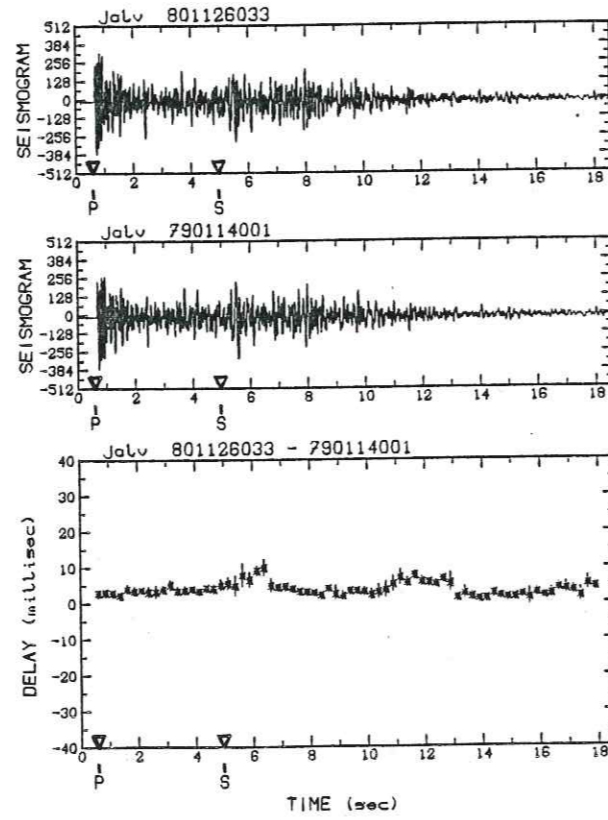
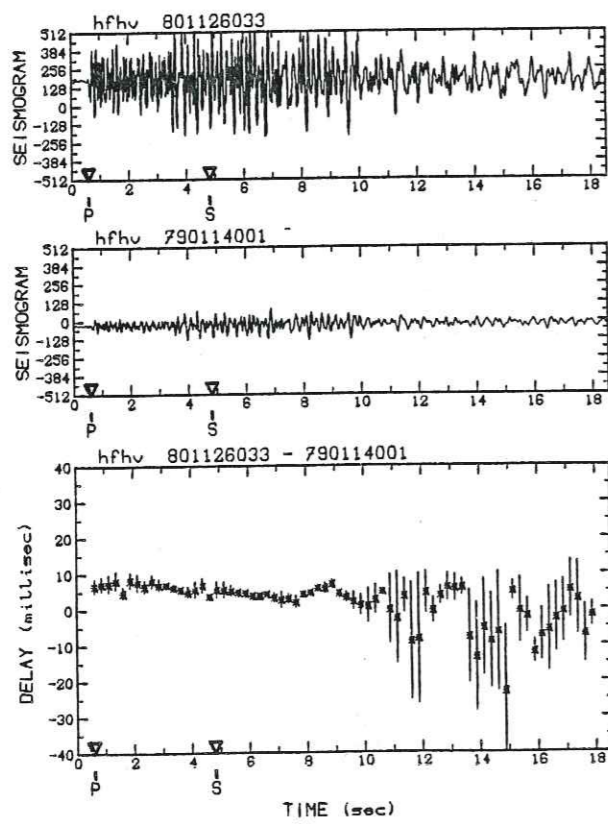
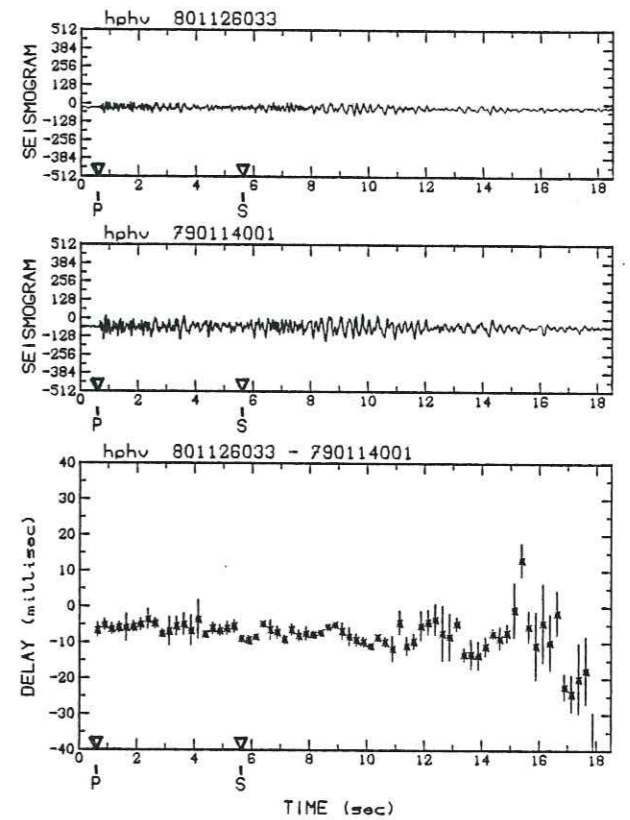
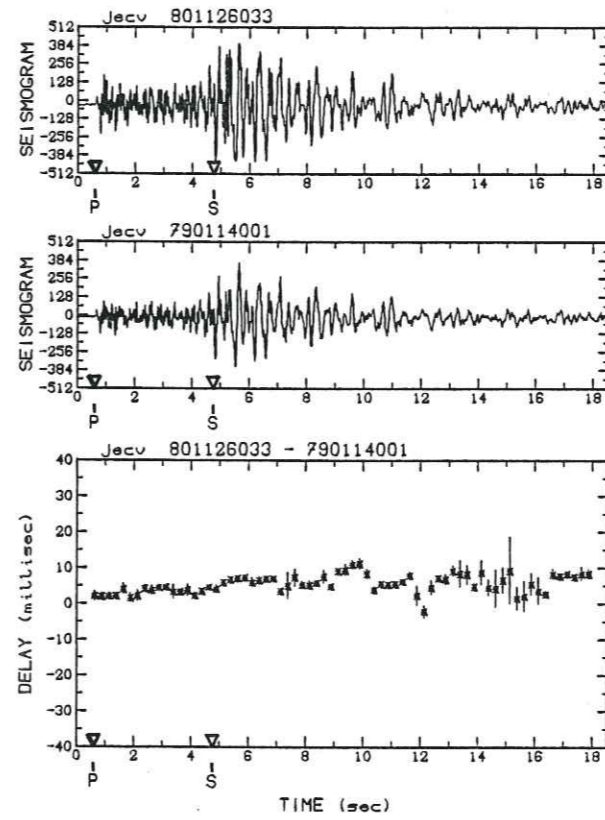
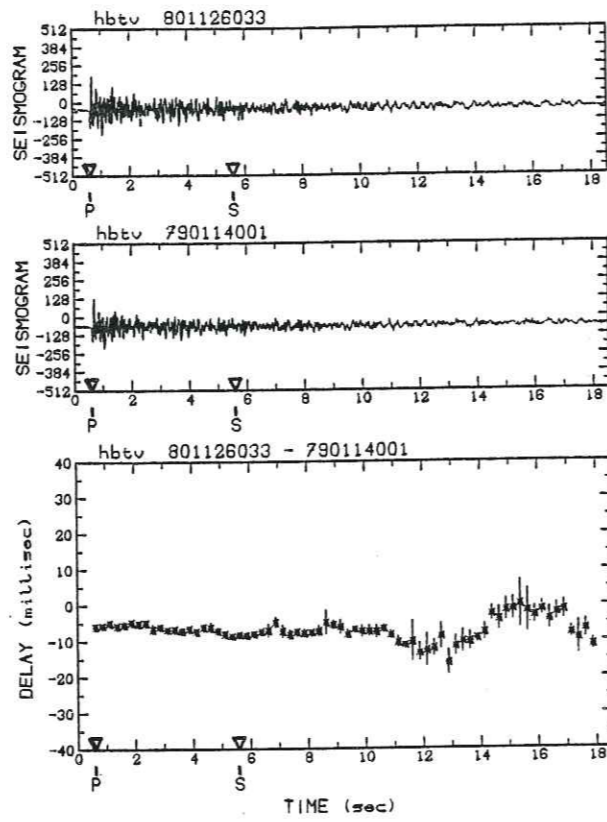
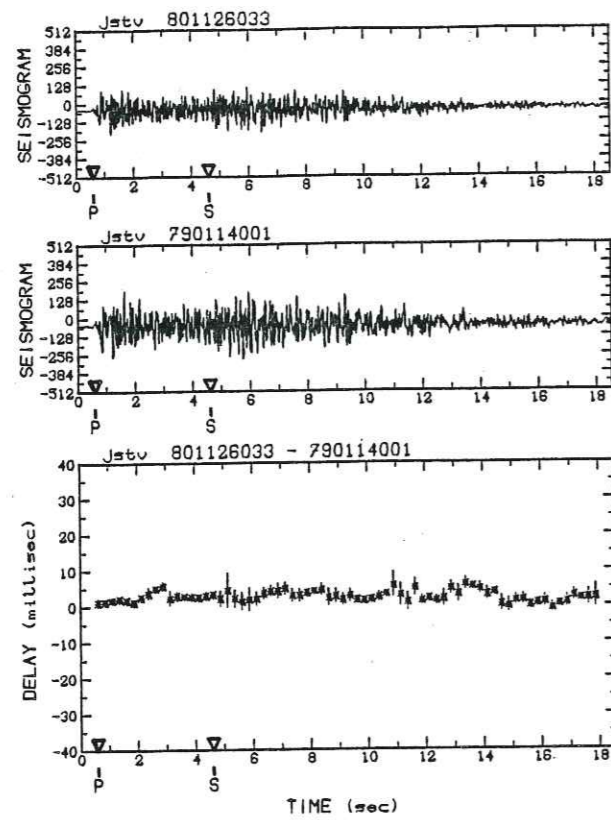
DOUBLET A713 (début)

DOUBLET A713 (suite)



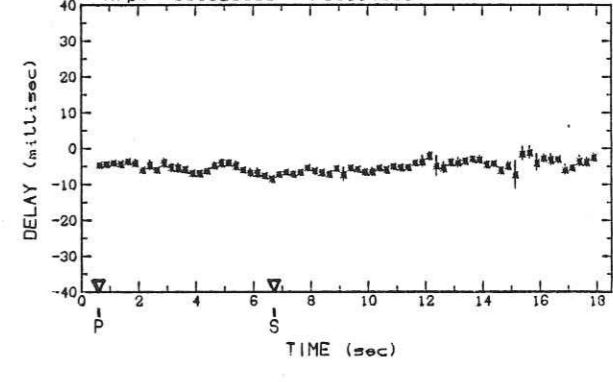
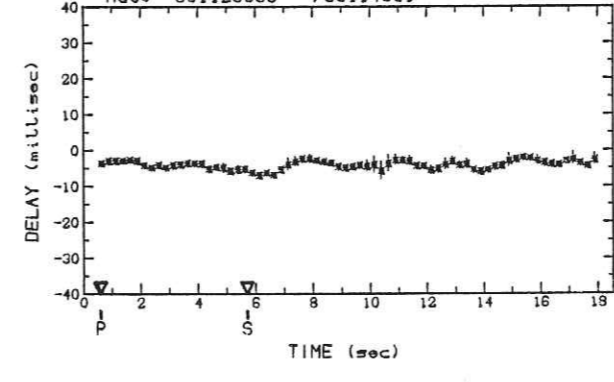
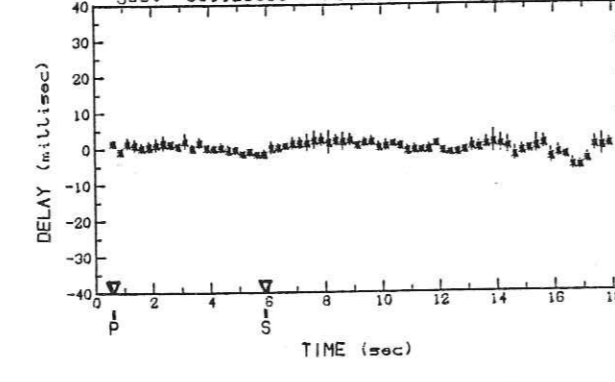
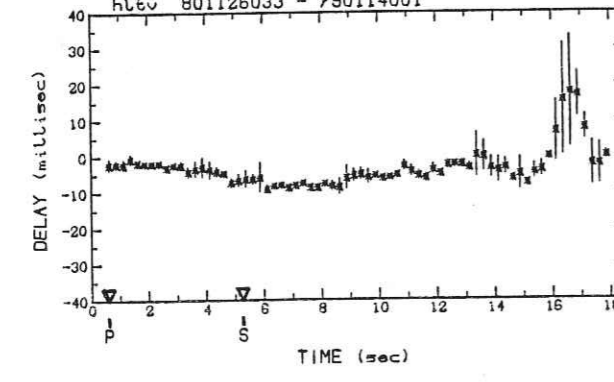
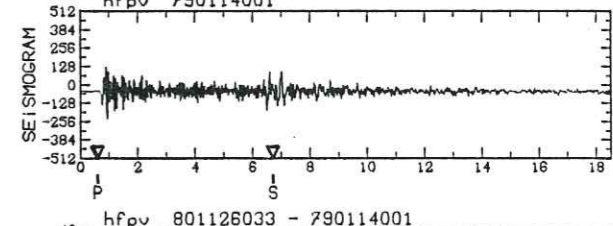
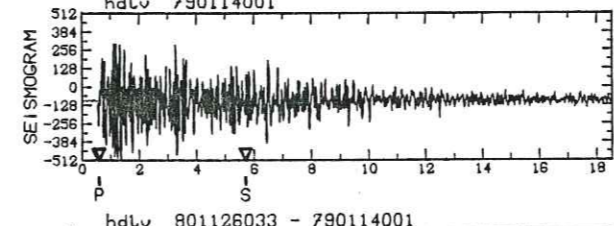
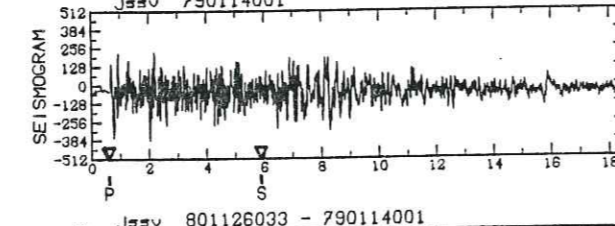
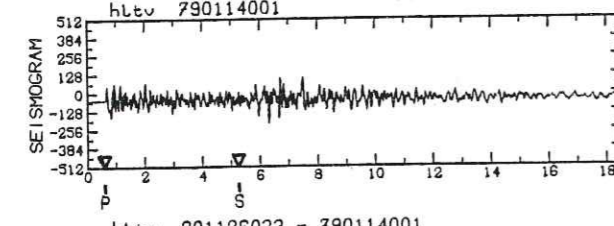
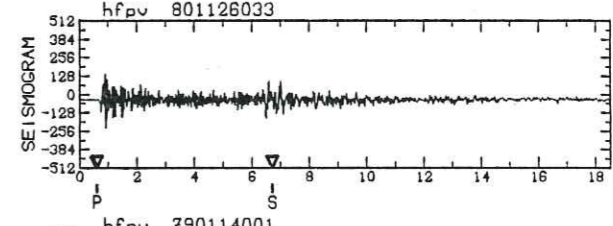
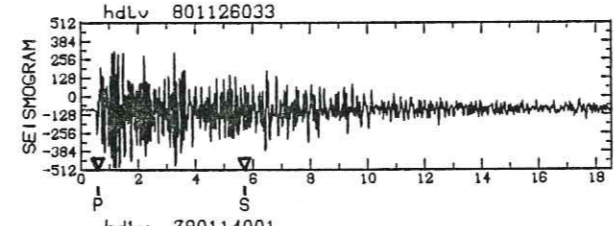
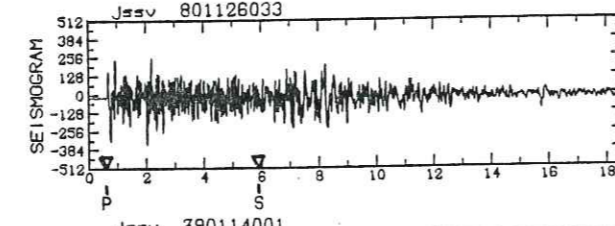
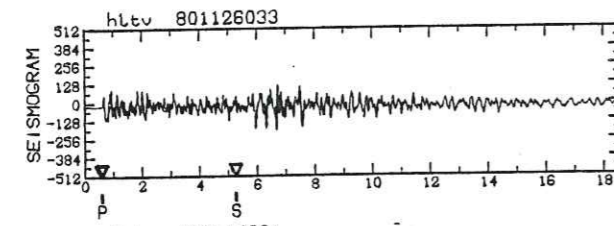
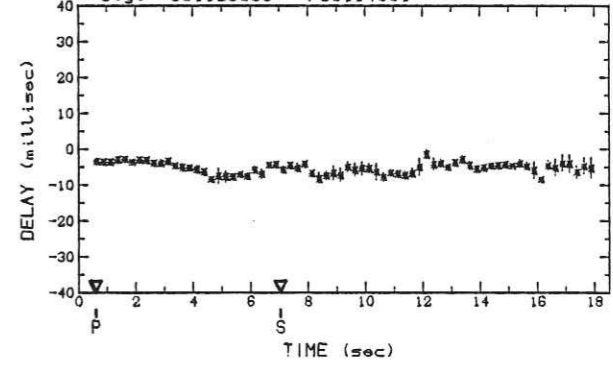
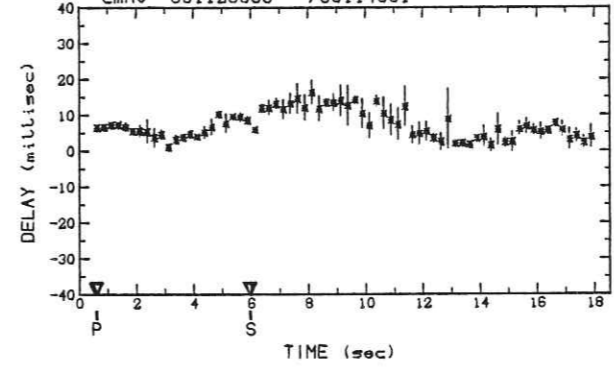
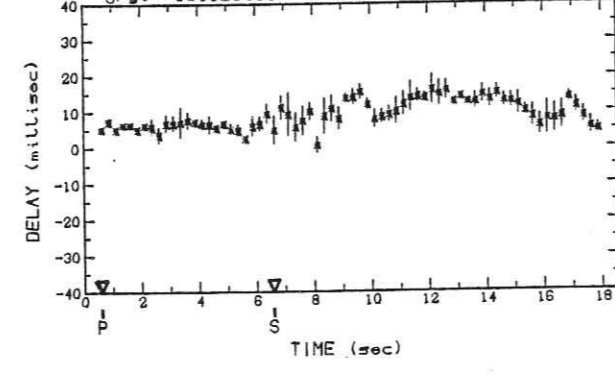
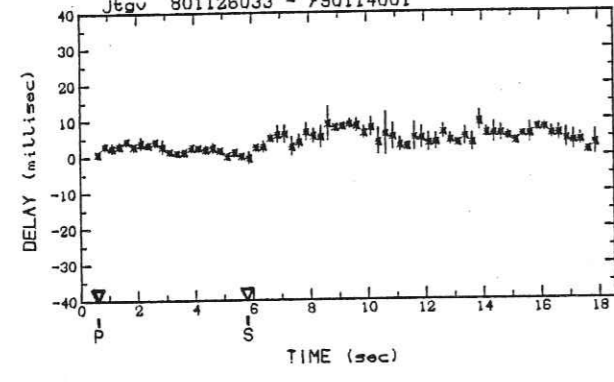
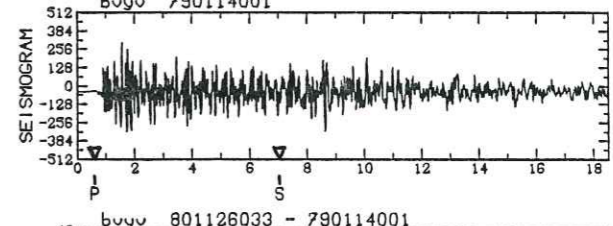
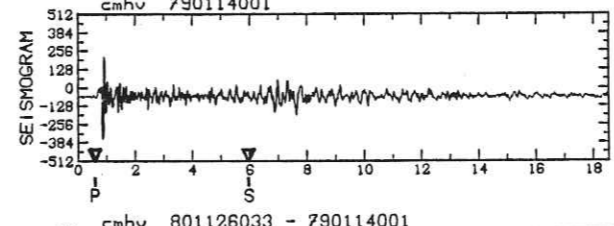
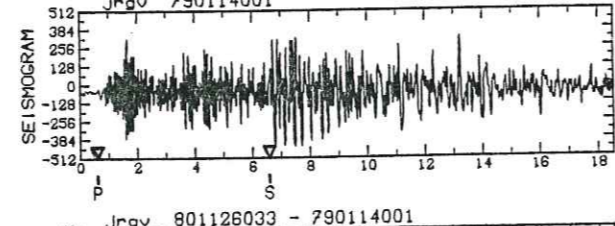
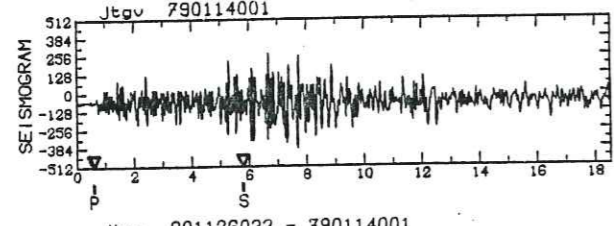
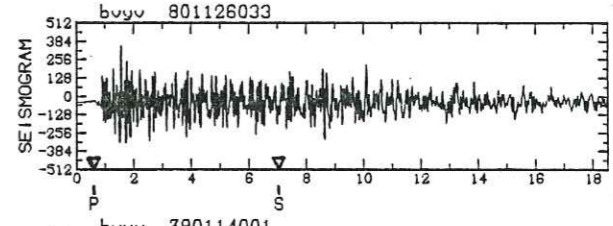
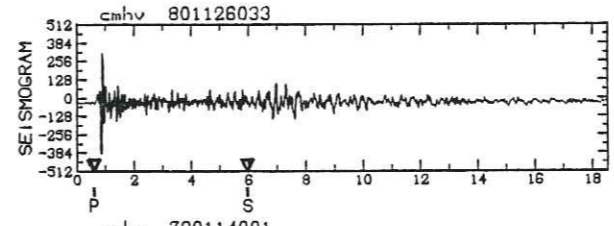
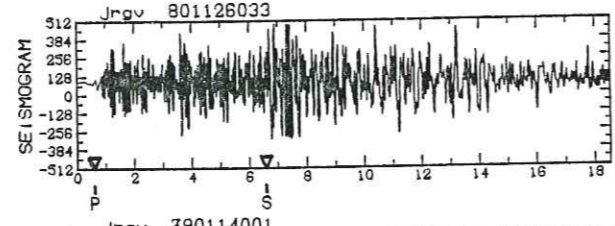
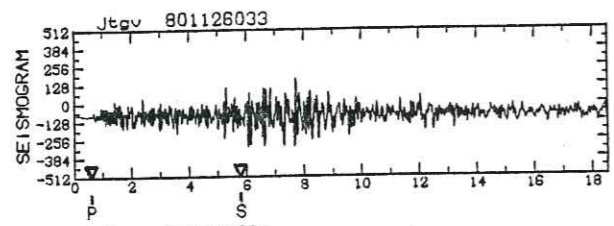
DOUBLET A713 (suite)

DOUBLET A713 (suite)



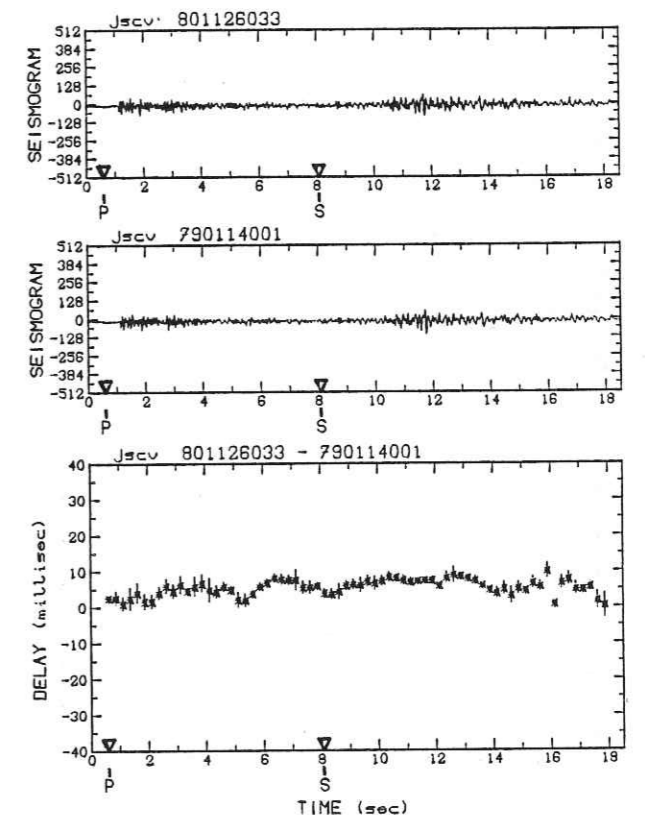
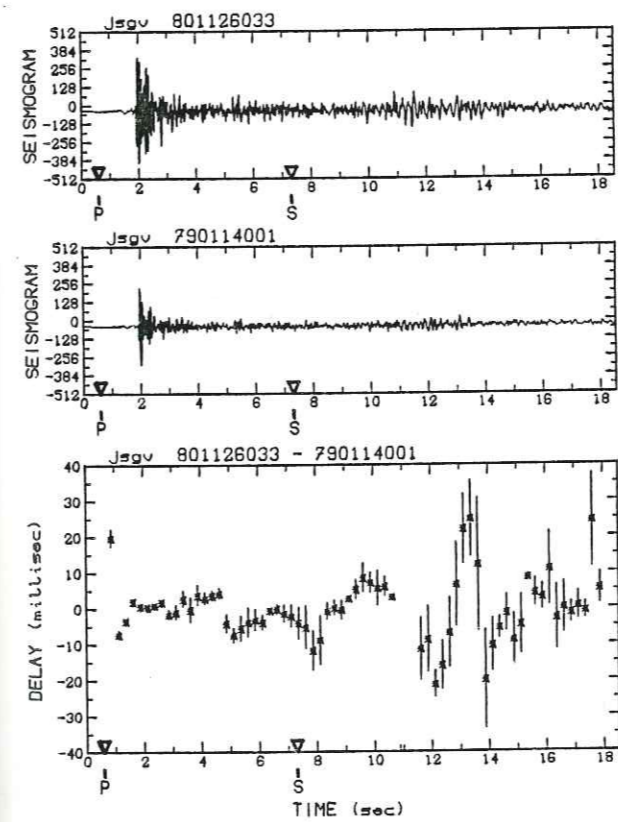
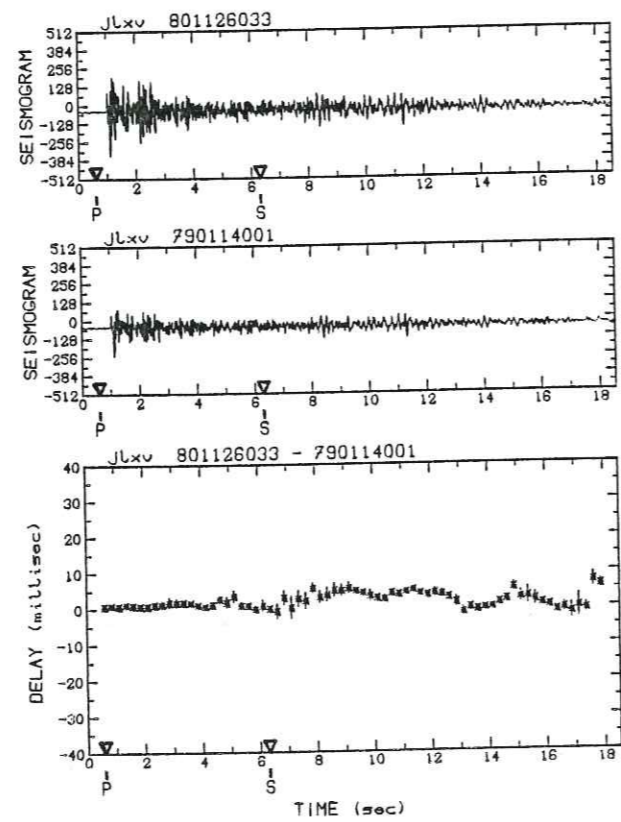
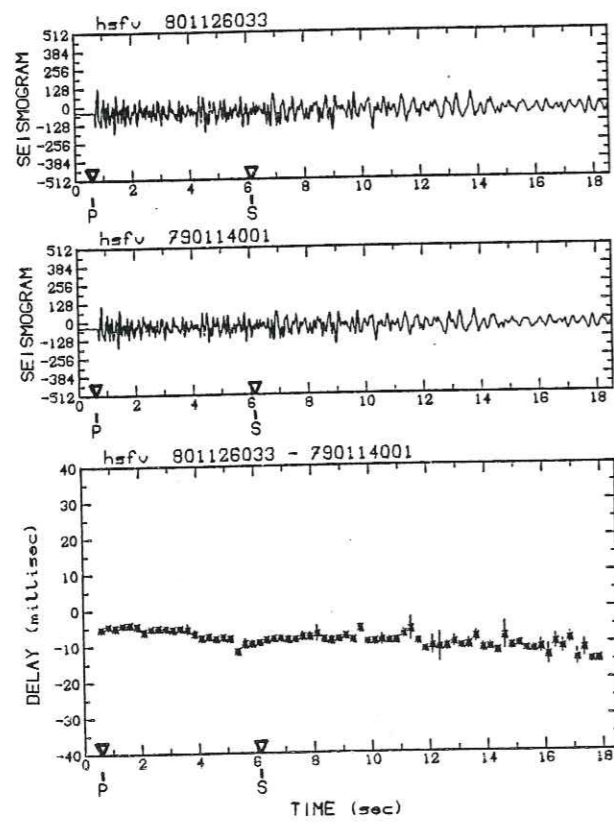
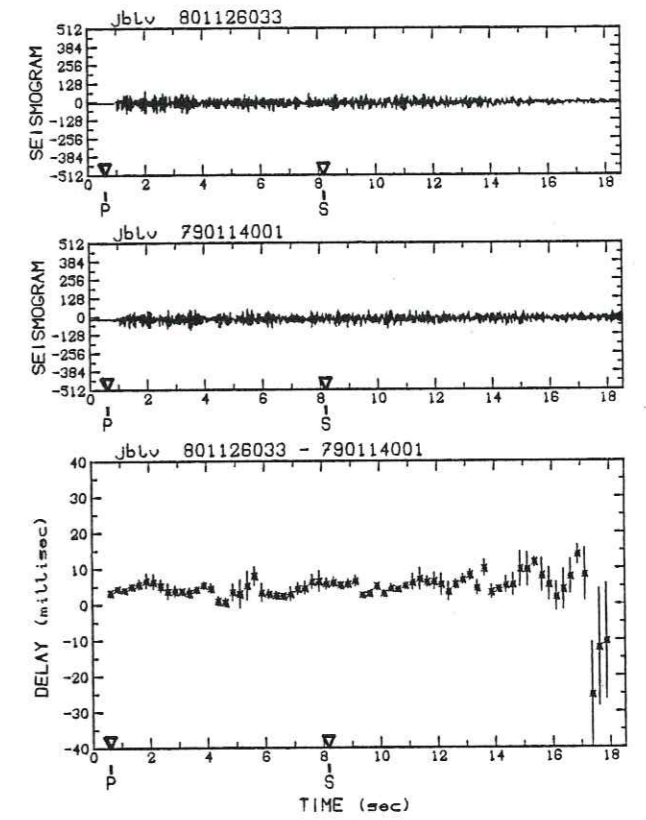
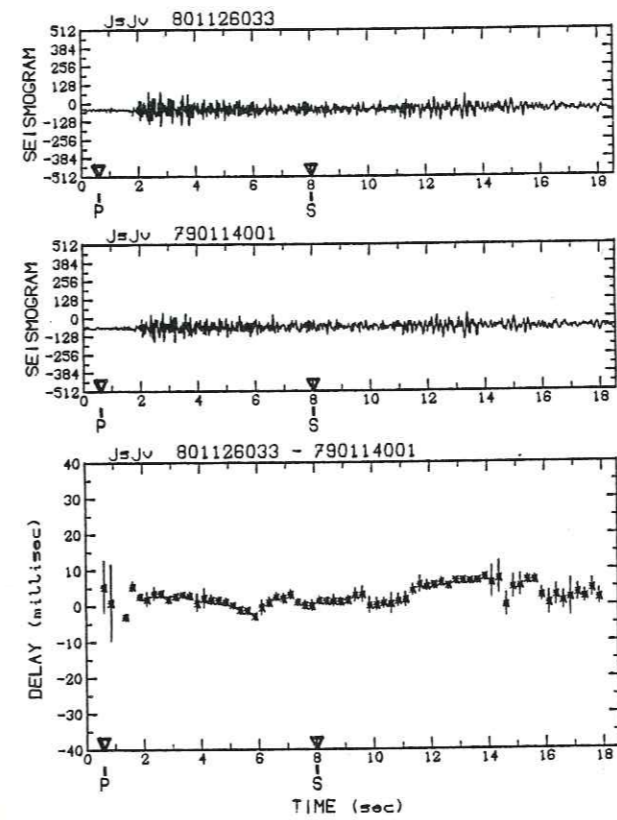
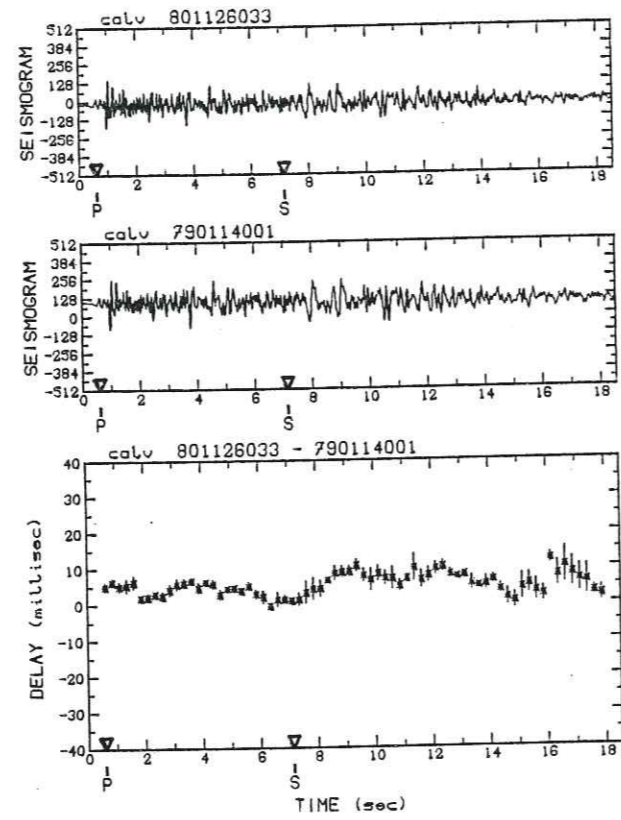
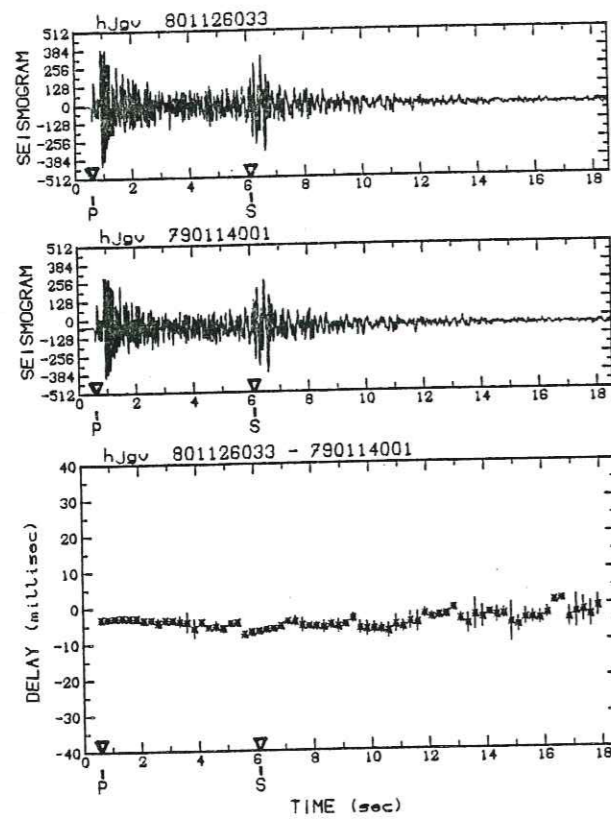
DOUBLET A713 (suite)

DOUBLET A713 (suite)



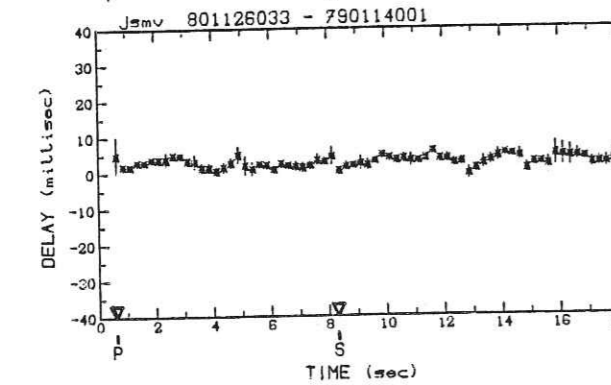
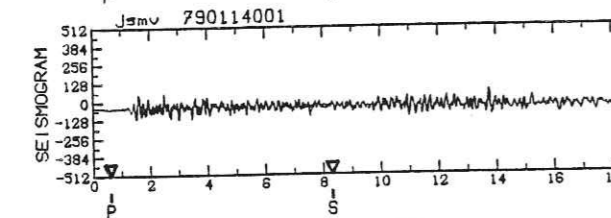
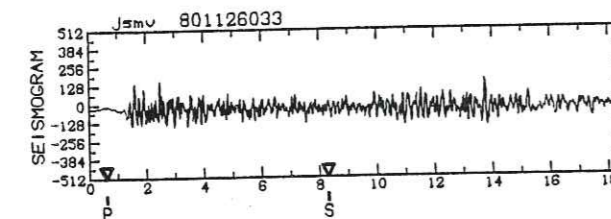
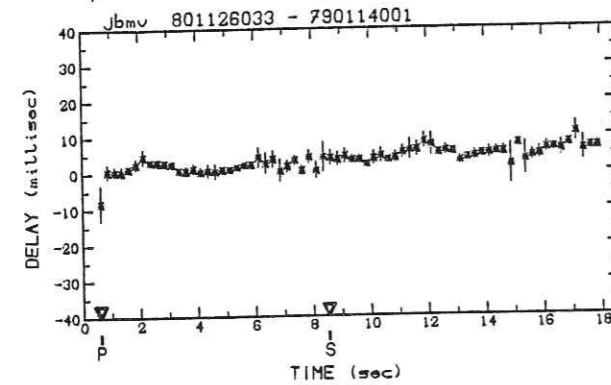
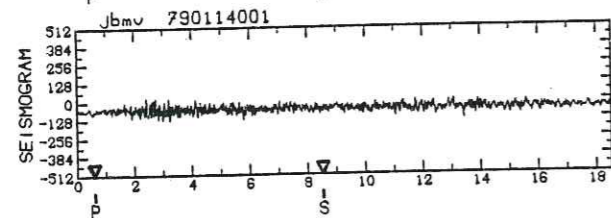
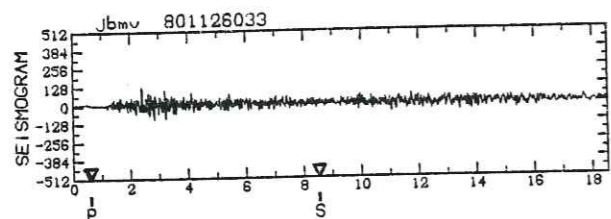
DOUBLET A713 (suite)

DOUBLET A713 (suite)

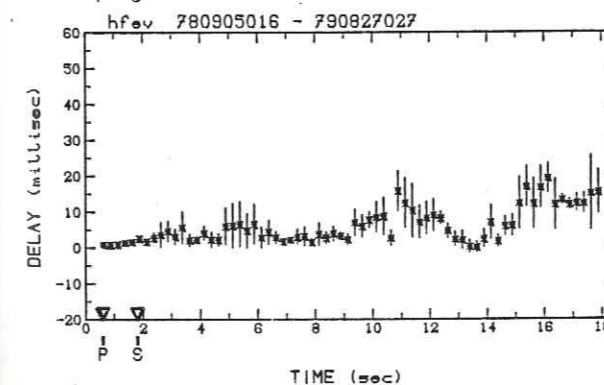
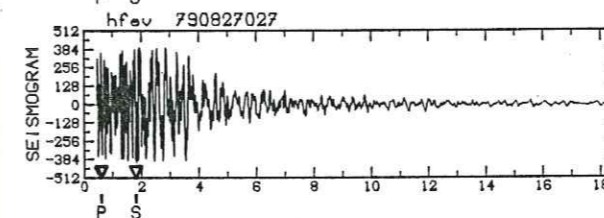
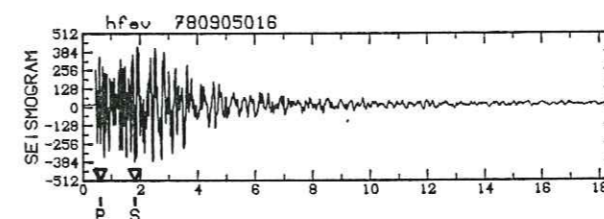
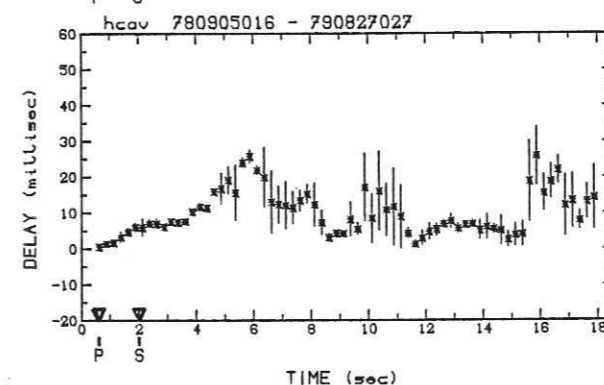
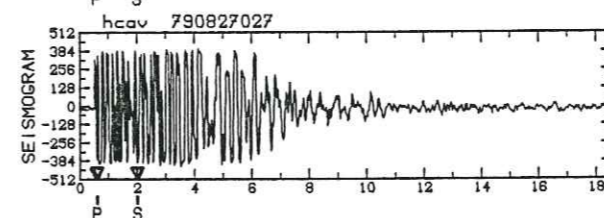
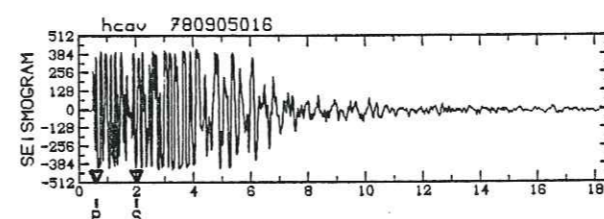


DOUBLET A713 (suite)

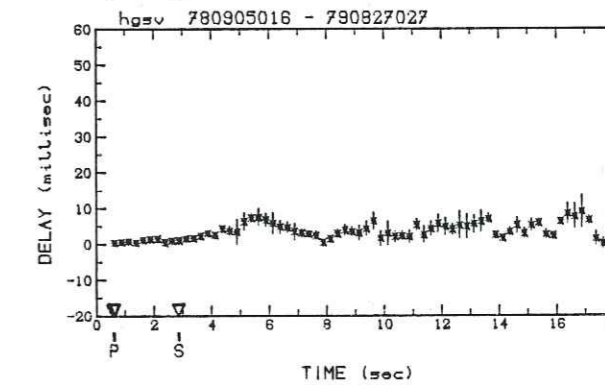
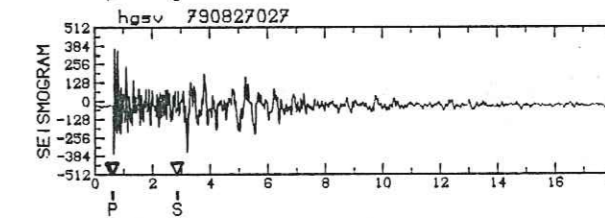
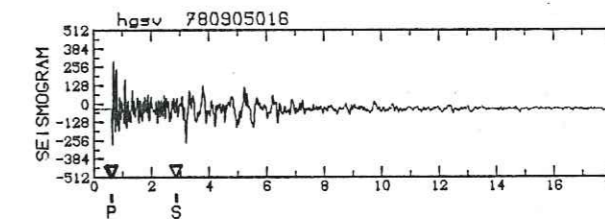
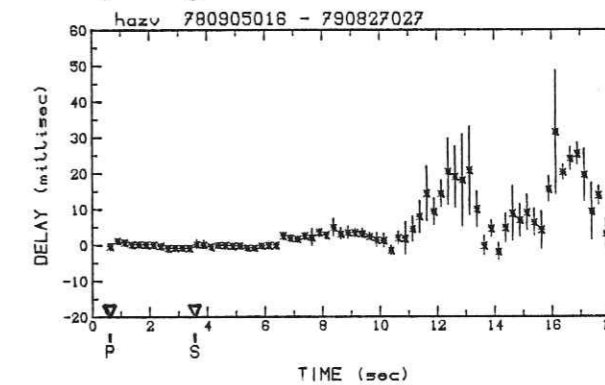
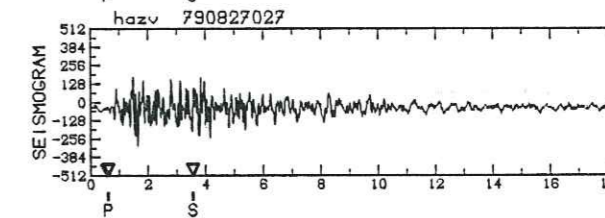
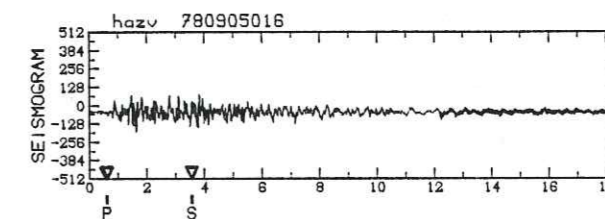
DOUBLET A713 (suite)

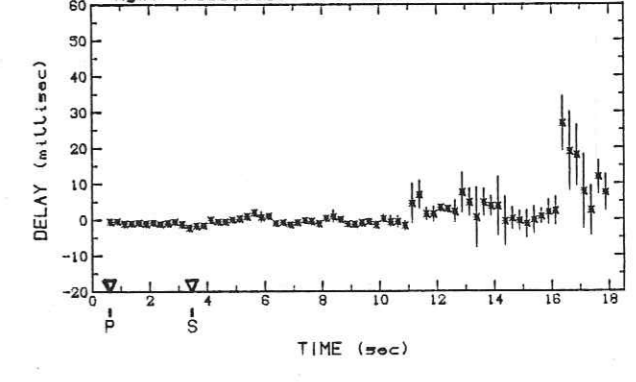
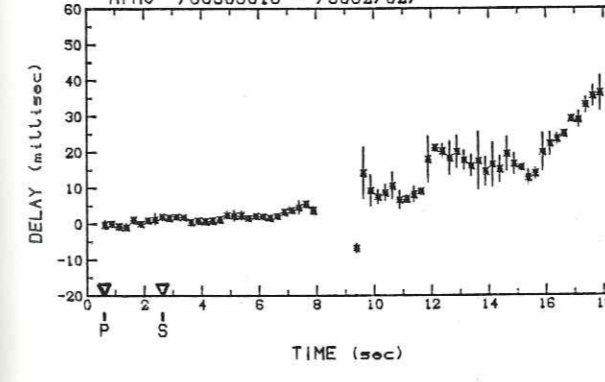
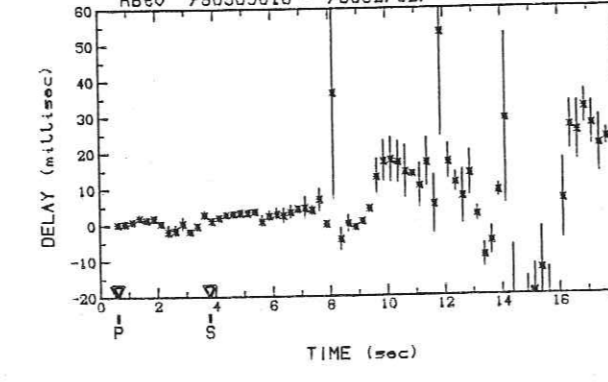
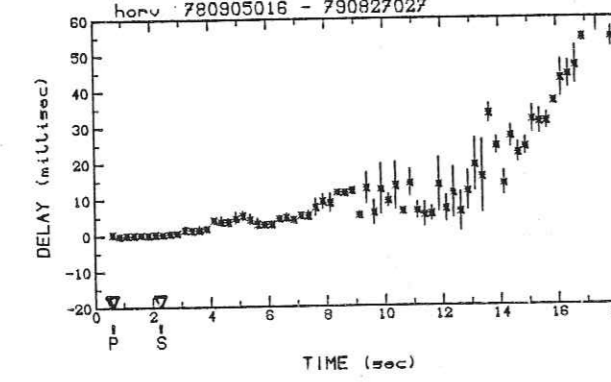
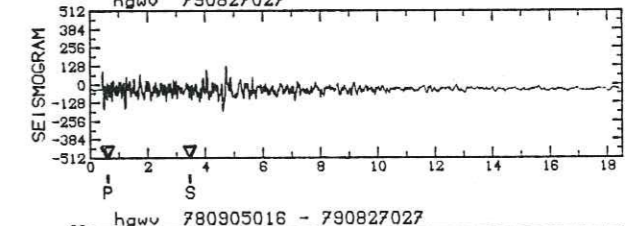
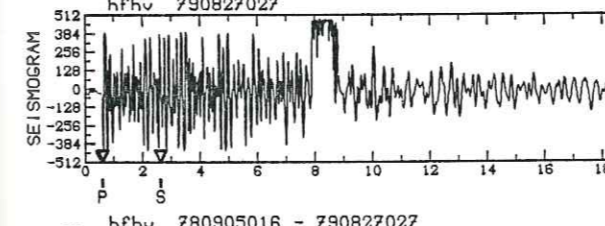
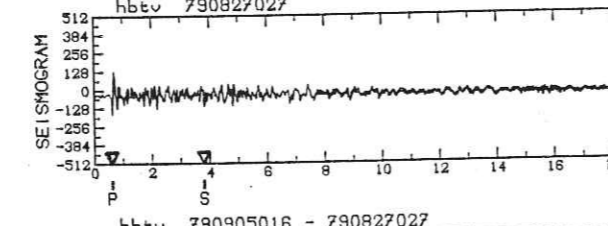
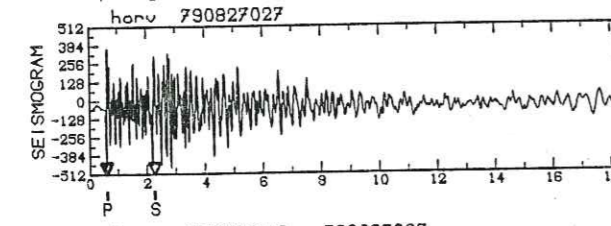
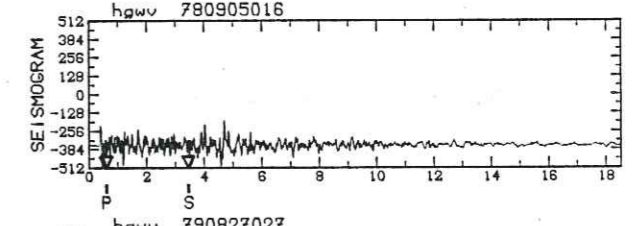
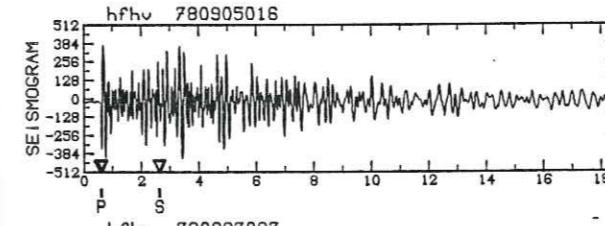
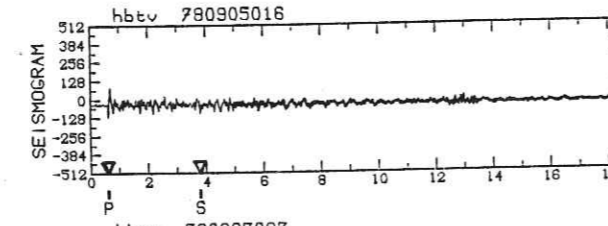
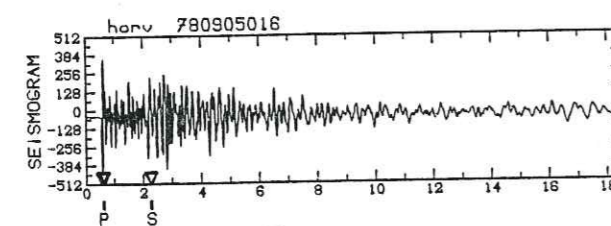
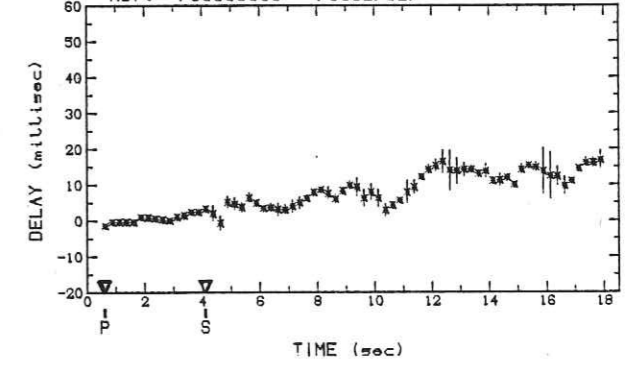
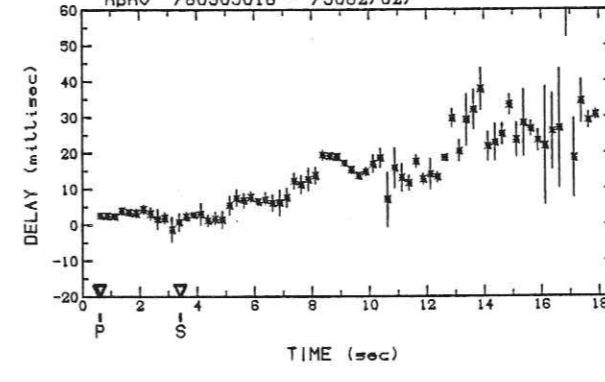
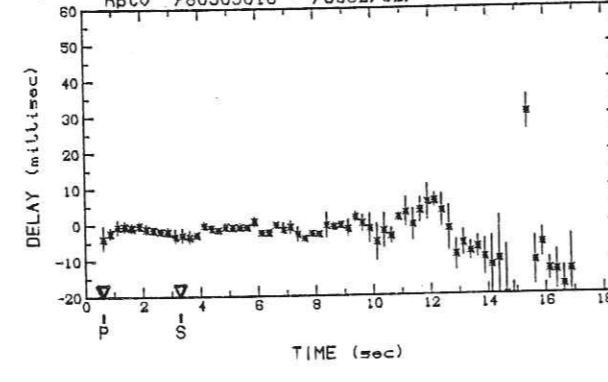
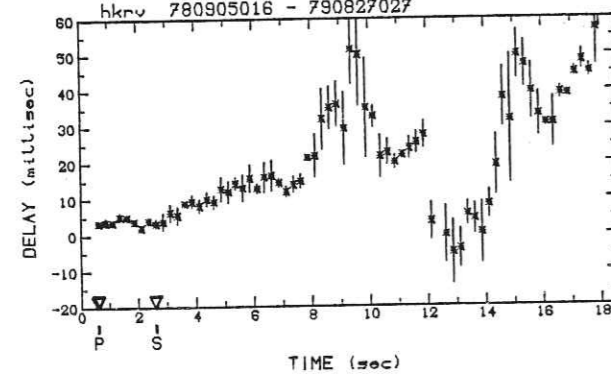
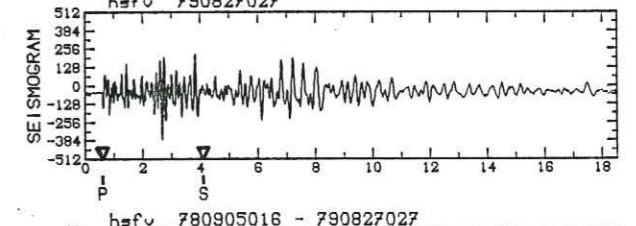
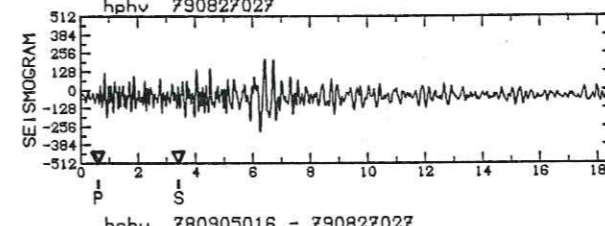
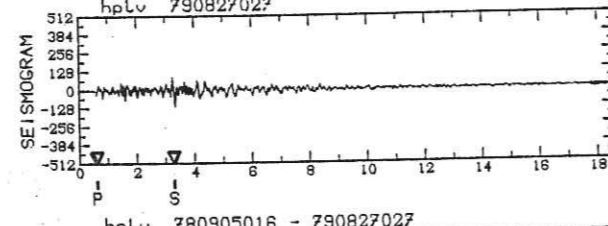
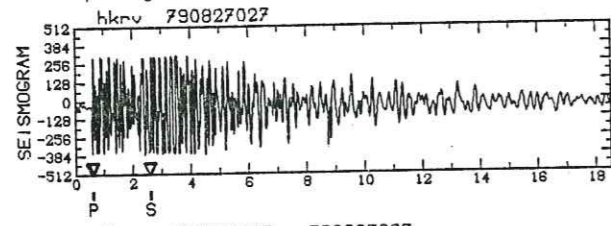
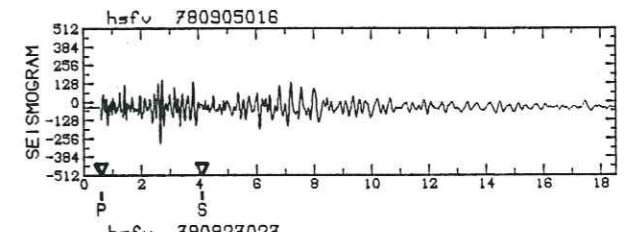
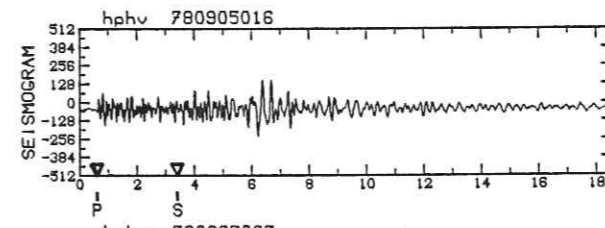
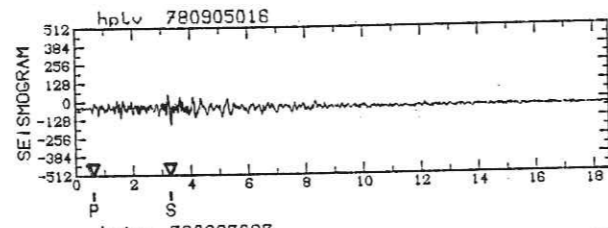
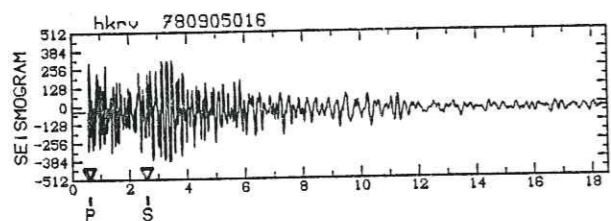


DOUBLET A713 (suite et fin)



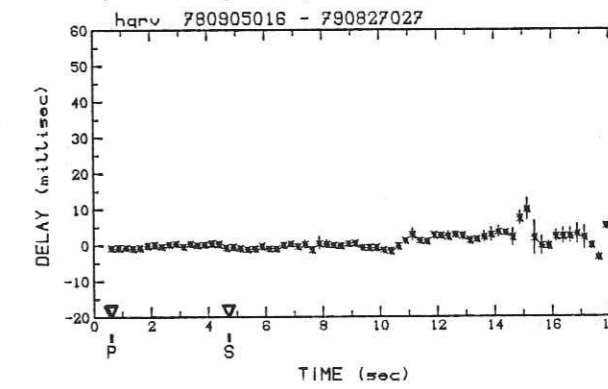
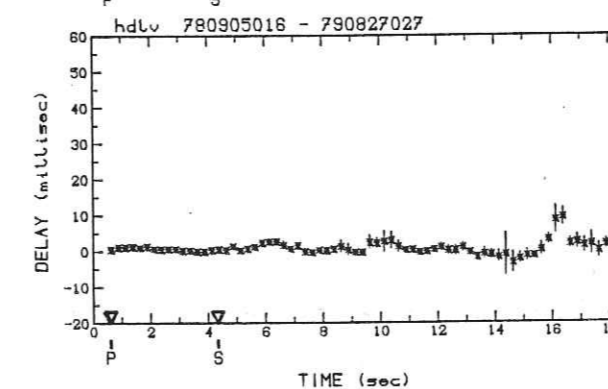
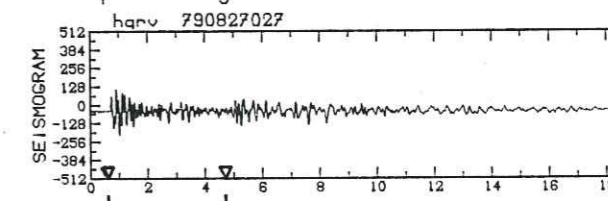
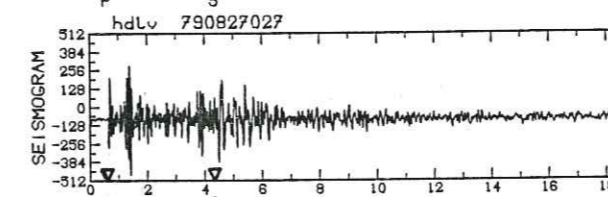
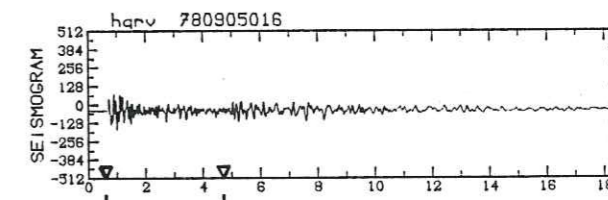
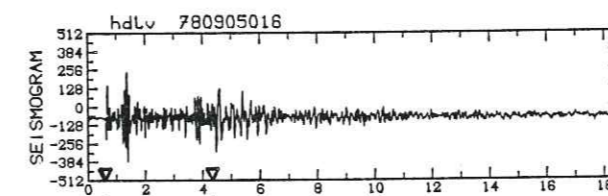
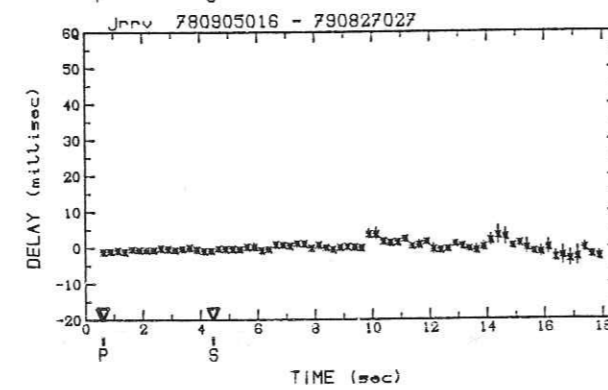
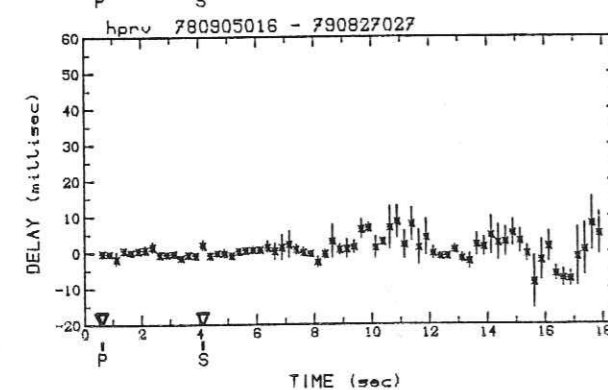
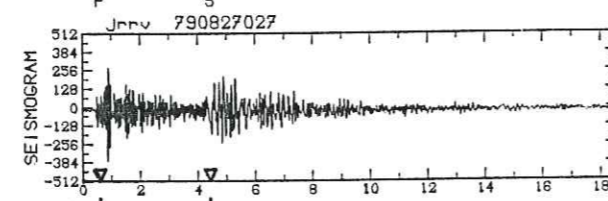
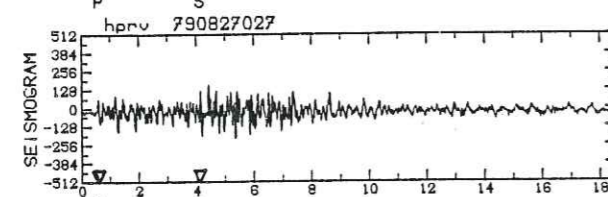
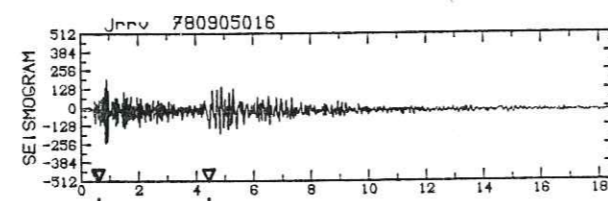
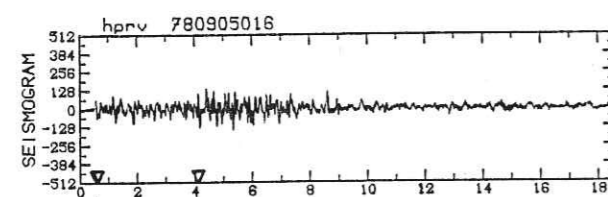
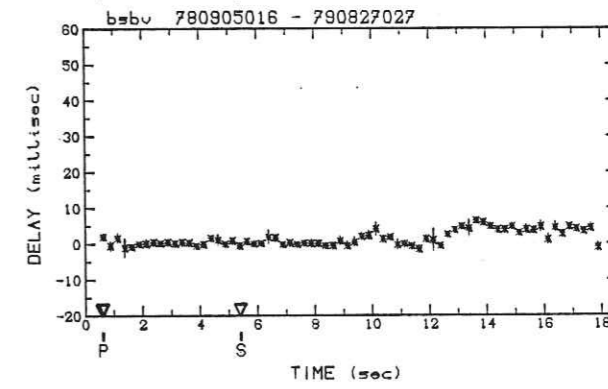
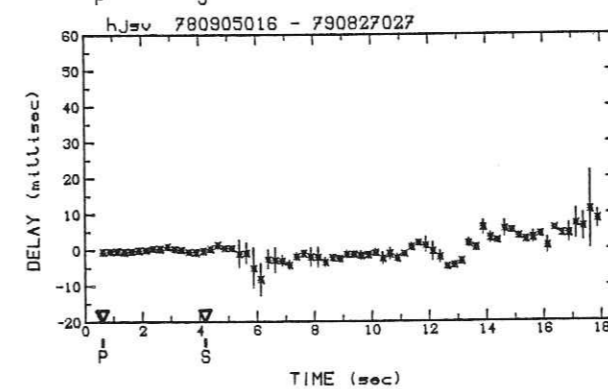
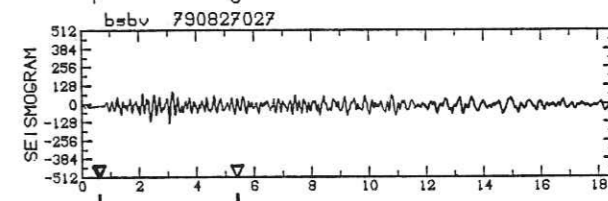
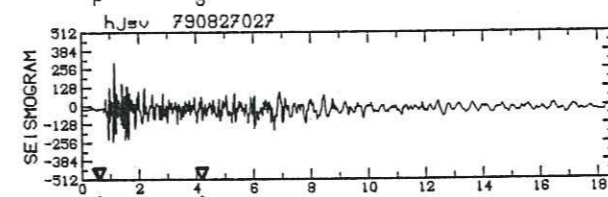
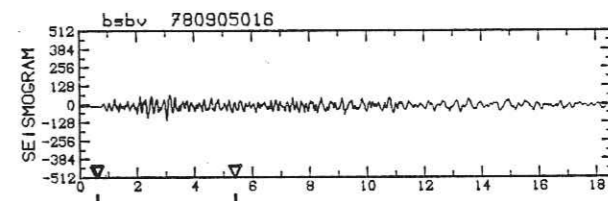
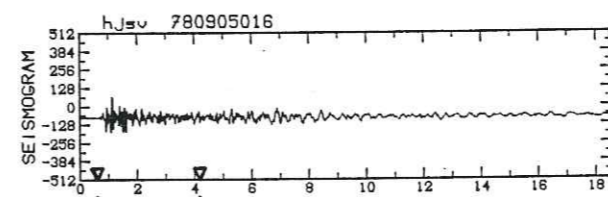
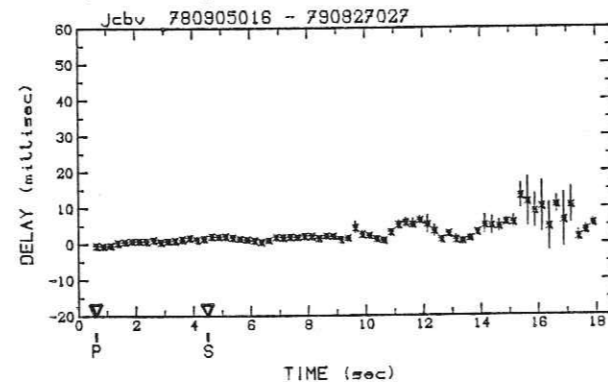
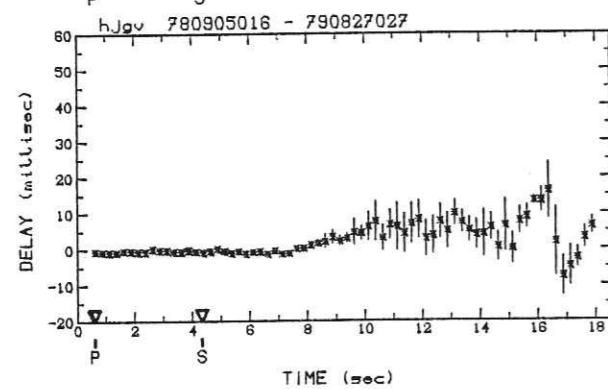
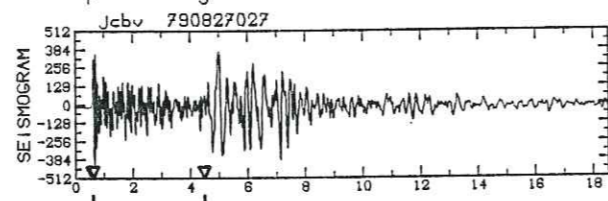
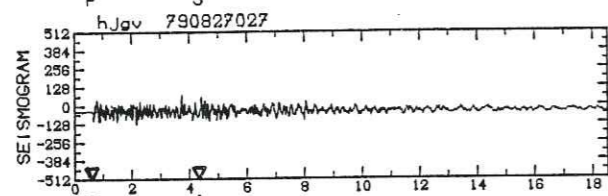
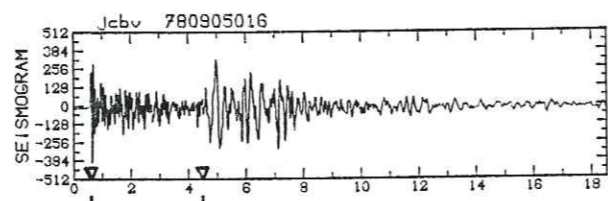
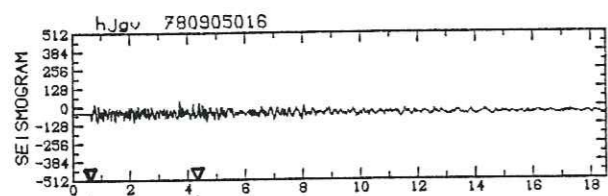
DOUBLET A867 (début)





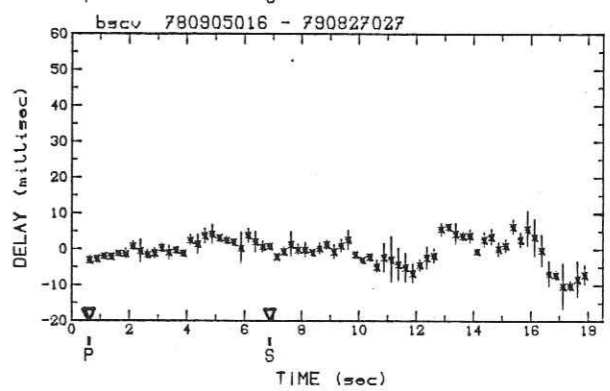
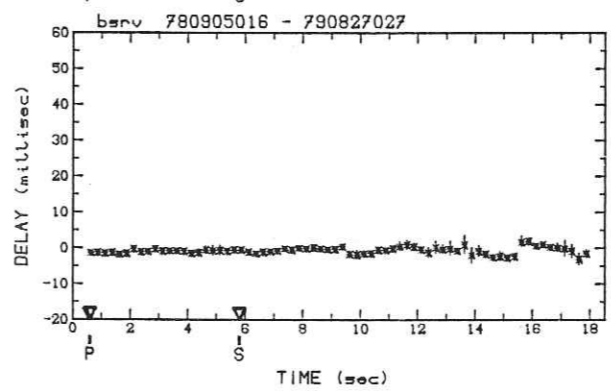
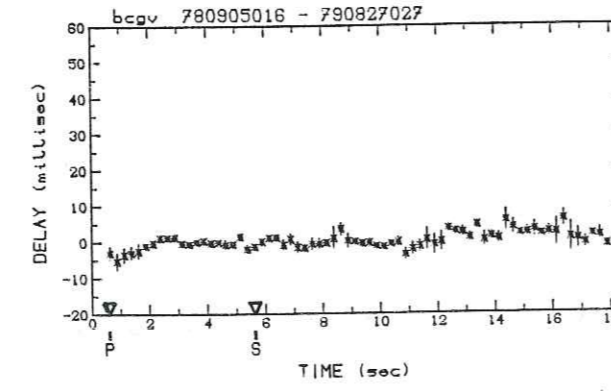
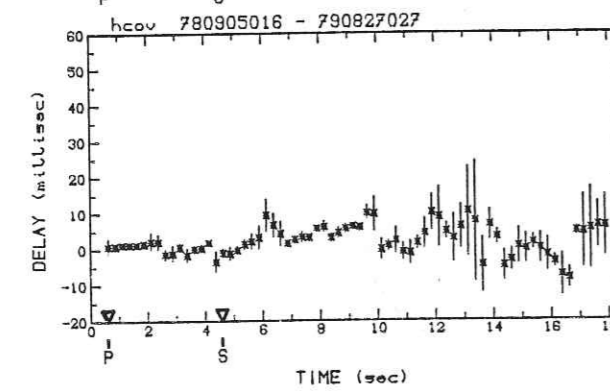
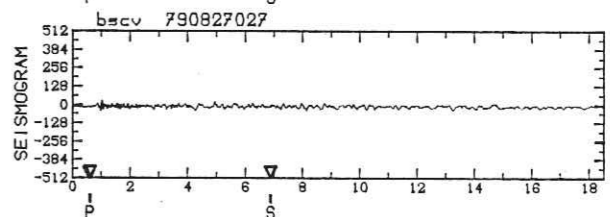
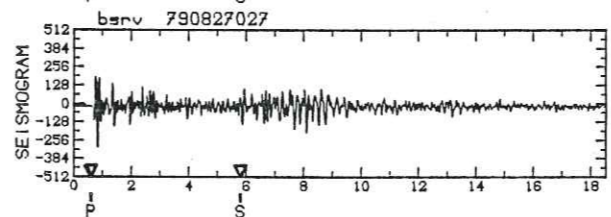
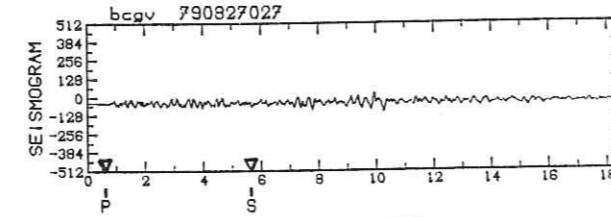
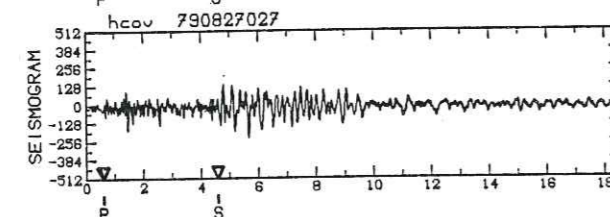
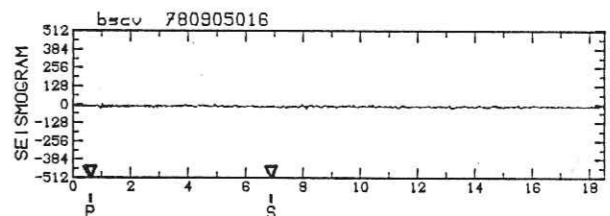
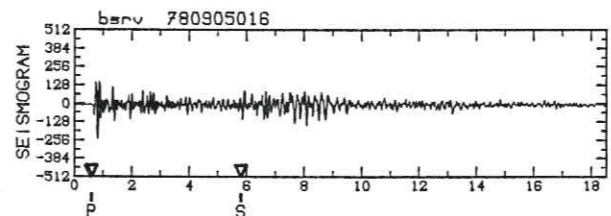
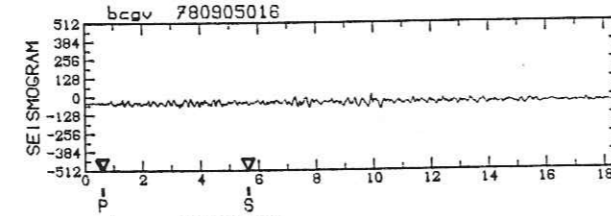
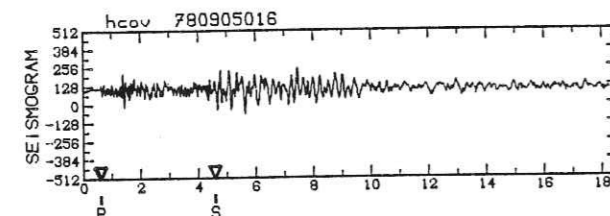
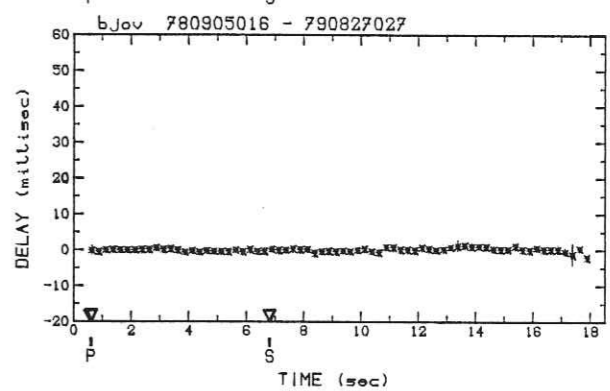
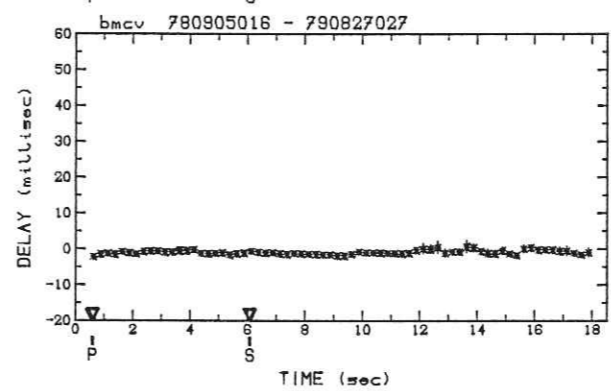
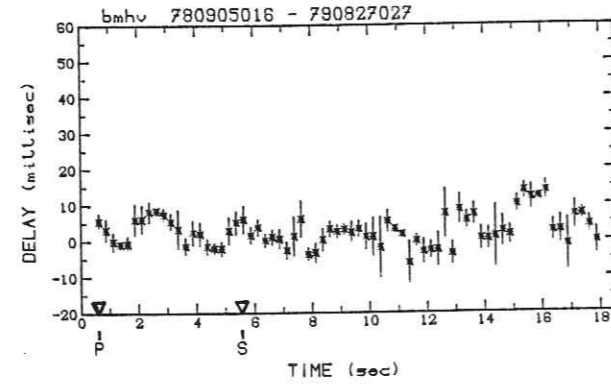
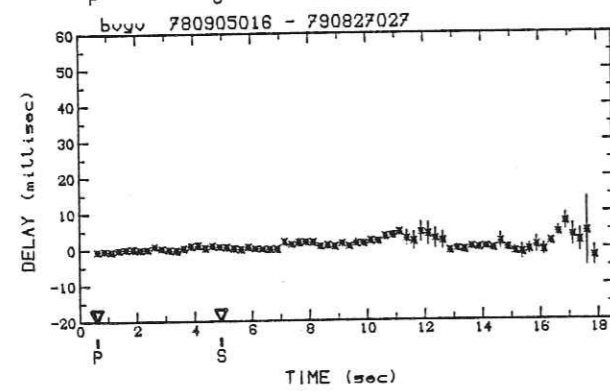
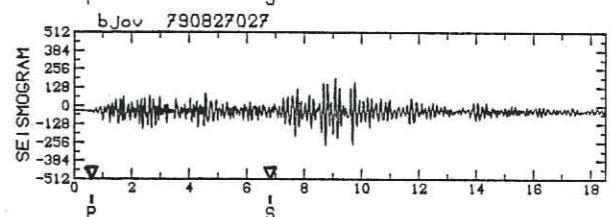
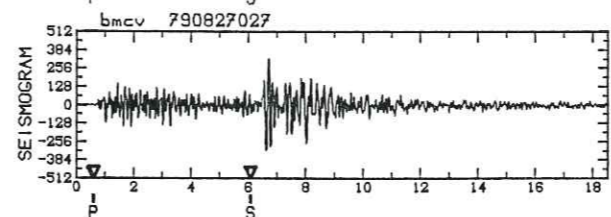
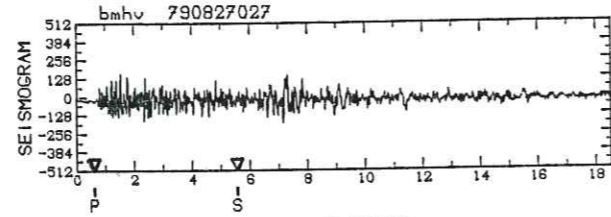
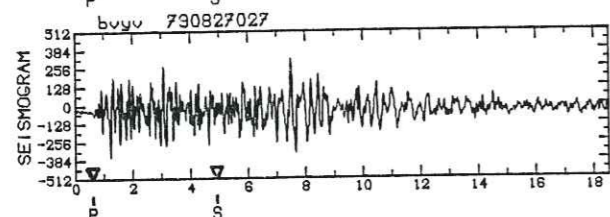
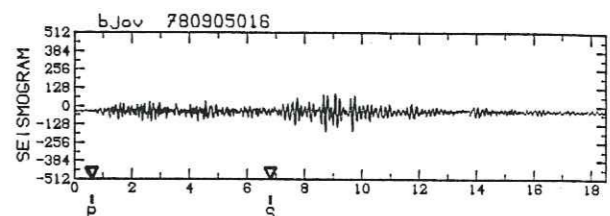
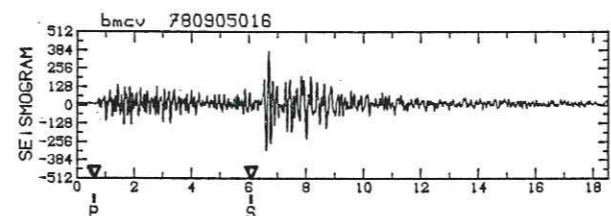
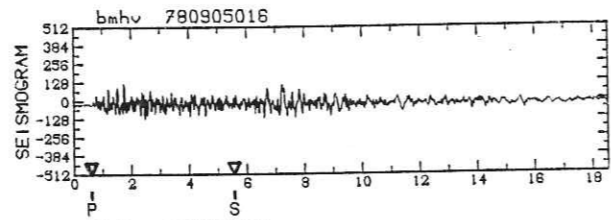
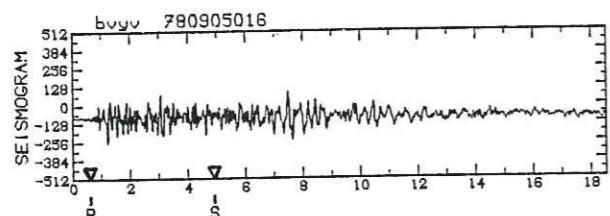
DOUBLET A867 (suite)

DOUBLET A867 (suite)



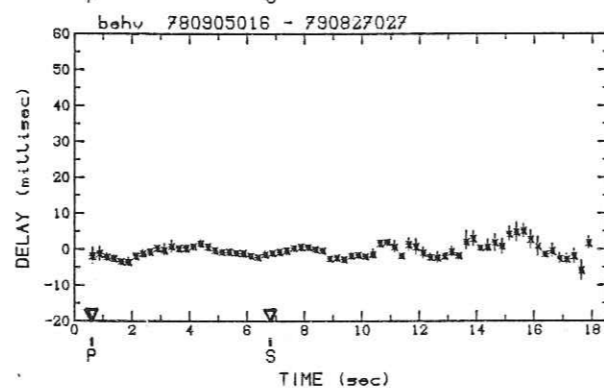
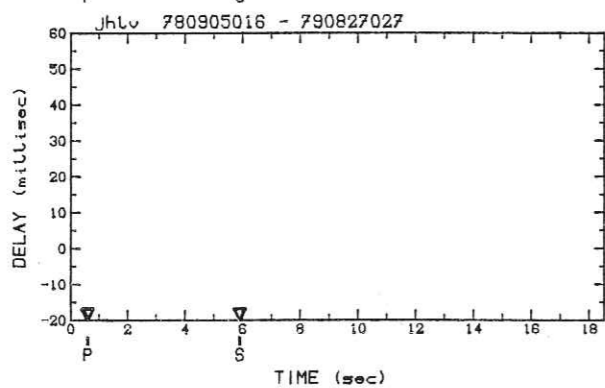
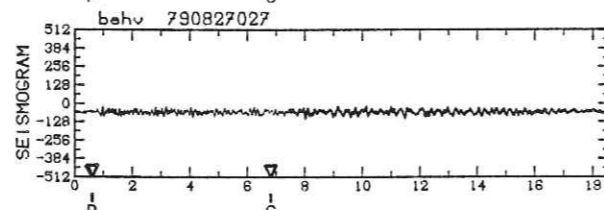
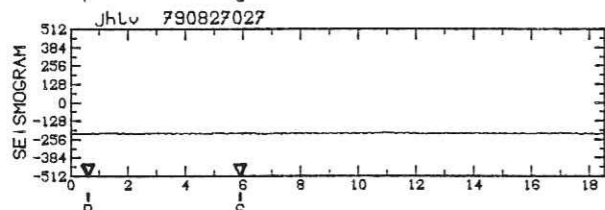
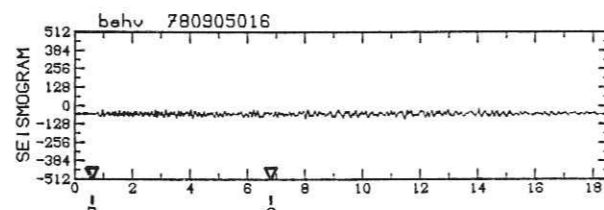
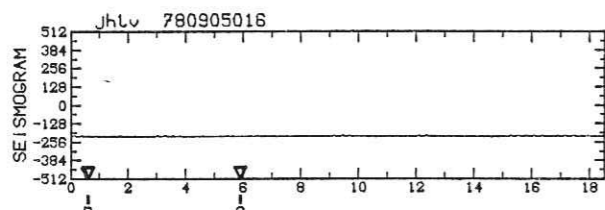
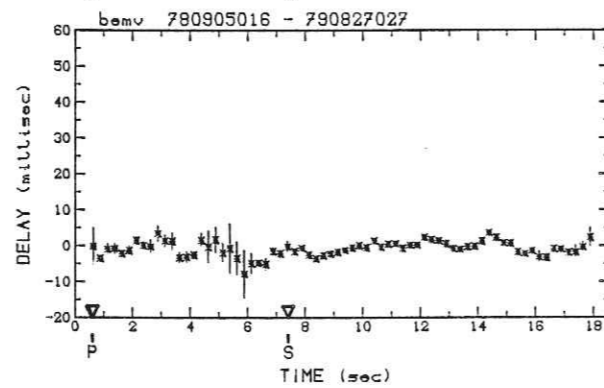
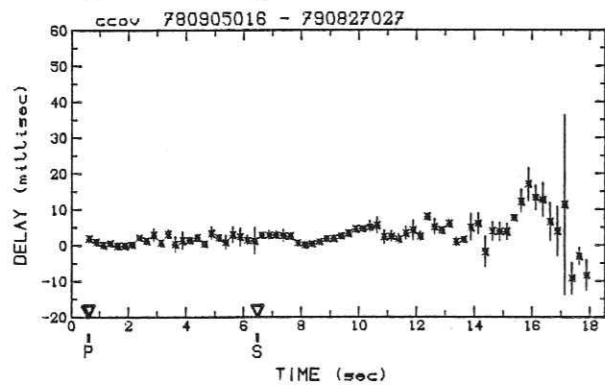
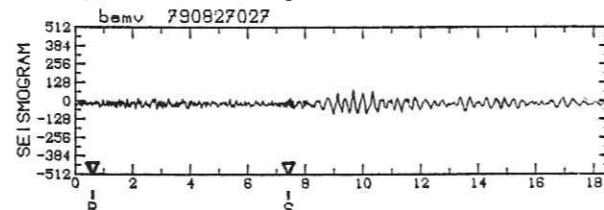
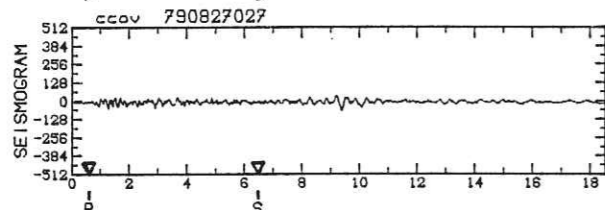
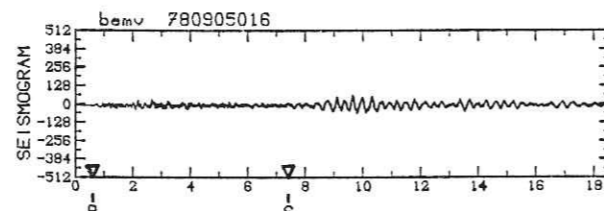
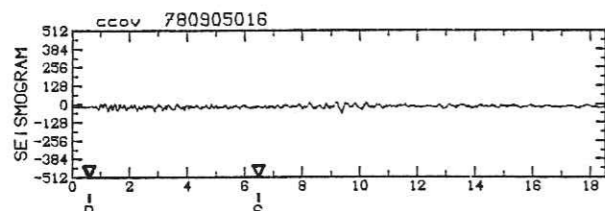
DOUBLET A867 (suite)

DOUBLET A867 (suite)

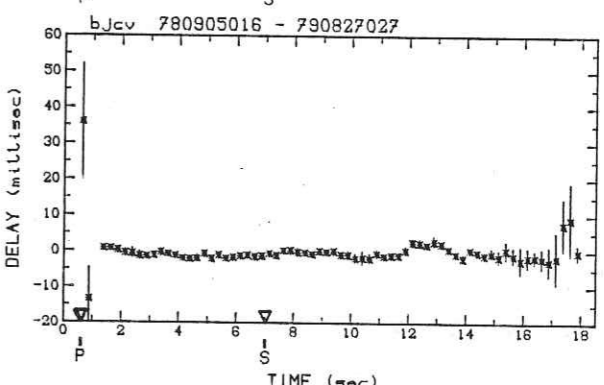
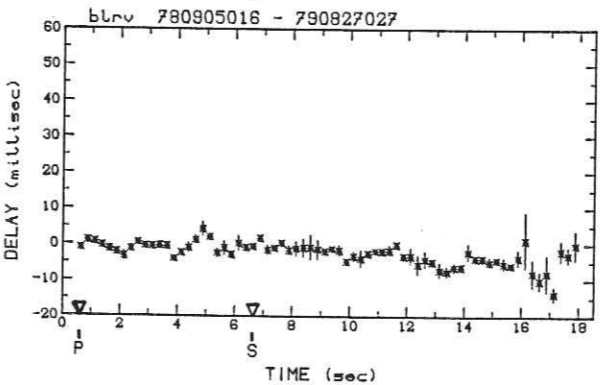
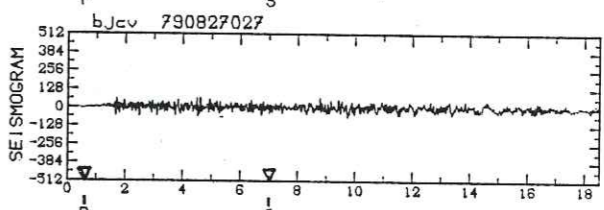
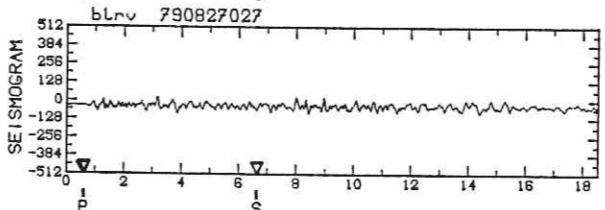
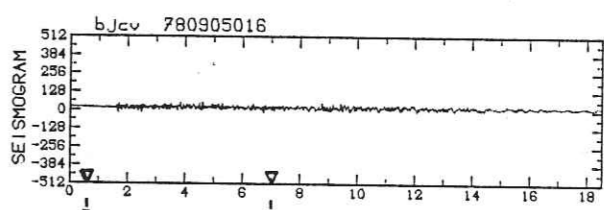
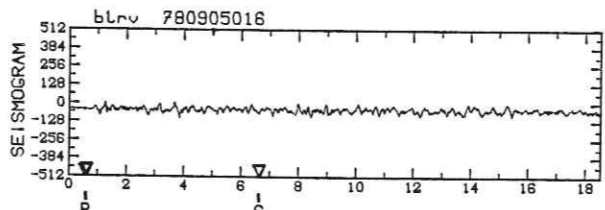
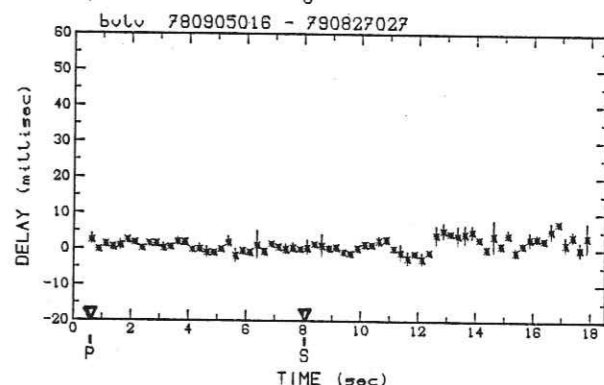
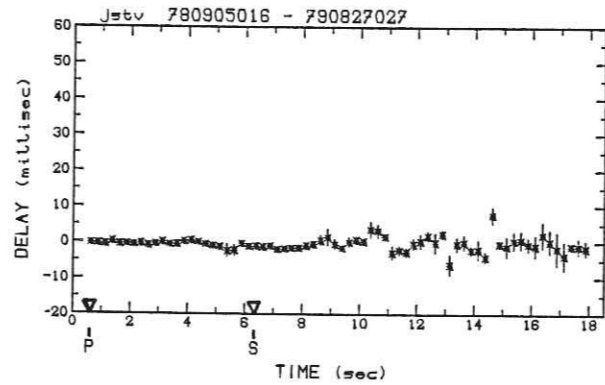
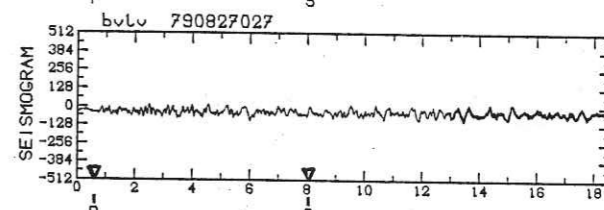
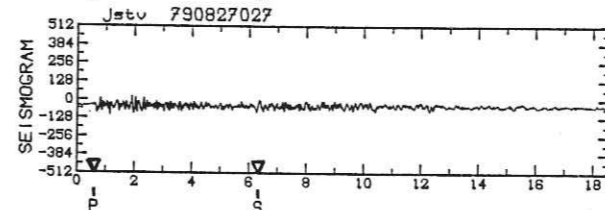
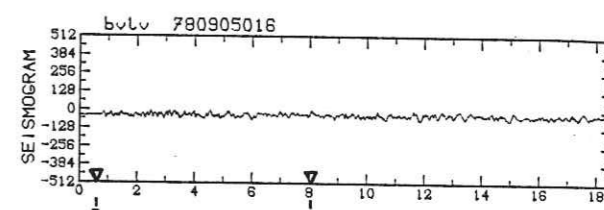
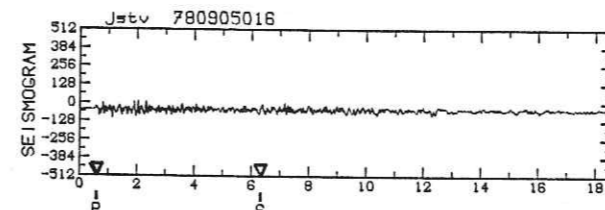


DOUBLET A867 (suite)

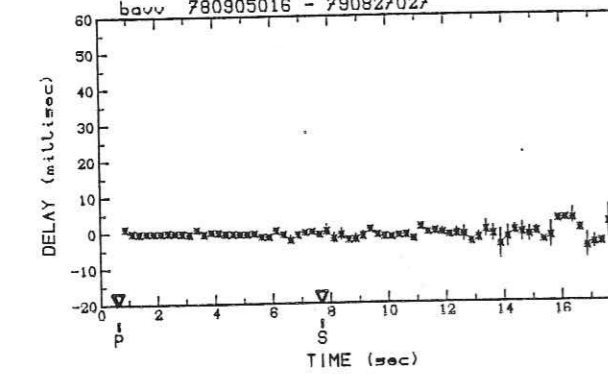
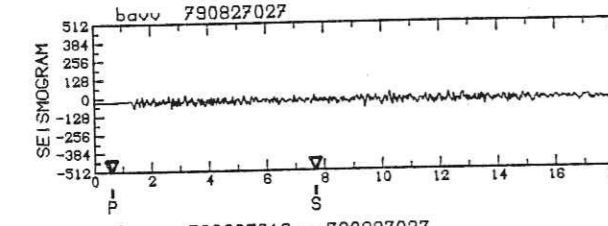
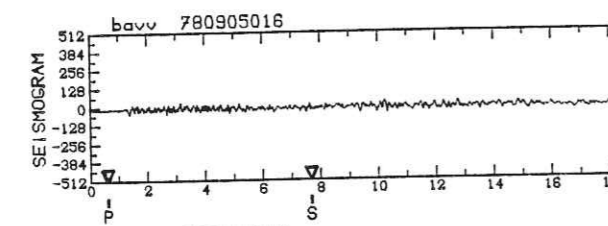
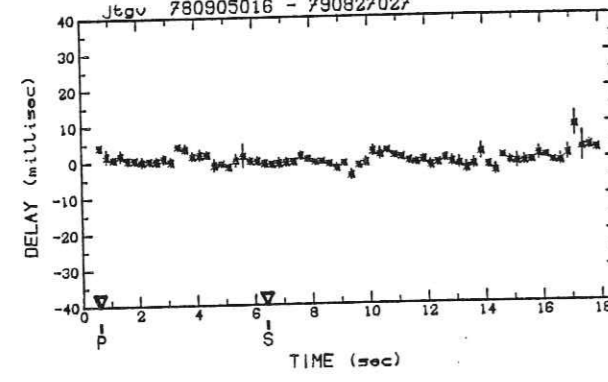
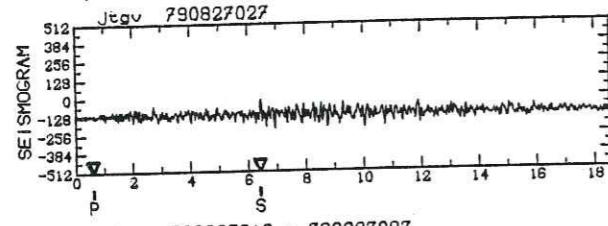
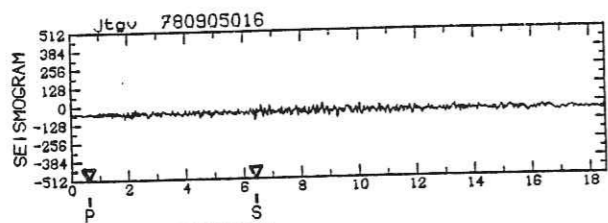
DOUBLET A867 (suite)



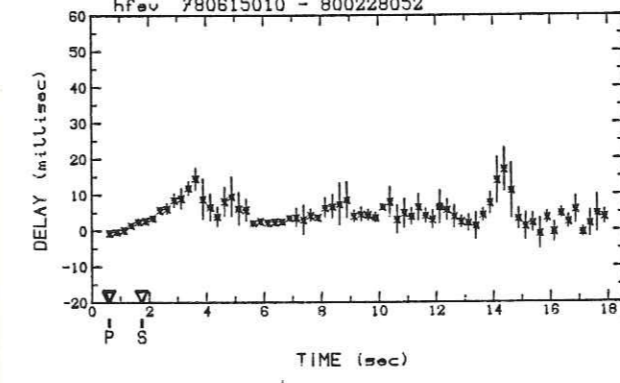
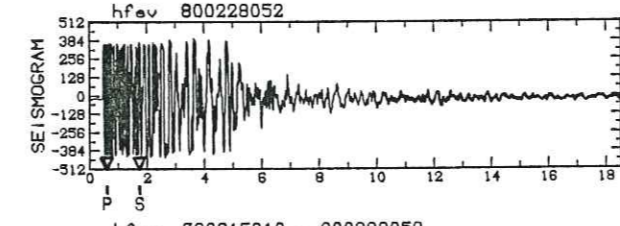
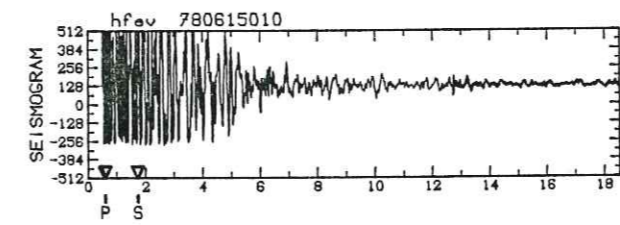
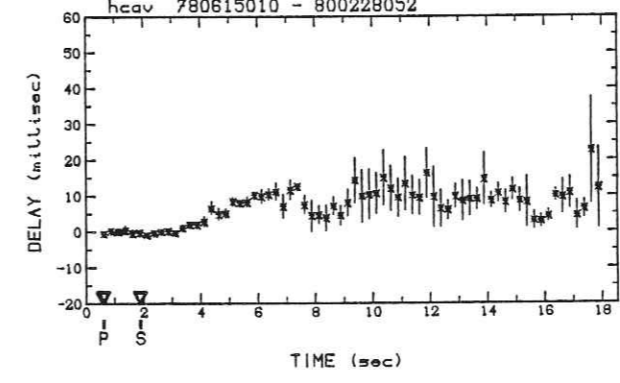
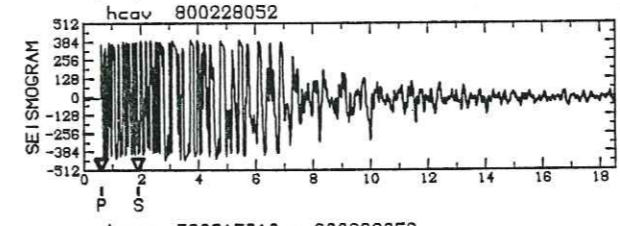
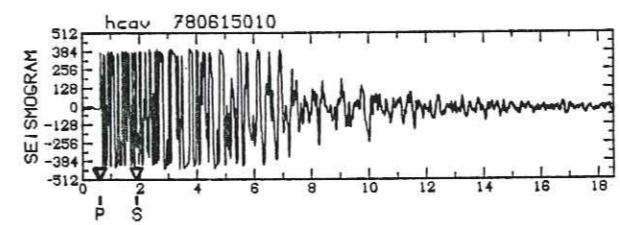
DOUBLET A867 (suite)



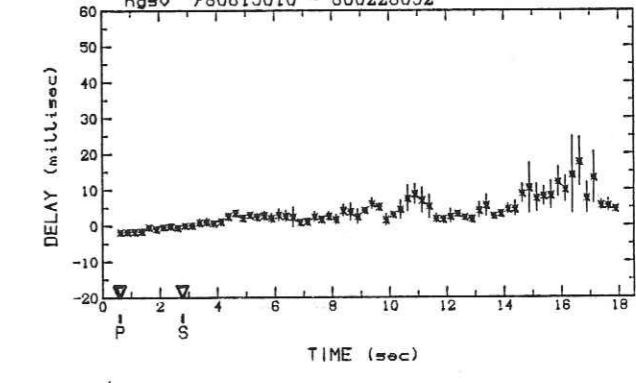
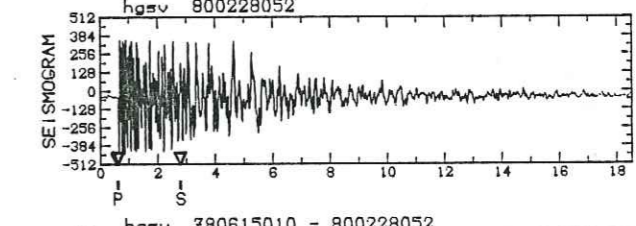
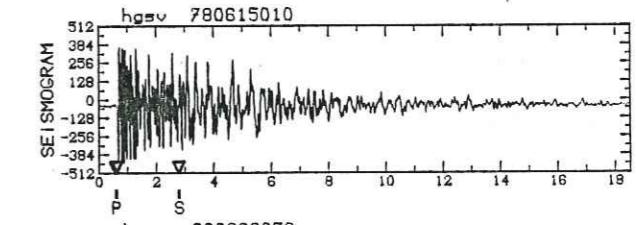
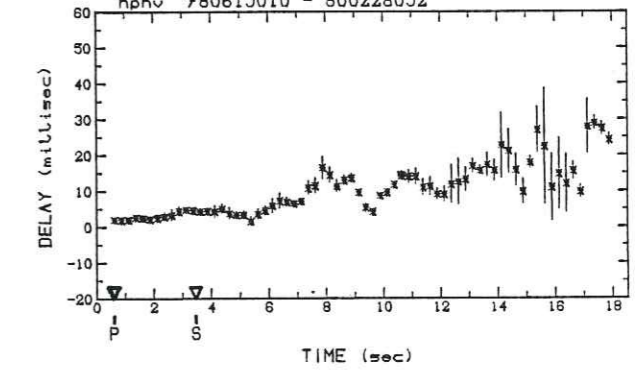
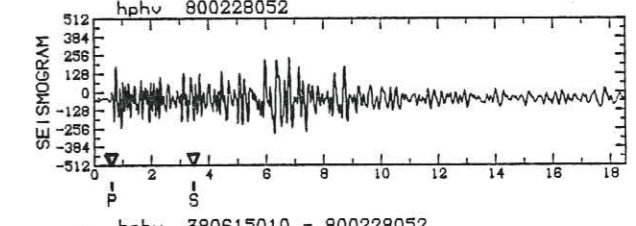
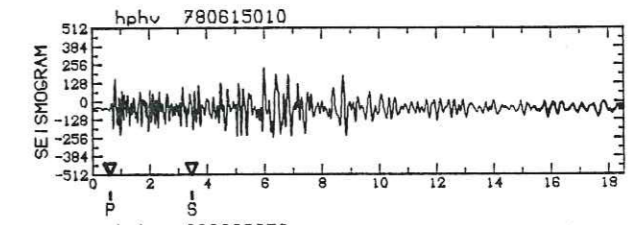
DOUBLET A867 (suite)

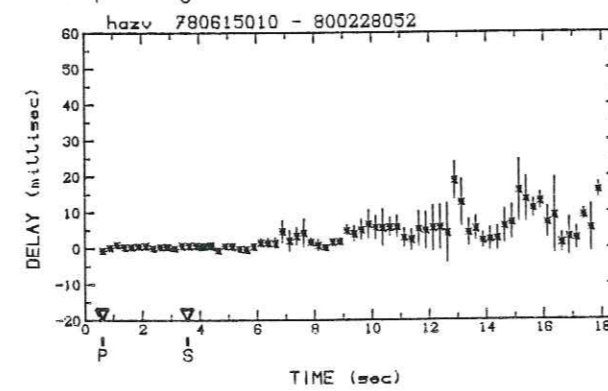
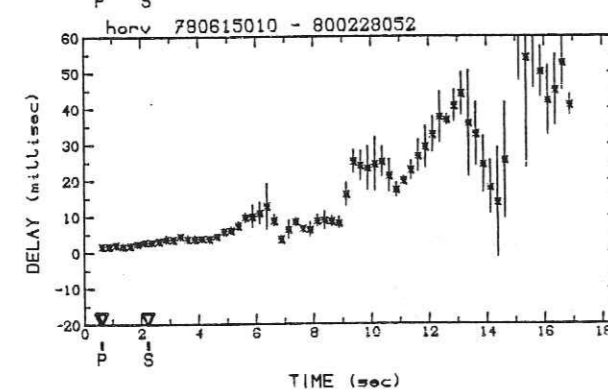
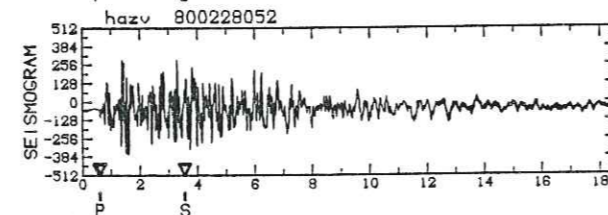
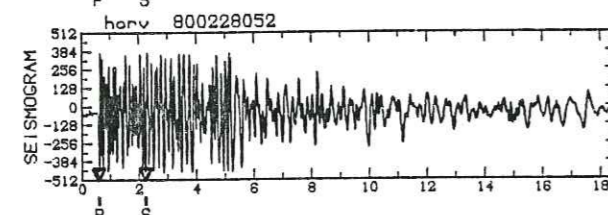
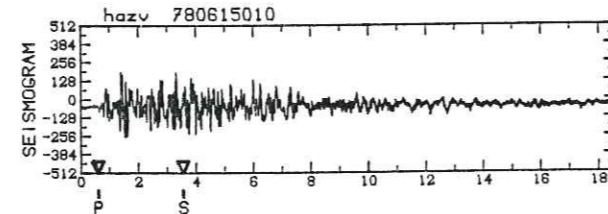
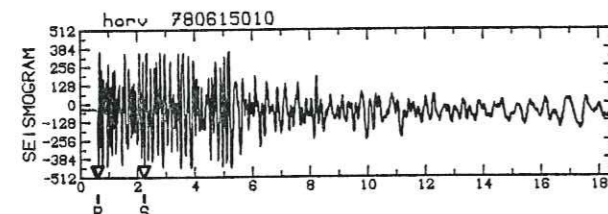
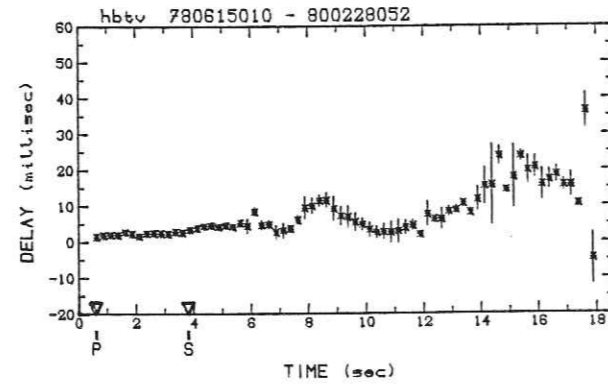
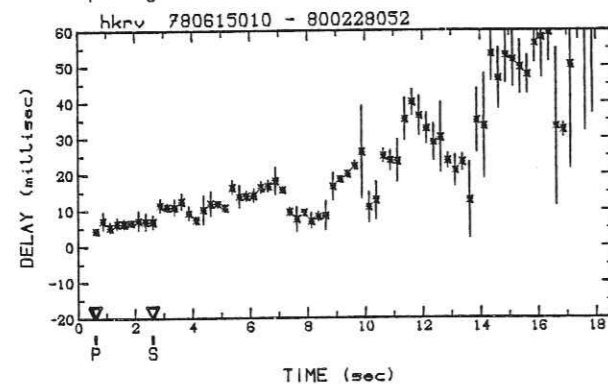
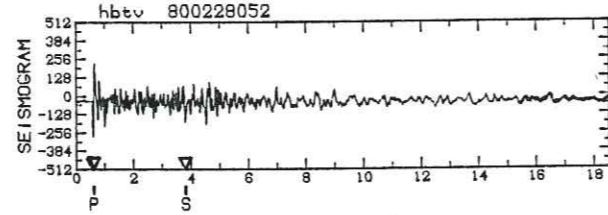
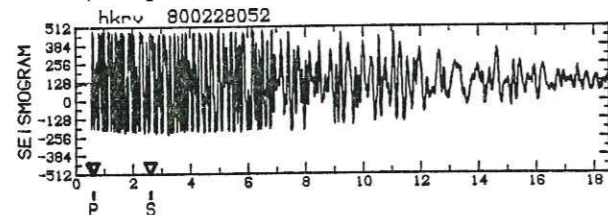
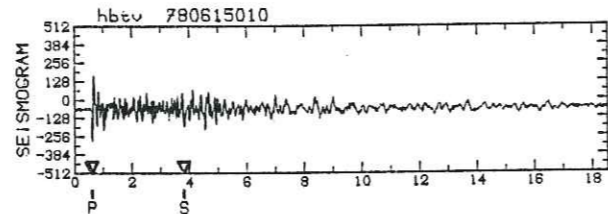
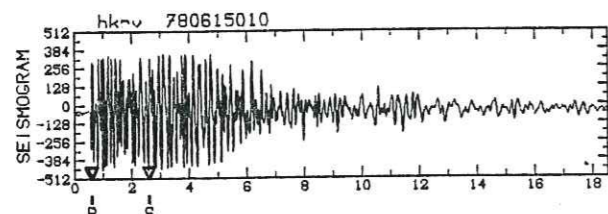


DOUBLET A867 (suite et fin)

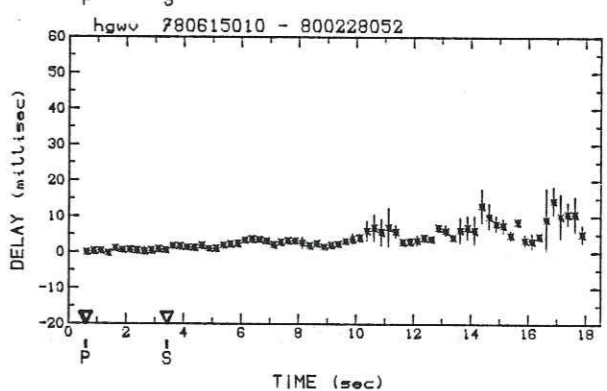
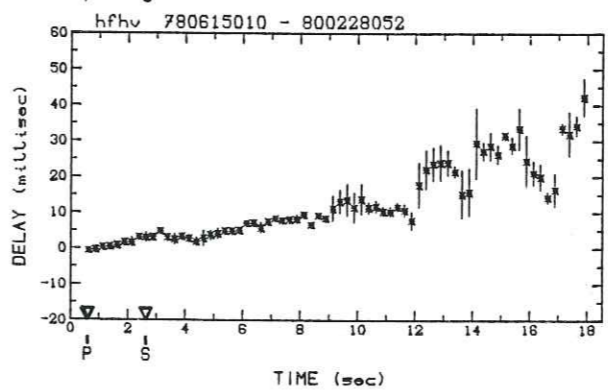
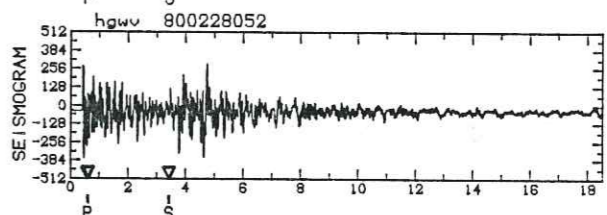
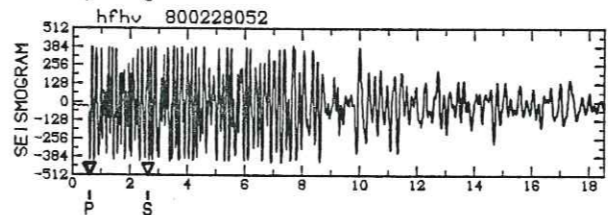
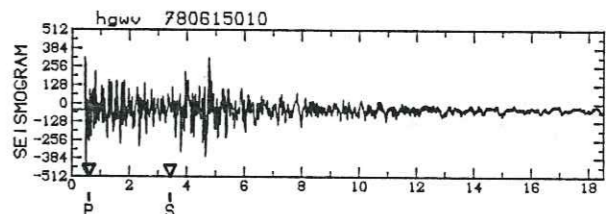
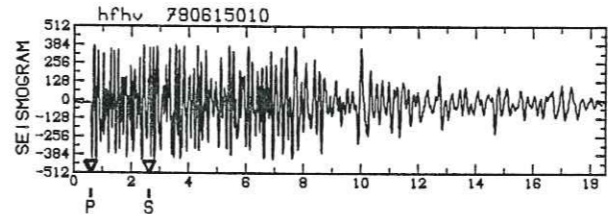
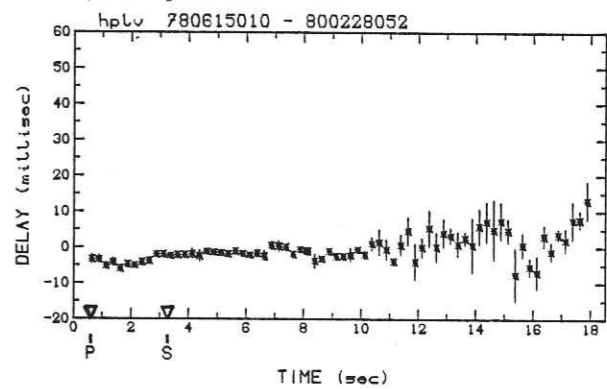
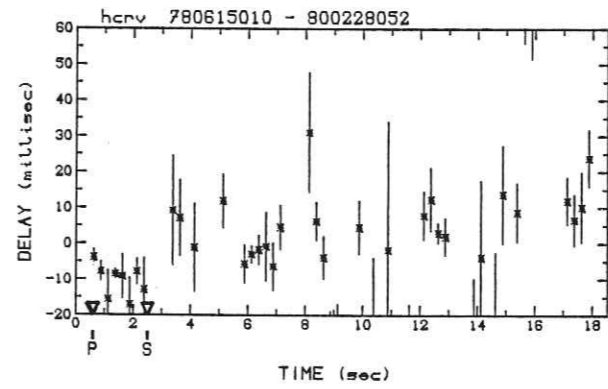
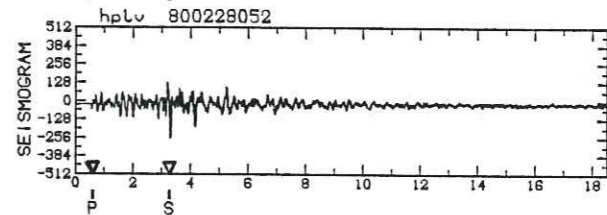
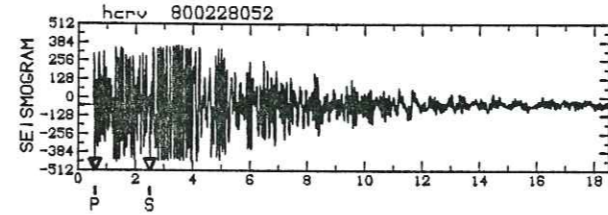
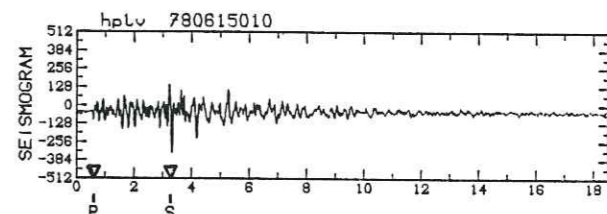
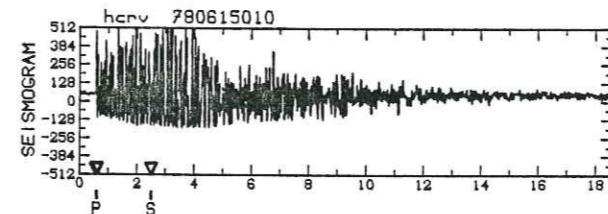


DOUBLET C2 (début)

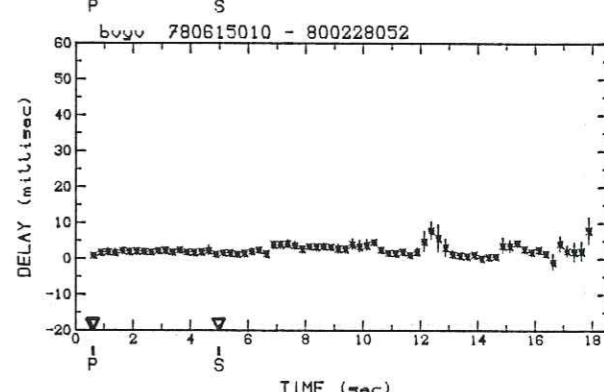
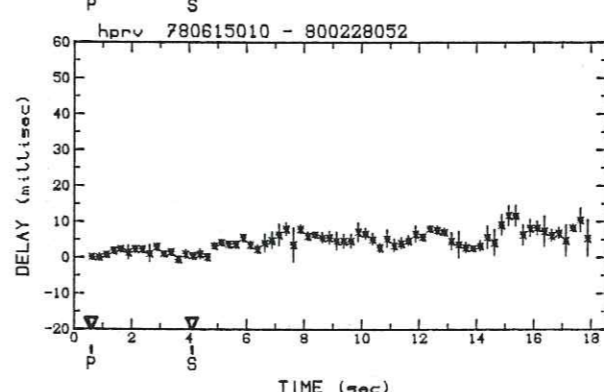
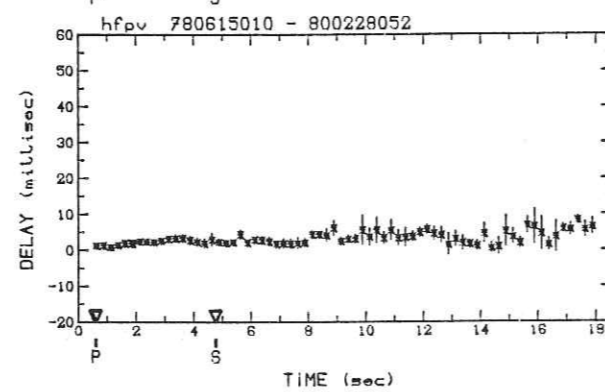
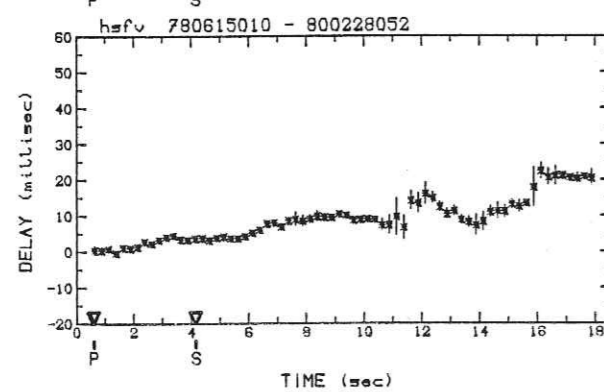
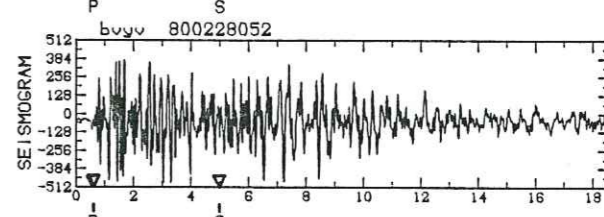
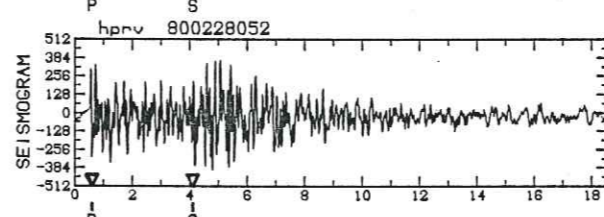
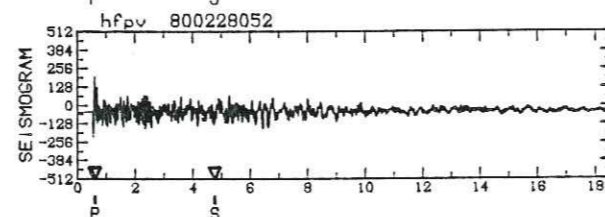
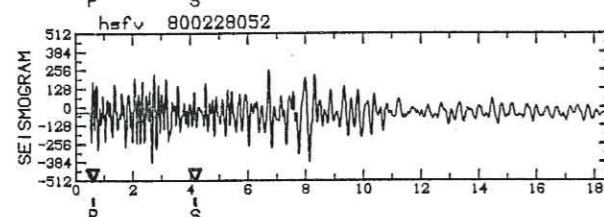
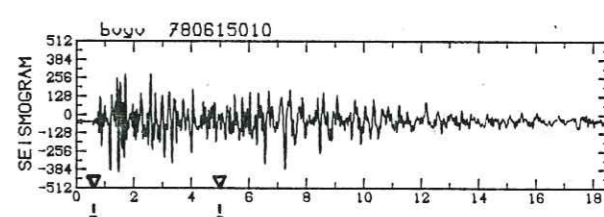
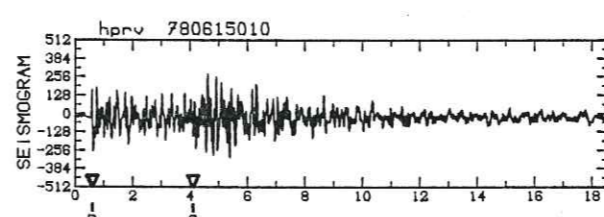
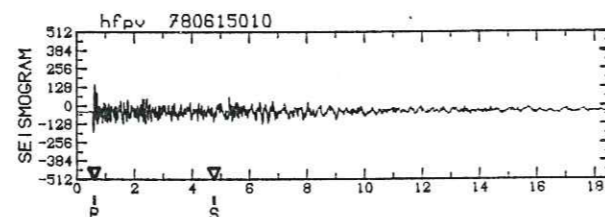
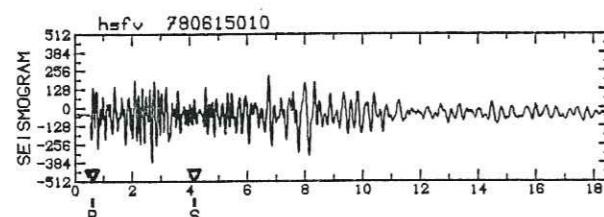
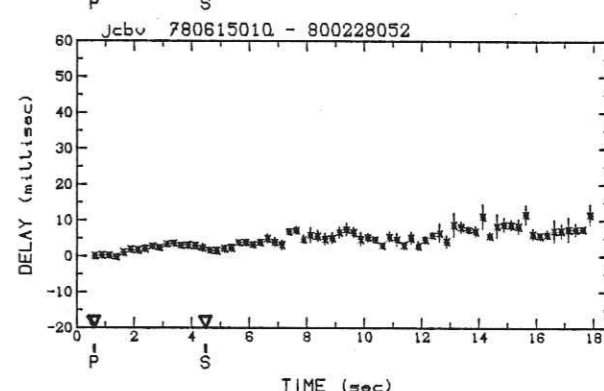
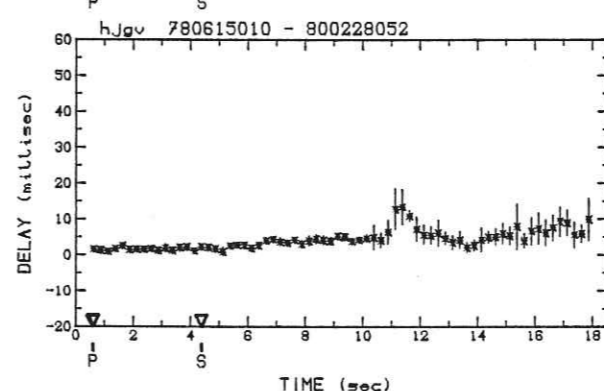
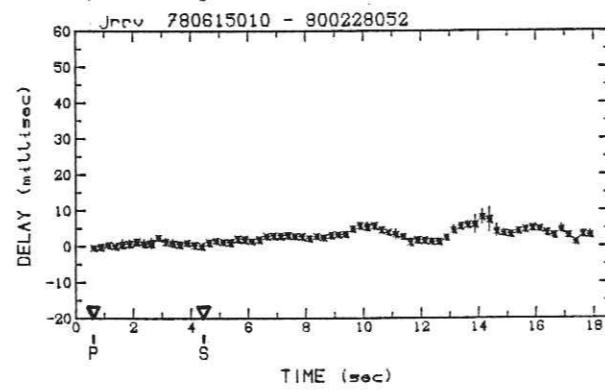
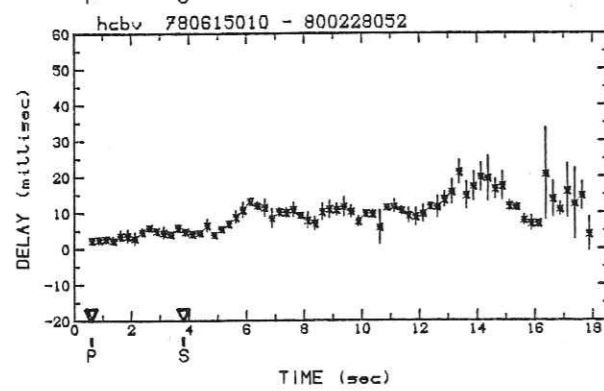
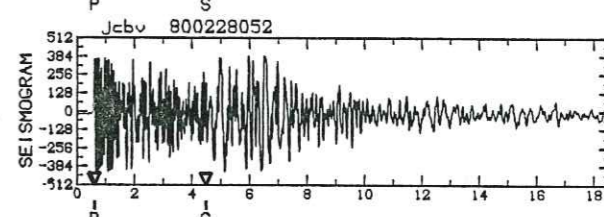
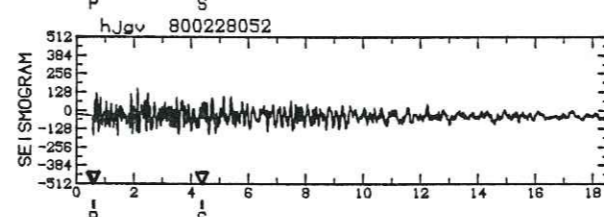
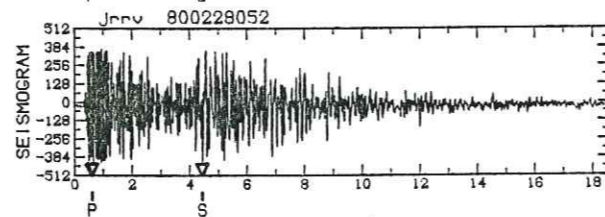
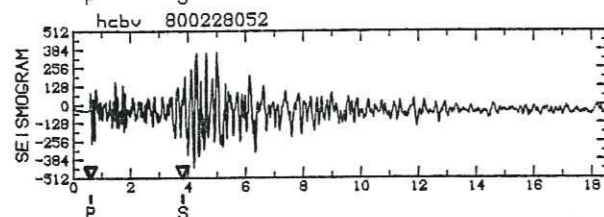
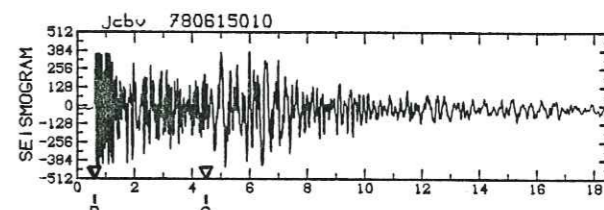
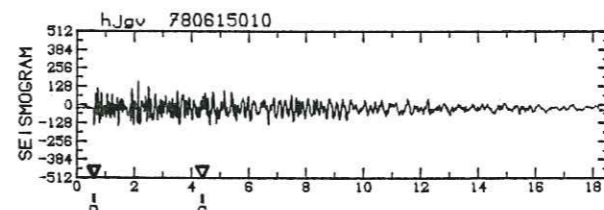
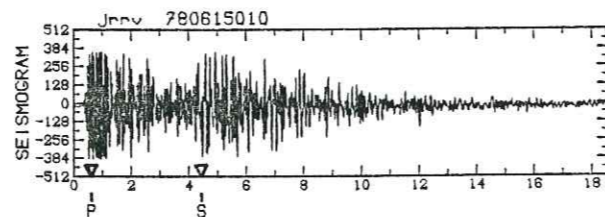
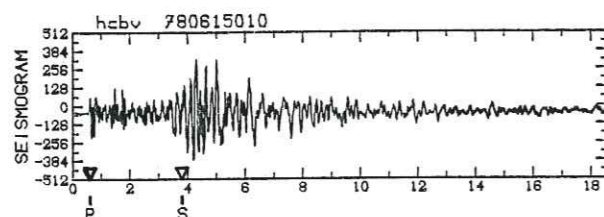




DOUBLET C2 (suite)

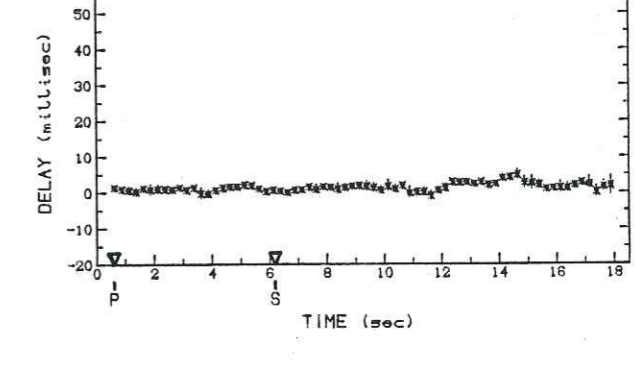
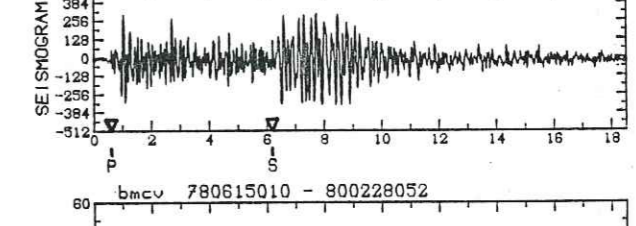
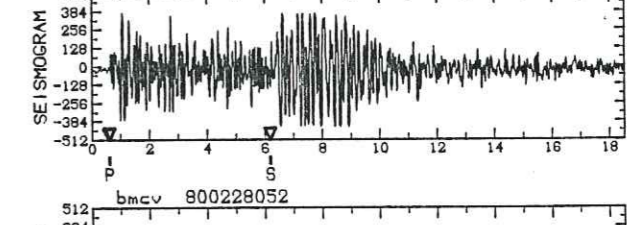
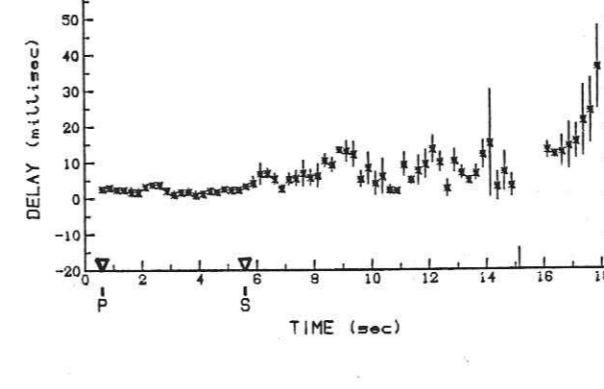
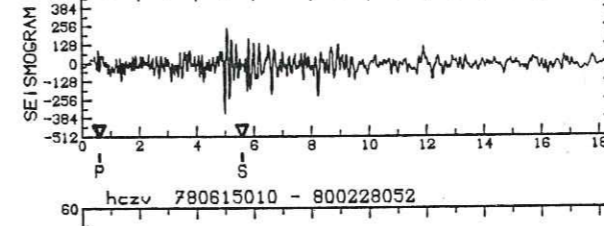
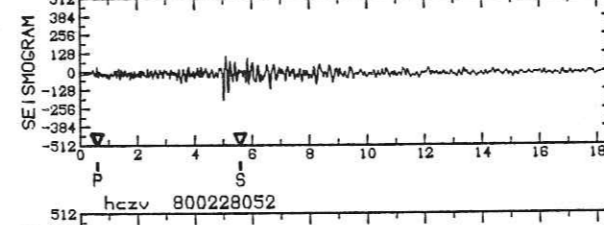
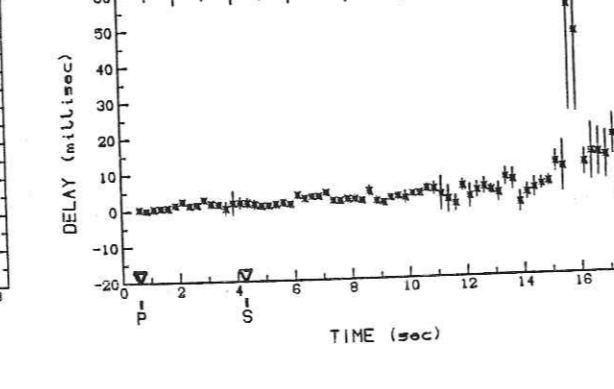
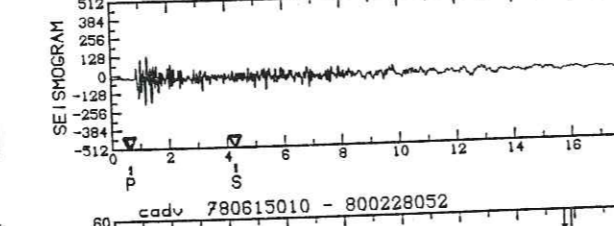
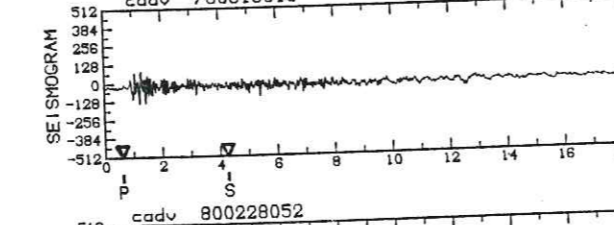
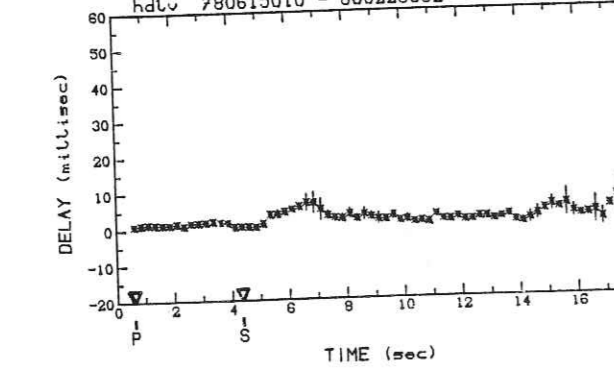
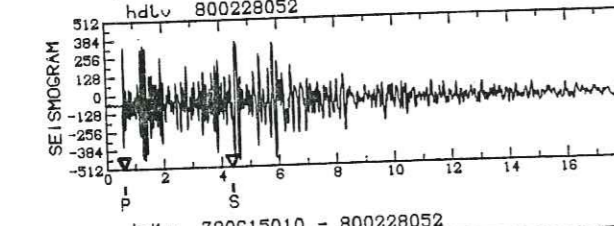
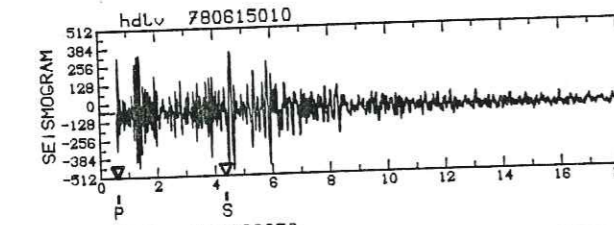
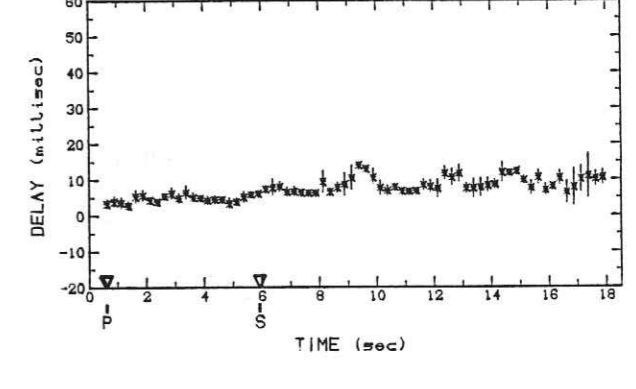
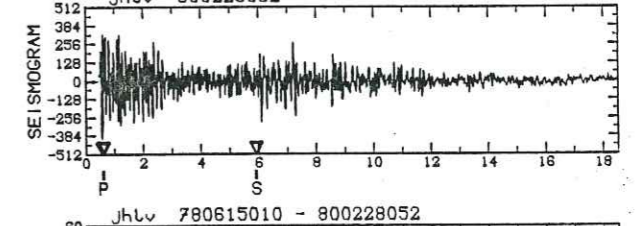
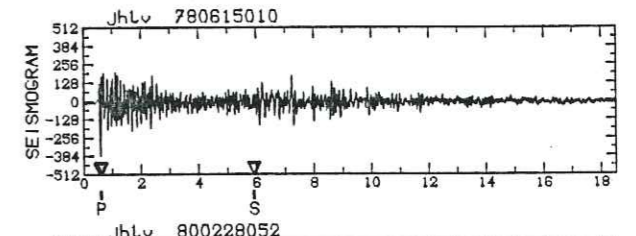
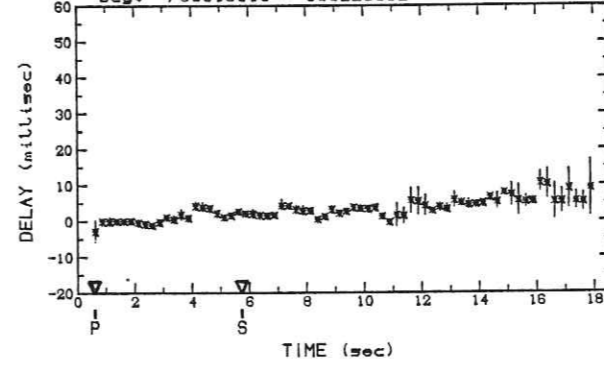
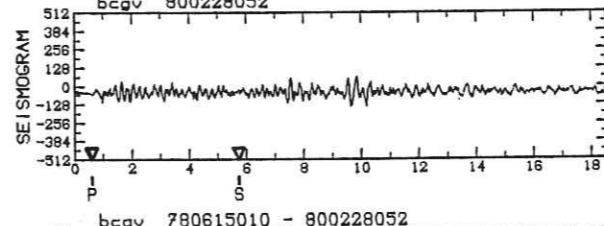
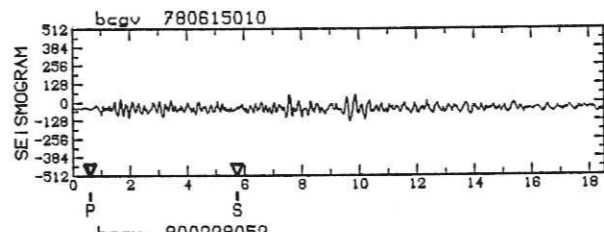
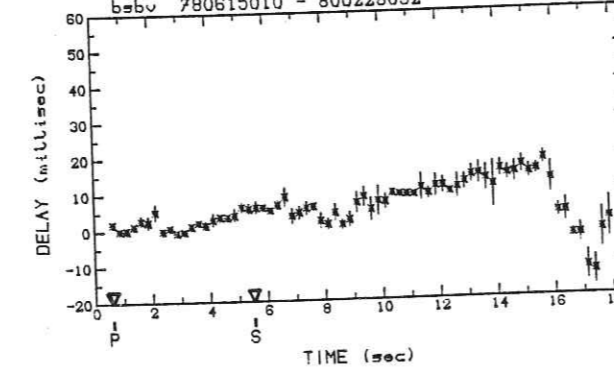
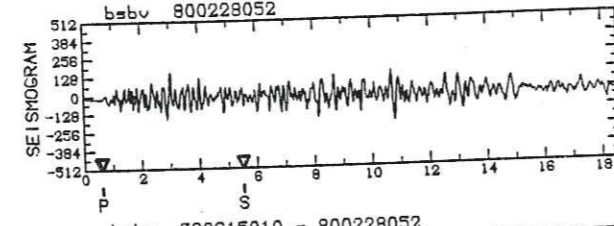
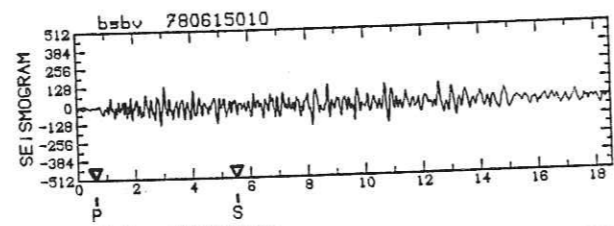
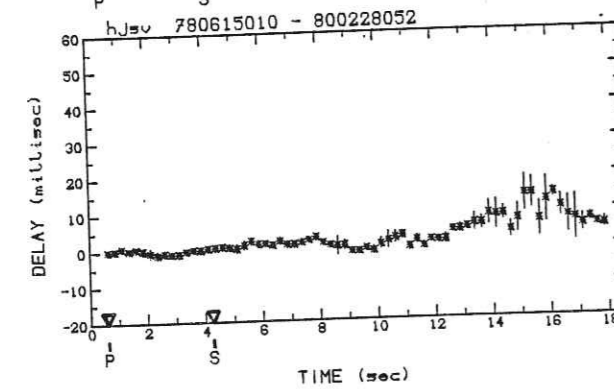
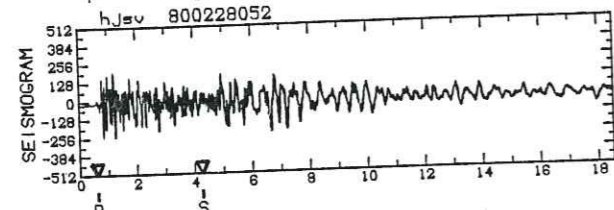
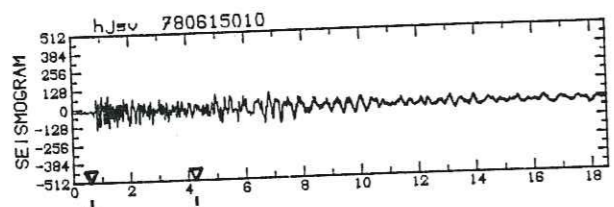


DOUBLET C2 (suite)



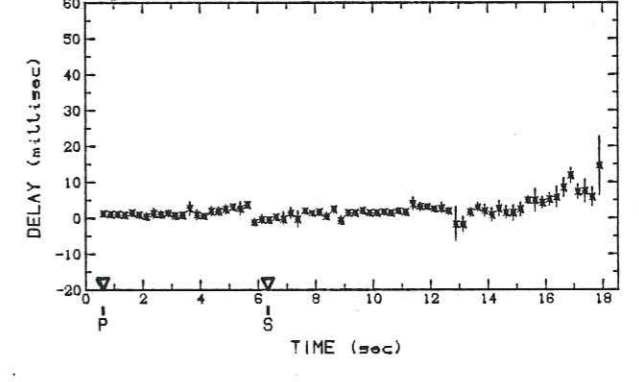
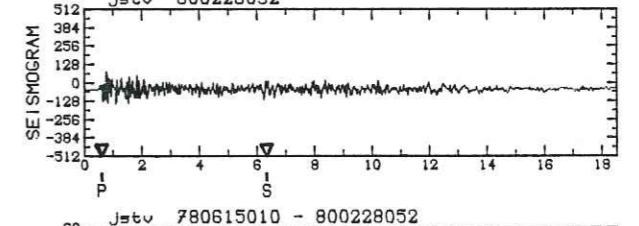
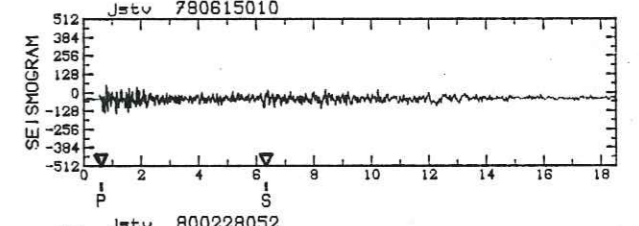
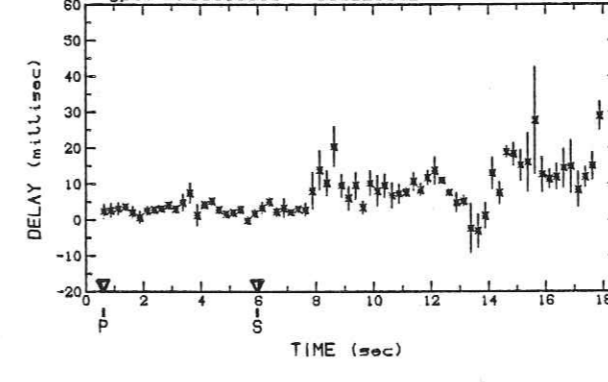
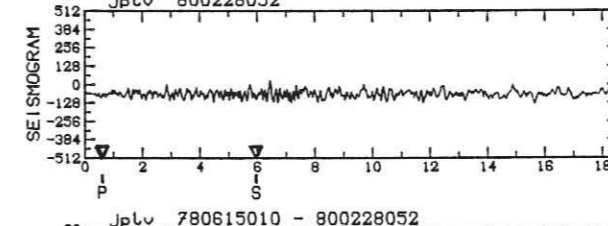
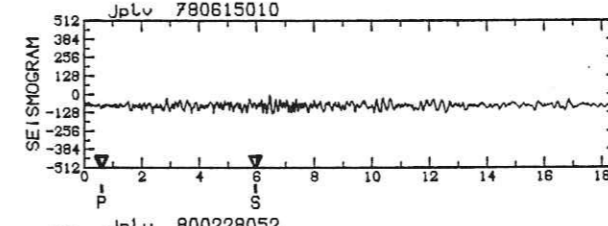
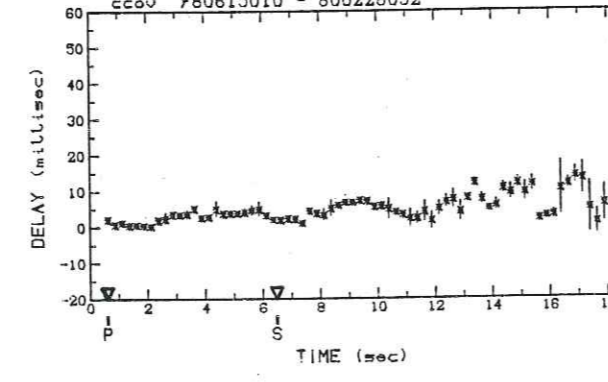
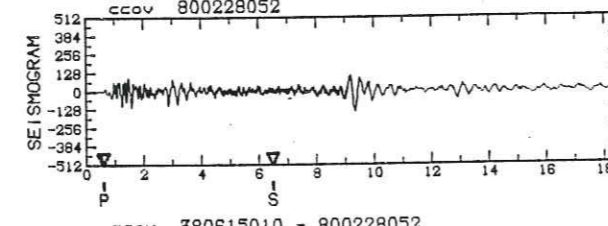
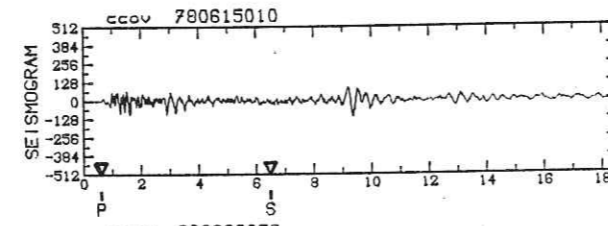
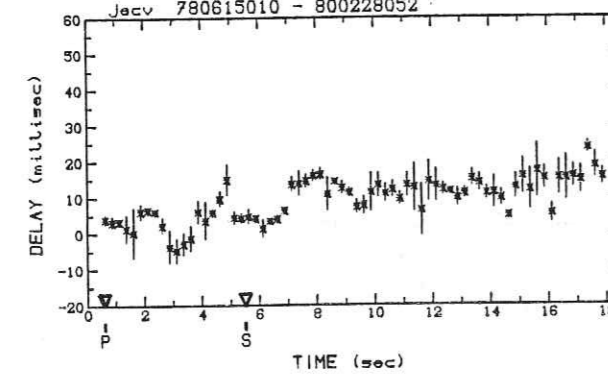
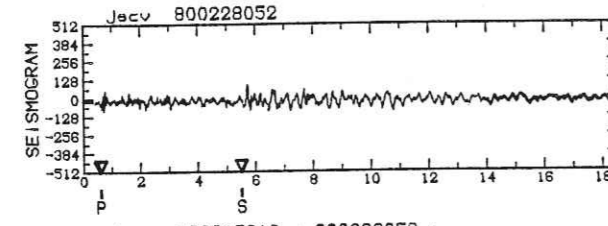
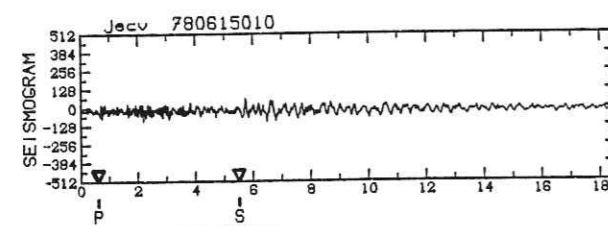
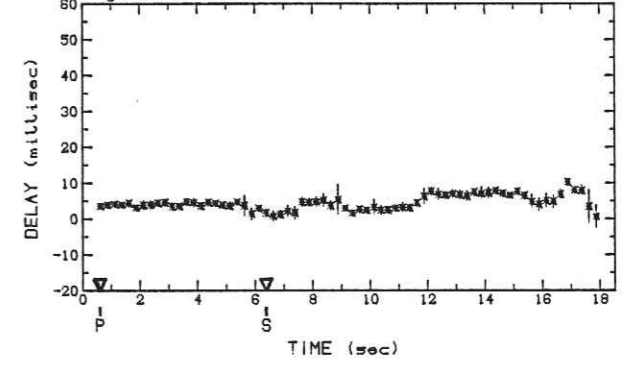
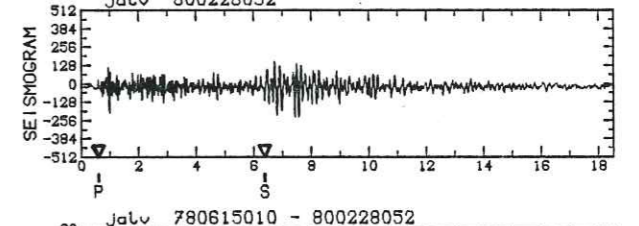
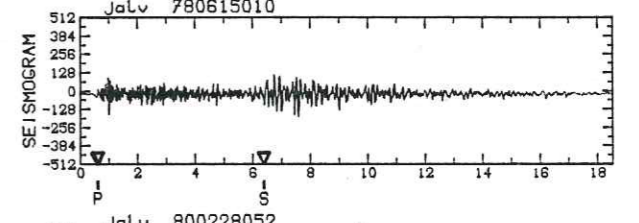
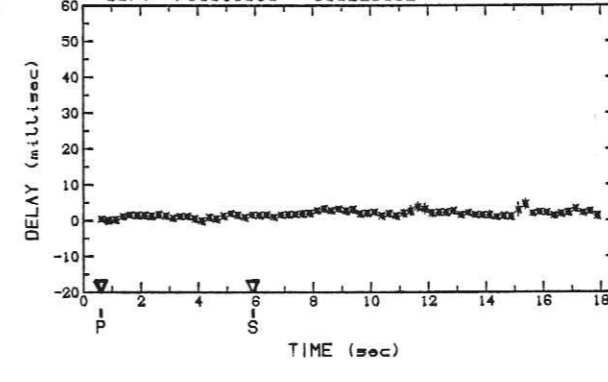
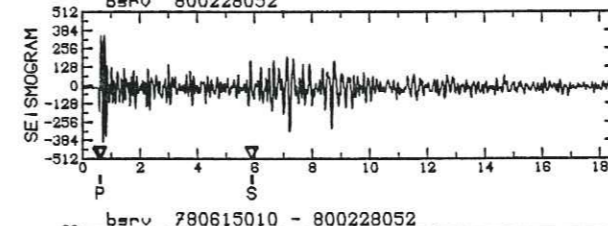
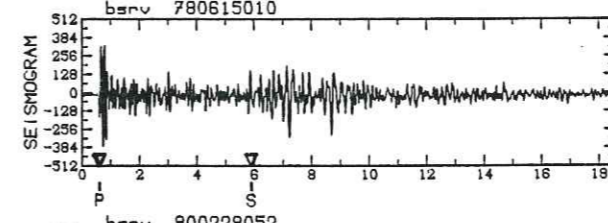
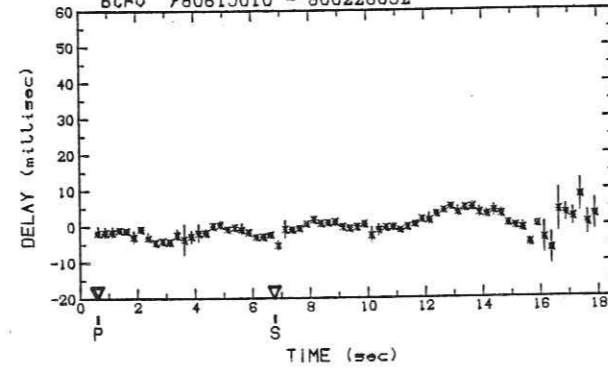
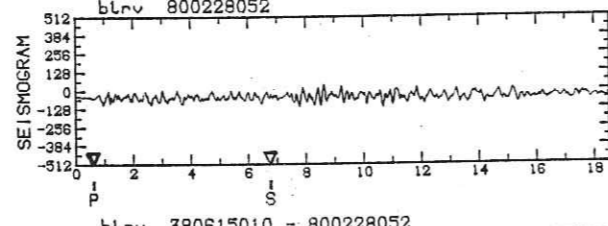
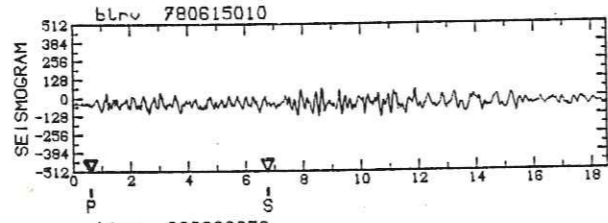
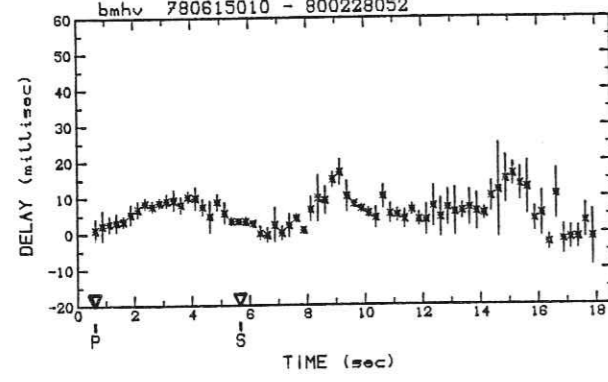
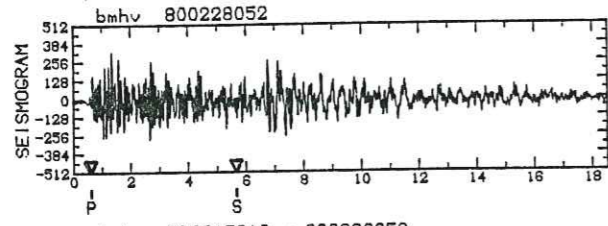
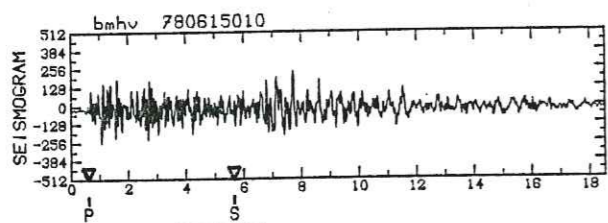
DOUBLET C2 (suite)

DOUBLET C2 (suite)



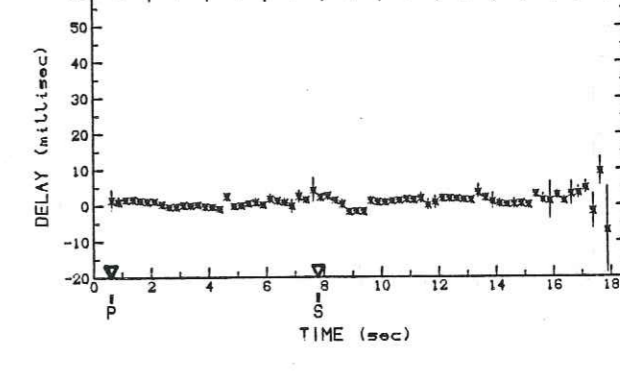
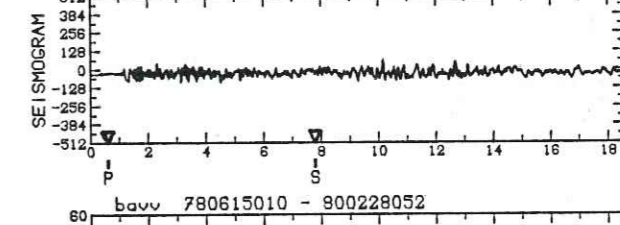
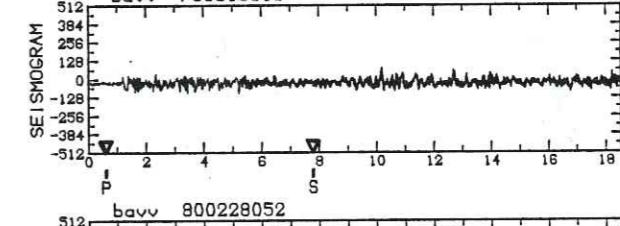
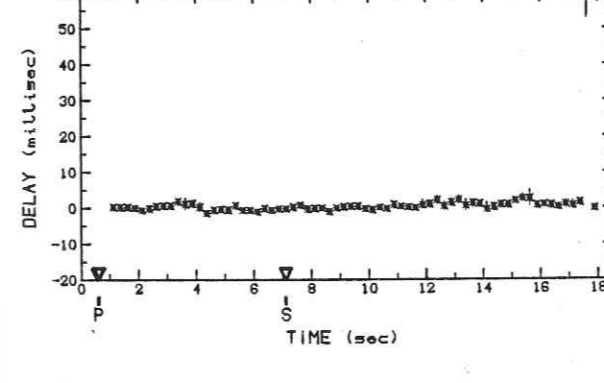
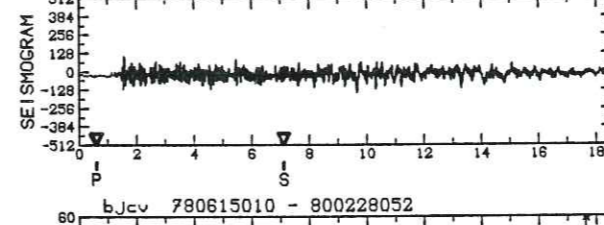
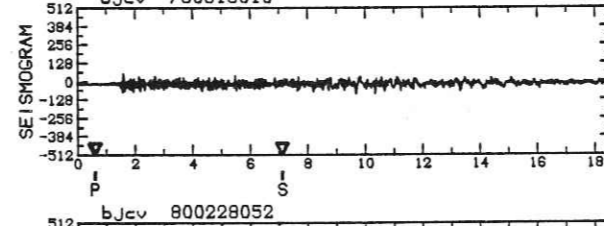
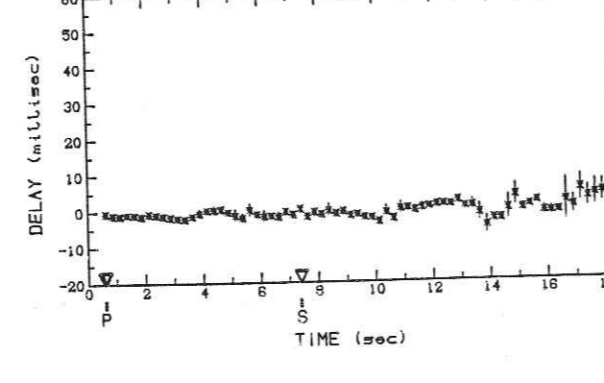
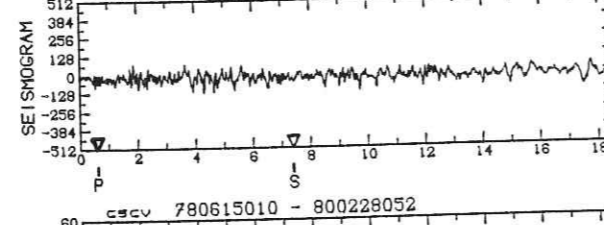
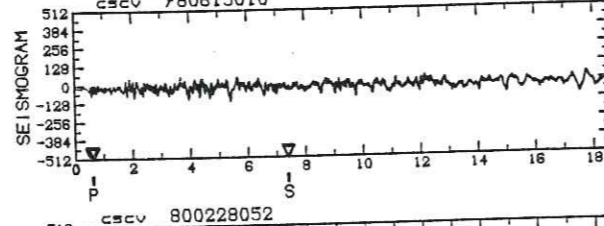
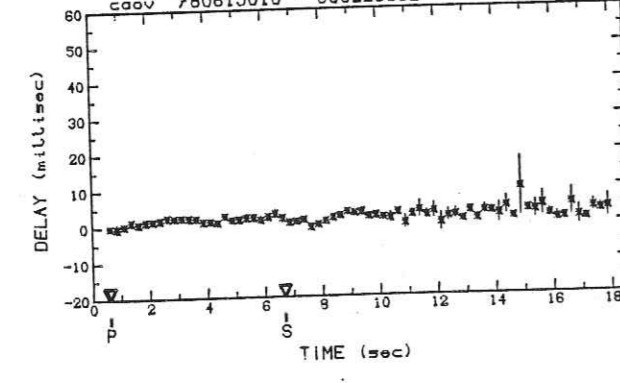
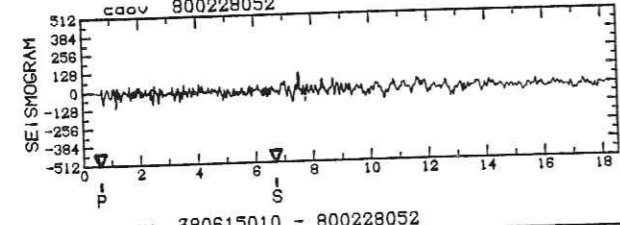
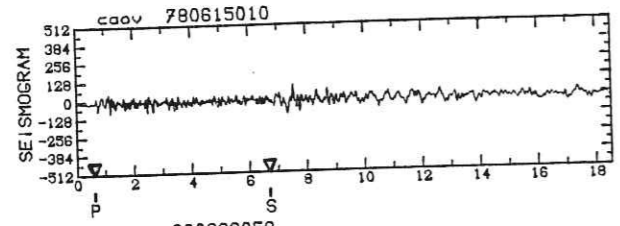
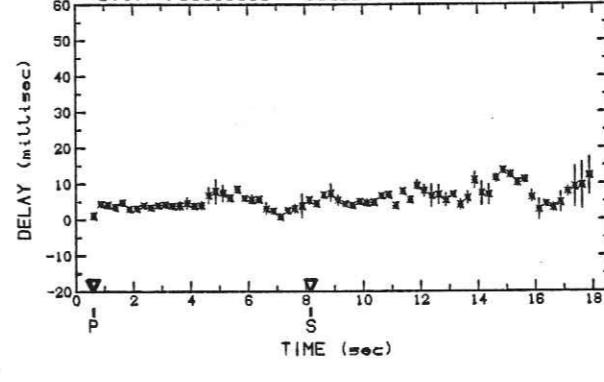
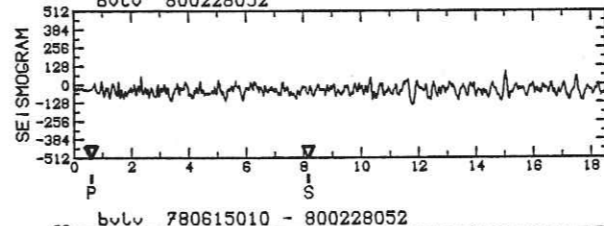
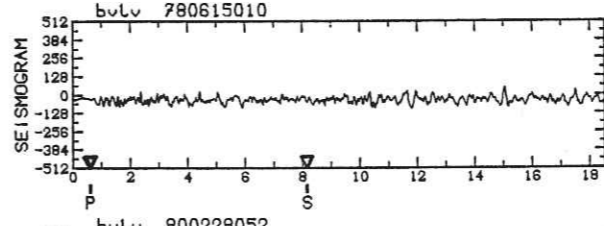
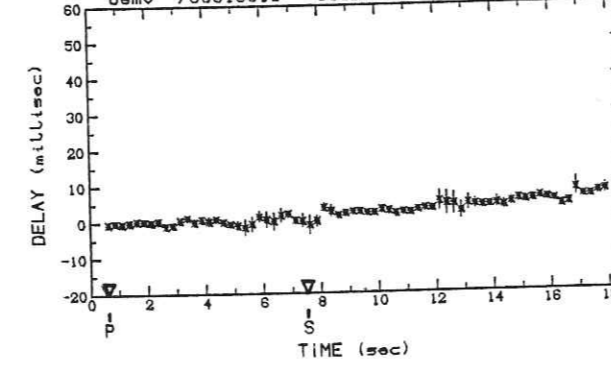
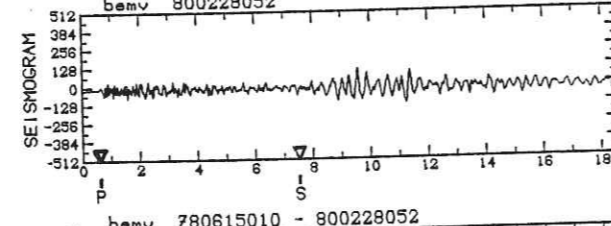
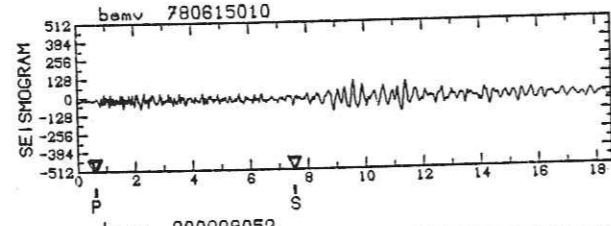
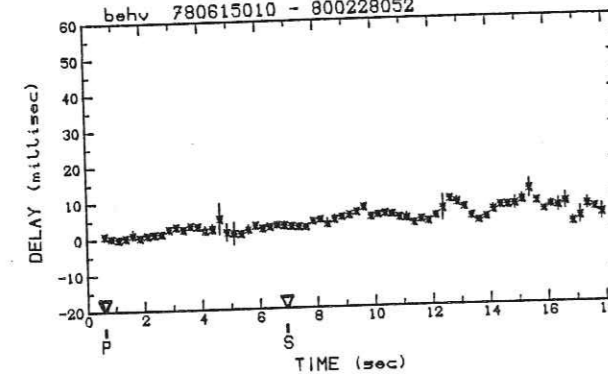
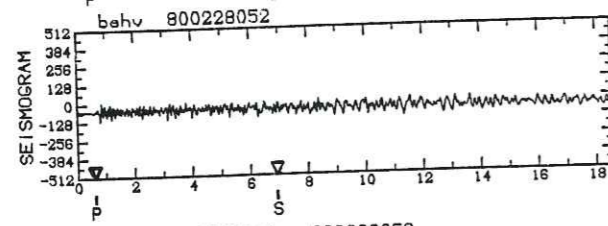
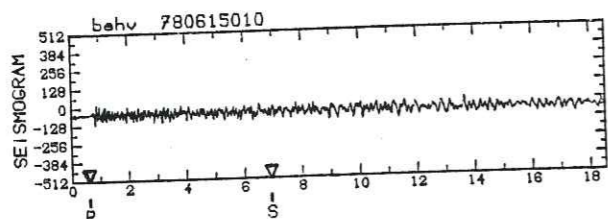
DOUBLET C2 (suite)

DOUBLET C2 (suite)



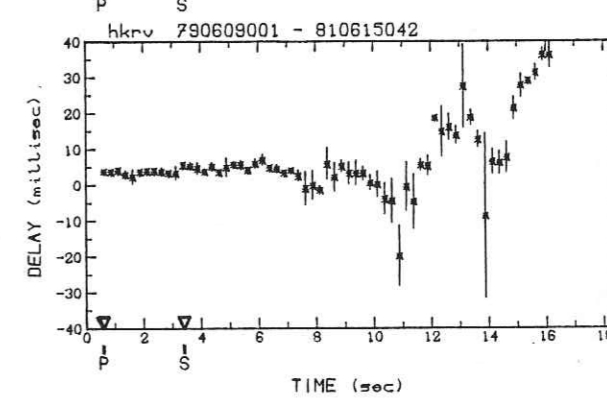
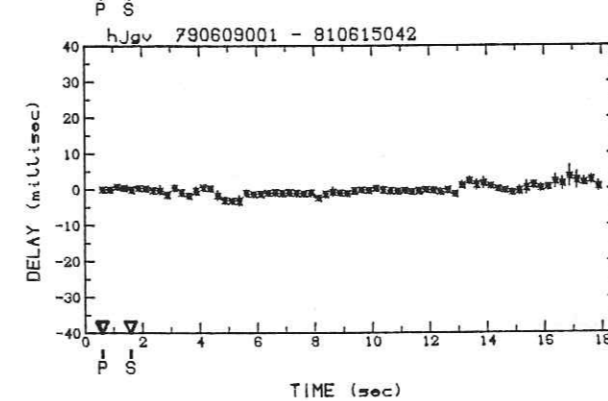
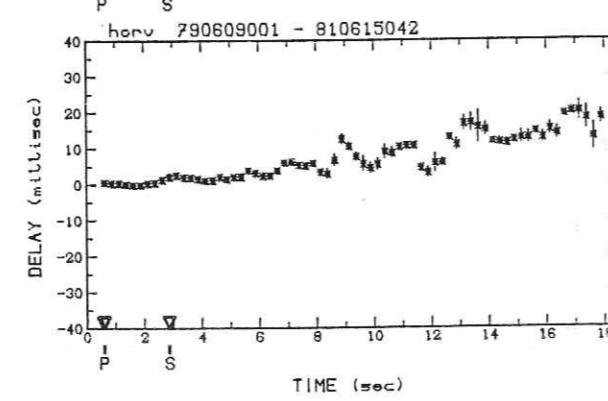
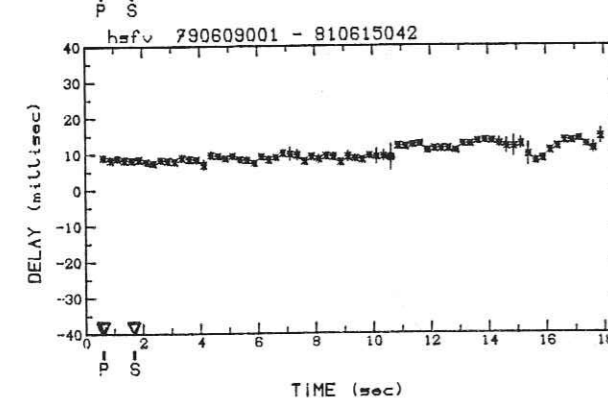
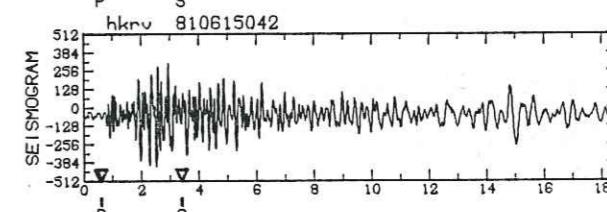
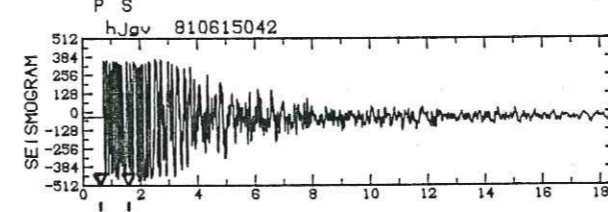
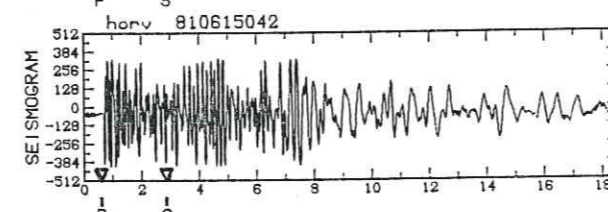
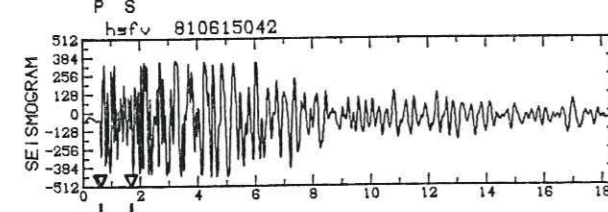
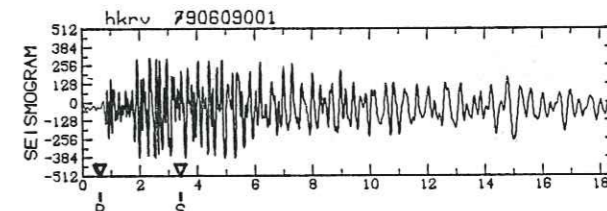
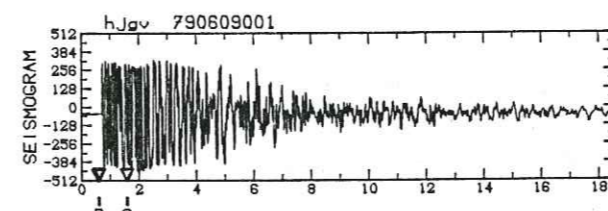
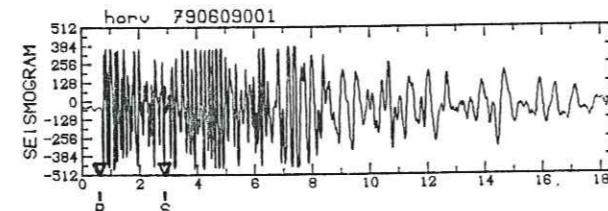
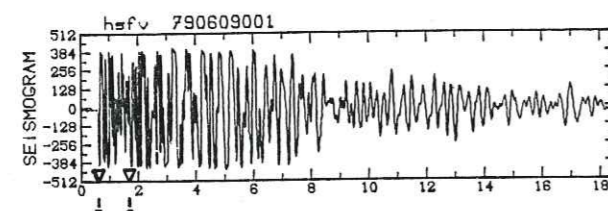
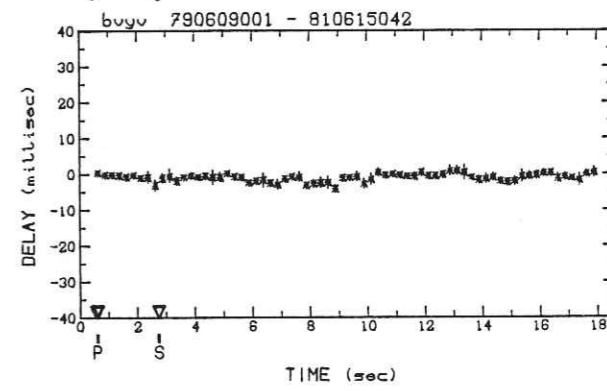
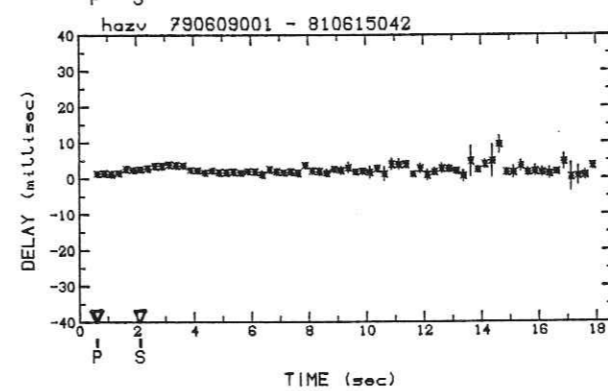
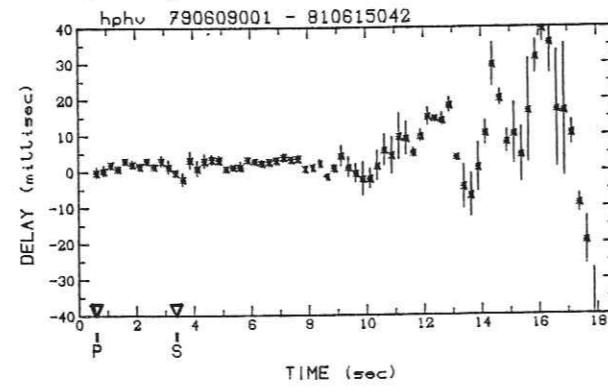
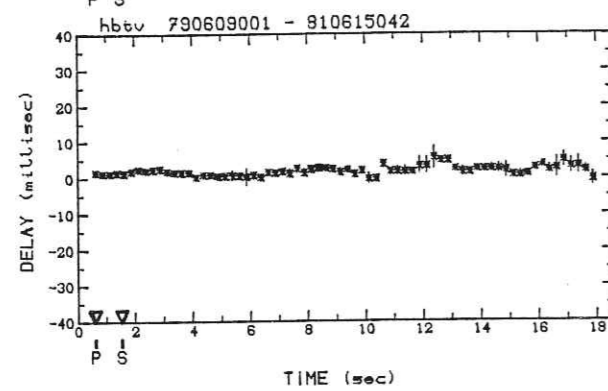
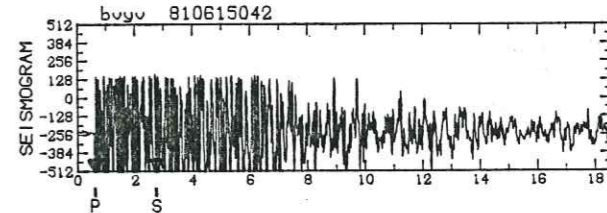
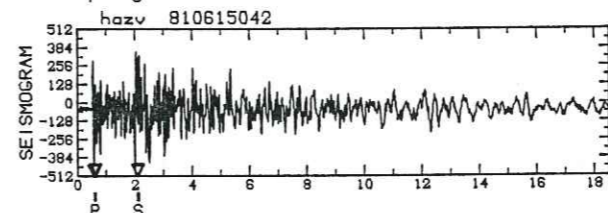
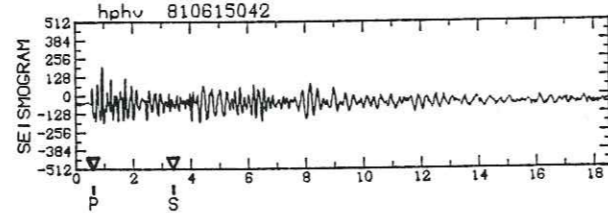
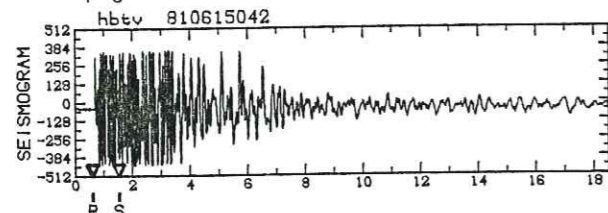
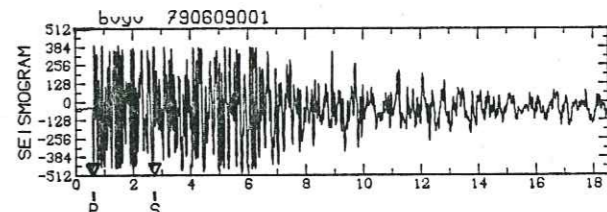
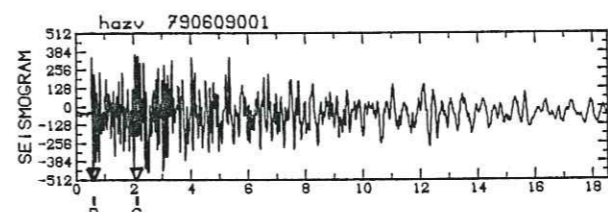
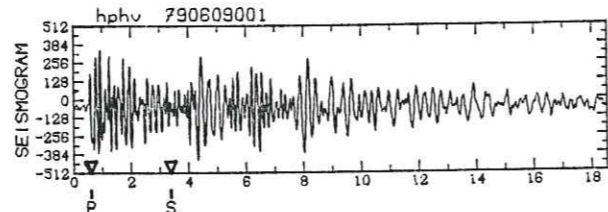
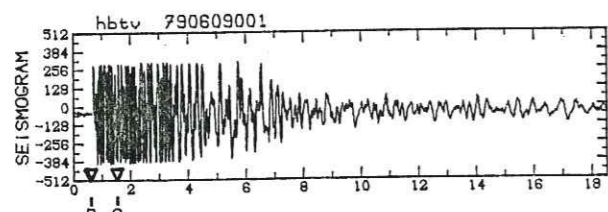
DOUBLET C2 (suite)

DOUBLET C2 (suite)



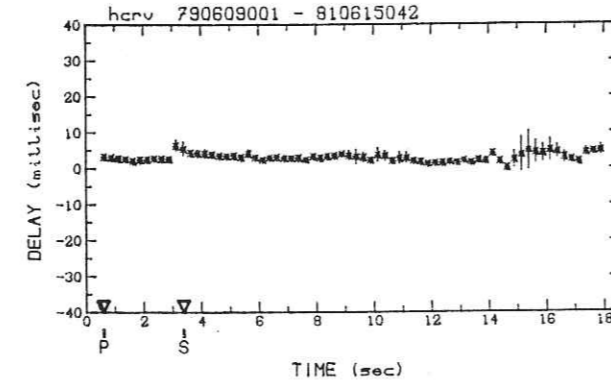
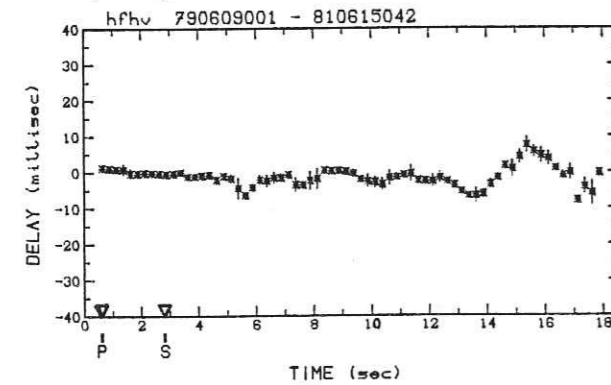
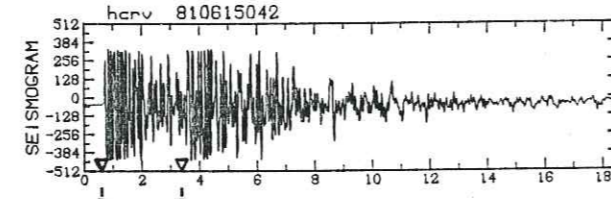
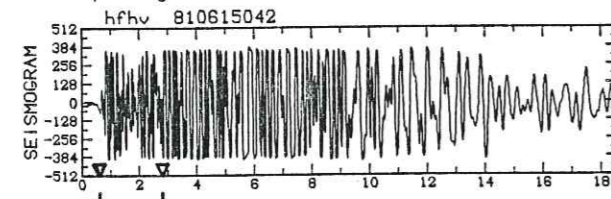
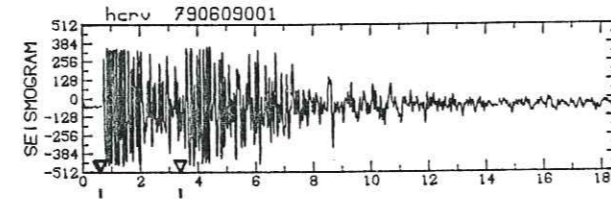
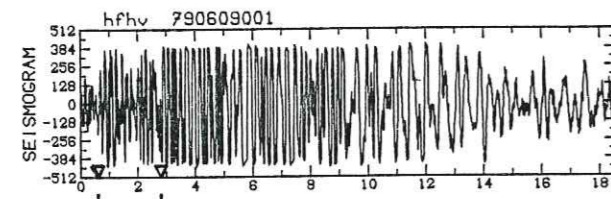
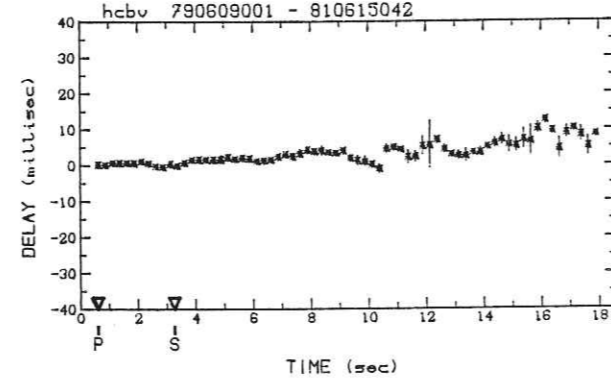
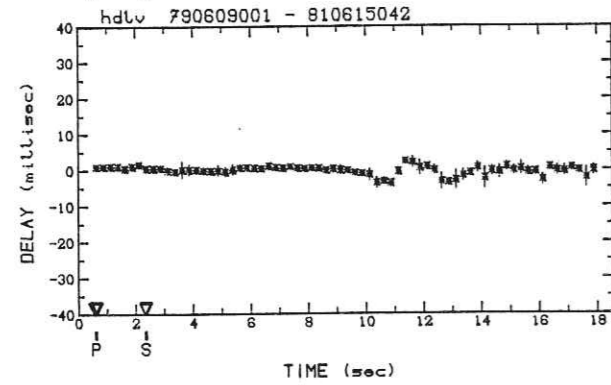
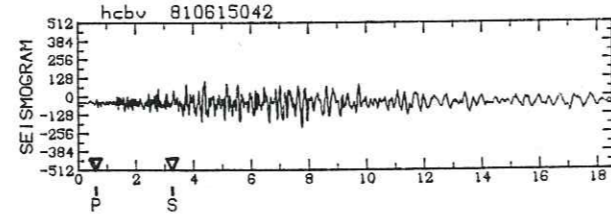
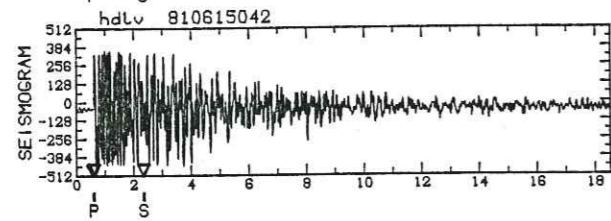
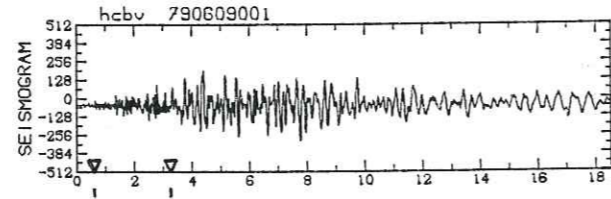
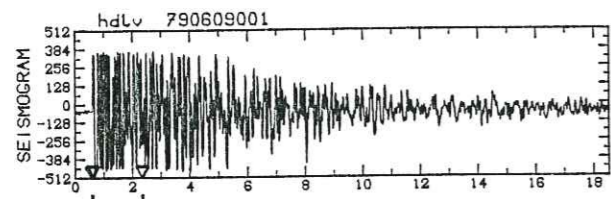
DOUBLET C2 (suite)

DOUBLET C2 (suite et fin)

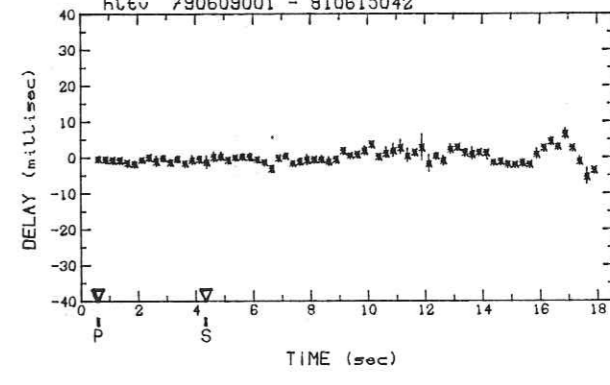
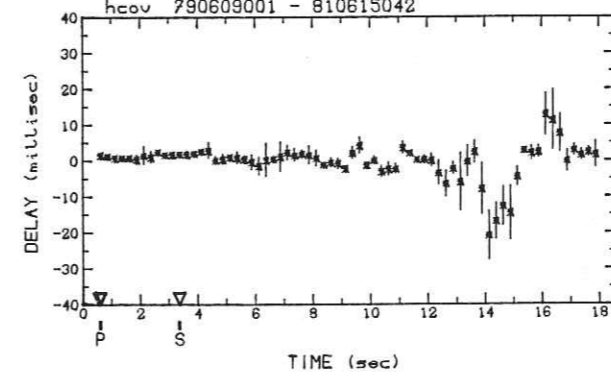
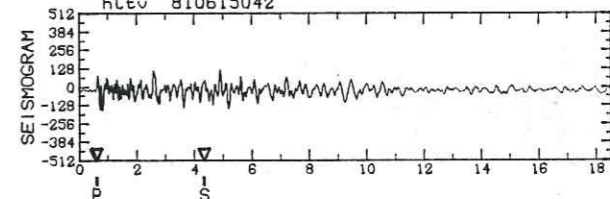
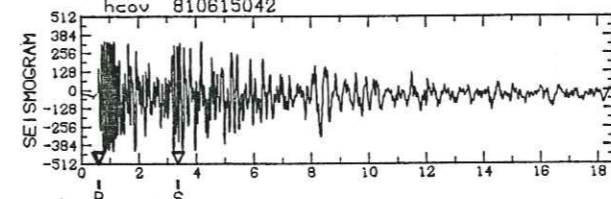
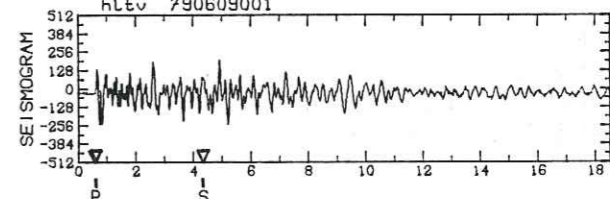
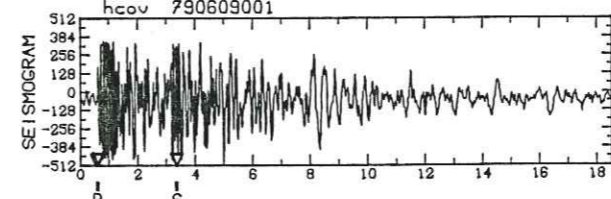
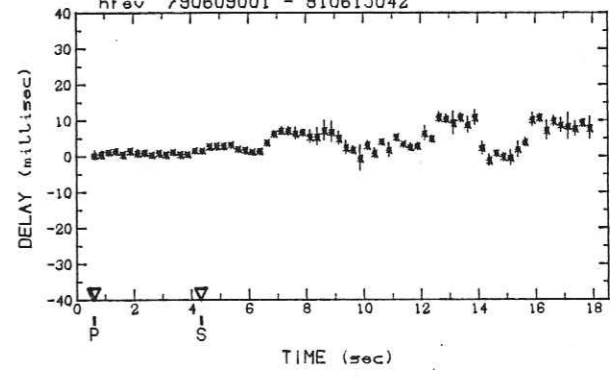
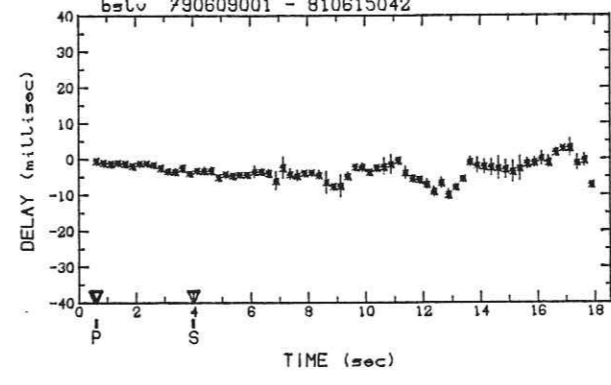
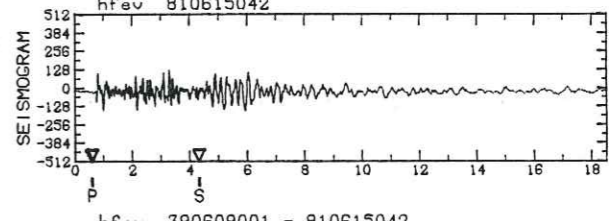
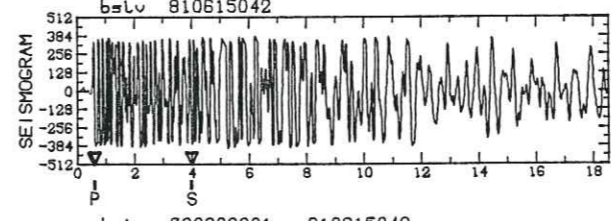
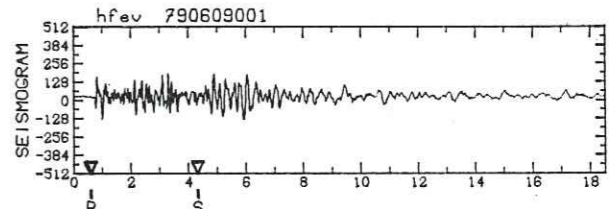
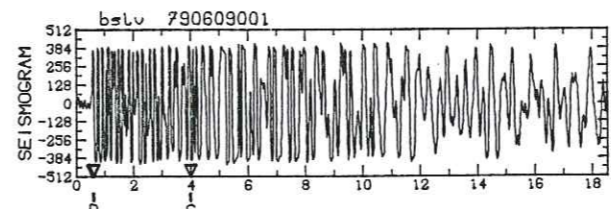


DOUBLET S4 (début)

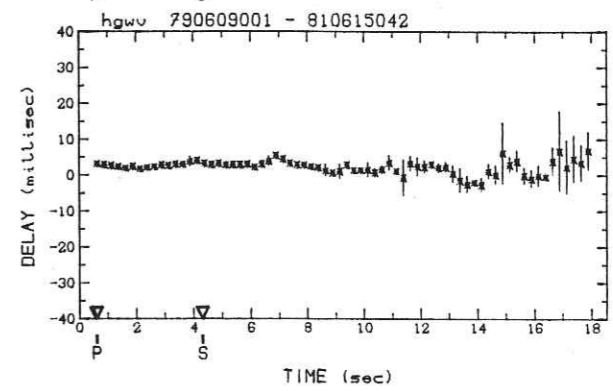
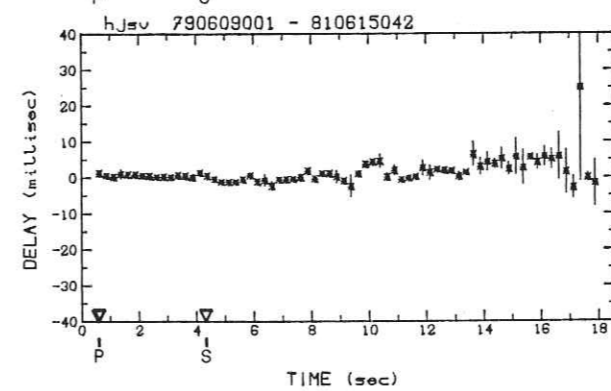
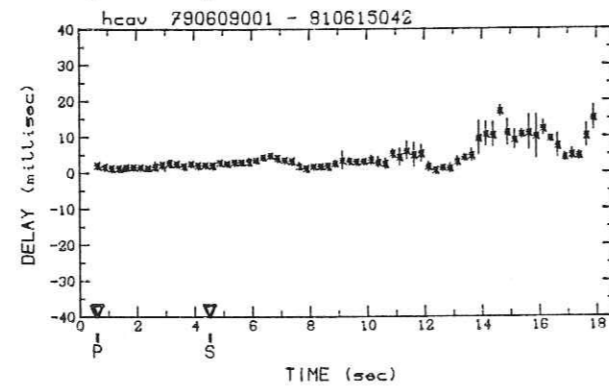
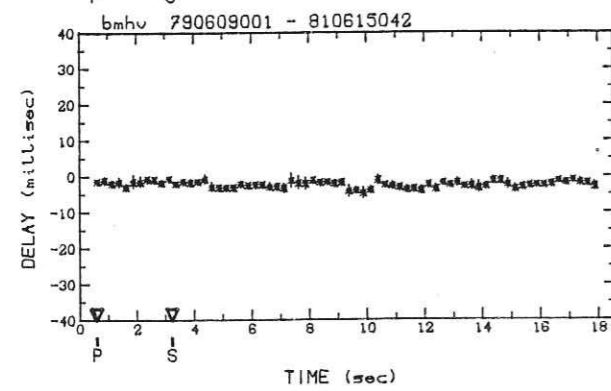
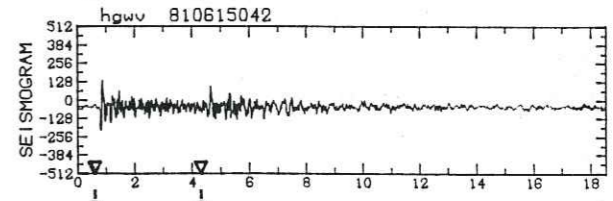
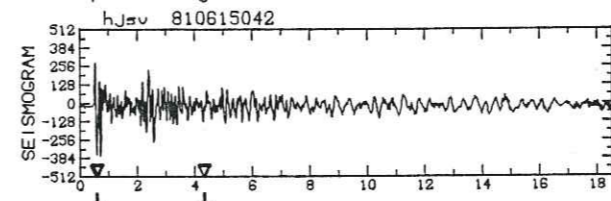
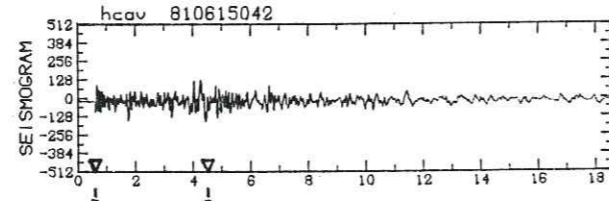
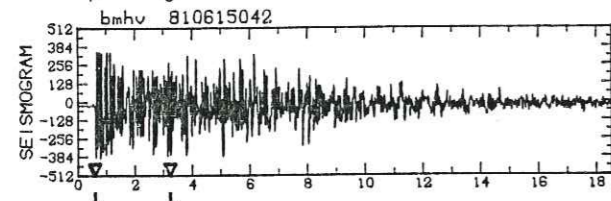
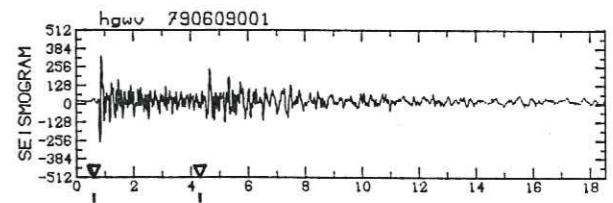
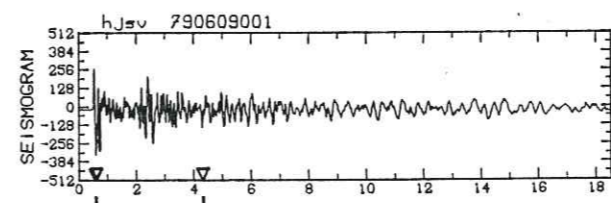
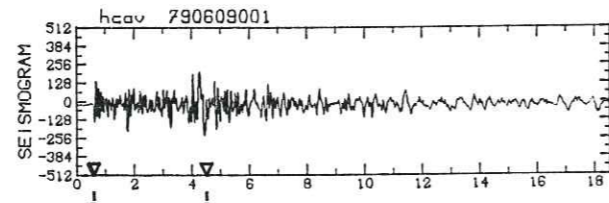
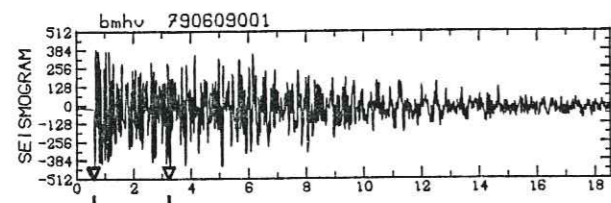
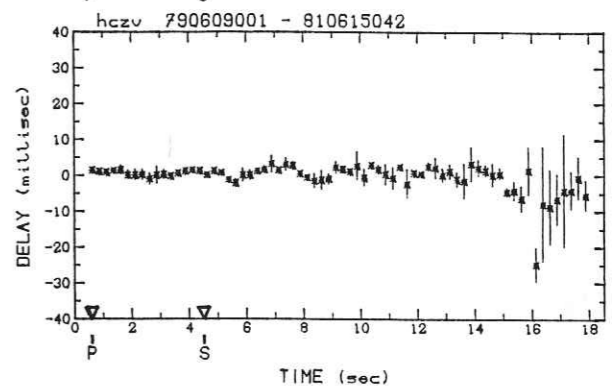
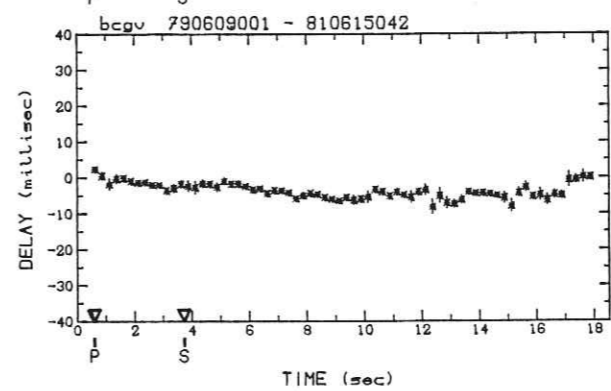
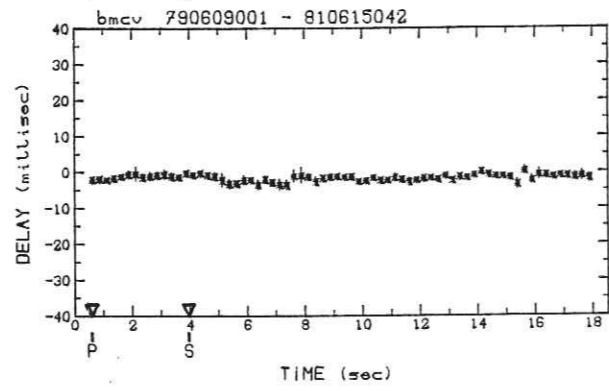
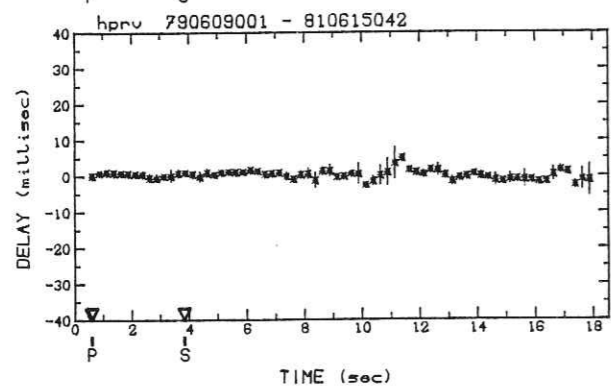
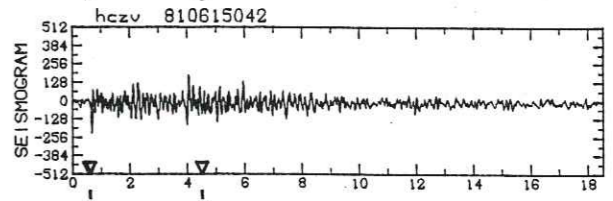
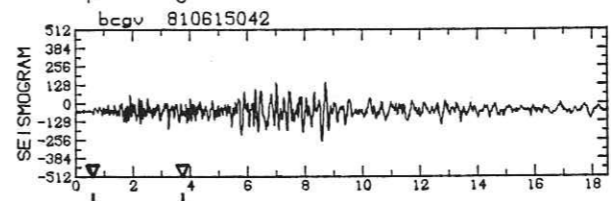
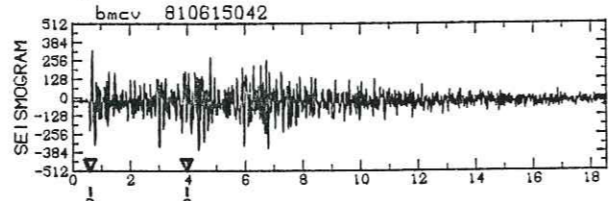
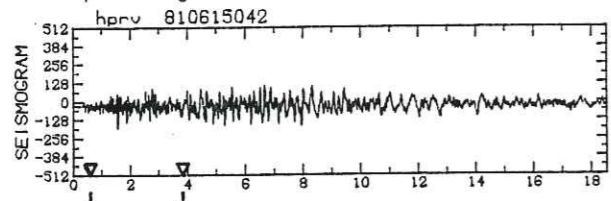
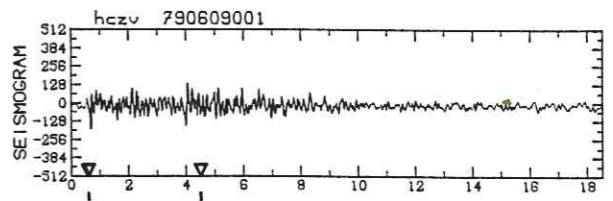
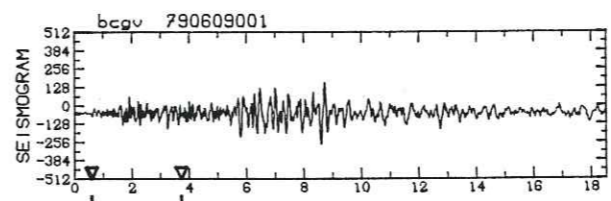
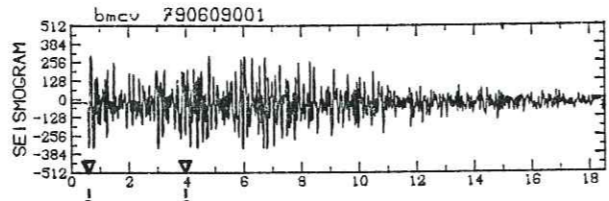
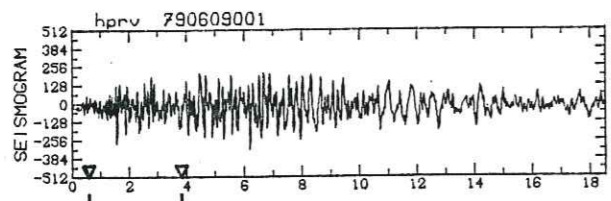
DOUBLET S4 (suite)



DOUBLET S4 (suite)

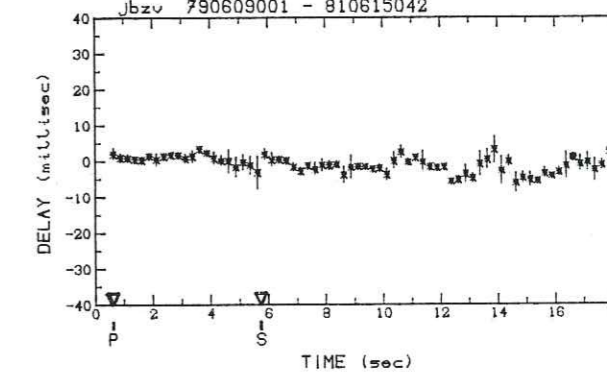
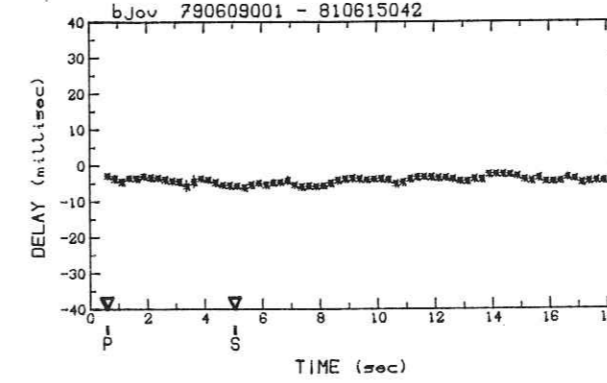
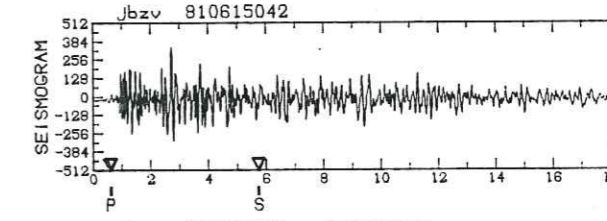
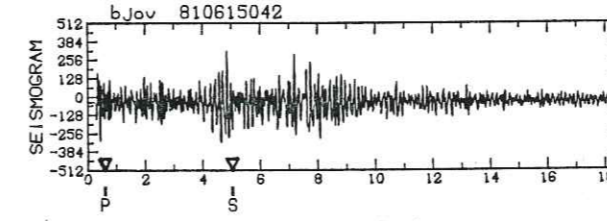
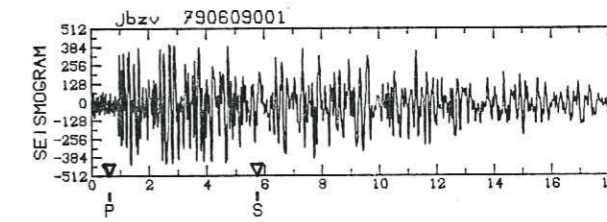
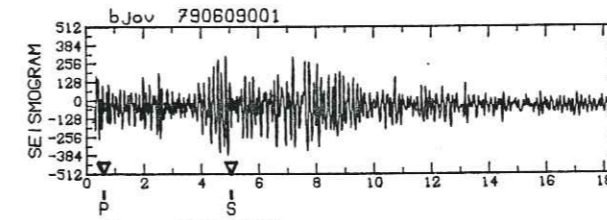
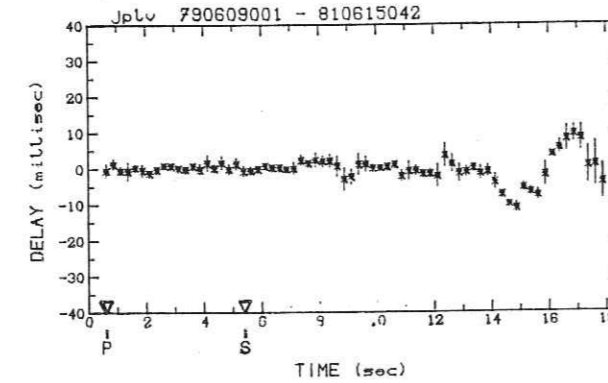
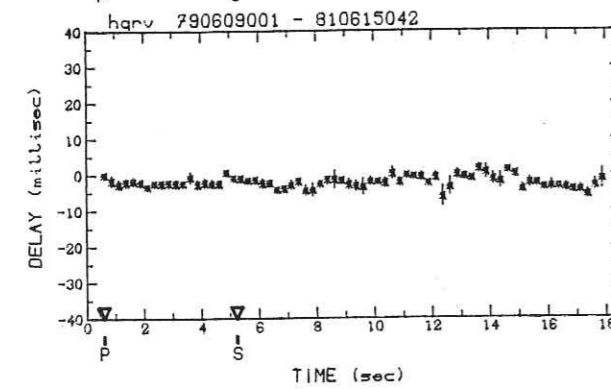
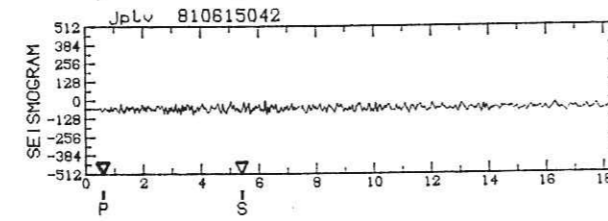
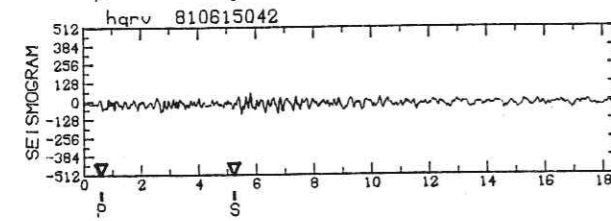
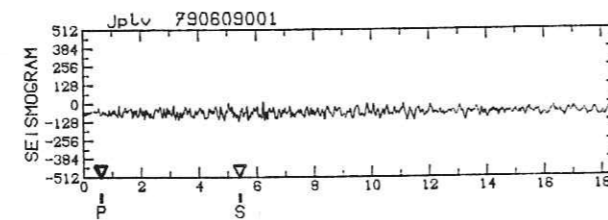
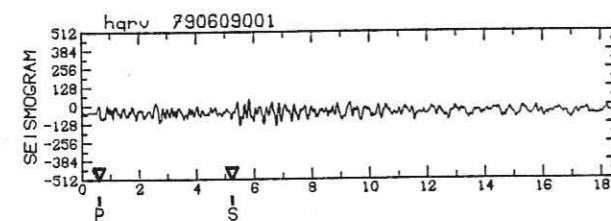
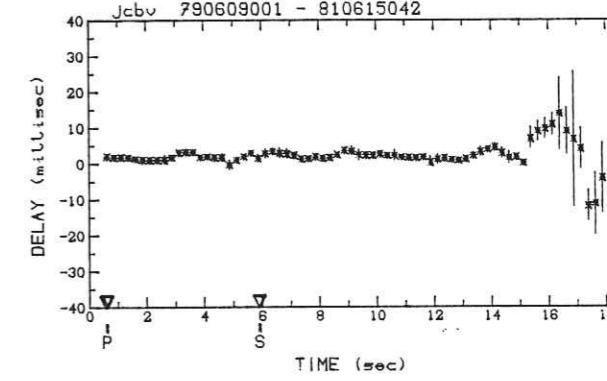
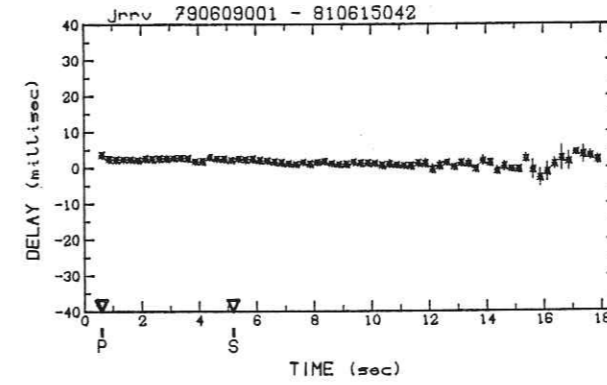
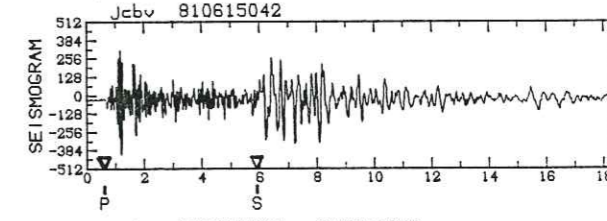
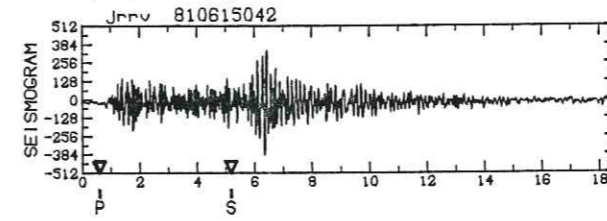
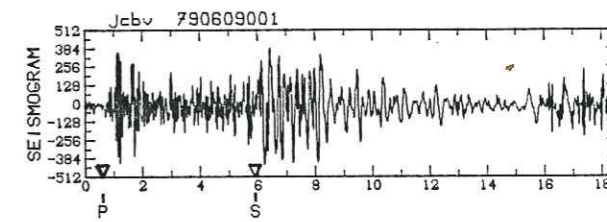
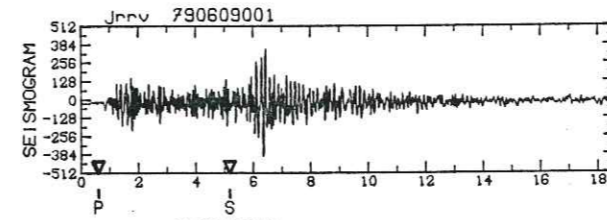
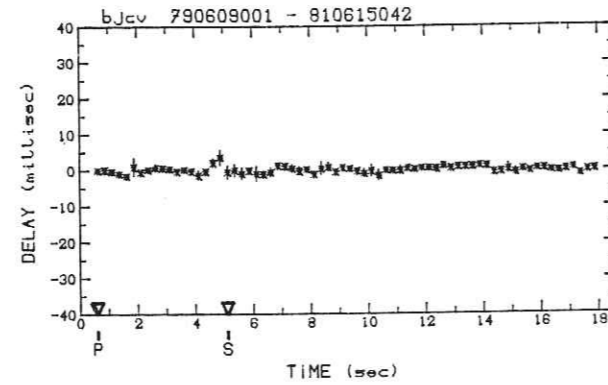
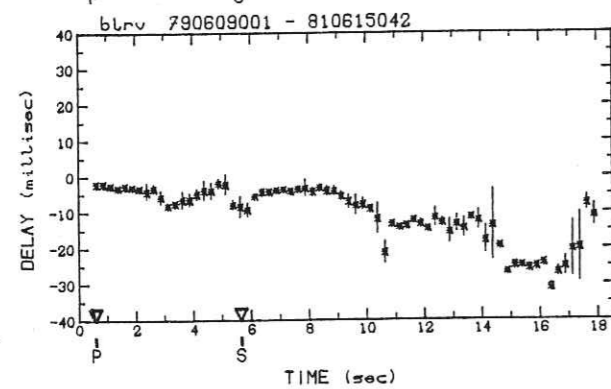
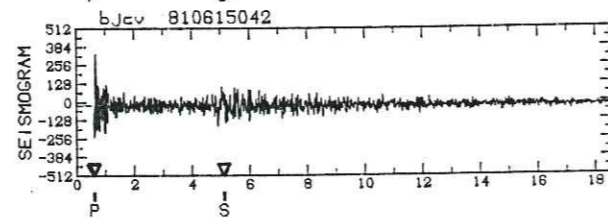
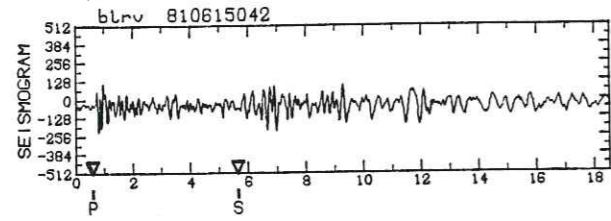
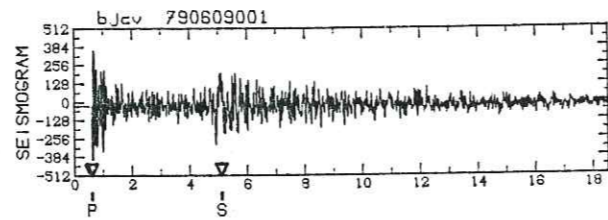
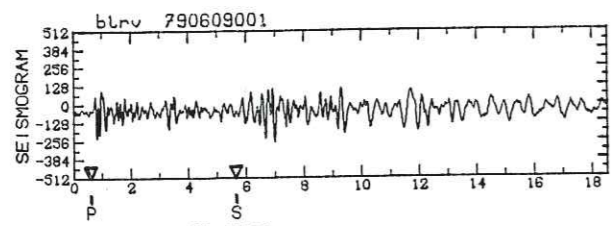


DOUBLET S4 (suite)



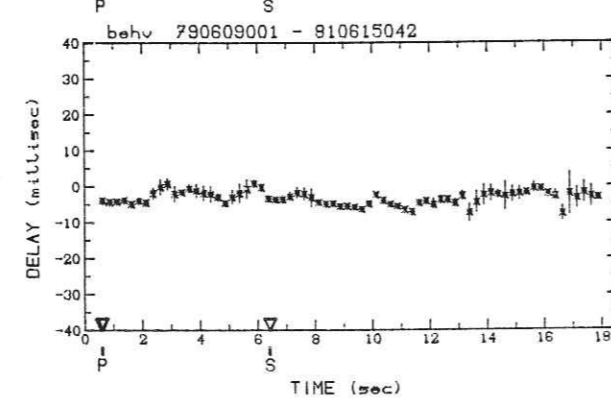
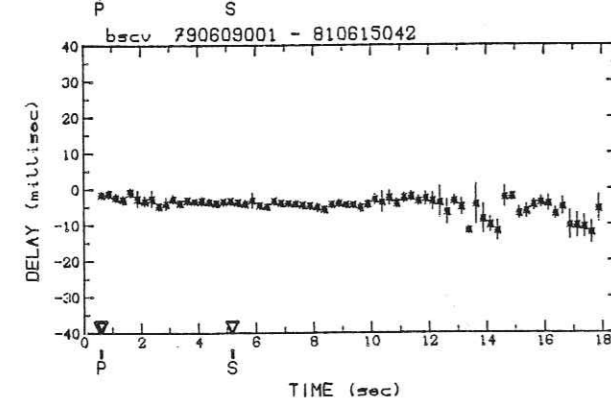
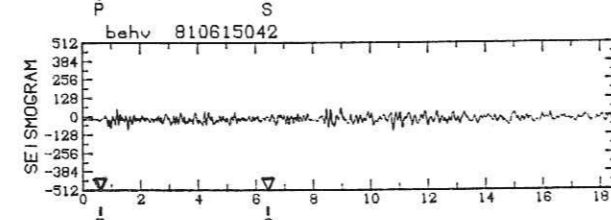
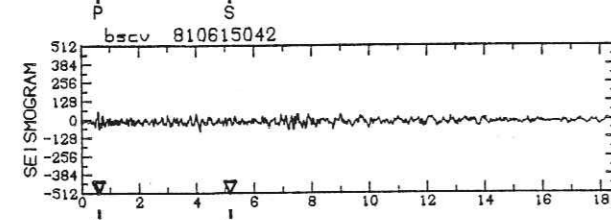
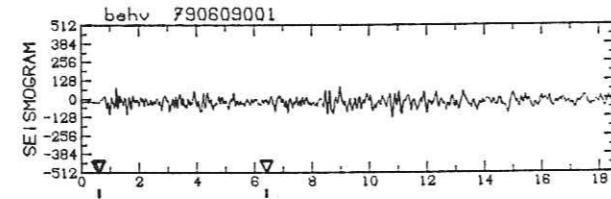
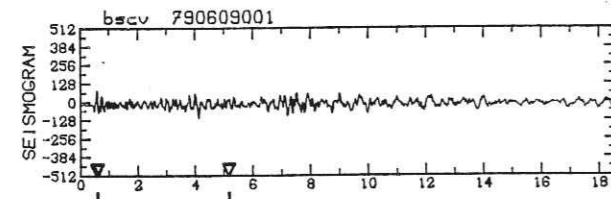
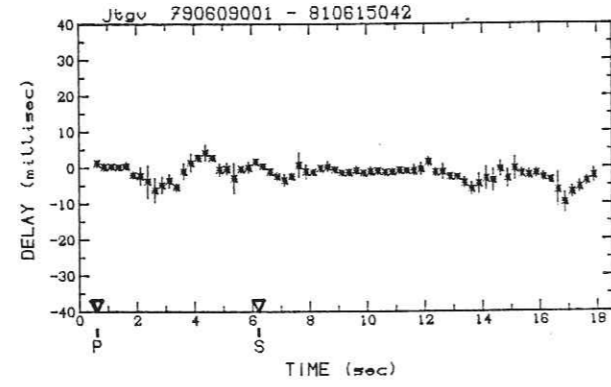
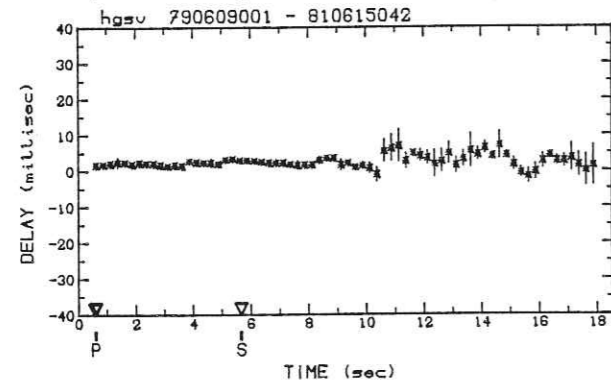
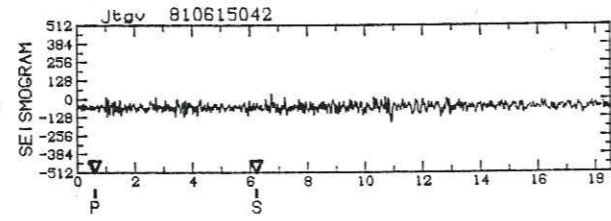
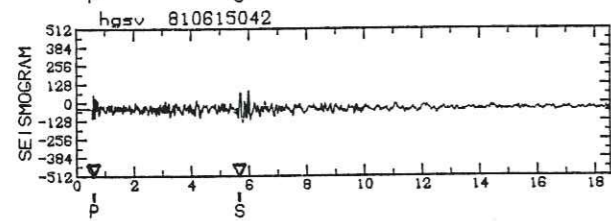
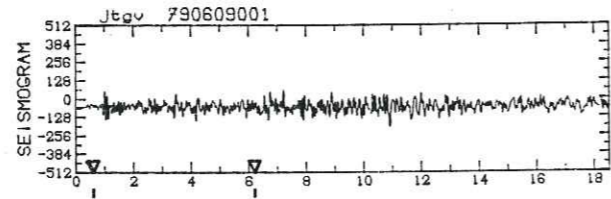
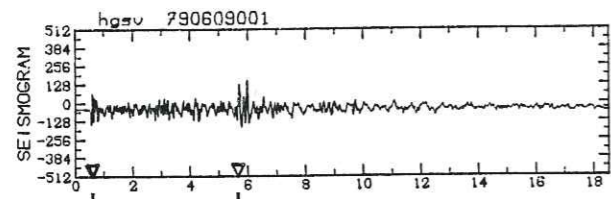
DOUBLET S4 (suite)

DOUBLET S4 (suite)

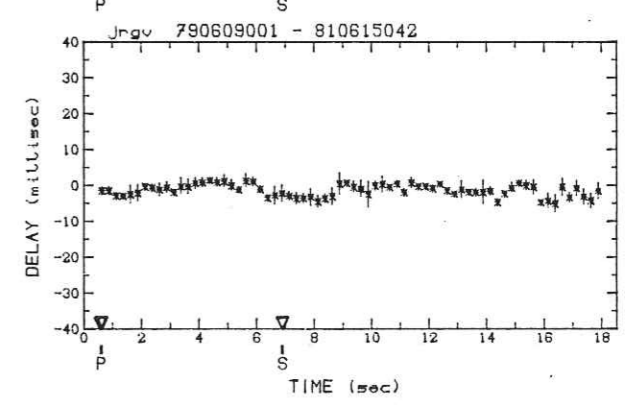
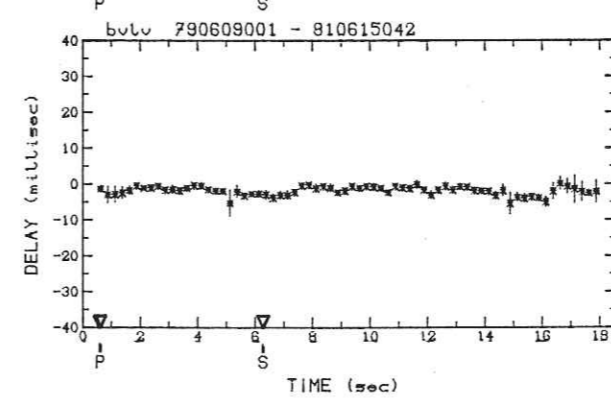
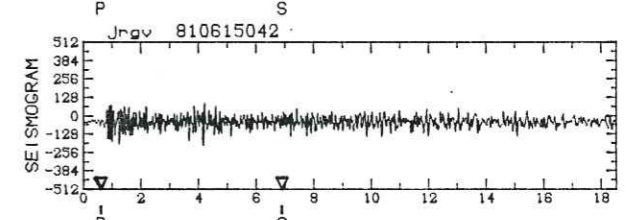
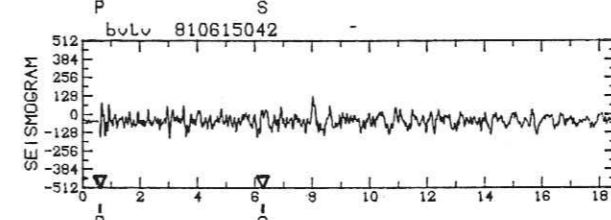
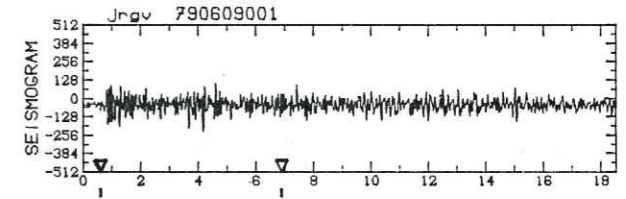
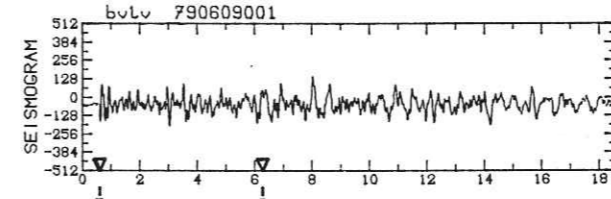
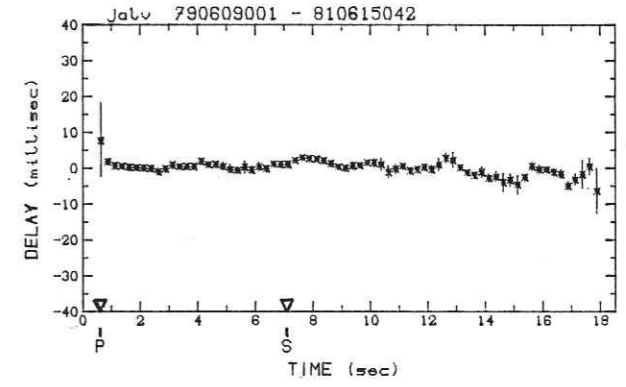
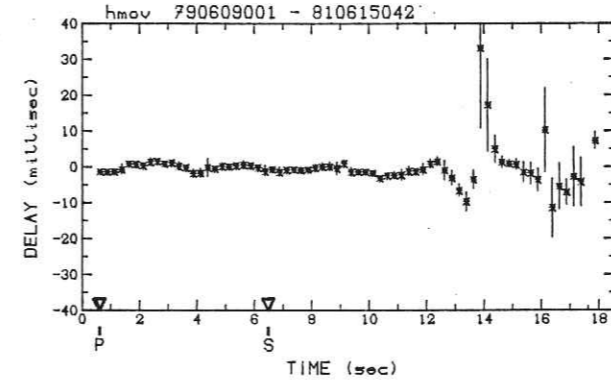
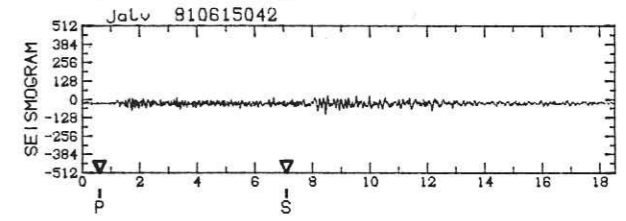
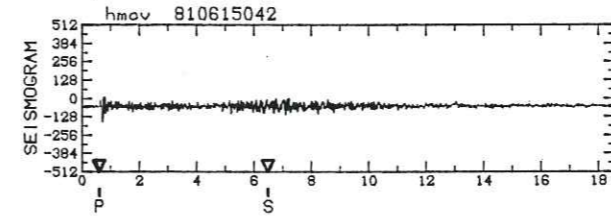
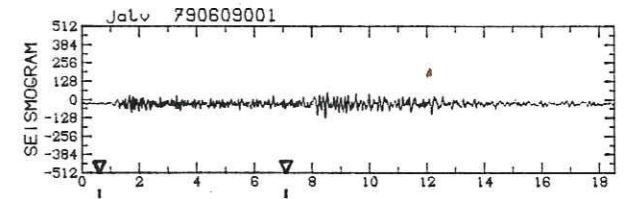
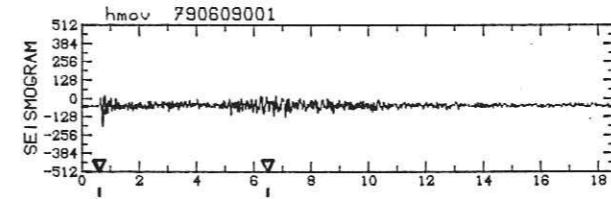


DOUBLET S4 (suite)

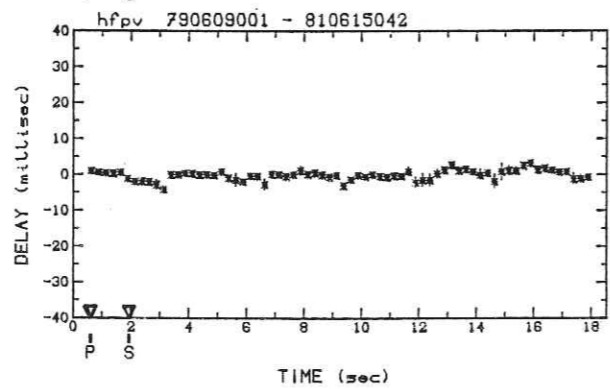
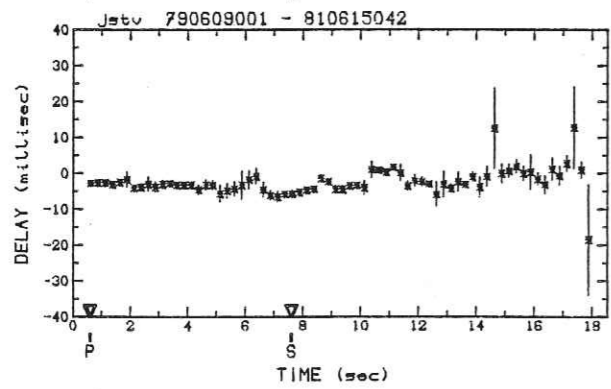
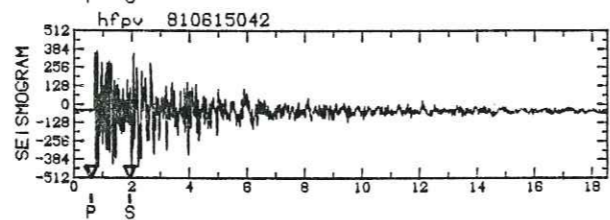
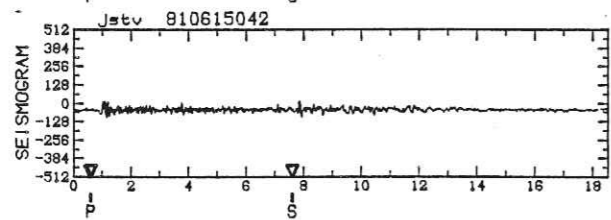
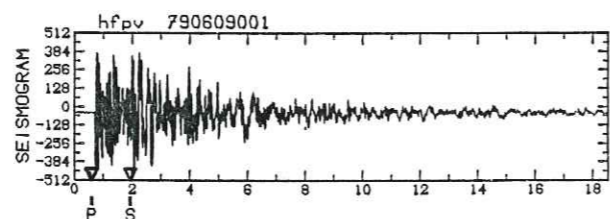
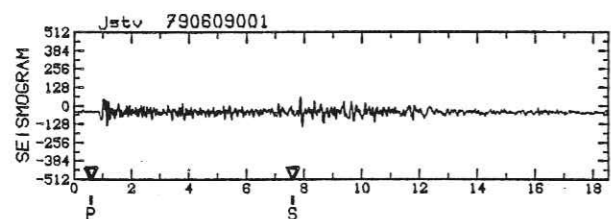
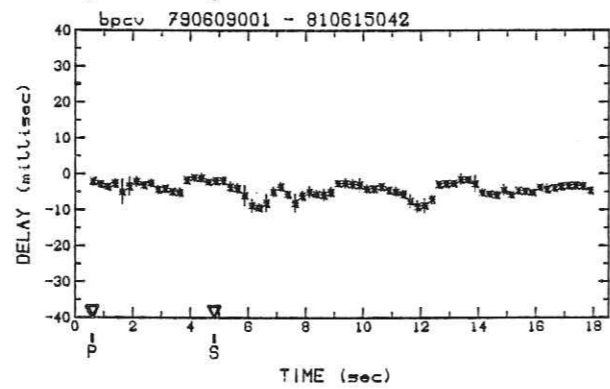
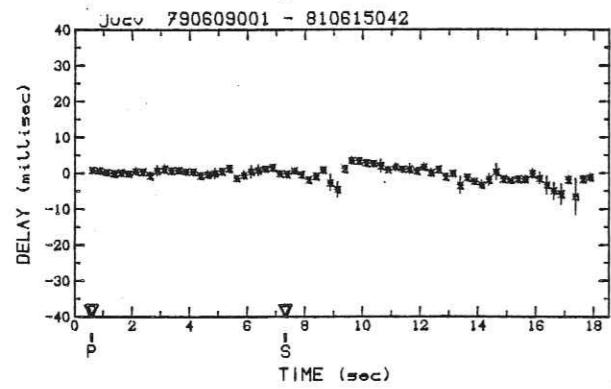
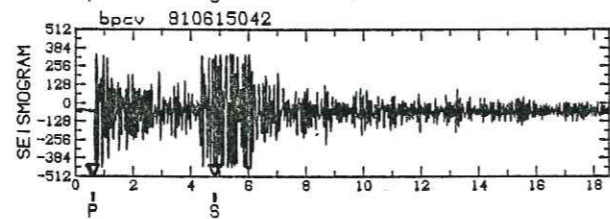
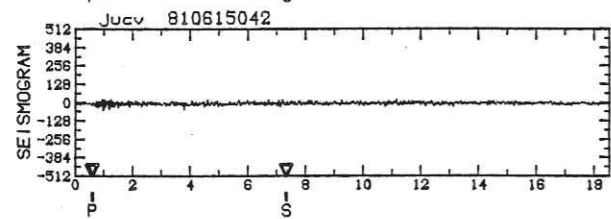
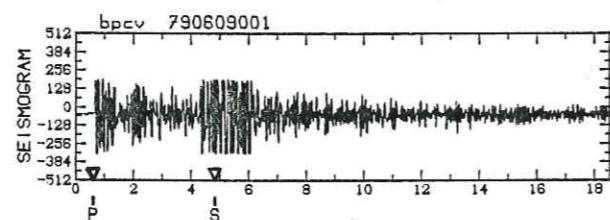
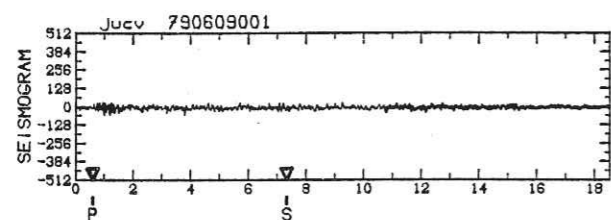
DOUBLET S4 (suite)



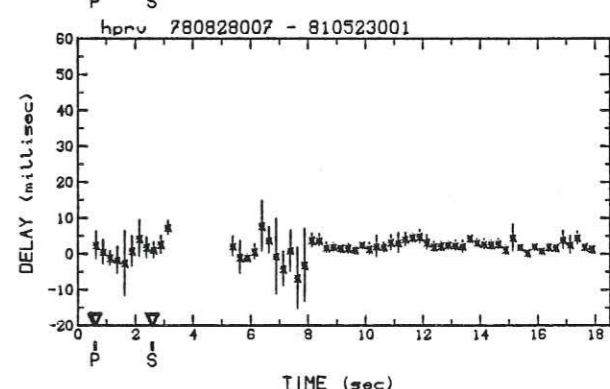
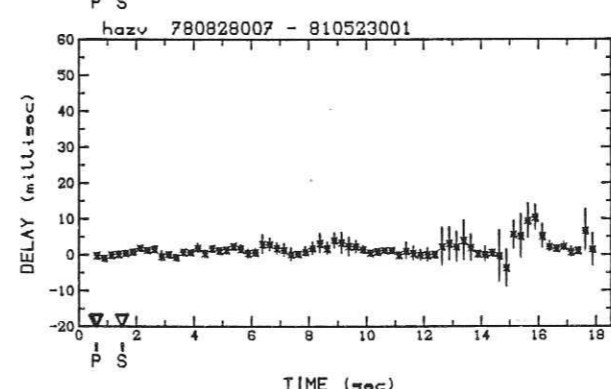
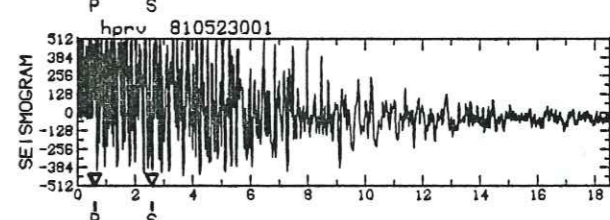
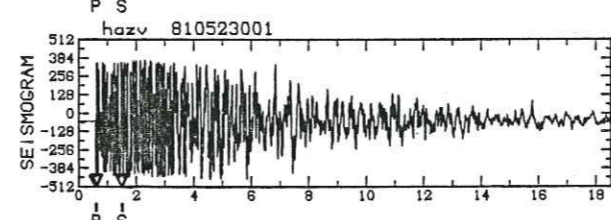
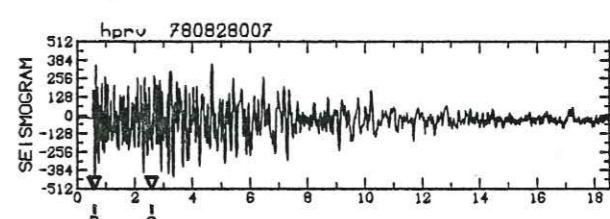
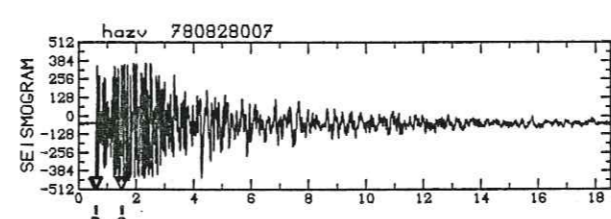
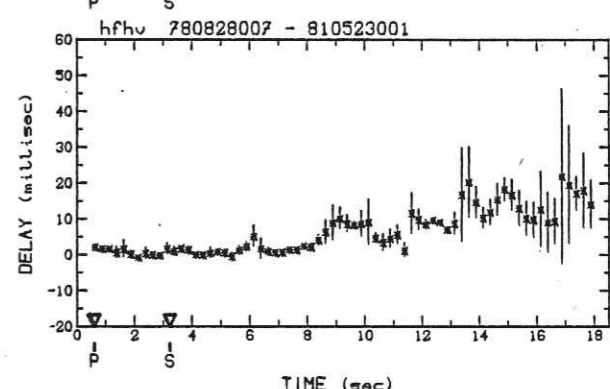
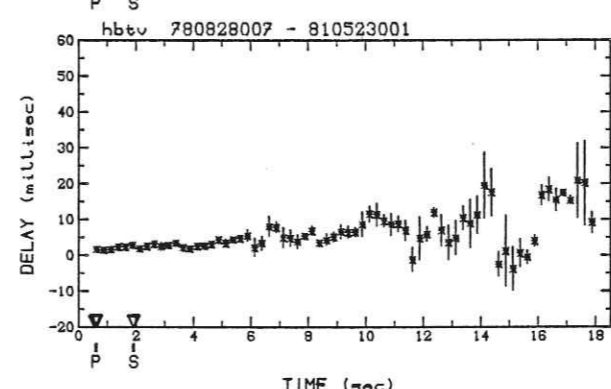
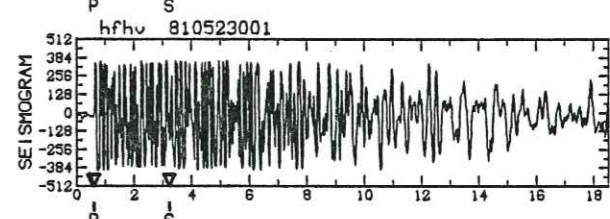
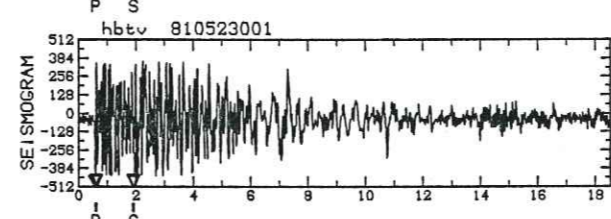
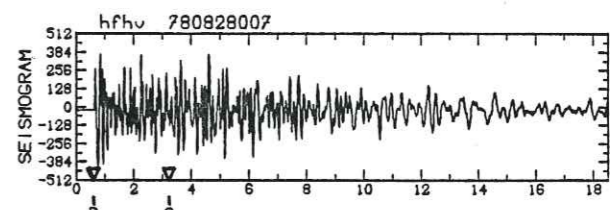
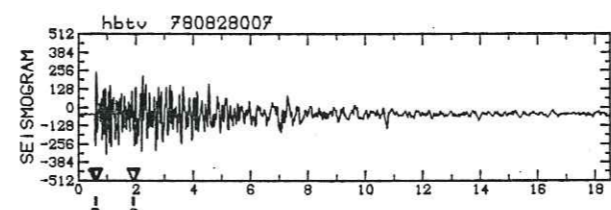
DOUBLET S4 (suite)



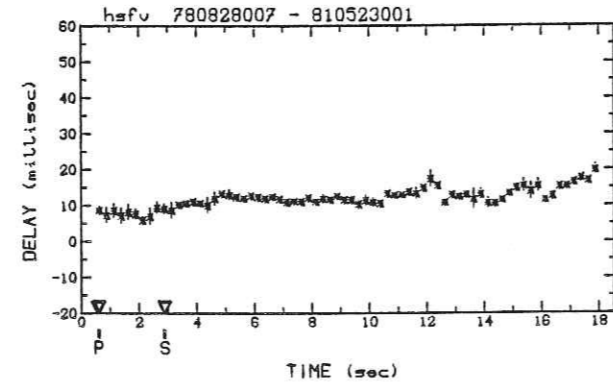
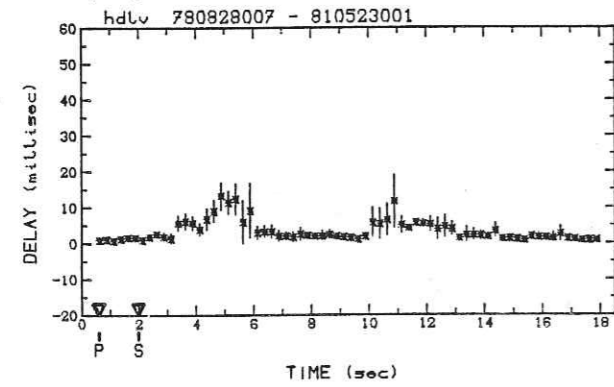
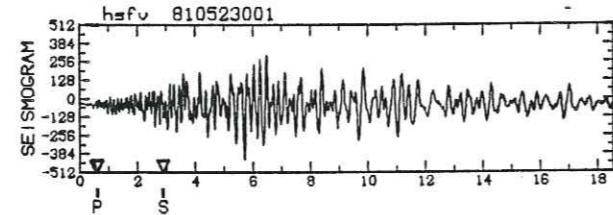
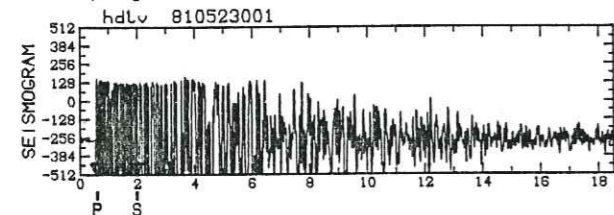
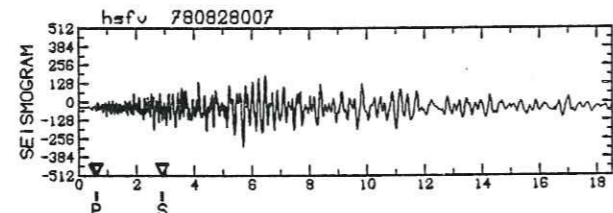
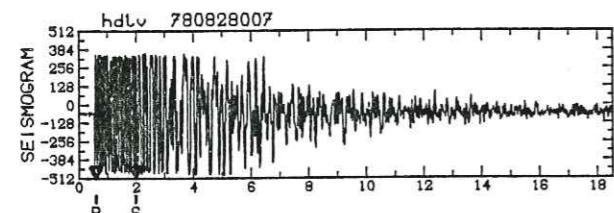
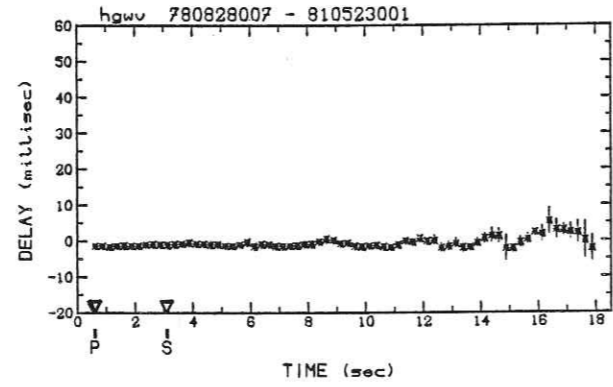
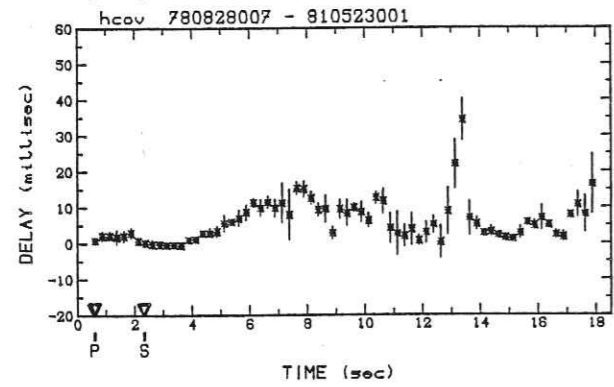
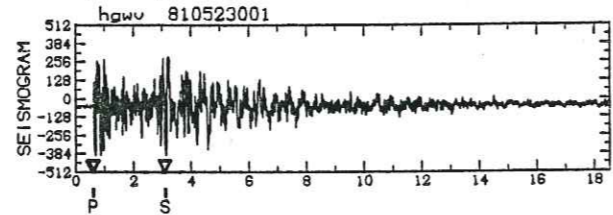
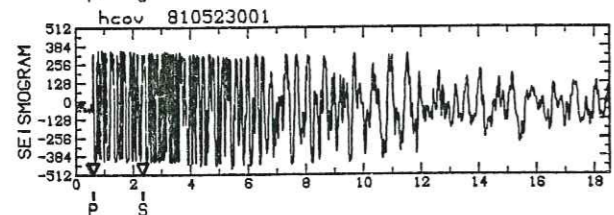
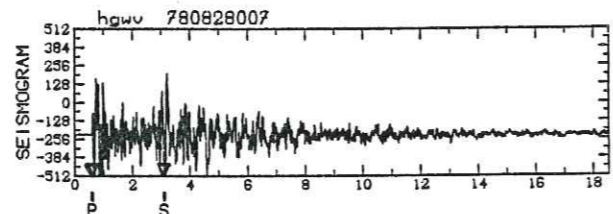
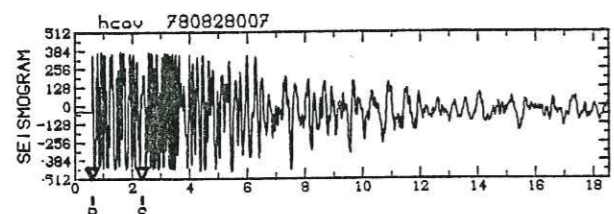
DOUBLET S4 (suite)



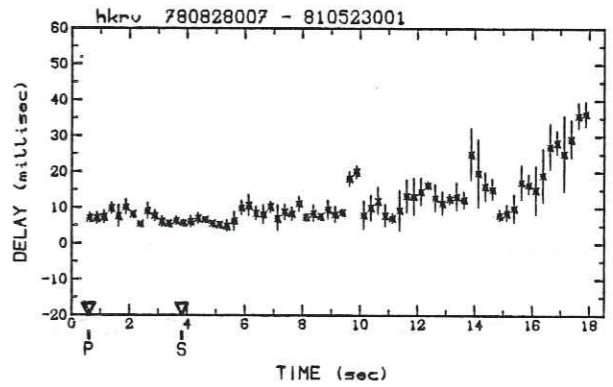
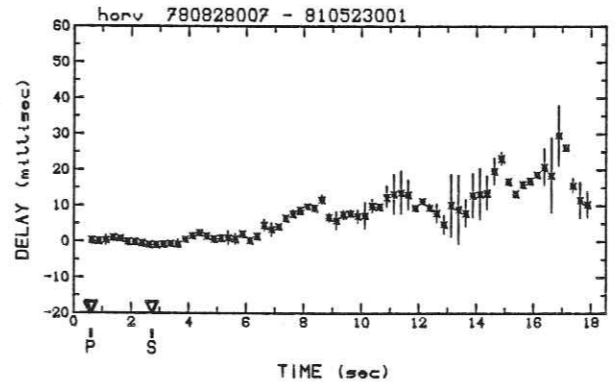
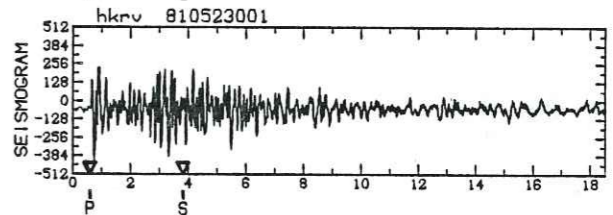
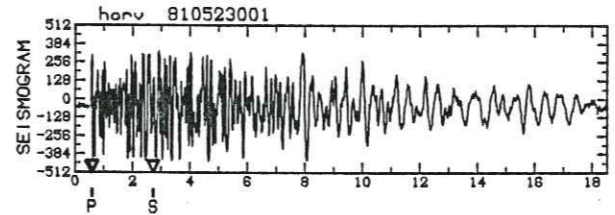
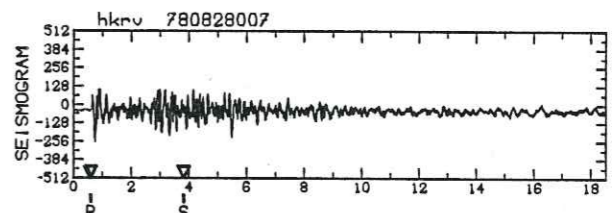
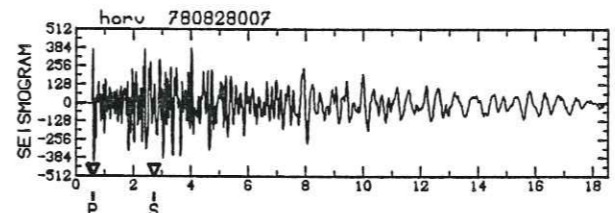
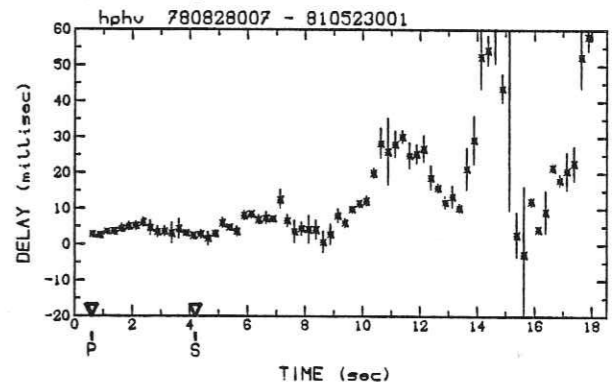
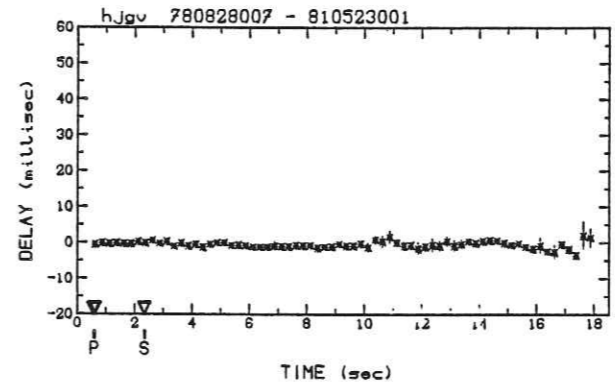
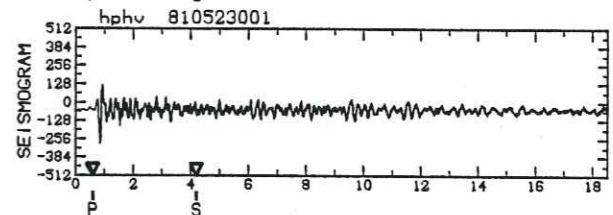
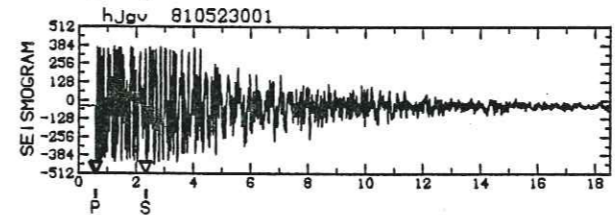
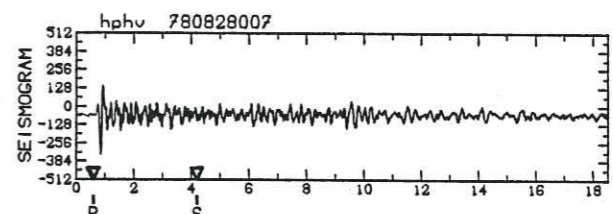
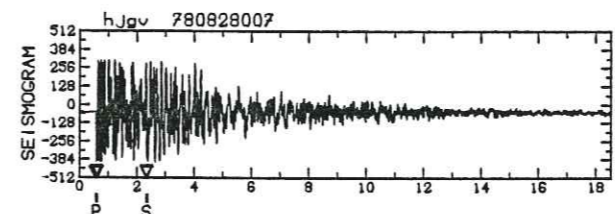
DOUBLET S4 (suite et fin)



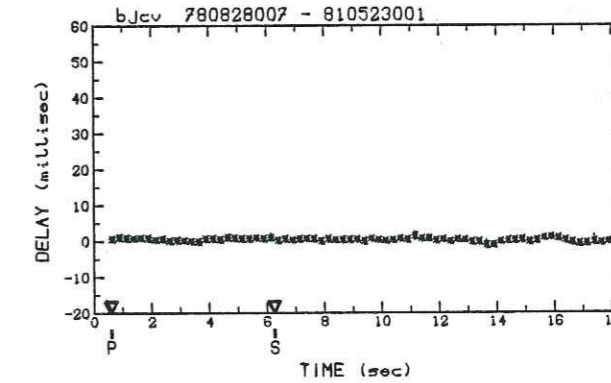
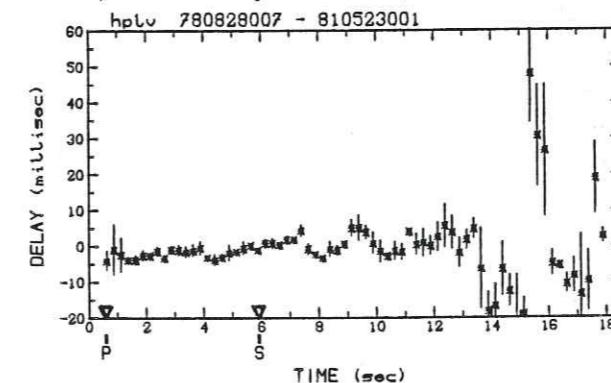
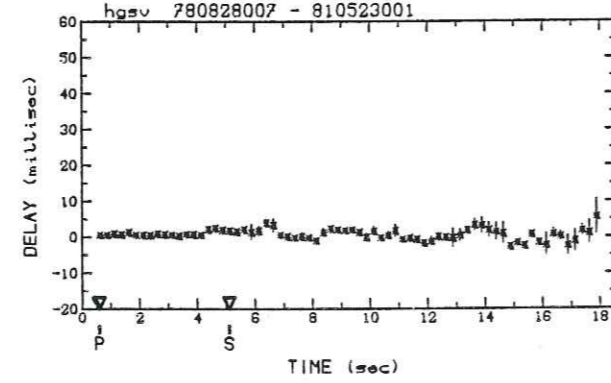
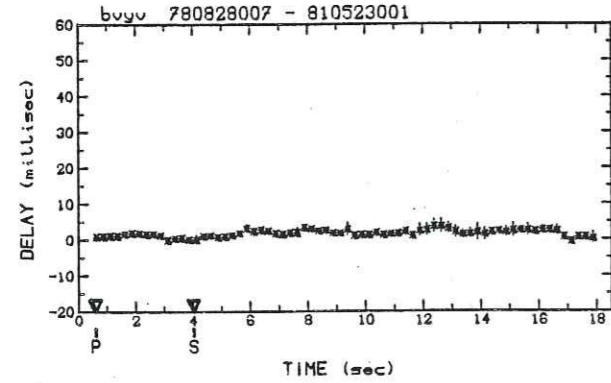
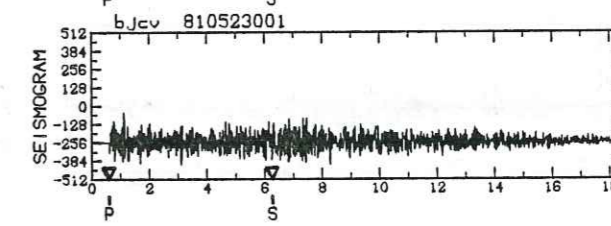
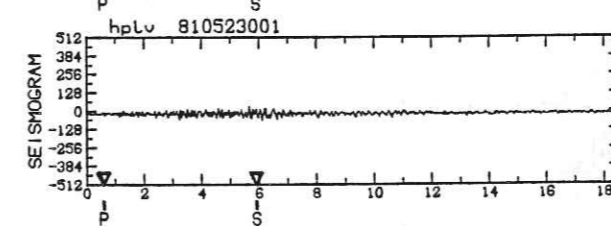
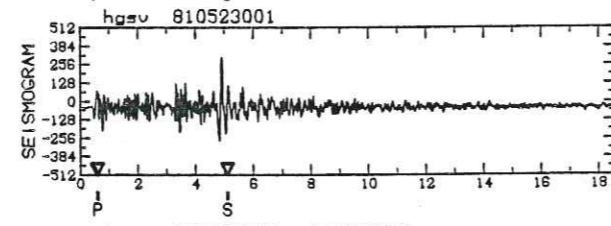
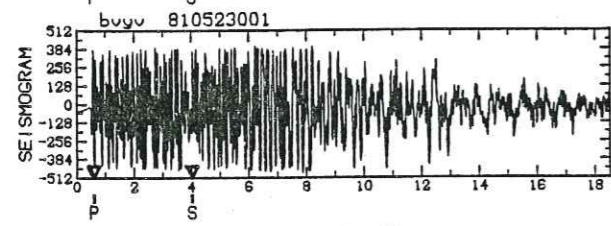
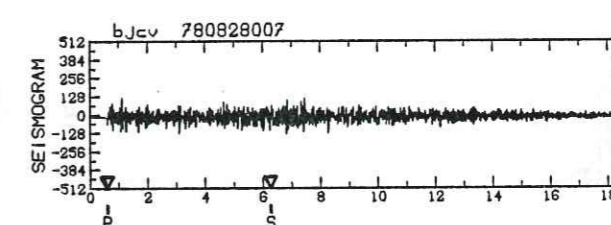
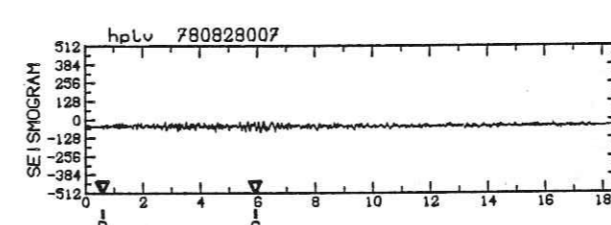
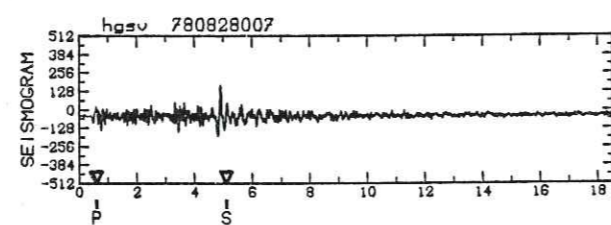
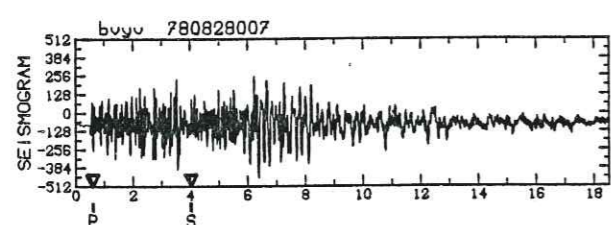
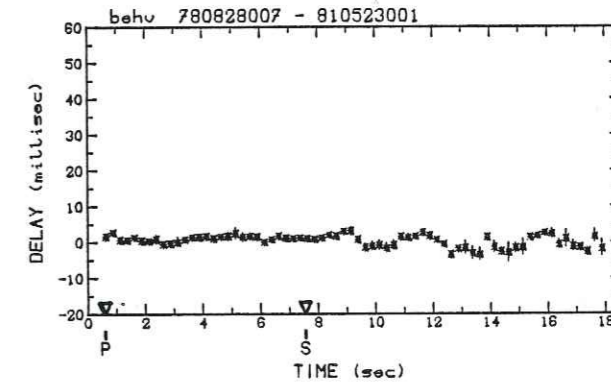
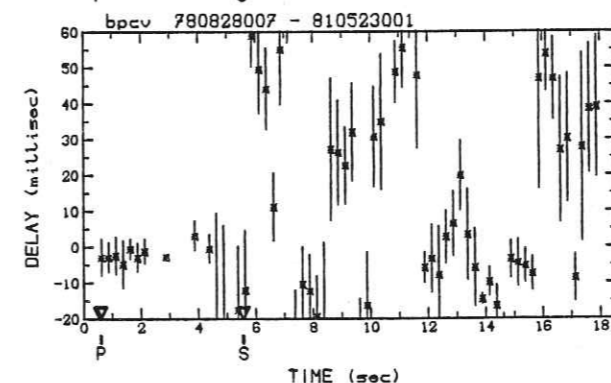
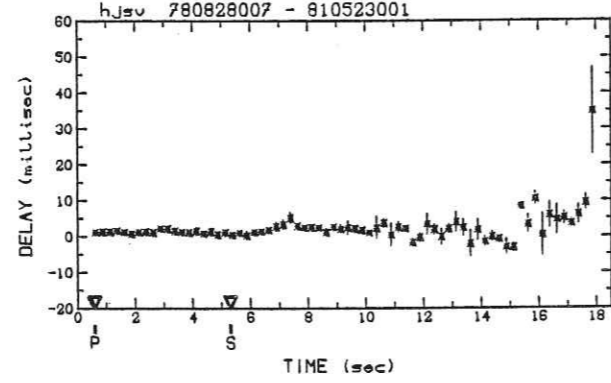
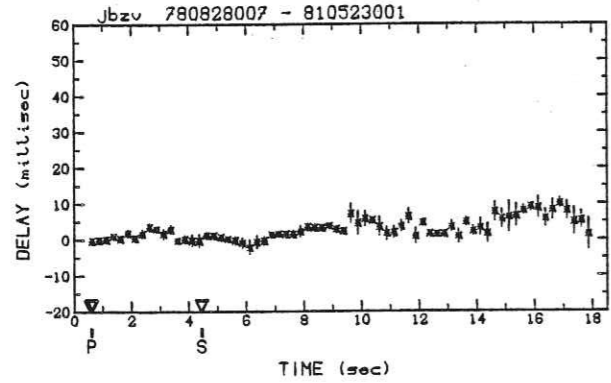
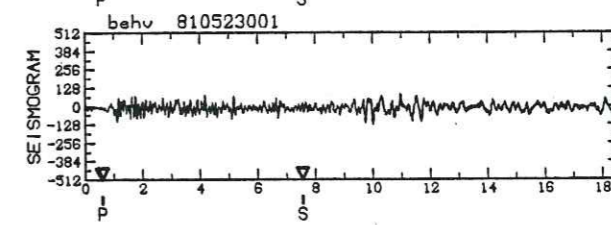
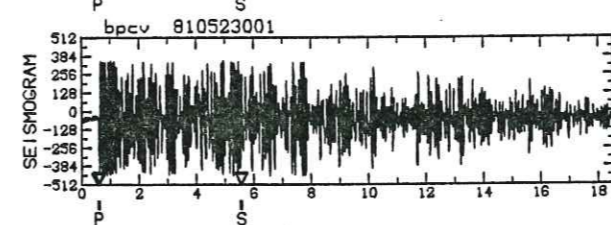
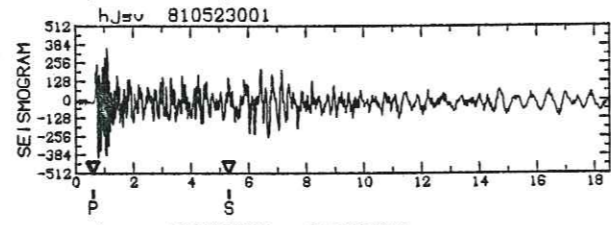
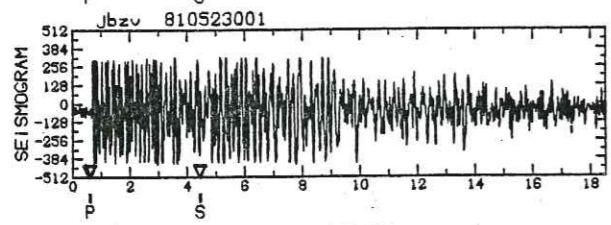
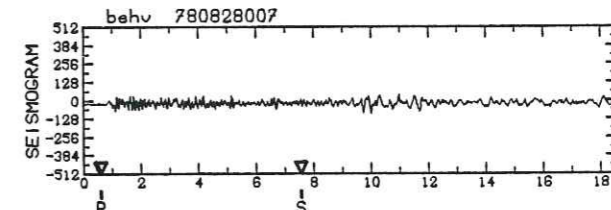
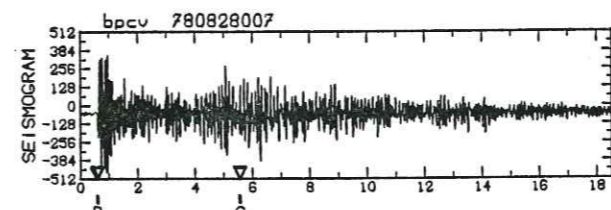
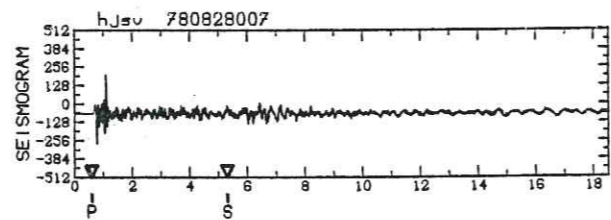
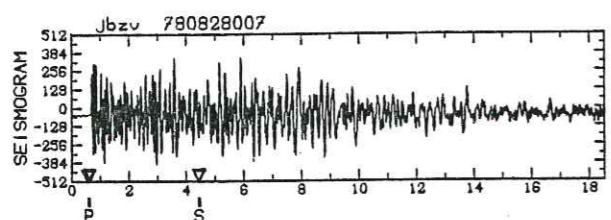
DOUBLET S7 (début)



DOUBLET S7 (suite)

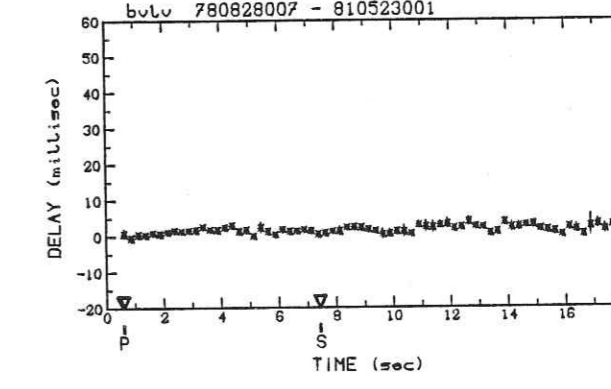
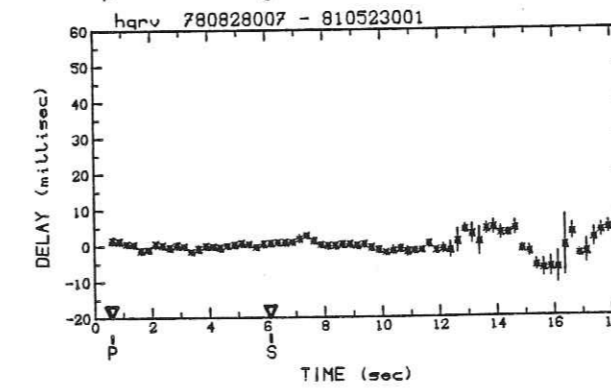
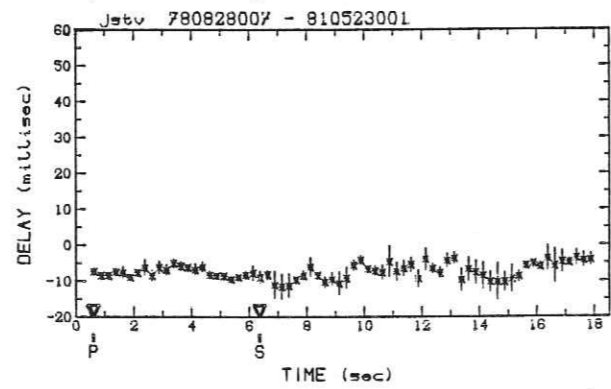
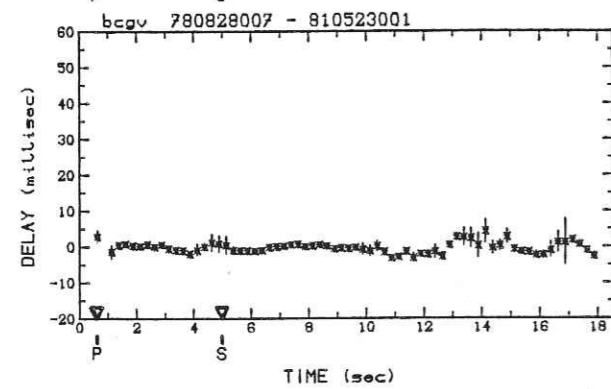
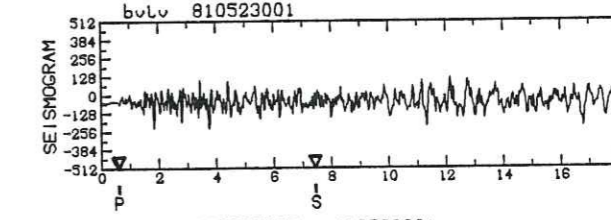
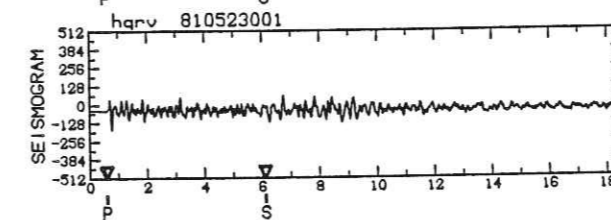
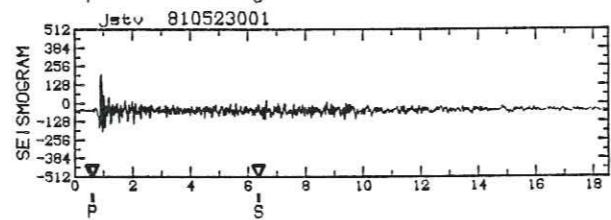
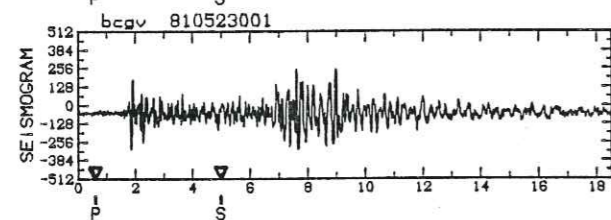
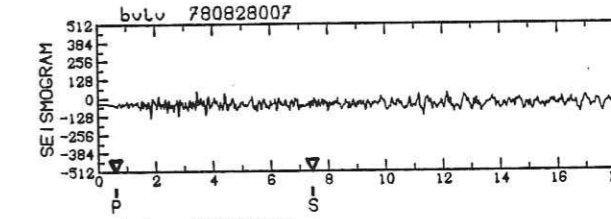
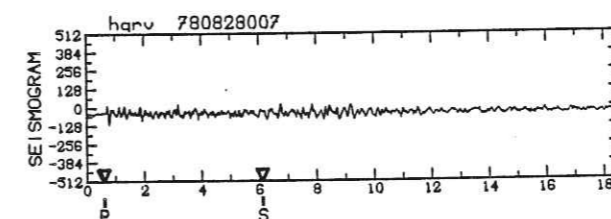
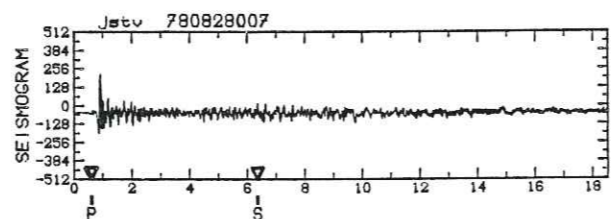
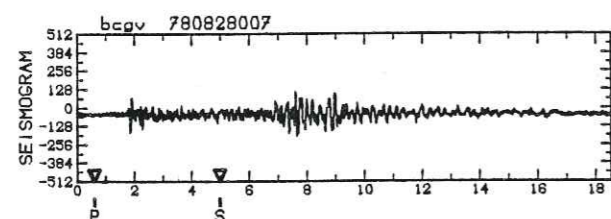
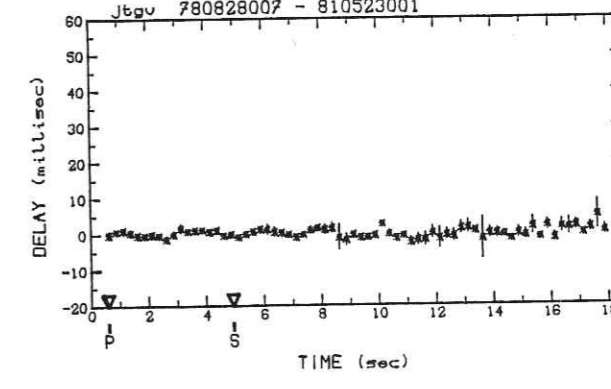
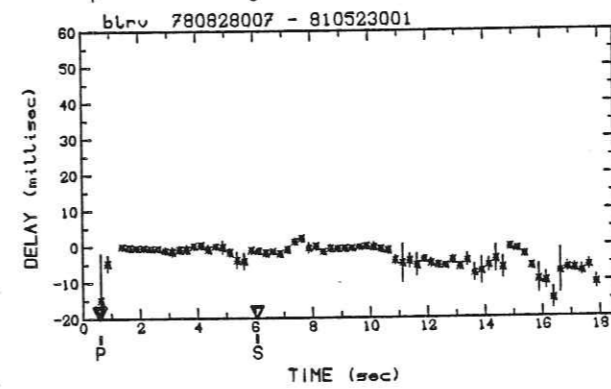
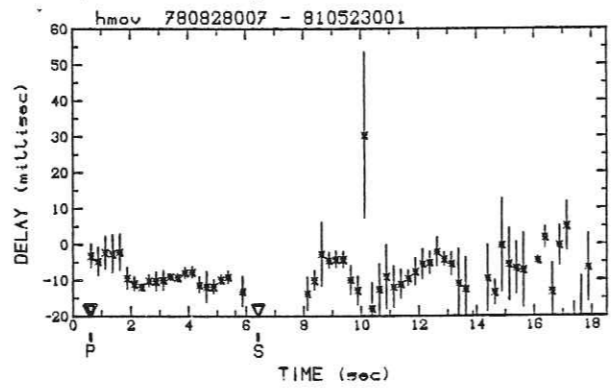
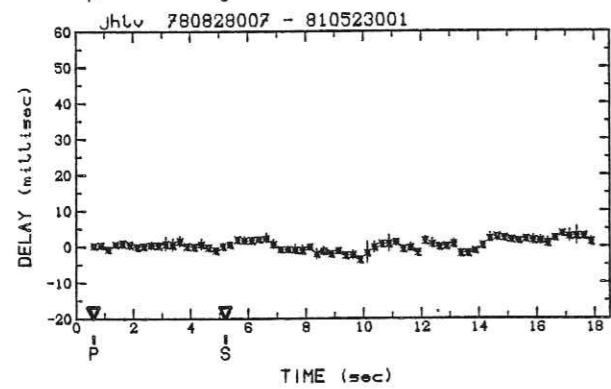
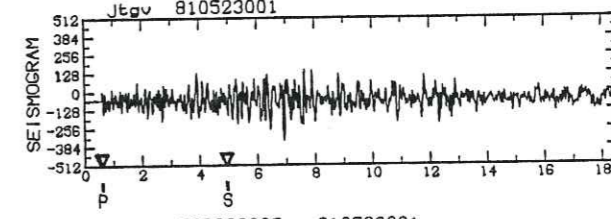
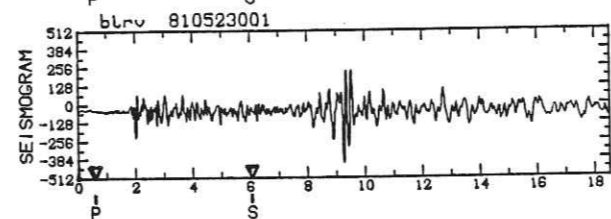
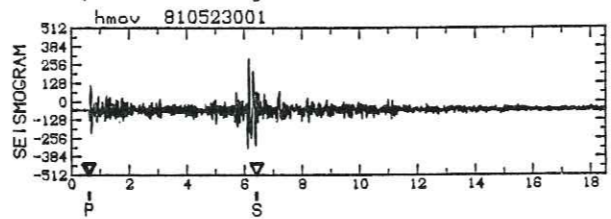
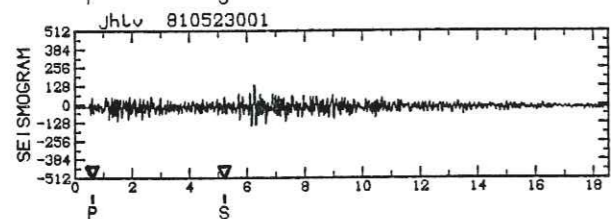
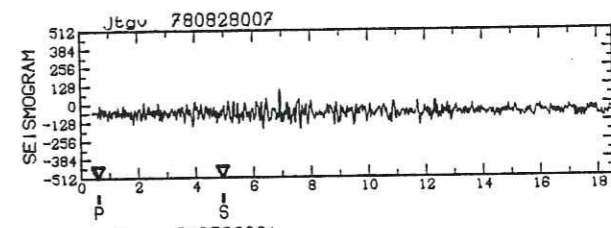
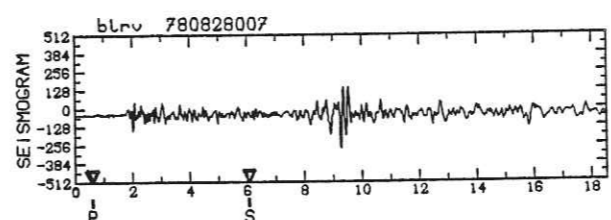
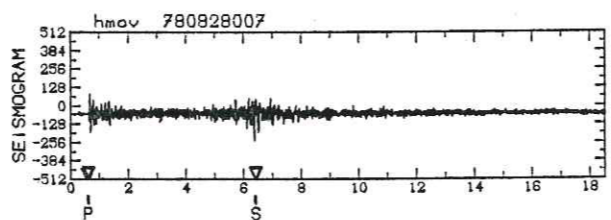
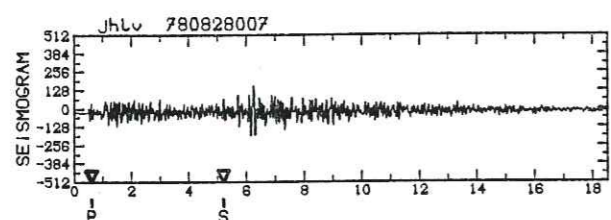


DOUBLET S7 (suite)



DOUBLET S7 (suite)

DOUBLET S7 (suite)



DOUBLET S7 (suite)

DOUBLET S7 (suite et fin)

