



**HAL**  
open science

# Etude expérimentale de la fissuration et de la rupture des roches par émission acoustique : application à l'étude de la sismogénèse

Philippe Sala

► **To cite this version:**

Philippe Sala. Etude expérimentale de la fissuration et de la rupture des roches par émission acoustique : application à l'étude de la sismogénèse. Géologie appliquée. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1982. Français. NNT : . tel-00744057

**HAL Id: tel-00744057**

**<https://theses.hal.science/tel-00744057>**

Submitted on 22 Oct 2012

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

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



# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE  
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de  
DOCTEUR - INGÉNIEUR

par

**Philippe SALA**

Ingénieur Arts et Métiers

S U J E T

**Etude expérimentale de  
la fissuration et de la rupture des roches  
par émission acoustique.**

**Application à l'étude de la sismogénèse.**

Soutenue le 24 Novembre 1982 devant la Commission d'Examen

M. G. PERRIER      Président

M. Y. CARISTAN  
M. M. DAYRE      Rapporteurs

M. R. HOUPERT  
M. M. THIERCELIN      Examineurs

GRENOBLE

Univ. J. Fourier - O.S.U.G.  
MAISON DES GEOSCIENCES  
DOCUMENTATION  
B.P. 53  
F. 38041 GRENOBLE CEDEX  
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58  
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr  
30 AOUT 2003

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE  
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de  
DOCTEUR - INGÉNIEUR

par

**Philippe SALA**

Ingénieur Arts et Métiers

S U J E T

**Etude expérimentale de  
la fissuration et de la rupture des roches  
par émission acoustique.**

**Application à l'étude de la sismogenèse.**

Soutenue le 24 Novembre 1982 devant la Commission d'Examen

M. G. PERRIER	Président
M. Y. CARISTAN	Rapporteurs
M. M. DAYRE	
M. R. HOUPERT	Examineurs
M. M. THIERCELIN	

GRENOBLE

10021807

## AVANT-PROPOS

Je remercie tous ceux qui, par leurs conseils et leur expérience, et en sortant un peu du cadre de leur propre contexte scientifique habituel, ont, au cours de discussions fructueuses et sous forme de remarques pertinentes, manifesté de l'intérêt pour ce sujet, pluridisciplinaire s'il en fût, par là-même "ingrat", et difficile à classer dans telle ou telle "rubrique" de recherche.

Je tiens à remercier également toutes les personnes qui m'ont apporté une aide quelconque, en dehors d'un aspect purement scientifique, que celle-ci soit sur le plan technique ou matériel, s'exprimant sous des formes très diverses, en particulier en vue de la réalisation pratique des expériences de laboratoire, ou bien sur le plan humain, par leurs contacts amicaux et leurs encouragements exprimés occasionnellement, par exemple au cours des longues heures de manipulation expérimentale.

INTRODUCTION

PREMIERE PARTIE  
DE MESURE

I - CONSIDERATIONS

- I.1-Introduction
- I.2-Propaganda
- I.3-Examen
- I.4-Exercice
- I.4.1
- I.4.2
- I.4.3
- I.4.4
- I.4.5
- I.4.6
- I.4.7
- I.4.8
- I.4.9
- I.4.10
- I.4.11
- I.4.12
- I.4.13
- I.4.14
- I.4.15
- I.4.16
- I.4.17
- I.4.18
- I.4.19
- I.4.20
- I.4.21
- I.4.22
- I.4.23
- I.4.24
- I.4.25
- I.4.26
- I.4.27
- I.4.28
- I.4.29
- I.4.30
- I.4.31
- I.4.32
- I.4.33
- I.4.34
- I.4.35
- I.4.36
- I.4.37
- I.4.38
- I.4.39
- I.4.40
- I.4.41
- I.4.42
- I.4.43
- I.4.44
- I.4.45
- I.4.46
- I.4.47
- I.4.48
- I.4.49
- I.4.50
- I.4.51
- I.4.52
- I.4.53
- I.4.54
- I.4.55
- I.4.56
- I.4.57
- I.4.58
- I.4.59
- I.4.60
- I.4.61
- I.4.62
- I.4.63
- I.4.64
- I.4.65
- I.4.66
- I.4.67
- I.4.68
- I.4.69
- I.4.70
- I.4.71
- I.4.72
- I.4.73
- I.4.74
- I.4.75
- I.4.76
- I.4.77
- I.4.78
- I.4.79
- I.4.80
- I.4.81
- I.4.82
- I.4.83
- I.4.84
- I.4.85
- I.4.86
- I.4.87
- I.4.88
- I.4.89
- I.4.90
- I.4.91
- I.4.92
- I.4.93
- I.4.94
- I.4.95
- I.4.96
- I.4.97
- I.4.98
- I.4.99
- I.4.100

I.5-Conclusion

II- PRESENTATION

- II.1-Mach's
- II.2-Eisen
- II.2.1
- II.2.2
- II.2.3
- II.2.4
- II.2.5
- II.2.6
- II.2.7
- II.2.8
- II.2.9
- II.2.10
- II.2.11
- II.2.12
- II.2.13
- II.2.14
- II.2.15
- II.2.16
- II.2.17
- II.2.18
- II.2.19
- II.2.20
- II.2.21
- II.2.22
- II.2.23
- II.2.24
- II.2.25
- II.2.26
- II.2.27
- II.2.28
- II.2.29
- II.2.30
- II.2.31
- II.2.32
- II.2.33
- II.2.34
- II.2.35
- II.2.36
- II.2.37
- II.2.38
- II.2.39
- II.2.40
- II.2.41
- II.2.42
- II.2.43
- II.2.44
- II.2.45
- II.2.46
- II.2.47
- II.2.48
- II.2.49
- II.2.50
- II.2.51
- II.2.52
- II.2.53
- II.2.54
- II.2.55
- II.2.56
- II.2.57
- II.2.58
- II.2.59
- II.2.60
- II.2.61
- II.2.62
- II.2.63
- II.2.64
- II.2.65
- II.2.66
- II.2.67
- II.2.68
- II.2.69
- II.2.70
- II.2.71
- II.2.72
- II.2.73
- II.2.74
- II.2.75
- II.2.76
- II.2.77
- II.2.78
- II.2.79
- II.2.80
- II.2.81
- II.2.82
- II.2.83
- II.2.84
- II.2.85
- II.2.86
- II.2.87
- II.2.88
- II.2.89
- II.2.90
- II.2.91
- II.2.92
- II.2.93
- II.2.94
- II.2.95
- II.2.96
- II.2.97
- II.2.98
- II.2.99
- II.2.100

DEUXIEME PARTIE

I - COMPARATIF  
EMISSION

- I.1-Exercice
- I.1.1
- I.1.2
- I.1.3
- I.1.4

Il est probablement vrai qu'en général, dans l'histoire de la pensée humaine, les développements les plus féconds naissent à l'intersection de deux courants d'idées. Les courants peuvent avoir leur origine dans des domaines totalement différents de la culture, à des époques et en des lieux culturels divers. Dès lors qu'ils se rencontrent effectivement et entretiennent une relation suffisante pour qu'une réelle interaction puisse s'exercer, on peut espérer des développements nouveaux et intéressants.

Werner Heisenberg

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION GENERALE . . . . .	1
PREMIERE PARTIE : présentation de l'émission acoustique et de ses moyens de mesure . . . . .	5
<u>I - CONSIDERATIONS GENERALES SUR L'EMISSION ACOUSTIQUE . . . . .</u>	<u>7</u>
I.1-Introduction . . . . .	7
I.2-Propagation des ondes dans un matériau . . . . .	8
I.3-Atténuation . . . . .	9
I.4-Étude des méthodes et techniques de mesure d'émission acoustique. . . . .	10
I.4.1- Détection du signal . . . . .	10
I.4.1.1-Présentation . . . . .	12
I.4.1.2-Domaine de fréquence . . . . .	12
I.4.1.3-Capteurs . . . . .	12
I.4.2-Types de traitement du signal . . . . .	13
I.4.2.1-Mesure de l'activité acoustique globale . . . . .	13
I.4.2.2-Analyse statistique . . . . .	15
I.4.2.3-Localisation . . . . .	15
I.4.2.4-Analyse spectrale . . . . .	17
I.5-Conclusion . . . . .	18
<u>II- PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE . . . . .</u>	<u>19</u>
II.1-Machines d'essai . . . . .	19
II.2-Ensemble de réception et de traitement du signal . . . . .	19
II.2.1-Présentation . . . . .	19
II.2.2-Dispositif d'étude d'activité acoustique et de traitement statistique . . . . .	21
II.2.2.1-Capteurs . . . . .	21
II.2.2.2-Préamplificateurs . . . . .	24
II.2.2.3-Conditionneur de signaux . . . . .	24
II.2.2.4-Compteur . . . . .	24
II.2.2.5-Module d'énergie . . . . .	24
II.2.2.6-Détecteur d'amplitude . . . . .	26
II.2.2.7-Analyseur de distribution . . . . .	26
II.2.3-Dispositif d'enregistrement du signal et d'analyse en fréquence . . . . .	27
II.2.3.1-Système de déclenchement de l'enregistrement . . . . .	27
II.2.3.2-Système d'enregistrement et de traitement . . . . .	27
DEUXIEME PARTIE : étude expérimentale préliminaire . . . . .	29
<u>I - COMPARAISON ET ETUDE EXPERIMENTALE DES TECHNIQUES DE MESURE EN EMISSION ACOUSTIQUE . . . . .</u>	<u>31</u>
I.1-Étude des moyens de mesure d'activité acoustique . . . . .	31
I.1.1-Mesure du nombre d'évènements . . . . .	31
I.1.2-Mesure du nombre de coups . . . . .	31
I.1.3-Mesure du nombre de coups d'énergie . . . . .	32
I.1.4-Conclusion . . . . .	33

J. Fournier - C.  
MAISON DES GEOSCIENCES  
DOCUMENTATION  
B.P. 53  
F. 38041 GRENOBLE CEDEX  
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58  
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr

Univ. J. Fournier - O.S.U.G.  
MAISON DES GEOSCIENCES  
DOCUMENTATION  
B.P. 53  
F. 38041 GRENOBLE CEDEX  
Tél. 04 76 63 54 27 - Fax 04 76 51 40 58  
Mail : ptalour@ujf-grenoble.fr  
30 AOÛT 2003

	Pages
I.2-Etude des différents types de distribution . . . . .	35
I.2.1-Distribution en nombre de coups . . . . .	35
I.2.2-Distribution en énergie . . . . .	35
I.2.3-Distribution en amplitude maximale . . . . .	38
I.2.4-Distribution en durée . . . . .	39
I.2.5-Conclusion . . . . .	42
I.3-Corrélation durée-amplitude maximale . . . . .	42
II- PRESENTATION DES ESSAIS REALISES ET DETERMINATION DE LEURS CARACTERISTIQUES ACOUSTIQUES . . . . .	47
II.1-Présentation des matériaux utilisés . . . . .	47
II.2-Types d'essais réalisés . . . . .	48
II.2.1-Présentation des types d'essais . . . . .	48
II.2.2-Etude des mécanismes de fissuration dans chaque type d'essai . . . . .	48
II.2.2.1-Généralités . . . . .	48
II.2.2.2-Essai de compression simple . . . . .	49
II.2.2.3-Essais de traction indirecte . . . . .	49
II.2.3-Conclusion . . . . .	56
TROISIEME PARTIE : étude expérimentale proprement dite . . . . .	57
INTRODUCTION . . . . .	59
I- ROLE DU TEMPS DANS LA DISTRIBUTION SPATIO-TEMPORELLE DES EVENEMENTS	61
I.1-Etude des paramètres de distribution . . . . .	61
I.1.1-Influence de la vitesse de sollicitation . . . . .	61
I.1.1.1-Description de l'essai . . . . .	61
I.1.1.2-Résultats . . . . .	61
I.1.1.3-Interprétation . . . . .	63
I.1.1.4-Liaison avec la sismogenèse . . . . .	64
I.1.2-Influence du nombre de cycles de charge . . . . .	65
I.1.2.1-Présentation de l'étude . . . . .	65
I.1.2.2-Evolution de la forme des courbes contrainte-émission acoustique . . . . .	66
I.1.2.3-Variation des paramètres de distribution . . . . .	70
I.1.2.4-Interprétation . . . . .	74
I.1.2.5-Liens possibles avec la sismogenèse . . . . .	76
I.2-Localisation unidimensionnelle . . . . .	77
I.2.1-Description de la méthode utilisée . . . . .	77
I.2.2-Evolution avec la contrainte . . . . .	77
I.2.3-Influence de la vitesse de sollicitation . . . . .	78
I.2.4-Interprétation . . . . .	78
I.3-Etude acoustique de la rupture . . . . .	86
I.3.1-Etude préliminaire . . . . .	86
I.3.2-Description de la méthode utilisée . . . . .	88
I.3.2.1-Système de déclenchement . . . . .	88
I.3.2.2-Enregistrement du signal . . . . .	89
I.3.3-Résultats expérimentaux . . . . .	91
I.3.3.1-Généralités . . . . .	91
I.3.3.2-Influence de l'entaille . . . . .	91
I.3.3.3-Influence de la vitesse de sollicitation . . . . .	92
I.3.4-Conclusion . . . . .	92

	Pages
II- ETUDE DU CONTENU SPECTRAL DES SIGNAUX . . . . .	96
II.1-Introduction . . . . .	96
II.2-Etude préliminaire . . . . .	97
II.2.1-Etude des paramètres influant sur la forme des signaux enregistrés . . . . .	97
II.2.1.1-Position du capteur . . . . .	97
II.2.1.2-Radiation d'une source microsismique . . . . .	101
II.2.1.3-Influence des réflexions . . . . .	103
II.2.1.4-Etude du champ d'onde au point de réception du signal . . . . .	104
II.2.2-Analyse spectrale . . . . .	104
II.2.2.1-Choix des paramètres d'enregistrement et de calcul de spectre . . . . .	105
II.2.2.2-Examen des signaux . . . . .	107
II.2.2.3-Problèmes posés par le calcul des spectres . . . . .	108
II.2.2.4-Etude préliminaire de la forme des spectres . . . . .	110
II.2.3-Choix et présentation des méthodes de traitement . . . . .	112
II.3-Etude expérimentale de spectres d'évènements . . . . .	112
II.3.1-Forme générale des spectres . . . . .	112
II.3.2-Influence des conditions expérimentales sur la forme des spectres . . . . .	119
II.3.3-Fréquences dominantes et tailles de source émissive . . . . .	120
II.3.4-Conclusion . . . . .	125
II.4-Traitement statistique du contenu spectral des évènements . . . . .	125
II.4.1-Evolution du contenu spectral avec la contrainte . . . . .	125
II.4.1.1-Introduction . . . . .	125
II.4.1.2-Description de la méthode utilisée . . . . .	136
II.4.1.3-Résultats obtenus en essai brésilien . . . . .	136
II.4.1.4-Résultats obtenus en compression . . . . .	137
II.4.1.5-Interprétation . . . . .	138
II.4.2-Etude du contenu spectral de signaux durant la phase de rupture . . . . .	138
II.4.2.1-Méthode utilisée . . . . .	139
II.4.2.2-Résultats obtenus . . . . .	139
II.4.2.3-Interprétation . . . . .	154
II.4.3-Influence d'autres paramètres sur le contenu spectral des évènements . . . . .	154
II.4.3.1-Influence de l'amplitude des évènements . . . . .	160
II.4.3.2-Influence de la taille des grains . . . . .	165
II.4.3.3-Influence du type d'essai . . . . .	165
II.4.3.4-Influence de la vitesse de sollicitation . . . . .	165
CONCLUSIONS GENERALES . . . . .	166

	Pages
ANNEXE I : Mécanique de la rupture fragile . . . . .	171
I - <u>Généralités</u> . . . . .	173
II - <u>Aspect dynamique de la rupture</u> . . . . .	174
II.1-Modes de propagation d'une fissure . . . . .	174
II.2-Facteurs d'intensité de contrainte . . . . .	174
III- <u>Aspect énergétique de la rupture</u> . . . . .	175
III.1-Notion d'énergie de séparation . . . . .	175
III.2-Critère énergétique de Griffith . . . . .	177
III.3-Courbe d'équilibre . . . . .	178
IV - <u>Critère d'initiation de Griffith</u> . . . . .	179
ANNEXE II : Méthode d'étalonnage du capteur piézoélectrique . . . . .	183
I - <u>Description de la méthode</u> . . . . .	185
II - <u>Mise en oeuvre de la méthode</u> . . . . .	185
ANNEXE III : Illustrations de la technologie employée dans l'essai de flexion et dans son système d'enregistrement à jauges de fissuration . . . . .	189
I - <u>Mise en oeuvre de l'essai de flexion</u> . . . . .	191
II - <u>Système de déclenchement à jauges de fissuration</u> . . . . .	191
BIBLIOGRAPHIE . . . . .	195



## INTRODUCTION GENERALE

Le terme "Emission Acoustique" caractérise globalement l'étude des ondes acoustiques émises dans un matériau soumis à contrainte. Nous avons employé ce terme dans le titre de cet ouvrage car il est bien connu, en raison du grand nombre d'études entreprises sur ce sujet (les premiers travaux datent de 1950), ayant essentiellement trait à des applications industrielles, notamment dans le domaine du contrôle de qualité et des essais non destructifs (les matériaux étudiés étant le plus souvent des métaux).

Néanmoins, les travaux de recherches en laboratoire sur les roches, dans le domaine de l'étude des phénomènes naturels, beaucoup plus récents que les précédents (ceci étant dû en partie à la mise au point d'appareillages adéquats) mentionnent plutôt les phénomènes étudiés sous les noms de "événements microsismiques" ou "activité sismoacoustique" ou encore "microséismes" (ce qu'on devrait plutôt appeler en français "microtremblements de terre"), de sorte que le terme "émission acoustique" est de moins en moins employé dans ce type d'étude.

Ce vocabulaire a pour but de mettre en relief ce qui constitue l'objet principal de notre travail, à savoir les analogies existant entre les phénomènes sismiques naturels (à l'échelle du globe terrestre) et les émissions d'ondes ultrasonores dans des échantillons de roches soumis à contrainte, ainsi que les applications qui peuvent en découler, éventuellement dans le domaine de la prévision sismique.

La démarche d'esprit qui est à la base de ce parallèle, s'appuie sur le fait que, dans un échantillon contraint de roche à comportement élasto-fragile, l'activité des microfissures est génératrice d'énergie microsismique de la même façon qu'une faille de l'écorce terrestre, dans une région sollicitée tectoniquement, peut provoquer un tremblement de terre. C'est pourquoi, tout au long de cette étude, nous avons toujours essayé de raisonner et d'interpréter les phénomènes observés en termes de mécanismes à la source des événements microsismiques.

Les limites de cette similitude entre problèmes de terrain et problèmes de laboratoire sont évidemment nombreuses. Les principaux facteurs restreignant les possibilités de ce type d'étude se regroupent en trois catégories :

- Problèmes d'échelle (milieu non infini, influence de la forme de l'échantillon, etc..).
- Problèmes technologiques inhérents à l'appareillage.
- Problèmes de validité d'application de certains résultats, dus au fait que, dans la plupart des essais classiques (et c'est le cas dans nos essais), les mécanismes de propagation de fissures sont essentiellement de mode I (mode d'ouverture).

Malgré ces obstacles, les perspectives dans ce domaine paraissent nombreuses.

Pour notre part, nous avons essayé ici d'exploiter au maximum toutes les possibilités de l'ensemble d'appareils et des techniques de mesure dont nous disposons, en dépit des problèmes pratiques nombreux qui se sont posés, ceux-ci étant surtout liés au caractère nouveau de ce type d'étude.

Dans une première partie, après avoir rappelé rapidement quelques notions de base sur l'émission acoustique, nous présentons l'appareillage utilisé, qui est relativement complexe et influe malheureusement beaucoup sur les résultats obtenus.

Nous avons essayé ensuite dans une étude expérimentale préliminaire de déterminer les méthodes et techniques de mesure les plus adaptées à notre travail et de cerner les problèmes inhérents à l'appareillage.

En ce qui concerne la partie expérimentale proprement dite, on pourrait schématiser le problème par un système comprenant un certain nombre de paramètres "d'entrée" (condition de sollicitation, nature de la roche, etc..) et un certain nombre de paramètres de "sortie" (caractéristiques diverses du signal émis). Tous ces paramètres sont plus ou moins liés les uns aux autres de manière complexe, et le problème consiste à faire varier l'un ou l'autre des paramètres d'entrée pour détecter une éventuelle influence sur les paramètres de sortie. En ce sens il est difficile de structurer un tel travail.

Néanmoins, nous avons regroupé d'abord un certain nombre de points concernant le rôle du paramètre "temps" qui s'est avéré avoir une influence importante dans les phénomènes de microfissuration.

D'autre part, l'accent a été mis par la suite, sur l'étude générale du contenu spectral des signaux, ceci du fait du très petit nombre d'études concluantes réalisées sur ce sujet (à résultats par ailleurs controversés), et à cause de l'importance de l'étude des fréquences dans des problèmes de similitude avec les conditions de terrain.

PREMIERE PARTIE

PRÉSENTATION DE L'ÉMISSION ACOUSTIQUE

& DE SES MOYENS DE MESURE

I - CONSIDERATIONS GENERALESSUR L'EMISSION ACOUSTIQUEI.1-Introduction :

Un grand nombre de matériaux émettent des ondes dans le domaine ultrasonore quand on les soumet à une contrainte. Ces ondes correspondent à une quantité d'énergie sismoacoustique générée par un réarrangement de la structure du matériau, dû à une relaxation locale de contrainte. Plusieurs mécanismes peuvent donner naissance à une émission acoustique, comme les déformations plastiques, les transformations de phase, les mouvements de dislocations, la microfissuration, etc..

En ce qui concerne les roches qui sont des matériaux polycristallins, les signaux émis correspondent, à une échelle très petite, aux dislocations, à une échelle plus élevée, aux mouvements aux joints de grain, initiation et propagation de fissures intragranulaires et intergranulaires, et à un niveau plus grand, à la fracturation et à la rupture de parties relativement importantes de matériau ou à des mouvements relatifs entre des unités structurales (Hardy, 1977). Les expériences de Dunning et Dunn (1980) sur le quartz, ont montré que la propagation de microfissure est le seul phénomène intragranulaire qui contribue à l'augmentation du niveau d'activité microsismique.

Les ondes de contrainte émises dans un matériau sollicité sont converties par un capteur (transducteur) situé sur la périphérie de l'échantillon, sous forme de signaux que l'on peut classer grossièrement en deux catégories :

- Des signaux de type continu, dont l'amplitude moyenne reste à peu près constante, correspondant à des événements microscopiques peu énergétiques et très fréquents dans le temps. Ce type d'émission est généralement associé à des déformations plastiques homogènes, survenant principalement dans les métaux, et à des phénomènes ductiles.

- Des signaux impulsionnels, correspondant à une émission d'énergie importante de courte durée, liés principalement à la propagation de (micro)fissures dans un matériau à comportement fragile. C'est ce type de signaux, caractérisé sous le nom d'"événement microsismique" ou "microséisme" qui est rencontré dans le cas des échantillons de roche soumis à contrainte.

### I.2-Propagation des ondes dans un matériau :

L'énergie libérée localement dans le matériau donne naissance à des ondes de volume (ondes de compression et ondes de cisaillement). Ces ondes se réfléchissent en arrivant sur la surface libre du matériau et créent des ondes de surface. Par conséquent, un capteur d'émission acoustique est susceptible de recevoir plusieurs types d'ondes, selon sa position sur l'échantillon de roche et la forme de celui-ci.

Dans un milieu solide, infini, élastique, isotrope et homogène, les deux types d'ondes de volume, à savoir d'une part les ondes longitudinales ou de compression (ondes P), d'autre part les ondes transversales ou de cisaillement (ondes S) ont des vitesses de propagation constantes, fonctions des caractéristiques du matériau et valant respectivement :

$$V_p = \left( \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \right)^{1/2}$$

$$V_s = \left( \frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2}$$

$\lambda$  et  $\mu$  étant les coefficients de Lamé du matériau et  $\rho$  sa masse volumique.

Dans un demi-espace, on a création d'ondes de surface telles que les ondes de Rayleigh dont la vitesse de propagation est de l'ordre de 0,9 fois la vitesse des ondes transversales. Selon la forme et les dimensions de l'échantillon, on peut avoir création d'autres types d'ondes (ondes de plaques, ondes de torsion ...) et les conditions de propagation peuvent être modifiées à cause du fait que le milieu n'est plus infini.

On peut citer, par exemple, le cas d'un échantillon assimilable à un barreau de dimensions latérales limitées : Dans le cas de propagation d'ondes longitudinales parallèlement à la longueur du barreau (propagation à une dimension), la loi de Hooke donne classiquement une vitesse de propagation égale à :

$$V = \left( \frac{E}{\rho} \right)^{1/2}$$

avec  $E$  module d'Young et  $\rho$  masse volumique du matériau. Compte tenu de l'expression de  $V_p$  (milieu infini), on peut démontrer que :

$$V_p^2 = V^2 \left( \frac{1-\nu}{(1-2\nu)(1+\nu)} \right)$$

avec  $\nu$  coefficient de Poisson du matériau.

Pour  $\nu = \frac{1}{4}$ , on a  $V_p \approx 1,095 V$  et la différence entre les deux vitesses devient plus grande à mesure que  $\nu$  croît. Ceci est dû au fait que dans le cas d'un milieu infini, la contraction latérale du solide est empêchée par les forces de cohésion avec le reste du milieu. Dans le cas d'un échantillon de forme quelconque, on n'a donc jamais rigoureusement propagation à la vitesse  $V_p$ .

En réalité, dans le cas des roches, les vitesses de propagation sont influencées par la structure de la roche (anisotropie, état de fissuration, porosité) et par l'état de contrainte (influence de l'ouverture ou de la fermeture des fissures selon la direction de propagation et la géométrie du chargement).

### I.3-Atténuation :

Dans un matériau rocheux réel, l'énergie de l'onde diminue progressivement du fait des discontinuités traversées durant son parcours qui atténuent ainsi son amplitude. On peut distinguer des pertes d'énergie par diffusion (expansion géométrique) variant comme  $r^{-2}$  pour des ondes de volume et  $r^{-1}$  pour des ondes de surface, et des pertes par absorption dues à l'anélasticité du milieu, aux frictions internes (par exemple frottement aux lèvres d'une fissure).

Pour exprimer quantitativement ce phénomène, on définit, dans le cas d'une onde de volume plane, un coefficient d'atténuation par :

$$\alpha = \frac{1}{x} (10 \log \left( \frac{E_0}{E} \right)) \text{ en décibels par unité de longueur}$$

$E_0$  étant l'énergie du signal à un stade initial de référence et  $E$  après un parcours sur une distance  $x$ . L'énergie étant proportionnelle au carré de l'amplitude, cette définition est équivalente à :

$$\frac{A}{A_0} = e^{-k\alpha x}$$

$A_0$  et  $A$  étant les amplitudes respectives au niveau de référence et après une distance  $x$  parcourue, et  $k$  un coefficient de proportionnalité.

On définit également le facteur de qualité  $Q$ , plutôt utilisé dans les problèmes de terrain (car il permet de se ramener aux temps de propagation plutôt qu'aux distances) par :

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

$\Delta E$  étant la perte d'énergie par cycle, pour un mouvement sinusoïdal.

On peut démontrer qu'il existe une relation du type :

$$\alpha = C \left( \frac{f}{QV} \right)$$

f étant la fréquence, V la vitesse de propagation de l'onde considérée et C un coefficient sans dimension.

Pour un matériau donné, on considère généralement Q comme constant, c'est-à-dire  $\alpha$  fonction linéaire de la fréquence.

En pratique, l'atténuation est influencée par la taille des grains et surtout par l'état de microfissuration de la roche, donc, de ce fait, par la contrainte appliquée au matériau. D'après les travaux de Molina (1981), la variation  $\Delta\alpha$  du coefficient d'atténuation entre un matériau sain et un matériau microfissuré par contrainte dépendrait de la fréquence sous la forme :

$$\Delta\alpha = a f + b f^4$$

Kaneko et al (1979) ont montré que l'atténuation est beaucoup plus sensible à la création de fissures par sollicitation du matériau, que la vitesse de propagation des ondes et constitue un moyen de contrôle intéressant de la progression de la fissuration dans un matériau soumis à contrainte (fig. 1.1). Ces auteurs expriment le rapport des amplitudes des signaux émis dans les mêmes conditions avant et après fissuration par l'expression :

$$\frac{A}{A_0} = \exp \left( \frac{\pi f x}{V_0 Q_0} \left\{ 1 - \left( \frac{V}{V_0} \right) \left( \frac{Q}{Q_0} \right) \right\} \right)$$

où  $A_0$ ,  $V_0$  et  $Q_0$  sont les valeurs initiales respectives de l'amplitude, de la vitesse de l'onde considérée et du facteur de qualité du matériau, A, V et Q les valeurs finales correspondantes, f la fréquence et x la distance de propagation.

Par conséquent, l'atténuation étant fonction de la fréquence et de l'état du matériau, le contenu spectral des événements est modifié au cours de son parcours dans l'échantillon à qui l'on peut attribuer une certaine fonction de transfert variable selon l'état de contrainte et les conditions de propagation.

#### I.4-Etude des méthodes et techniques de mesure d'émission acoustique :

##### I.4.1-Détection du signal :

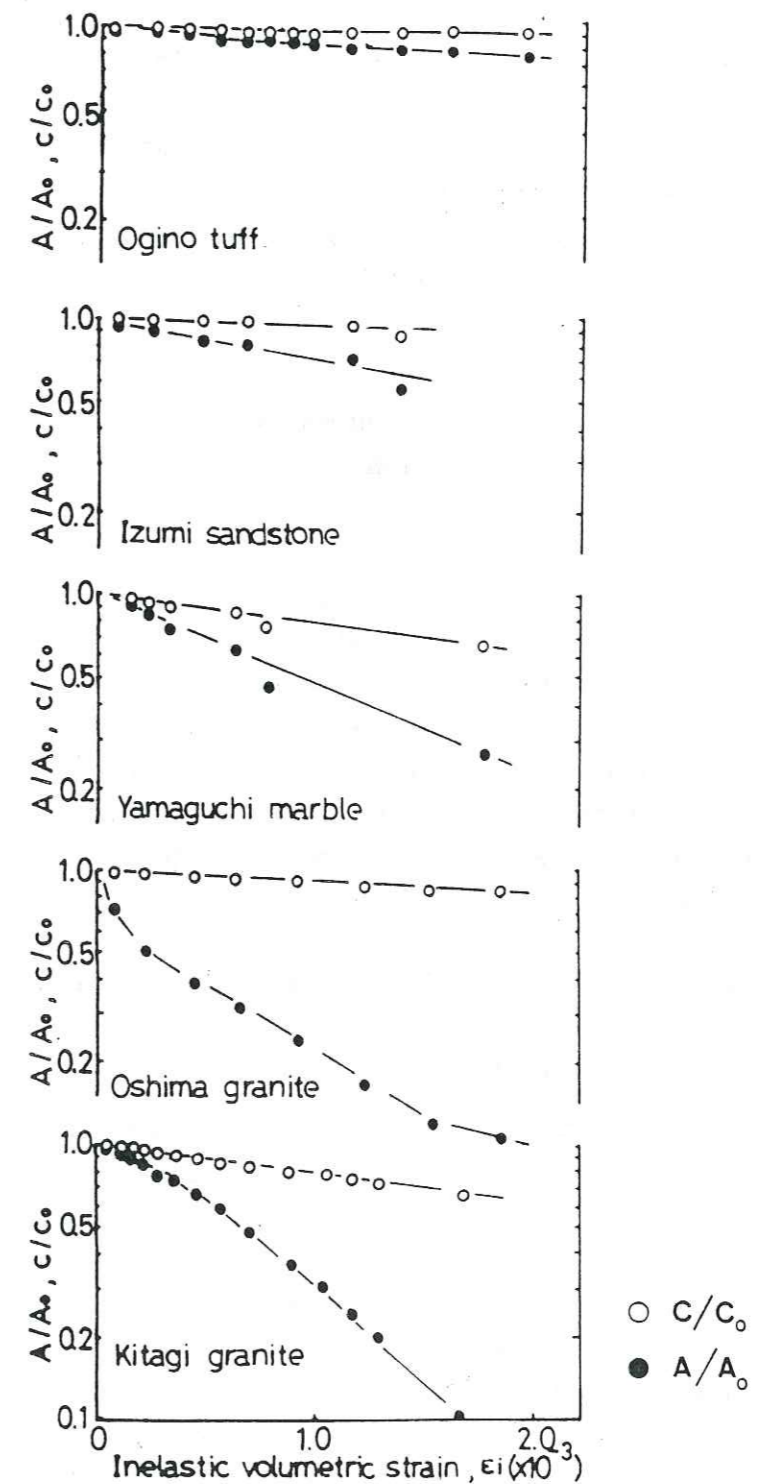


Fig. 1.1- Rapports d'amplitude ( $A/A_0$ ), et de vitesse ( $C/C_0$ ), en fonction de la dilatance pour cinq types de roche (d'après Kaneko et al, 1979).

#### I.4.1.1-Présentation :

Le système de réception du signal comprend un capteur, dont le rôle est de transformer l'énergie élastique de l'onde en signal électrique, et un système d'amplification et de filtrage (fig. 1.2). Le rôle de ce dernier est d'éliminer certaines bandes de fréquence dans lesquelles le signal est susceptible d'être influencé par des bruits d'origines essentiellement mécaniques (bruits de la machine d'essai, généralement de basse fréquence) et électronique (parasites haute fréquence). De ce fait, on utilise habituellement des filtres passe-bande. Le système d'amplification a généralement une fonction de transfert indépendante de la fréquence, de sorte qu'il ne modifie pas les mesures de manière relative pour un gain donné.

Le problème principal vient en fait du capteur, du fait de son influence sur le signal très variable selon ses caractéristiques diverses et la bande de fréquence considérée.

#### I.4.1.2-Domaine de fréquence :

La plus basse limite du spectre de fréquence des signaux d'émission acoustique peut aller jusqu'à des fréquences très basses incluant la fréquence zéro dans les cas où le capteur est positionné à un endroit où on a une variation de déformation permanente produisant une émission (Nakamura, 1977). On estime que la limite supérieure est bien au dessus de l'échelle du mégahertz. Cependant, une sensibilité élevée et une large bande de fréquence sont incompatibles étant donné que plus la bande est large, plus la somme des énergies du bruit ambiant sur toute la bande atteint un niveau élevé, de sorte que la bande réelle à laquelle on s'intéresse dans un type d'essai donné est plutôt un compromis déterminé par des facteurs comme le type de capteur utilisé, les caractéristiques du bruit ambiant, et la finalité de l'essai (fig. 1.3).

Dans les matériaux rocheux, la plus grande partie de l'énergie rayonnée se situe généralement dans le domaine de quelques centaines de kilohertz.

#### I.4.1.3-Capteurs :

Les premiers essais sur ce sujet furent accomplis en utilisant des accéléromètres, qui présentaient l'avantage d'être relativement facilement calibrables. A l'heure actuelle, ils sont peu utilisés, du fait de leur sensibilité trop faible pour la plupart des signaux étudiés. La plupart des capteurs utilisés maintenant sont des capteurs piézoélectriques, le plus souvent à céramique, et possédant une grande sensibilité.

L'inconvénient de ces capteurs est qu'il n'existe aucune méthode simple pour déterminer leur courbe de réponse (possédant en général une ou plusieurs fréquence(s) de résonance bien marquée(s)). Une partie de la difficulté vient du fait que la dimension du capteur (qui doit être la plus petite possible), n'est pas négligeable par rapport aux longueurs d'onde des signaux qu'il reçoit (Nakamura, 1977). Les types de courbe de réponse obtenus sont essentiellement dépendants de l'épaisseur et du diamètre de la pastille du capteur (fig. 1.4).

La taille du capteur influe également sur la directionnalité selon le type d'onde, de manière complexe. Il semble qu'une augmentation du rapport diamètre du capteur sur longueur d'onde donne une plus grande directionnalité (prédominance des trajets de ray proches de la perpendiculaire à la surface de contact), accompagnée d'une réduction de la sensibilité aux ondes transversales en faveur des ondes longitudinales (Rothig, 1974).

Les capteurs sont généralement mis en contact avec l'échantillon à l'aide d'un couplant (en général graisse ou liquide assez visqueux) pour diminuer les pertes à l'interface matériau-capteur.

#### I.4.2-Types de traitement du signal :

##### I.4.2.1-Mesure de l'activité acoustique globale :

Le but est d'avoir une représentation quantitative de l'énergie acoustique émise tout au long d'un essai (généralement fonction de la contrainte appliquée ou du temps). Ceci peut se faire électroniquement soit par comptage cumulé au dessus d'un seuil fixé préalablement, soit par taux de comptage (comptage par unité de temps fixée). Trois méthodes sont principalement utilisées (ce qui permet donc six types de mesure différents) :

- Mesure du nombre de dépassements de seuil (ce qui est la méthode la plus couramment utilisée jusqu'ici) dit nombre de coups (appelé ici  $N_c$ ) : voir fig. 1.5.

- Mesure de l'énergie sismoacoustique émise (proportionnelle au carré de l'amplitude du signal) en unités arbitraires (notée ici  $N_e$ ).

- Mesure du nombre de microséismes (noté ici  $N$ ).

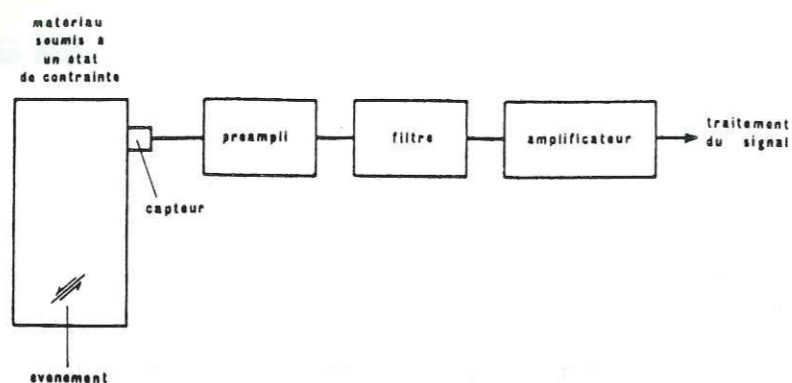


Fig. 1.2- Système de réception des signaux d'émission acoustique.

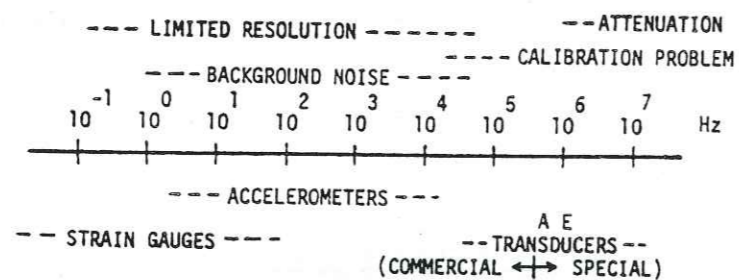


Fig. 1.3- Bandes passantes approximatives des différents types de capteur et principaux facteurs limitatifs (d'après Nakamura, 1977).

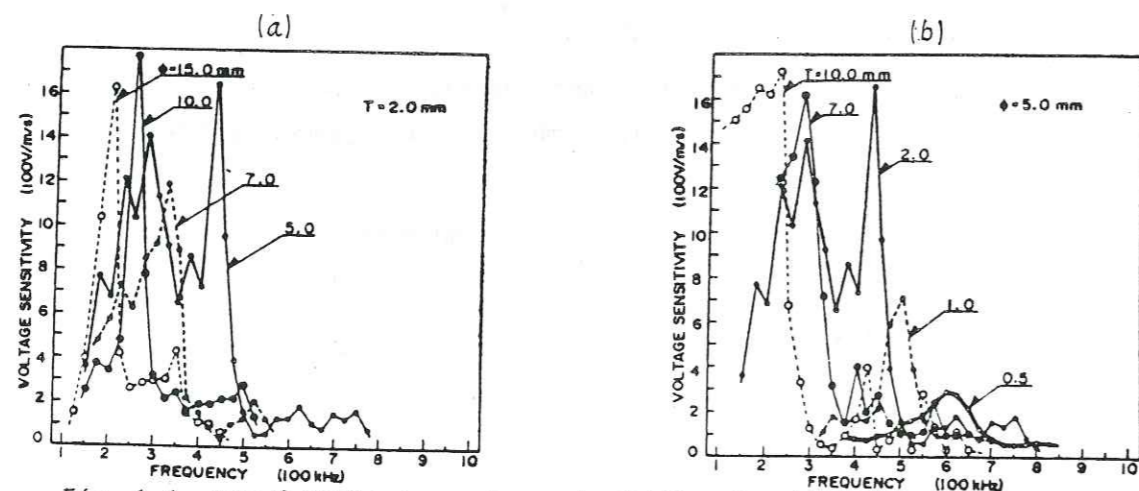


Fig. 1.4- Sensibilités de capteurs de différentes dimensions.  
(a) : en fonction du diamètre, (b) : en fonction de l'épaisseur.  
(d'après Hatano et Mori, 1976).

#### I.4.2.2-Analyse statistique :

On peut caractériser "l'importance" relative d'un événement par un de ses paramètres caractéristiques (fig. 1.5), soit  $p$ ,  $p$  étant d'autant plus élevé que l'évènement est à haute énergie.  $p$  peut être une valeur représentative des paramètres suivants :

- nombre de coups
- énergie
- durée
- amplitude maximale

Un analyseur de distribution permet de faire un classement statistique d'une certaine "population" d'évènements, chacun d'eux étant défini par son paramètre  $p$ . Cet appareillage permet donc de tracer une courbe de distribution définie, soit par  $F(p) =$  nombre d'évènements de paramètre  $p$ , ou en pratique compris entre  $p - \delta p$  et  $p + \delta p$ ,  $\delta p$  étant d'autant plus petit que la résolution du système est élevée (distribution non cumulative), soit par  $G(p) =$  nombre d'évènements de paramètre supérieur ou égal à  $p$  (distribution cumulative): voir fig. 1.6. Nous avons utilisé uniquement des distributions non cumulatives dans nos travaux.

Les petits évènements étant naturellement plus nombreux que les gros, les courbes de distribution sont généralement décroissantes.

#### I.4.2.3-Localisation :

En utilisant plusieurs capteurs, et en mesurant les différences des temps d'arrivée des évènements il est possible de localiser pour chaque évènement la source d'émission. Les problèmes surviennent pour les petits évènements qui peuvent ne pas être enregistrés par un capteur trop éloigné de la source, du fait de l'atténuation. D'autre part, un certain nombre de bruits parasites, dus à des causes extérieures, doivent être éliminés des données de localisation (bruits au niveau des points de contact de chargement par exemple). Dans ce but, des techniques de filtrage spatial (présélection des signaux selon leur origine) ont été mises au point.



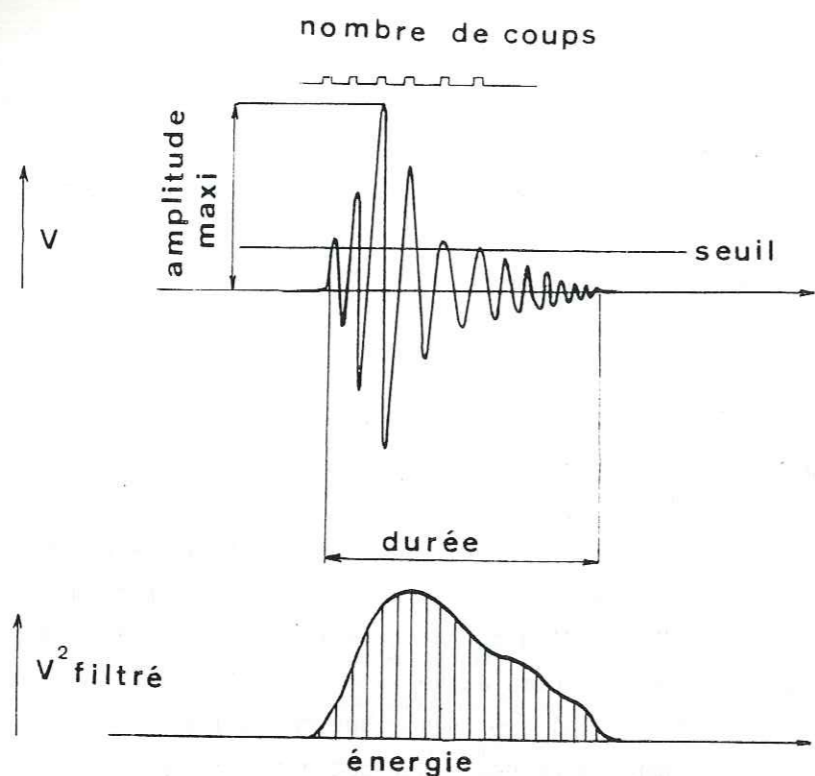


Fig. 1.5- Paramètres d'un événement.

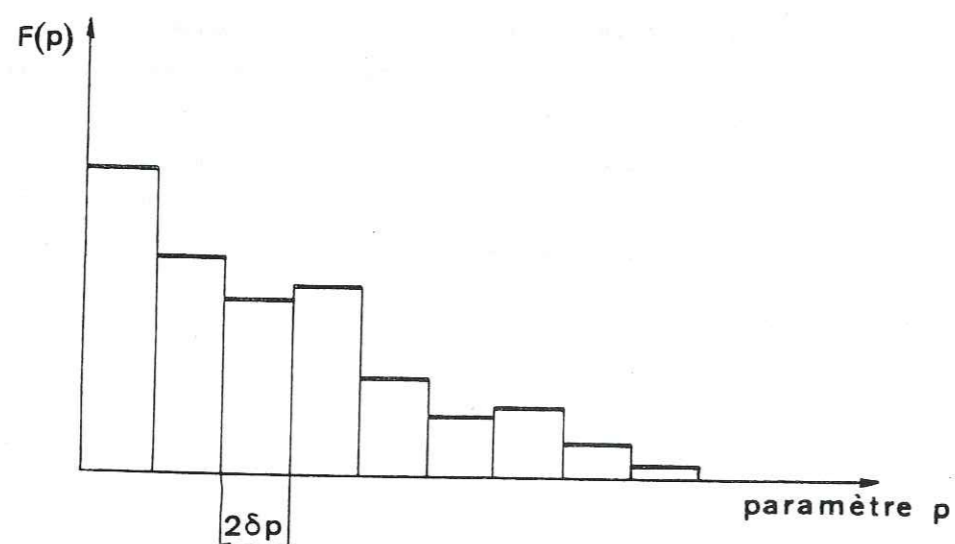


Fig. 1.6- Représentation schématique d'une distribution d'événements.

Ces problèmes font que ce type de traitement est assez délicat et demande un appareillage très spécialisé pour un nombre de capteurs relativement élevé. Plus le nombre de capteurs est élevé et plus l'intervention d'un ordinateur dans la chaîne de mesure est nécessaire. Il est alors très difficile de travailler en temps réel. Pour une localisation tridimensionnelle, 6 capteurs sont nécessaires, mais on peut faire aussi des localisations planes (4 capteurs minimum) ou linéaires (2 capteurs minimum) suivant la géométrie de l'essai réalisé.

#### I.4.2.4-Analyse spectrale :

Parmi les travaux réalisés jusqu'ici en émission acoustique, peu d'études concernent les fréquences. Ceci est dû, pour une part, à la méconnaissance des fonctions de transfert exactes du matériau traversé et du capteur, et pour une autre part, aux difficultés techniques à surmonter pour mener à bien un tel travail.

On a, en effet, deux moyens de mesure possible : Soit utiliser un analyseur de spectre (ce qui rend pratiquement impossible le repérage temporel dans la succession des événements et le choix de la longueur de signal à analyser), soit digitaliser le signal et en faire une transformée de Fourier sur ordinateur. Dans ce dernier cas, étant données les fréquences maximales à analyser (plusieurs mégahertz), les périodes d'échantillonnage doivent être très courtes (de quelques dizaines à quelques centaines de nanosecondes), ce qui demande une capacité de stockage de l'enregistreur extrêmement importante pour un seul événement (la durée moyenne d'un événement étant de quelques centaines de microsecondes). De ce fait, non seulement l'enregistrement continu sans perte de signal est pratiquement impossible, à une telle cadence, avec les moyens techniques actuels, mais encore, le temps de transfert de la mémoire centrale d'un enregistreur vers une unité de stockage et de traitement étant très supérieur à la durée moyenne d'un événement (5 ms environ pour 200  $\mu$ s de signal, pour les systèmes les plus performants), on ne peut enregistrer au mieux (en supposant une succession ininterrompue d'événements), qu'un événement sur 25, environ. Il est naturellement possible d'enregistrer de manière continue (par exemple en utilisant un enregistreur analogique) à condition de ne s'intéresser qu'aux basses fréquences.

On a donc, de toute manière, un compromis à trouver, ou un choix à faire entre une bonne résolution en fréquence et une longueur de signal enregistré suffisante.

### I.5-Conclusion :

Il apparaît que les possibilités de traitement des signaux et les types de mesure sont nombreux en émission acoustique. Le grand nombre de données susceptibles d'être recueillies et le fait qu'on ne peut privilégier un événement particulier, parmi tous les autres, comme étant un reflet absolu d'un mécanisme à la source particulier (influence des différentes fonctions de transfert, réflexions successives, types d'ondes selon la position du capteur et l'angle d'incidence, forme de l'échantillon, etc..) font qu'on s'oriente vers un traitement de type statistique et vers une étude "relative" (comparaison de données expérimentales recueillies dans des conditions variables connues), dans lesquels on étudiera tel ou tel paramètre particulier ou sa variation avec tel autre, à travers un grand nombre d'évènements.

Il est indispensable, pour cela, de bien connaître l'appareillage utilisé et son influence sur les phénomènes étudiés.

## II - PRESENTATION DU DISPOSITIF

### EXPERIMENTAL UTILISE

#### II.1-Machines d'essai :

Trois types d'essais ont été réalisés (décrits plus loin de manière détaillée) : des essais de compression, des essais brésiliens et des essais de flexion.

- Pour les essais de compression et les essais brésiliens, nous avons utilisé une presse hydraulique asservie (Amsler) pouvant monter, en charge, jusqu'à 3000 KN. Pour des raisons d'ordre technologique (presse dotée d'un vérin hydraulique à simple effet), nous avons toujours travaillé à vitesse de mise en charge constante, le contrôle en déplacement n'étant pas stable.

- Pour les essais de flexion, en raison des faibles charges de rupture (de l'ordre d'une centaine de décanewtons pour nos échantillons), et une grande sensibilité étant nécessaire pour de faibles efforts, nous avons utilisé une autre presse (Wykeham Farrance), mécanique, d'une capacité de 100 KN. Nous avons conçu un dispositif permettant de réaliser de tels essais sur cette presse (non conçue dans ce but), dans de bonnes conditions, similaires d'un essai à l'autre (en particulier : nécessité d'une bonne définition des côtes inter-appuis), ainsi qu'un système permettant l'utilisation de capteurs de mesure de déplacement et de force (voir photos : annexe III).

Cette presse étant munie d'un vérin à vis, le contrôle des essais a été fait en déplacement, ce qui a permis, dans certains cas (les vitesses de déplacement pouvant être très faibles), d'avoir des ruptures assez bien contrôlées et d'étudier des phénomènes post-rupture. En revanche, le niveau de bruit de fond est sensiblement plus élevé que pour la presse hydraulique, à cause du moteur.

#### II.2-Ensemble de réception et de traitement du signal :

##### II.2.1- Présentation :

On peut diviser l'ensemble des appareils de la chaîne de mesure acoustique, dont un schéma général très simplifié est donné à la figure 1.7, en deux parties :

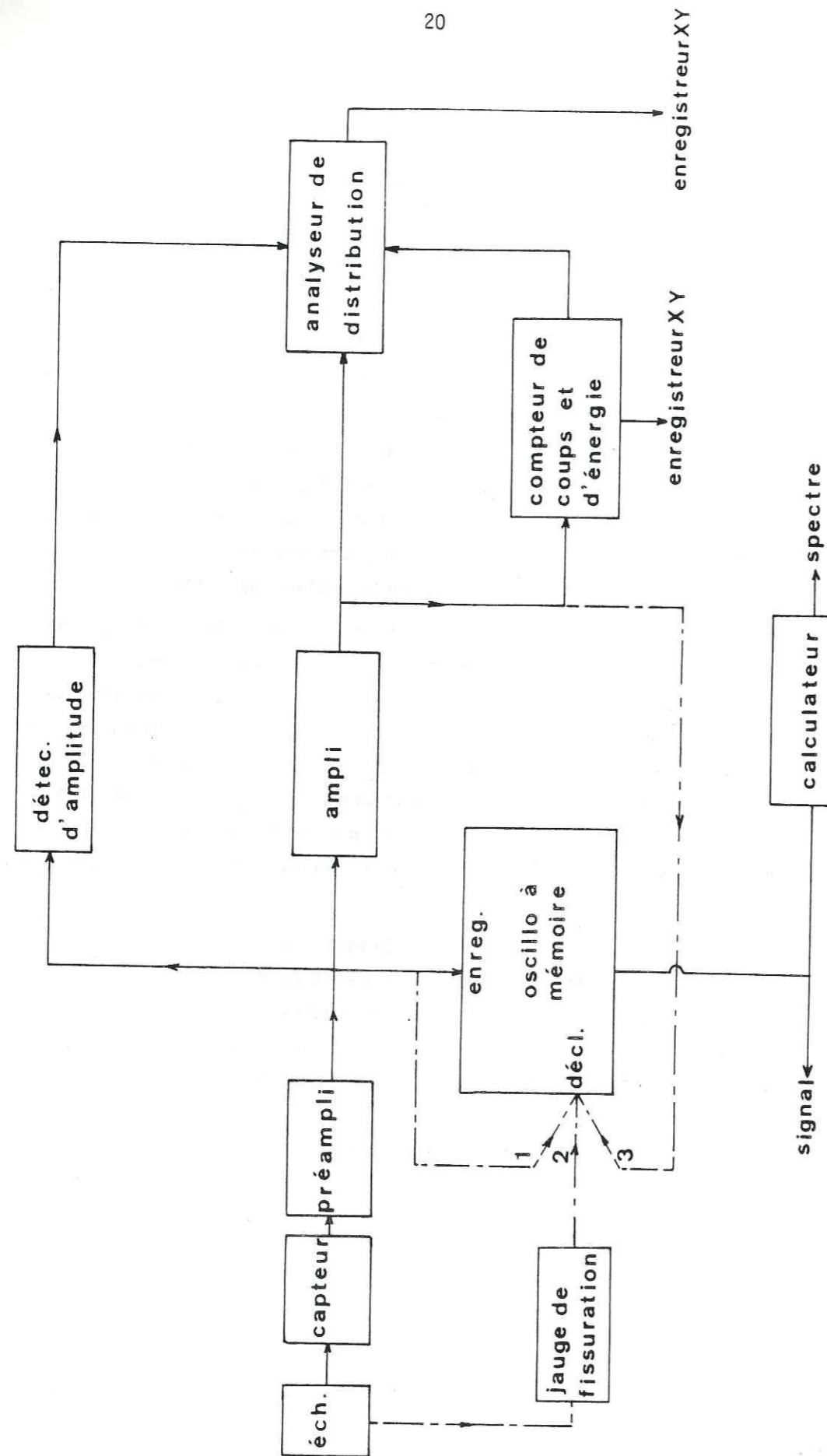


Fig. 1.7- Diagramme général de l'ensemble de réception et de traitement du signal.

- Un sous ensemble d'appareils dont le but est de représenter chaque évènement indirectement par l'un ou l'autre de ses paramètres caractéristiques, indicateur de son importance relative. Les valeurs successives d'un évènement à l'autre du paramètre choisi peuvent être additionnées (énergie, nombre de coups) ce qui donne un moyen de contrôle de l'activité acoustique globale au cours de l'essai, ou classées par ordre de grandeur (distributions sur l'un ou l'autre des quatre paramètres présentés).

- Une partie d'appareillage permettant l'enregistrement intégral d'un nombre limité d'évènements (par rapport à la totalité des évènements réellement captés), leur visualisation et leur analyse en fréquence.

#### II.2.2-Dispositif d'étude d'activité acoustique et de traitement statistique :

Les différentes unités de cet ensemble (Dunegan-Endevco série 3000) sont schématisées à la figure 1.8.

##### II.2.2.1-Capteurs :

Un seul type de capteur a été utilisé pour ce travail et c'est toujours le même capteur qui a servi à l'enregistrement des évènements (un deuxième capteur du même type ayant servi uniquement pour la localisation). Il s'agit d'un capteur piézoélectrique (S 1000 BM, pastille de 8 mm de diamètre) à céramique, doté d'une assez bonne sensibilité entre 100 KHz et 2 MHz. Comme on l'a déjà signalé, l'étalonnage des capteurs d'émission acoustique pose un problème :

A l'origine, le constructeur a fourni 2 courbes de réponse, en pression (Volts/ $\mu$ bar) déterminées soit par génération d'impulsions par étincelle, soit par échos ultrasonores dans un bain de liquide (fig. 1.9). Récemment, une meilleure méthode a été mise au point et décrite par Ching Feng et R.M. Whittier (sept. 1979). Cette méthode, basée sur la propagation d'une onde de Rayleigh générée par la rupture du capillaire de verre (méthode décrite en annexe II) a été utilisée pour étalonner ce type de capteur (déc. 1981) entre 0 et 1 MHz. Elle considère le capteur, travaillant au voisinage de ses fréquences de résonance, comme un capteur de vitesse. Les différences obtenues entre plusieurs capteurs du même modèle (fig. 1.10) et le fait que nous désirions faire une étude en fréquence jusqu'aux plus hautes limites de l'appareillage (2 MHz) nous ont conduit à étalonner par cette méthode, le capteur utilisé ici entre 0,1 et 2 MHz (bande passante utilisée).

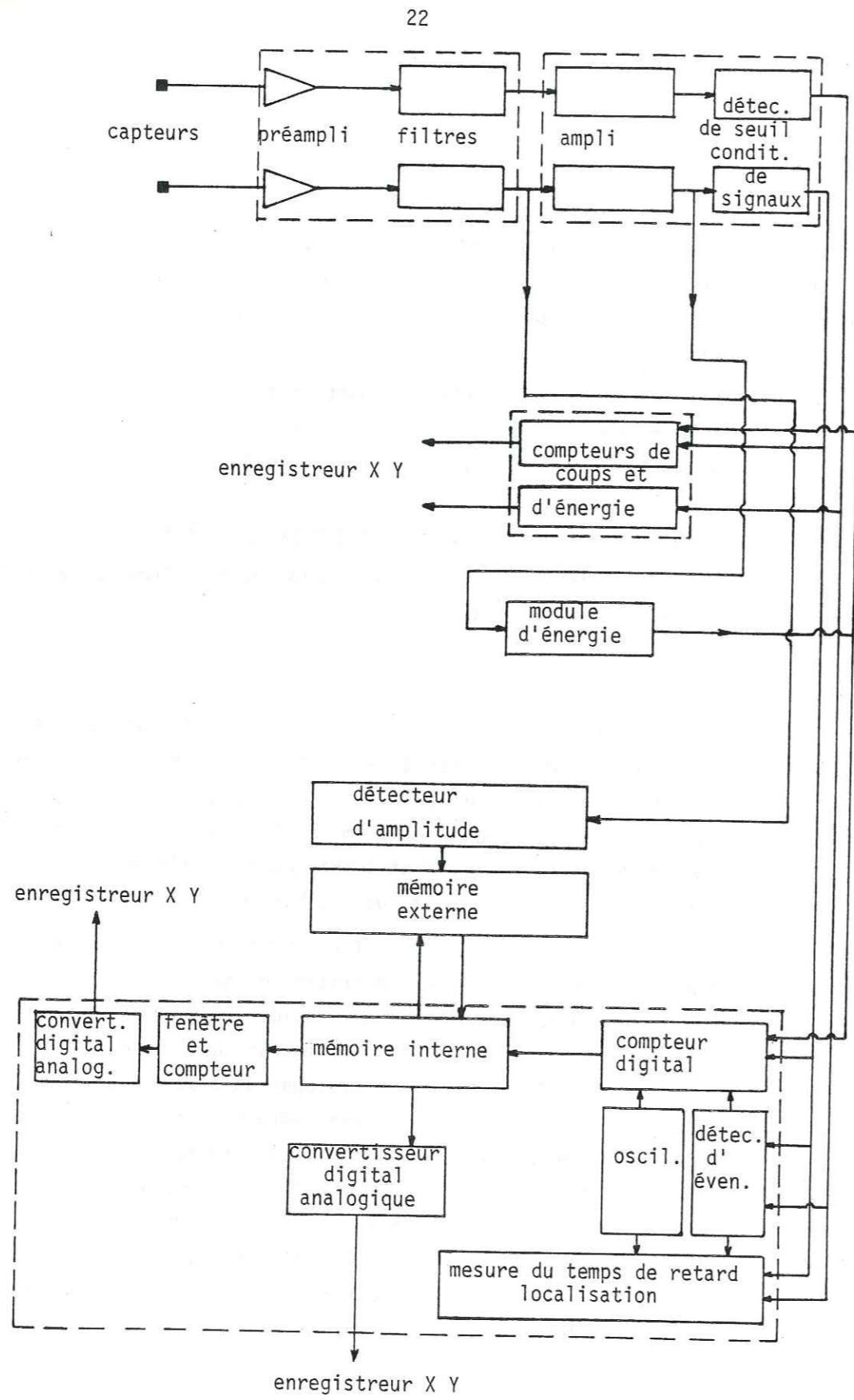


Fig. 1.8- Diagramme de l'ensemble d'études d'activité acoustique et de traitement statistique.

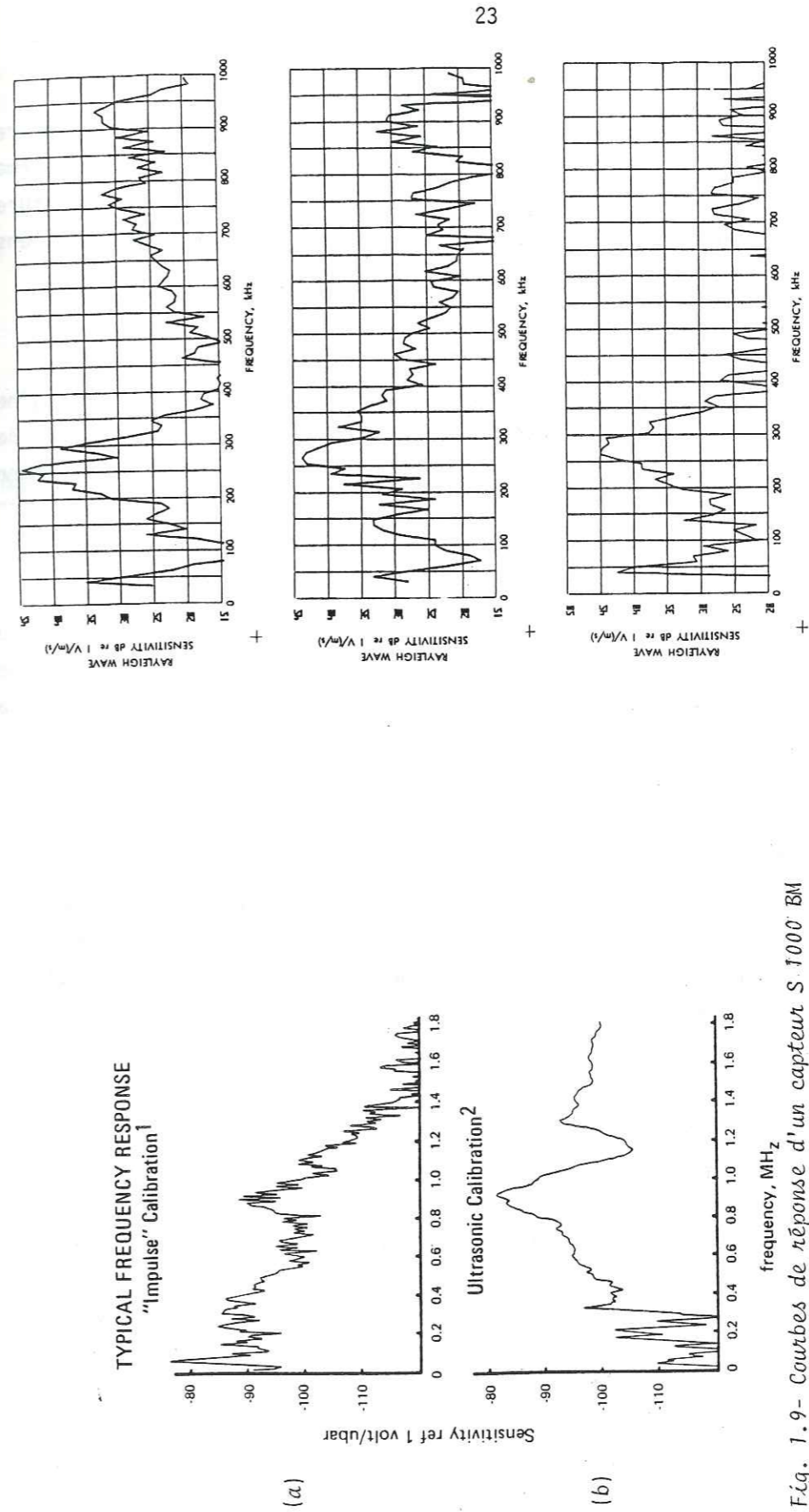


Fig. 1.9- Courbes de réponse d'un capteur S.1000 BM (a) : Par étincelle (b) : Par échos ultrasonores

Fig. 1.10- Courbes de réponse de trois capteurs S 1000 BM par la méthode de rupture du capillaire de verre.

Pour des raisons pratiques, ce calibrage n'a pu être effectué que relativement à la sensibilité maximum. La courbe de réponse obtenue expérimentalement (fig. 1.11) est fortement lissée car il s'agit d'une moyenne entre huit ruptures de capillaires de verre. En fait il s'agit de la fonction de transfert de l'ensemble (capteur + préampli).

#### II.2.2.2-Préamplificateurs :

Il s'agit du modèle 1801 de bande passante 20 KHz-2 MHz, à l'origine. Les préamplis utilisés ont été équipés de filtres passe-haut supplémentaires de 100 KHz (incorporés), de manière à éliminer les bruits d'origine essentiellement mécanique. Leur gain (fixe) est de 40 dB.

#### II.2.2.3-Conditionneur de signaux :

Il s'agit du modèle 302 A. Il comprend 2 voies composées chacune d'un amplificateur (gain variable de 0 à 60 dB par pas de 1 dB), et d'un conditionneur proprement dit, dont le rôle est d'envoyer une impulsion vers le compteur à chaque dépassement d'un seuil fixe de 1 Volt. La bande passante va de 100 KHz à 2 MHz.

#### II.2.2.4-Compteur :

Cet appareil (modèle 303) a également 2 voies. Chaque voie compte les impulsions émises par le conditionneur jusqu'à 999.999 (après quoi la remise à zéro est automatique). Il est possible de lui adjoindre une horloge (non représentée sur le diagramme) pour travailler en taux de comptage.

#### II.2.2.5-Module d'énergie :

Ce module (602) émet vers le compteur un nombre d'impulsions dont la fréquence est proportionnelle au carré de l'amplitude du signal (nombre de coups d'énergie), si ce carré, filtré, dépasse un seuil préréglé : Comme le carré du signal a une composante continue représentant une moyenne de l'énergie de ce signal, il n'est pas nécessaire de travailler avec les plus hautes fréquences. C'est pourquoi un filtre passe-bas est installé sur l'appareil, commutable en 2 positions : 10 KHz et 1 KHz. Nous avons utilisé le filtre de 10 KHz (le filtre de 1 KHz étant plutôt utilisé pour un comptage d'évènements au dessus du seuil d'énergie).

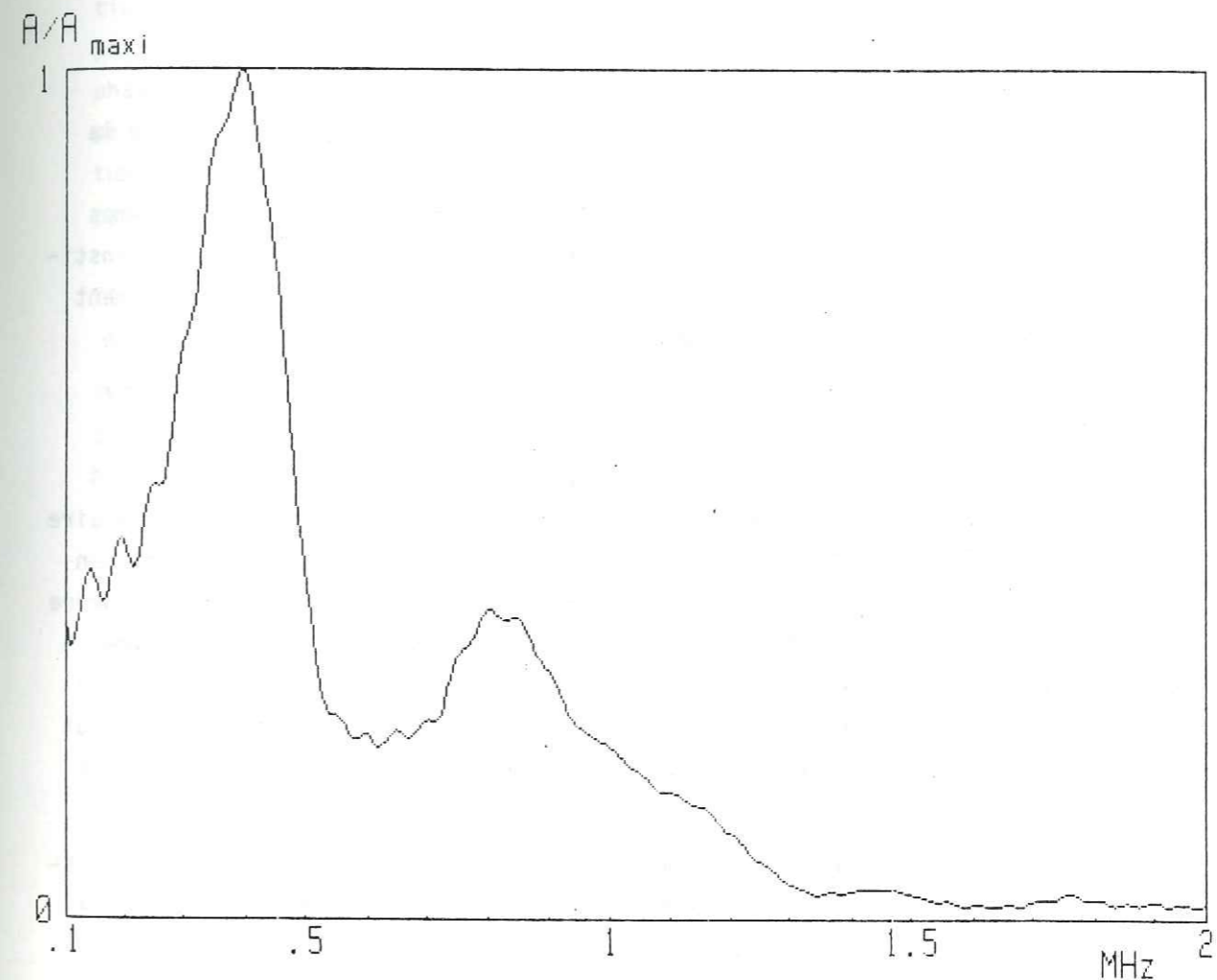


Fig. 1.11- Courbe de réponse expérimentale de l'ensemble: (capteur + préampli)

#### II.2.2.6-Détecteur d'amplitude :

Il s'agit du modèle 921. Il travaille sur le signal non amplifié (signal de sortie du préampli) et envoie, pour chaque événement, vers les mémoires de l'analyseur de distribution, un nombre d'impulsions représentant l'amplitude maximale du signal en décibels (de 0 à 100 dB par pas de 1 dB), la référence étant 100  $\mu$ V. Il est muni d'un seuil variable permettant d'éliminer les tout petits événements non distinguables du bruit de fond. La bande passante va de 100 KHz à 1 MHz. Le seuil choisi fut de 25 dB pour tous les essais où cet appareil a été utilisé.

#### II.2.2.7-Analyseur de distribution :

Un événement est "défini" vis-à-vis de l'appareil (modèle 920) de la manière suivante : Le début de l'événement est fixé au premier dépassement de seuil. A la fin du dernier dépassement de seuil, on compte une période de temps mort présélectionnée (50  $\mu$ s, 100  $\mu$ s, 1 ms, 10 ms). La fin de cette période constitue la fin de l'événement, sauf si on enregistre auparavant un autre dépassement de seuil, auquel cas on reporte le processus. Ce critère de sélection présente évidemment des inconvénients, qui seront étudiés par la suite (paragraphe I.3, deuxième partie).

Chaque événement est caractérisé par un paramètre choisi (l'un des 4 présentés). Les différentes valeurs de ce paramètre sont envoyées dans une mémoire comportant 101 "cases". Chaque case (cases "graduées" de 0 à 100) étant représentative d'une valeur (ou d'une petite fourchette de valeurs) du paramètre par ordre croissant de 0 à 100. On peut stocker au maximum 4095 événements (c'est-à-dire 4095 valeurs identiques du paramètre) par case. L'ensemble des nombres d'événements dans chaque case constitue la fonction de distribution. De ce fait, on peut faire aussi un comptage cumulé d'événements (somme de tous les nombres de chaque case).

Il est également possible d'utiliser l'analyseur pour faire de la localisation linéaire. Dans ce cas, chaque case est représentative d'une position relative de la source par rapport aux deux capteurs. On peut enfin utiliser cet appareil pour mesurer la vitesse des ondes longitudinales, en utilisant un des capteurs comme émetteur.

En utilisant une deuxième mémoire (mémoire externe), on peut étudier simultanément deux distributions différentes (chacune pour un paramètre choisi).

#### II.2.3-Dispositif d'enregistrement du signal et d'analyse en fréquence :

##### II.2.3.1-Système de déclenchement de l'enregistrement :

L'enregistrement se fait à la sortie du préampli (le signal ayant alors atteint un niveau suffisamment élevé) ce qui évite d'introduire une nouvelle fonction de transfert (amplificateur). Cependant, le seuil minimum de déclenchement de l'oscilloscope étant trop haut pour pouvoir enregistrer directement un nombre suffisant d'événements, nous avons utilisé le signal amplifié pour le déclenchement (position 3, fig. 1.7). Le déclenchement par le signal enregistré lui-même (position 1, fig. 1.7) n'a pu se faire que pour les signaux enregistrés durant la phase de rupture, en flexion. Pour des enregistrements de signaux durant cette phase, nous avons également utilisé un système de jauges de fissuration constituées par un fil conducteur qui est placé sur le passage de la fissure, et dont la rupture déclenche l'enregistrement (position 2, fig. 1.7). Ce système est décrit au paragraphe I.3.2 de la troisième partie, et en annexe III.

##### II.2.3.2-Système d'enregistrement et de traitement :

Il est constitué par un oscilloscope digital (Nicolet 2090-204 A) de fréquence maximum d'échantillonnage de 20 MHz et d'une capacité mémoire de 4096 points, utilisable en un seul bloc ou divisible par 2 ou par 4. Les signaux enregistrés peuvent être automatiquement copiés sur une unité de stockage à disques magnétiques, d'une capacité équivalente à 8 fois celle de la mémoire centrale (pour un disque). Nous avons mis au point un programme de transfert, utilisable avec un interface rapide approprié, permettant de relire sur un calculateur (HP 9845 B) les signaux ainsi stockés. Ceux-ci sont, par la suite, traités sur ce même calculateur.

DEUXIEME PARTIE

ÉTUDE EXPERIMENTALE PRELIMINAIRE

I - COMPARAISON ET ETUDE EXPERIMENTALEDES TECHNIQUES DE MESURE EN EMISSION ACOUSTIQUE

Cette partie porte uniquement sur le dispositif d'étude d'activité acoustique et de traitement statistique, en raison du grand nombre de possibilités d'étude et de types de mesure différents qu'il permet de réaliser.

I.1-Etude des moyens de mesure d'activité acoustique :

Nous avons essayé de faire une comparaison des trois possibilités de mesure (comptage) réalisables avec ce dispositif (voir première partie, paragraphe I.4.2.1) à savoir :

- Mesure du nombre d'évènements (N)
- Mesure du nombre de coups ( $N_c$ )
- Mesure du nombre de coups d'énergie ( $N_e$ )

I.1.1 -Mesure du nombre d'évènements :

Cette méthode est relativement peu employée, ou du moins employée plutôt en combinaison avec d'autres relevés de mesures analogues. Ceci est dû au fait que les évènements ont des magnitudes très variables même au cours d'un seul essai, selon les sources qui leur donnent naissance. En particulier, la proportion des gros évènements par rapport aux petits varie (en général, elle croît) avec la contrainte (Thiercelin 1980).

Pour cette raison, nous avons considéré cette méthode, qui ne fait pas la différence entre deux évènements de tailles différentes, comme inadaptée à une étude de microfissuration axée sur l'étude des mécanismes à la source telle que la nôtre.

I.1.2-Mesure du nombre de coups :

C'est la méthode la plus utilisée jusqu'ici, en raison de la relative simplicité des moyens techniques nécessaires à sa mise en oeuvre. Néanmoins, elle présente pour nous un certain nombre d'inconvénients :

D'abord, elle est sujette à l'influence des fréquences du signal. Il est évident que pour deux signaux de même amplitude et de même durée, celui de plus haute fréquence produira plus de dépassements de seuil.



Ensuite, elle considère l'importance relative d'un événement de manière indirecte au sens où un événement de plus grande amplitude dure généralement plus longtemps, donc produit plus de dépassements de seuil (Beattie et Jaramillo, 1973). En ce sens, elle "suppose" une assez étroite corrélation amplitude-durée, des événements.

Pratiquement, sur les essais réalisés ici, on constate un autre inconvénient : A l'approche de la rupture, pour la plupart des matériaux rocheux relativement émissifs et des types d'essai courants, le nombre de coups enregistré croît démesurément en saturant complètement les appareils. Ceci est peut-être dû au fait que le signal reste toujours, à partir d'un certain stade, un peu au dessus du seuil (les événements étant très longs et très rapprochés).

#### I.1.3-Mesure du nombre de coups d'énergie :

Un certain nombre d'études ont été réalisées dans plusieurs domaines, pour tester la validité de la méthode de mesure d'énergie des microséismes par un système électronique tel que le nôtre. Beattie et Jaramillo (1973) ont trouvé dans une étude comparative, que l'énergie était un paramètre plus adapté que le nombre de coups à l'étude des événements de haute amplitude émis par un défaut majeur dans une structure (future amorce de rupture). Dans ses expériences sur les aciers, Mirabile (1974) a trouvé que l'énergie permettait mieux de faire la différence entre une déformation plastique et une propagation de fissure (énergie bien plus importante dans ce dernier cas). A une échelle de terrain intermédiaire (activité sismique due à des effondrements dans les mines), Blake (1978) a montré que le comptage en énergie était le meilleur moyen de prédiction d'une rupture importante.

D'autre part, l'énergie présente l'avantage d'être plus directement corrélée à l'amplitude des signaux, celle-ci étant un paramètre important (le plus utilisé dans les analyses de distribution), et plus facile à lier quantitativement avec une propagation de fissure, comme le montrent par exemple les travaux de Gerberich et Hartbower (1967).

En ce qui concerne nos essais, nous avons pu déceler des différences entre les allures de courbes, de nombre de coups d'une part, et d'énergie d'autre part, en fonction de la contrainte appliquée :

a) Il semble d'abord que les courbes d'énergie soient plus lissées que les courbes en nombre de coups (moins d'augmentation subite d'activité due à des défauts mineurs non critiques).

b) En général les formes caractéristiques des courbes comprennent trois phases principales (Scholz, 1968 (b)) qui sont, de manière très résumée :

- une première phase, plus ou moins importante selon le type d'essai et la roche étudiée (parfois inexistante) correspondant à un tassement et à l'activité des fissures perpendiculaires à l'axe des charges.

- une deuxième phase à peu près linéaire avec peu d'activité micro-sismique.

- une troisième phase correspondant à une croissance progressivement accélérée de l'activité et amenant la rupture.

Pour nos essais, dans la majorité des cas, le nombre de coups commence à croître très rapidement dès le début de cette troisième phase (peut-être avant) et les courbes correspondantes tendent à devenir presque verticales nettement avant la rupture, de sorte qu'il est plus difficile de prévoir celle-ci que pour des courbes en énergie où cette croissance ne se fait vraiment que dans les tout derniers stades (fig. 2.1).

c) A l'approche de la rupture, l'augmentation de l'énergie sismoacoustique, bien qu'importante, n'est pas démesurée et ne sature pas complètement les appareils, de sorte que l'énergie acoustique cumulée d'un bout à l'autre de l'essai est presque toujours mesurable, contrairement au nombre de coups (fig. 2.1).

d) Enfin, dans une étude des courbes de distributions successives pour différents niveaux de contrainte, on constate juste avant la rupture, une évolution plus subite (augmentation de la proportion de gros événements) dans les courbes de distribution en énergie que dans celles en nombre de coups (fig. 2.2).

#### I.1.4-Conclusion :

Il semble que la mesure de l'énergie soit une méthode plus adaptée que celle du nombre de coups à une étude telle que la nôtre, dans laquelle on s'intéresse, en relation avec la sismogenèse, surtout à l'initiation et à la propagation de fissure(s) critique(s) et à la rupture elle-même. En conséquence, nous avons choisi cette méthode pour tous nos essais.

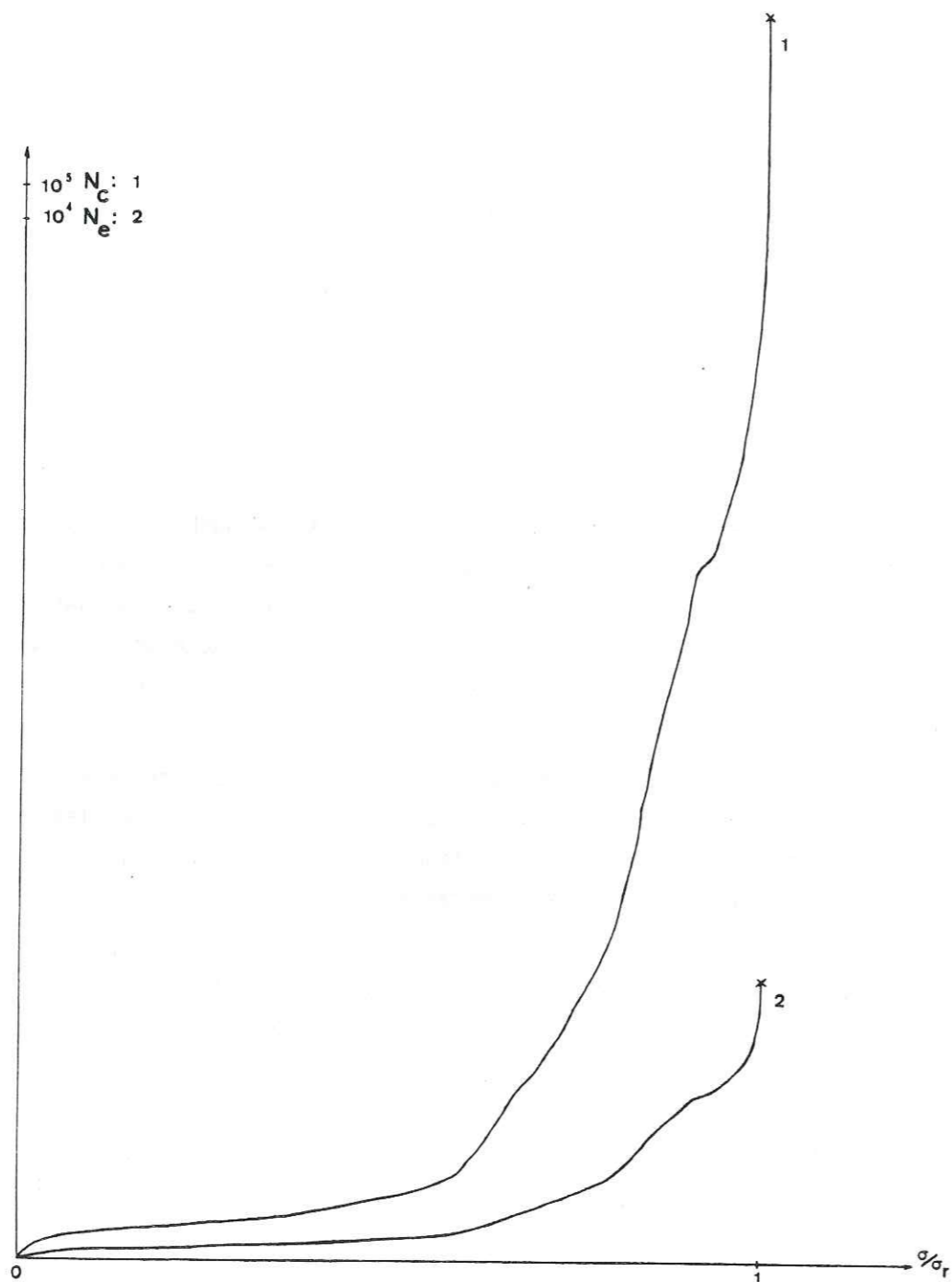


Fig. 2.1- Mesure de l'activité acoustique en fonction de la contrainte par comptage en nombre de coups ( $N_c$ ), et en énergie ( $N_e$ ).  
(essai brésilien, granite du Combeynot).

## I.2-Etude des différents types de courbes de distribution :

### I.2.1-Distribution en nombre de coups :

Les études réalisées ici, ont montré d'emblée que l'utilisation de ce type de distribution présentait un certain nombre d'inconvénients pratiques, à savoir :

- Les événements peuvent avoir des nombres de coups très variables, parfois supérieurs à 100, de sorte que les très gros événements ne sont pas pris en compte, car ils dépassent la pleine échelle.

- On a en général saturation à la rupture, c'est-à-dire que malgré l'activité acoustique considérable, on n'a pas d'évolution de la distribution, la "machine" considérant que l'on est en présence d'un événement de durée "infinie".

- Les courbes sont généralement très dispersées et n'ont pas une allure très caractéristique (fig. 2.2).

Sur le plan théorique, le nombre de coups présente l'inconvénient de ne pas être une caractéristique du signal dans l'absolu (mais relativement à un seuil fixé).

### I.2.2-Distribution en énergie :

Les courbes de distribution en énergie ont un peu le défaut contraire aux précédentes et tous les événements sont localisés dans une très petite fourchette d'énergie comparée à l'échelle utilisable.

Du point de vue théorique, on a le même inconvénient majeur que précédemment.

La figure 2.2 montre l'évolution des courbes de distribution en fonction de la contrainte appliquée à l'échantillon : On constate que, plus on approche de la rupture, plus on a de gros événements, ce qui est une conclusion déjà établie (notamment par Scholz (1968 (b)) et Thiercelin (1980) grâce à des études de distribution en amplitude), mais aussi que pour les courbes d'énergie, l'évolution se fait brusquement, dans le dernier stade de la sollicitation, contrairement à celle du nombre de coups où elle se fait plutôt de manière progressive. Ceci tend à confirmer, par ailleurs, les conclusions précédemment établies sur la supériorité du comptage en énergie comme moyen d'étude et de prédiction de la rupture.

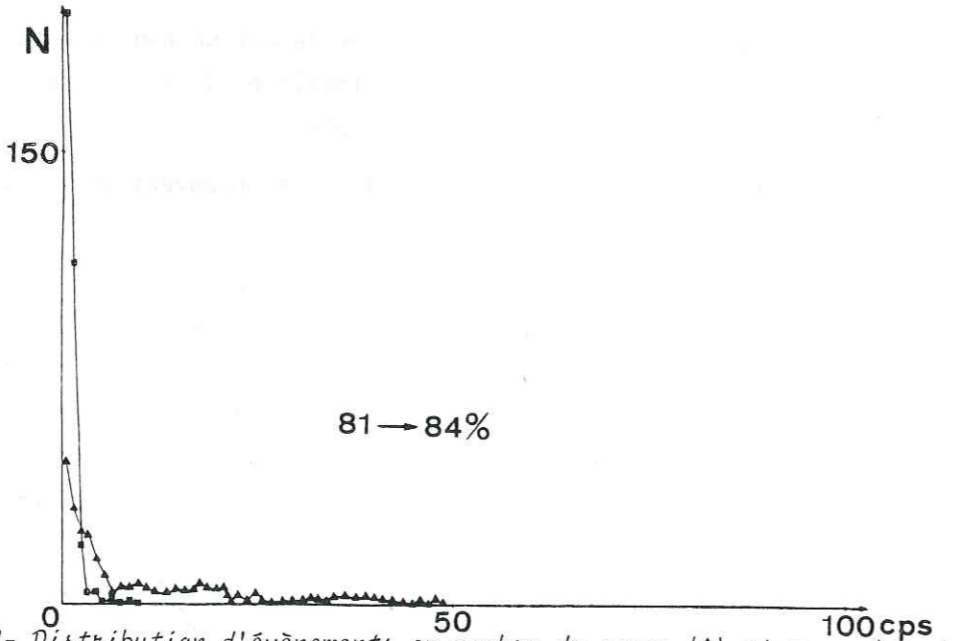
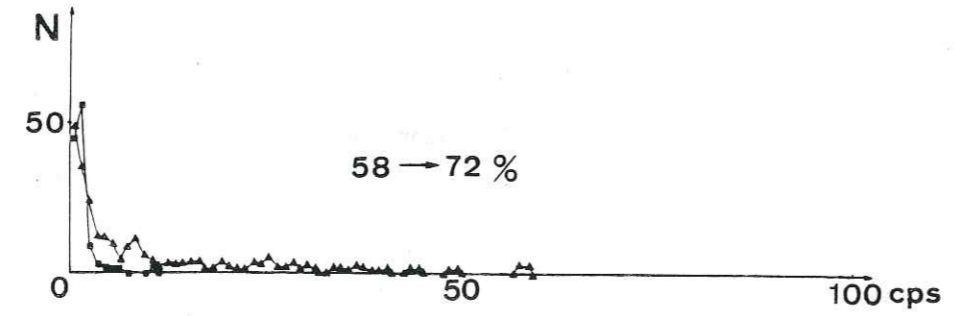
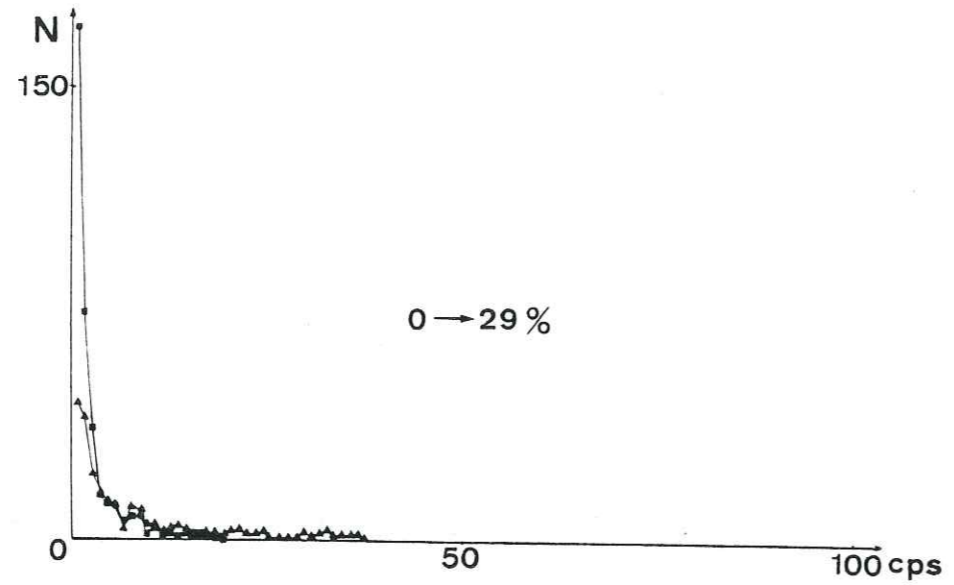


Fig. 2.2- Distribution d'évènements en nombre de coups (▲), et en nombre de coups d'énergie (■), pour différents niveaux de contrainte (essai brésilien, granite de Sidobre). Les niveaux sont indiqués en pourcentages de la contrainte maximale.

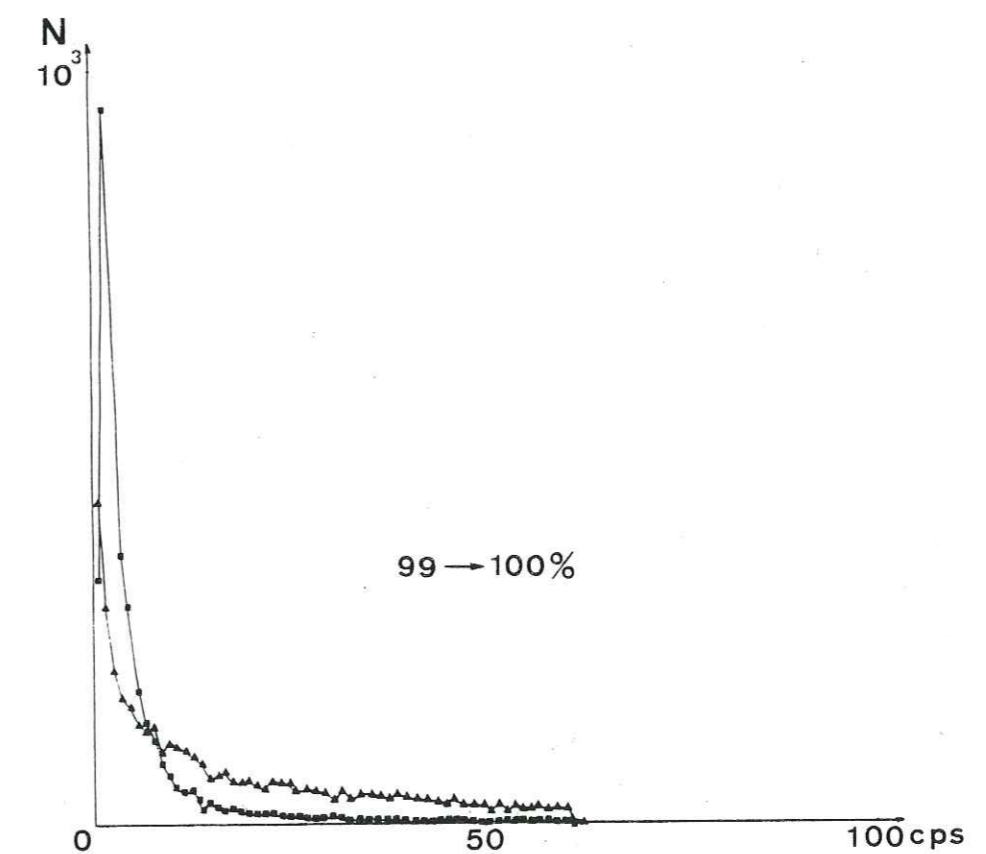
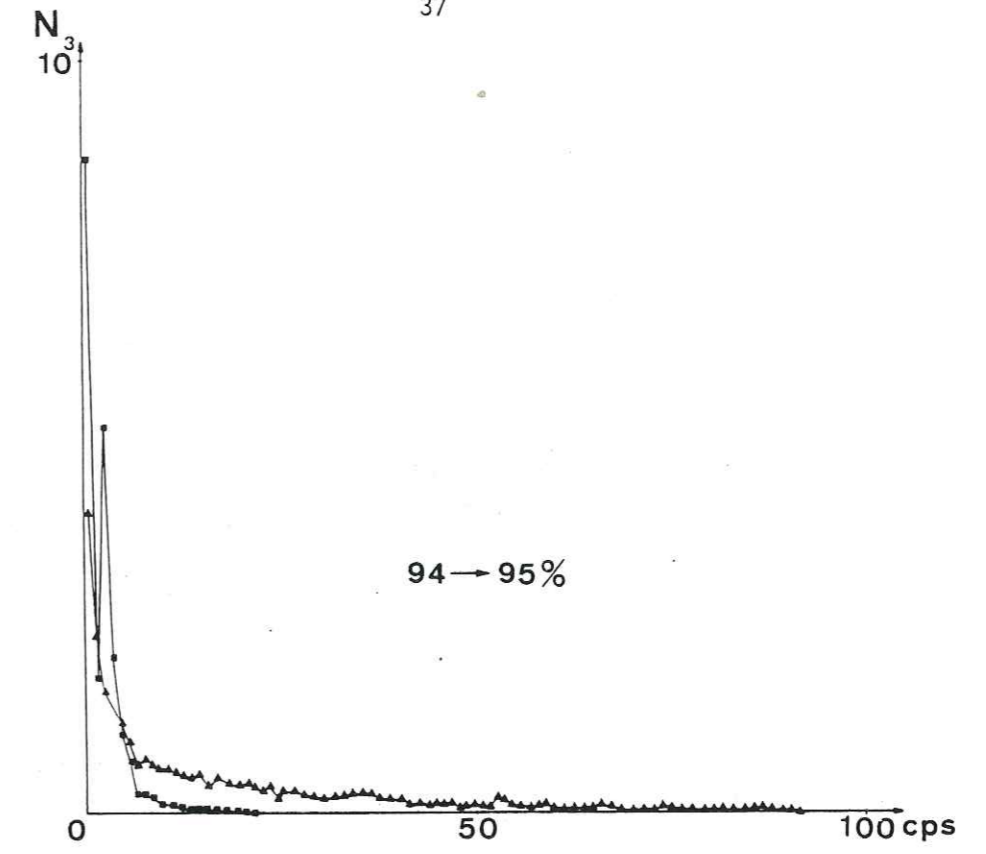


Fig. 2.2- (Suite)

### I.2.3- Distribution en amplitude maximale :

L'énorme majorité des études de distributions d'évènements dans les matériaux soumis à contrainte porte sur les distributions d'amplitude maximale, aussi bien pour les métaux (Nakamura et al, 1972 ; Pollock, 1978) que pour les matériaux rocheux (Mogi, 1962 ; Mogi, 1966 ; Scholz, 1968 (b)). Dans les roches, les auteurs cités ont établi que ce type de distribution a une courbe représentative en coordonnées bilogarithmiques (ou semilogarithmiques si l'amplitude est exprimée en décibels), en forme de droite (ou de plusieurs droites pour une distribution plurimodale). Cette particularité, qui est à l'origine de l'emploi assez répandu de cette méthode de mesure, permet également de faire un parallèle avec des relations établies en Sismologie. Citons la relation classique de Gutenberg et Richter :

$$\log N = a - bM \quad (1)$$

N étant ici le nombre de séismes de magnitude comprise entre  $M - dM$  et  $M + dM$ , et a et b des constantes.

Une autre relation similaire à celle-ci a été établie par Ishimoto et Iida :

$$n(a) da = Ka^{-m} da \quad (2)$$

où  $n(a)$  est le nombre de séismes ayant une amplitude maximale comprise entre a et  $a + da$  (K et m étant des constantes). Le paramètre b de la relation (1) et le paramètre m de la relation (2) sont d'ailleurs reliés par la relation :  $b = m - 1$  (Suzuki, 1959). Ils correspondent à la pente de la droite considérée.

Dans le cadre des relations avec la sismogenèse, l'étude de cette distribution est donc intéressante. Dans notre cas, c'est le paramètre m qui sera utilisé (on travaille sur les amplitudes maximales). L'amplitude étant donnée à la sortie du détecteur en décibels (référence  $10^{-4}$  V), on peut facilement démontrer que la pente m de la relation (2) (a étant mesuré en Volts), est égale à 20 fois la pente mesurée sur les courbes  $M = f(N)$ , (N étant le nombre d'évènements d'amplitude maximale M avec M en décibels) données directement par l'analyseur de distribution.

Pour les essais dans lesquels une étude de distribution a été faite, nous avons trouvé une distribution plurimodale, dans laquelle nous avons défini empiriquement (compte tenu des roches étudiées présentées plus loin) une première pente (appelée  $m_1$ ) par régression linéaire du type moindres carrés entre 28 et 35 dB compris, et une deuxième ( $m_2$ ) de manière analogue à partir de 39 dB compris, jusqu'à au moins 65 dB, la limite supérieure dépendant de l'étendue de la population d'évènements (fig. 2.3). Cette deuxième partie de la distribution (correspondant aux évènements de forte amplitude) n'a pas été étudiée dans nos essais, dans le cas où la population d'évènements était trop restreinte pour avoir une bonne corrélation. Cette distribution plurimodale a déjà été observée dans les travaux de Thiercelin (1980), sur des essais de compression simple (présence d'un pic, en coordonnées linéaires, aux environs de 40 dB).

### I.2.4-Distribution en durée :

Ces distributions ont été, pour des raisons pratiques dues à l'appareillage, étudiées pour des durées supérieures ou égales à 1 ms, la durée du temps "mort" (voir première partie paragraphe II.2.2.7) étant de 1 ms, ce qui correspond à des évènements assez gros.

Les courbes de distribution étudiées décroissent très rapidement à partir de l'origine en étant relativement bien lissées et ont une allure assez semblable d'un essai à l'autre (fig. 2.4). Bien que la durée d'un évènement soit une caractéristique bien définie dans l'absolu, on a tendance à avoir, du fait du critère de définition de la durée d'un évènement, du point de vue de l'appareil de mesure (à partir du seuil et du temps "mort" choisi), le même genre d'inconvénient que pour les deux premières distributions présentées (définition du paramètre relativement à l'appareillage).

Néanmoins, nous avons choisi d'utiliser ce type de distribution dans notre étude en exploitant le fait que leur allure est relativement peu variable d'un essai à l'autre. Pour cela, nous avons défini le paramètre suivant, appelé  $\lambda$ , par :

$$\lambda = \frac{N}{N_0}$$

avec :  $N_0$  = nombre d'évènements de durée comprise entre 1 et 1,1 ms (borne inférieure comprise)

$N$  = nombre total d'évènements (durée supérieure ou égale à 1 ms)

Fig. 2.3- Distribution en amplitude maximale (essai brésilien, granite de Sidobre).

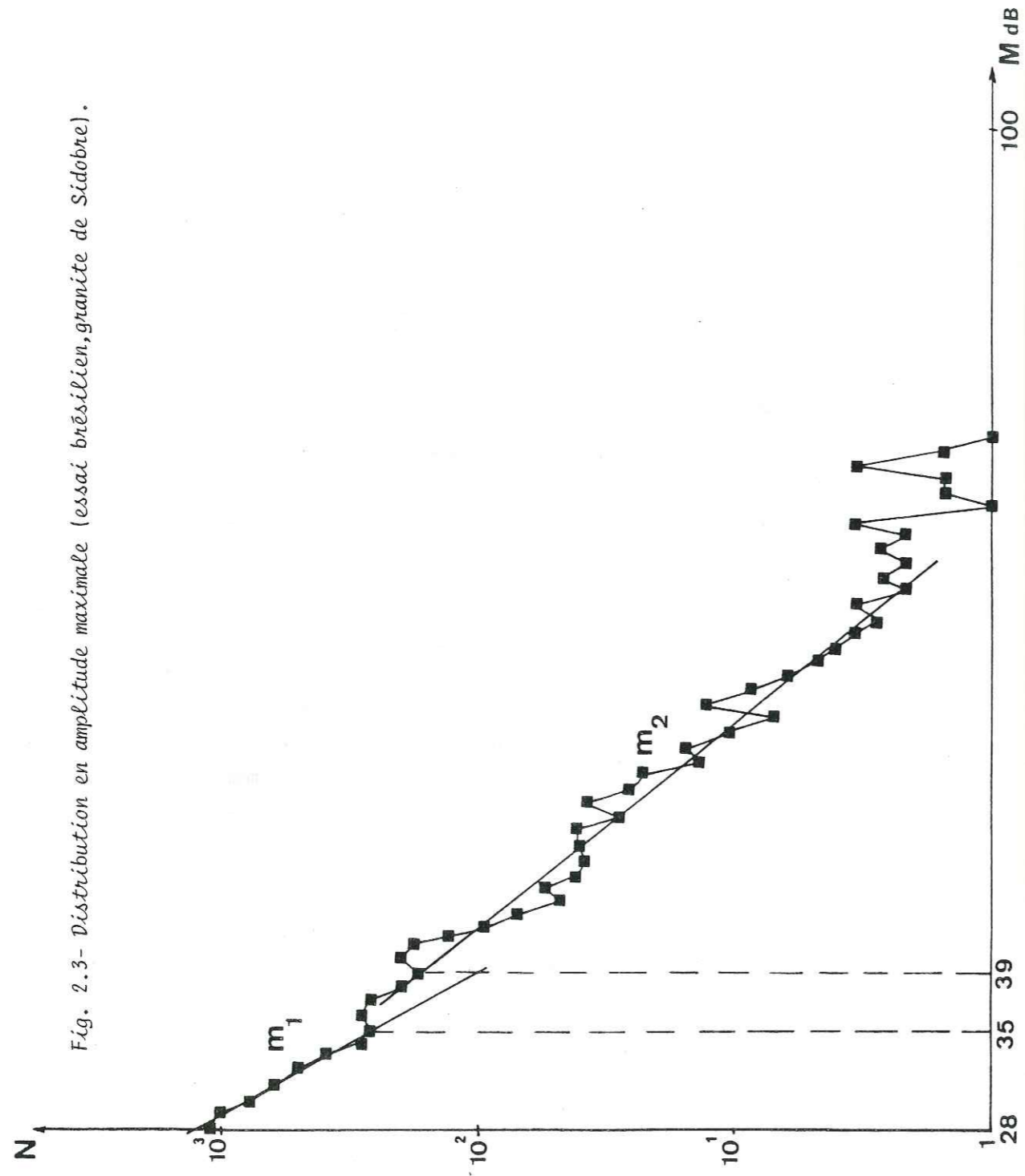
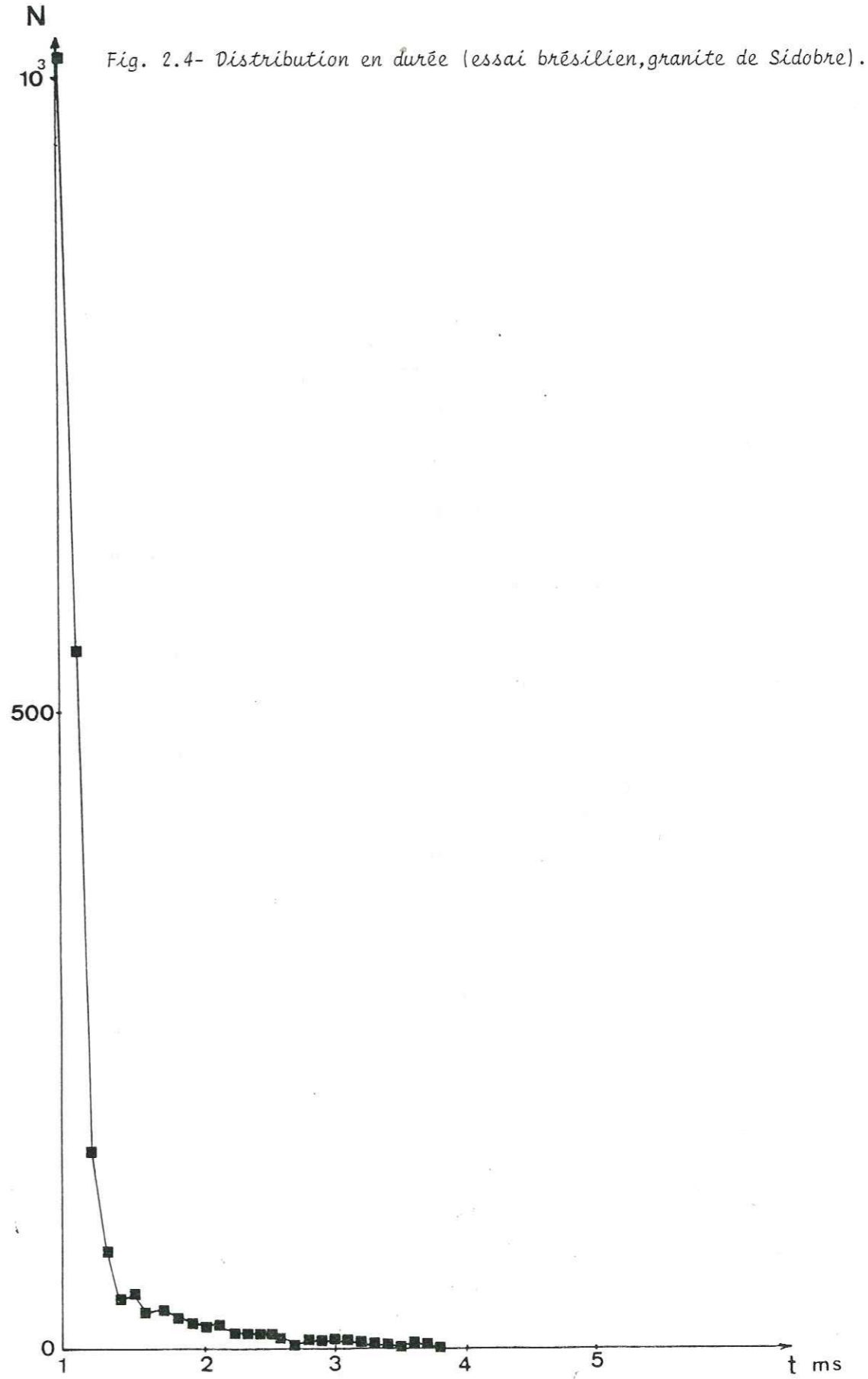


Fig. 2.4- Distribution en durée (essai brésilien, granite de Sidobre).



Cette définition, purement arbitraire, vient du fait qu'on constate qu'en moyenne la moitié des événements sont "compris" entre 1 et 1,1 ms (première "case" de l'analyseur), et permet simplement d'avoir rapidement, une indication relative de la proportion de gros événements par rapport aux petits, dans un essai.

### I.2.5-Conclusion

Compte tenu de l'étude comparative précédente, nous avons choisi de n'utiliser comme moyen d'analyse de la distribution des événements dans nos essais, que l'étude des paramètres amplitude maximale et durée. Pour l'amplitude maximale, on étudiera la pente  $m_1$  de la distribution en coordonnées semilogarithmiques (la pente  $m_2$  également le cas échéant, pour un nombre d'événements correspondant suffisant), pour la durée, le paramètre  $\lambda$ .

### I.3-Corrélation durée-amplitude maximale :

Le choix d'utiliser les paramètres durée et amplitude maximale ayant été fait, nous avons voulu étudier de quelle façon ces grandeurs, définies par l'appareillage, étaient liées pour un événement. Dans ce but, nous avons utilisé la "fenêtre" de l'analyseur de distribution, celui-ci travaillant en durée, de façon à ne stocker que les événements d'une seule "case", c'est-à-dire ceux correspondant à une fourchette de durée bien définie (la résolution étant de 0,1 ms). A l'aide de la mémoire externe, on peut tracer une courbe de distribution en amplitude maximale de ces événements. En faisant ensuite une moyenne des amplitudes trouvées, pondérée par le nombre d'événements correspondant à chaque amplitude maximale, on a une valeur moyenne de l'amplitude maximale d'un événement de durée présélectionnée (fig. 2.5). En répétant ce processus pour plusieurs fourchettes de durée, on peut, par la suite, tracer une courbe de l'amplitude maximale des événements en fonction de leur durée.

Le problème, inhérent à l'appareillage, qui se pose ici, est que le détecteur d'amplitude (qui donne une amplitude maximale appelée M, en décibels) travaille sur le signal non amplifié, (voir description de l'appareillage) alors que la durée du signal est définie à partir du signal amplifié (fig. 2.6) selon le critère (mentionné antérieurement) schématisé à la figure 2.7 : La durée D de l'événement est la somme du temps  $t_1$  écoulé entre le premier et le dernier dépassement de seuil et du temps "mort" fixé  $t_2$  (ici 1 ms, imposé par l'appareillage). On ne peut donc avoir directement, en utilisant la méthode décrite, qu'une courbe reliant M et D, M étant l'amplitude maximale en décibels et D la durée du même événement amplifié.

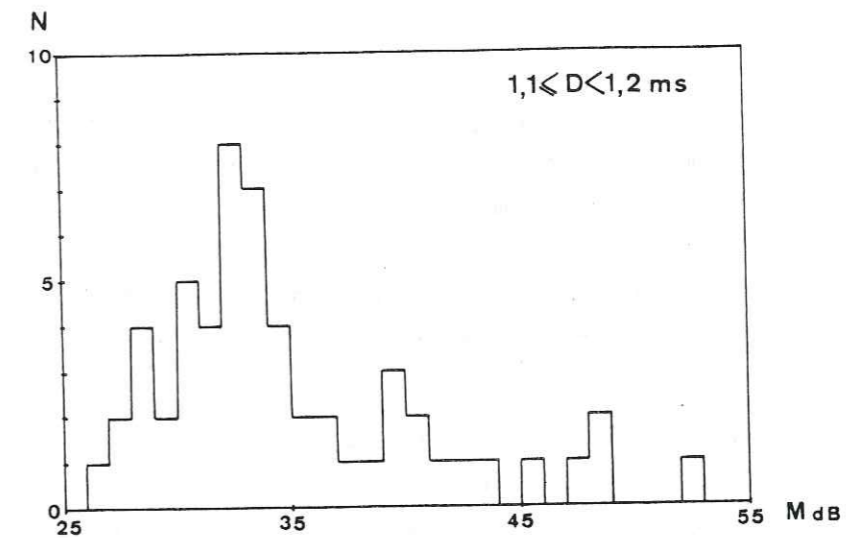


Fig. 2.5- Distribution d'amplitude maximale d'événements de durée D fixée.

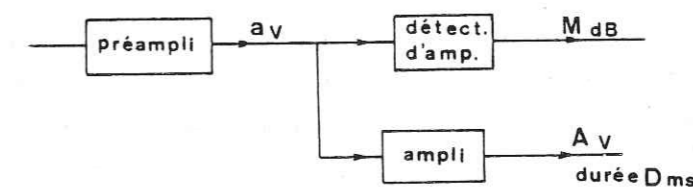


Fig. 2.6- Élément de schéma d'appareillage montrant les notations utilisées pour les amplitudes maximales des événements.

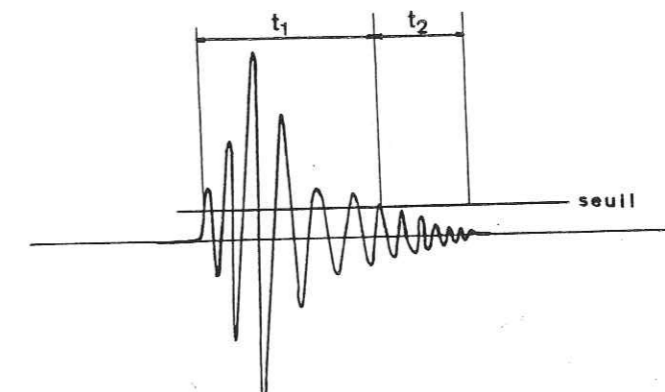


Fig. 2.7- Critère de définition de la durée d'un événement  $D=t_1+t_2$ .

La figure 2.8 donne pour 6 fourchettes de durée présélectionnées, les moyennes de distribution d'amplitude maximum (chaque distribution comportant au moins 10 évènements). On constate que les valeurs sont plus dispersées pour les durées élevées. Ceci est dû au fait que, dans un essai, il est naturellement difficile d'avoir une population de gros évènements suffisante et les moyennes sont donc calculées sur un plus petit nombre d'évènements pour les durées élevées. La dispersion relativement importante observée en général pour chaque distribution (voir fig. 2.5 par exemple) vient du fait que la fourchette de durée imposée par l'appareillage (0,1 ms) est trop élevée par rapport à la durée de l'évènement lui-même.

Nous avons fait, pour chaque durée, une moyenne des valeurs présentées à la figure 2.8 et nous nous sommes ramenés à des amplitudes maximales d'évènements amplifiés, de manière à travailler sur des données homogènes, pour avoir une courbe de A en fonction de D. La référence du détecteur d'amplitude étant  $10^{-4}$  V, on a :

$$\log A = \frac{G + M - 80}{20}$$

avec A en Volts, G gain de l'ampli (ici 45 dB).

La courbe trouvée est présentée (fig. 2.9) en coordonnées bilogarithmiques, dans le but de pouvoir faire une comparaison avec les types de relations trouvées empiriquement en Sismologie. Ces relations, en négligeant les termes correspondant à la variation de distance épacentrale, relient la magnitude locale de Richter  $M_L$  à la durée D du séisme. On peut citer les types de relation suivants (Herrmann, 1975 ; Suteau et Whitcomb, 1979), le type le plus utilisé pratiquement étant le premier :

$$M_L = a + b \log D$$

$$M_L = a + b (\log D)^2$$

$$M_L = a + b \log D + c D^{1/3}$$

$$M_L = a + b \log D + c (\log D)^2$$

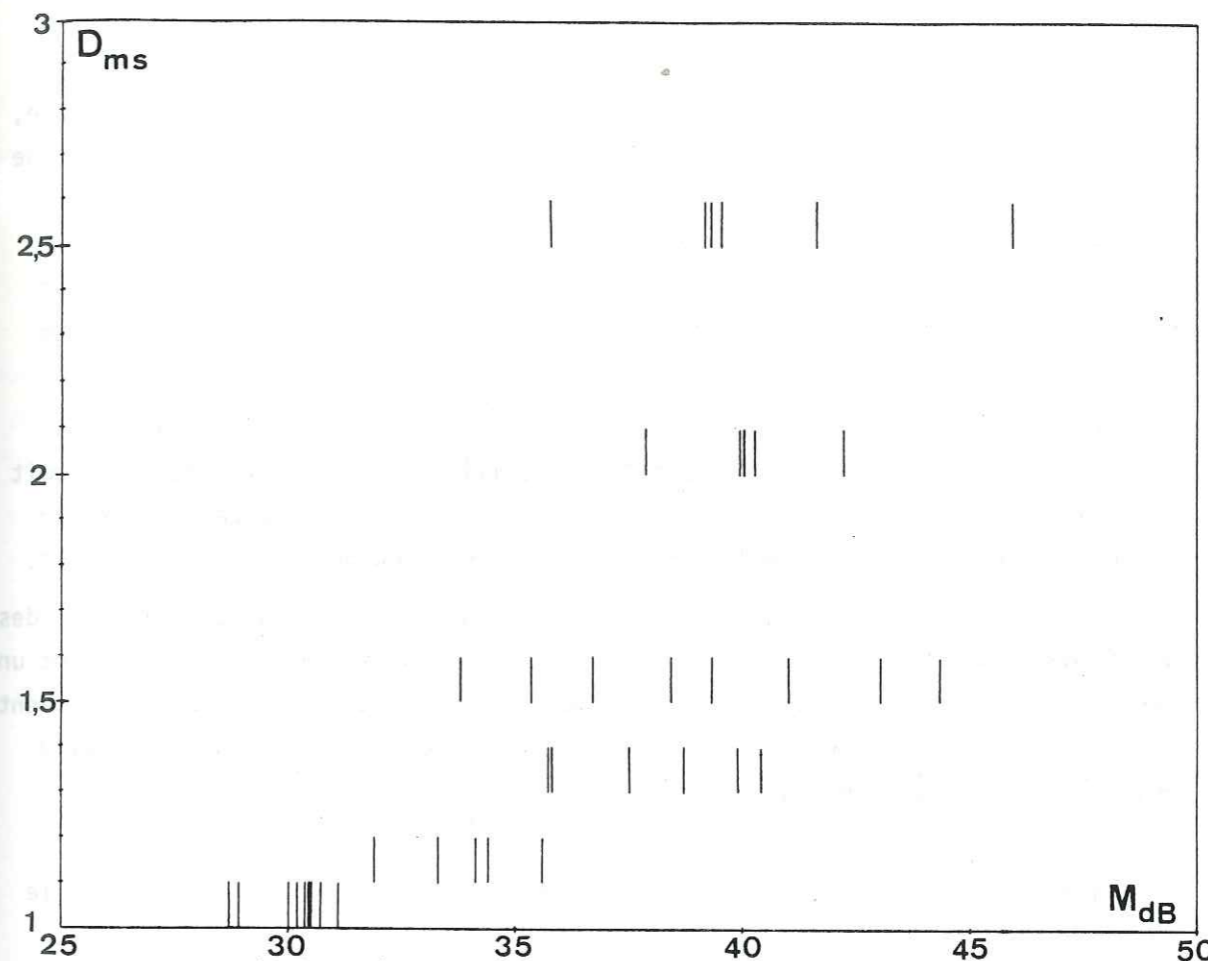


Fig. 2.8- Moyennes de distributions d'amplitude maxi. pour 6 durées d'évènements fixées.

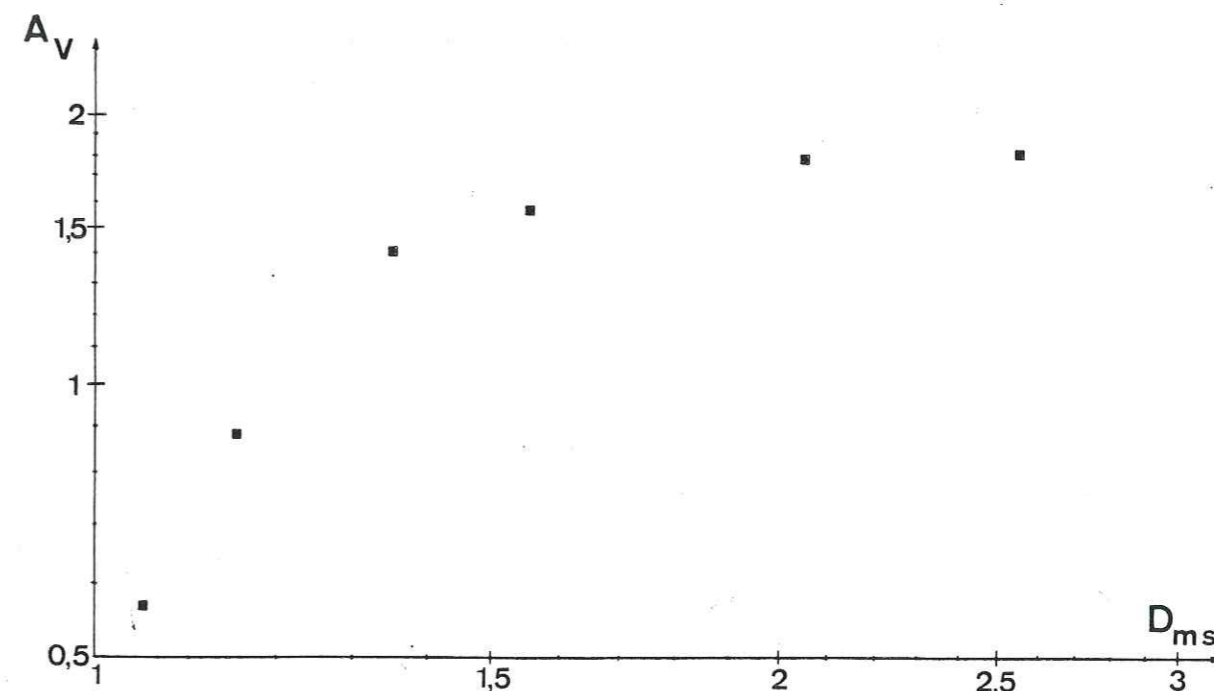


Fig. 2.9- Courbe expérimentale de l'amplitude maximale des évènements en fonction de leur durée.

Quel que soit le type de relation utilisé (selon la région considérée, la taille des séismes, ...), la courbe représentative est en général assez proche d'une droite (magnitude fonction du logarithme de la durée). Par conséquent, en supposant que la comparaison avec nos résultats soit possible (problèmes de conventions de définition de magnitude, effets d'échelle, etc.), on peut remarquer que les relations citées donnent une variation différente de celle trouvée ici. Ceci peut être expliqué, à notre avis, par deux raisons principales :

- D'abord, le critère de mesure électronique de durée dans nos appareils est imparfait, puisque le temps "mort" utilisé est constant quelle que soit la durée de l'évènement. Ceci va donc créer une erreur qui va se répercuter sur une partie de la courbe correspondant soit aux gros évènements, soit aux petits.

- On peut avoir, d'autre part une influence des réflexions diverses des ondes dans l'échantillon. Si le signal ne reste pas en dessous du seuil pendant un temps supérieur à  $t_2$ , plusieurs arrivées successives de différentes phases peuvent être considérées par l'appareillage comme un seul évènement, d'où surestimation éventuelle de la durée des gros évènements.

Tout ceci montre bien que le dispositif de mesure a ici encore une influence importante. Il est certain que c'est l'amplitude maximale qui reste le paramètre le moins influencé par l'appareillage.

## II - PRESENTATION DES ESSAIS REALISES

### ET DETERMINATION DE LEURS CARACTERISTIQUES ACOUSTIQUES

Le but de cette partie n'est pas de présenter une étude détaillée des matériaux et des types d'essais mécaniques réalisés. Il s'agit seulement ici de mettre en relief un certain nombre de points qui pourront permettre par la suite d'interpréter les résultats obtenus, du point de vue de l'émission acoustique.

#### II.1-Présentation des matériaux utilisés :

Nous avons choisi de travailler seulement sur deux roches, de la même famille, afin de limiter le nombre des paramètres susceptibles de varier d'une roche à l'autre. Etant donné la finalité de ce travail, nous avons choisi deux granites de tailles moyennes de grain assez différentes. Ce choix a été guidé, d'une part, par le fait que les granites sont relativement émissifs, d'autre part qu'il s'agit de matériaux courants, fréquemment rencontrés dans les problèmes de terrain. Enfin, la taille des grains nous a paru être un paramètre intéressant à faire varier, dans une étude où on s'intéresse aux mécanismes à la source. Les granites utilisés sont, d'une part, le granite de Sidobre (taille des grains d'environ 4 à 8 mm), d'autre part, le granite du Combeynot (presque un micro-granite) relativement plus homogène que le précédent (taille des grains d'environ 1 mm). Quelques caractéristiques de ces roches sont données au tableau suivant (N° 1) :

Matériau	Masse volumique $\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	Résistance à la compression $\sigma_c$ (bar)	Module d'Young E (bar)	Coefficient de Poisson $\nu$
granite de Sidobre	2,79	1 880	620 000	0,24
granite du Combeynot	2,58	2 150	600 000	0,30

Tableau N° 1 : Caractéristiques des roches testées (D'après Thiercelin, 1980)



Nous avons pu observer que le granite du Combeynot présentait un nombre de macrofissures plus important que le granite de Sidobre. Nous avons toujours évité d'employer des échantillons comportant des fissures visibles (c'est pourquoi un plus petit nombre d'essais a été généralement réalisé sur le granite du Combeynot), mais il est naturellement possible que des échantillons utilisés aient contenu quand même des fissures internes n'atteignant pas la surface libre. Cette observation pourrait contribuer à expliquer les différences de valeurs observées pour les vitesses de propagation des ondes longitudinales (mesures réalisées sur des échantillons cylindriques de diamètre 40 mm et de hauteur 80 mm, à l'aide de notre appareillage). Nous avons trouvé une valeur de 4,6 km/s pour le granite de Sidobre et de 3,2 km/s pour le granite du Combeynot.

## II.2-Types d'essai réalisés :

### II.2.1-Présentation des types d'essai :

Nous avons travaillé sur 3 types d'essai mécanique classiques :

- L'essai de compression simple
- L'essai brésilien
- L'essai de flexion

Les deux derniers essais sont, en fait, des essais de traction indirecte. En ce sens, ils sont de nature différente de celle de l'essai de compression, en particulier du point de vue des mécanismes de fissuration. Un schéma de ces essais est donné à la figure 3.21.

### II.2.2-Etude des mécanismes de fissuration dans chaque type d'essai :

#### II.2.2.1-Généralités :

Dans un phénomène de rupture fragile d'une roche, l'initiation d'une fissure est suivie d'abord par un stade de propagation stable, puis par un stade de propagation instable aboutissant à la ruine du matériau (Bieniawski, 1968). Dans un essai de traction, l'initiation, la propagation, et la rupture sont presque simultanés, en raison du caractère instable de ce type d'essai. Par contre, en compression les stades successifs sont bien marqués et l'on peut observer le phénomène de propagation bien avant la ruine de l'échantillon (Houpert et al, 1976 ; Thiercelin, 1980).

#### II.2.2.2-Essai de compression simple :

La théorie de Griffith (voir annexe I), appliquée à la compression, montre que les fissures préexistantes les plus instables sont celles qui sont orientées par rapport à la direction de compression, d'un certain angle fonction de la forme de la fissure (30° pour une fissure elliptique, 45° pour une fissure d'épaisseur nulle). La propagation s'effectue avec une tendance à s'aligner parallèlement à la direction de compression, soit par bifurcations successives, soit par rotation, selon l'état de contrainte en tête de la fissure (fig. 2.10 et 2.11). Cette propagation s'effectue de manière stable (nécessité d'un nouvel apport d'énergie pour faire progresser la fissure), la fissure pouvant s'arrêter et "laisser la place" à d'autres (Lino, 1979). Des expériences de laboratoire ont confirmé cette analyse (Brace et Bombolakis, 1963 ; Nemat-Nasser et Horii, 1982).

En pratique, dans les roches, du fait des discontinuités et des hétérogénéités génératrices de contraintes locales de traction, on a formation de nombreuses microfissures axiales, (dans la direction de compression ou à peu près) stables, ne conduisant pas directement à la rupture (Houpert et al, 1976 ; Holcomb et Stevens, 1980). Celles-ci deviennent de plus en plus nombreuses et se répartissent dans tout l'échantillon au fur et à mesure de l'augmentation de la charge (Fairhurst et al, 1970). La rupture de l'échantillon correspond plutôt à la coalescence des fissures axiales.

Du point de vue acoustique, ces processus se traduisent par une quantité d'énergie sismoacoustique élevée (en raison du grand nombre de sources émissives) et une montée de la courbe contrainte-émission acoustique relativement progressive (fig. 2.12). Les échantillons utilisés ont une hauteur de 80 mm pour un diamètre de 40 mm.

#### II.2.2.3-Essais de traction indirecte :

Dans un matériau soumis à des contraintes de traction, l'orientation la plus défavorable, pour une fissure préexistante, est perpendiculaire à la direction d'extension maximale. La propagation, instable, a tendance à se produire de manière brutale dans cette même direction, sans déformation irréversible préalable.

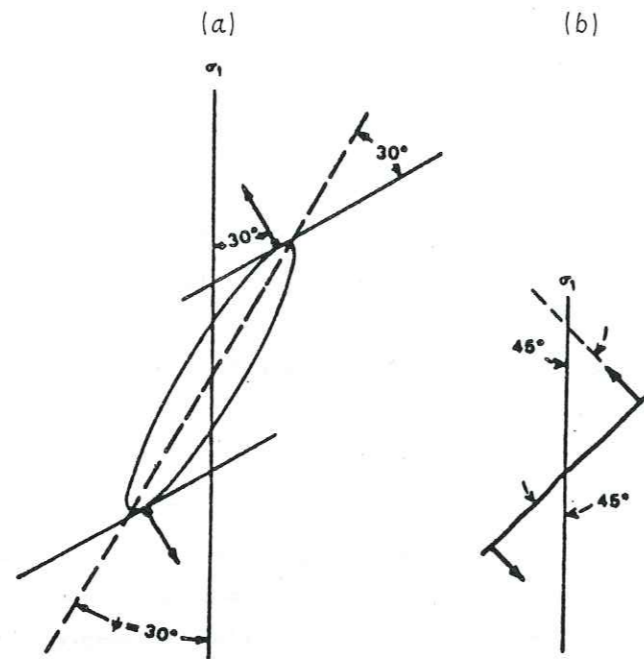


Fig. 2.10- Orientation la plus défavorable d'une fissure elliptique (a), et d'une fissure d'épaisseur nulle (b), dans un champ de contrainte de compression uniaxiale.

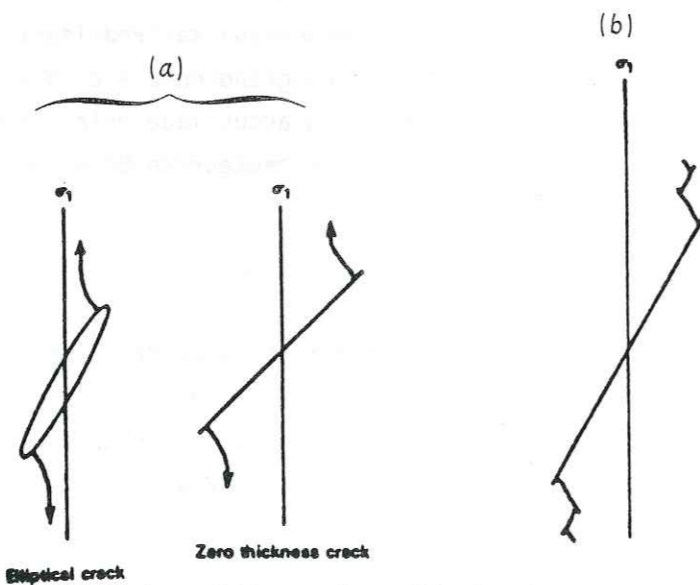


Fig. 2.11- Rotation (a) et bifurcations (b) de fissures.

a) Essai brésilien :

Cet essai est un des plus connus des essais de traction indirecte. Il est très utilisé, surtout en raison de sa relative facilité de mise en oeuvre, et a été d'ailleurs abondamment décrit dans la littérature. Il s'agit d'un essai de compression diamétrale d'un disque de matériau. La compression induit des contraintes de traction normales au diamètre, qui sont à peu près constantes dans une région voisine du centre de l'échantillon (fig. 2.13). Les expressions des contraintes normales radiales et tangentielles, sur l'axe chargé  $y_0y'$  sont :

$$\sigma_{\theta y} = - \frac{P}{\pi RL \alpha} \left( \frac{(1 - (r/R)^2) \sin 2\alpha}{1 - 2(r/R)^2 \cos 2\alpha + (r/R)^4} - \text{Arc tg} \left\{ \frac{1 + (r/R)^2}{1 - (r/R)^2} \text{tg} \alpha \right\} \right) \quad (3)$$

$$\sigma_{ry} = \frac{P}{\pi RL \alpha} \left( \frac{(1 - (r/R)^2) \sin 2\alpha}{1 - 2(r/R)^2 \cos 2\alpha + (r/R)^4} + \text{Arc tg} \left\{ \frac{1 + (r/R)^2}{1 - (r/R)^2} \text{tg} \alpha \right\} \right) \quad (4)$$

avec les notations suivantes :

$\sigma_{\theta y}$  : contrainte normale tangentielle en un point de l'axe  $y_0y'$

$\sigma_{ry}$  : contrainte normale radiale en un point de l'axe  $y_0y'$

$P$  : charge appliquée

$L$  : épaisseur du disque

$R$  : rayon du disque

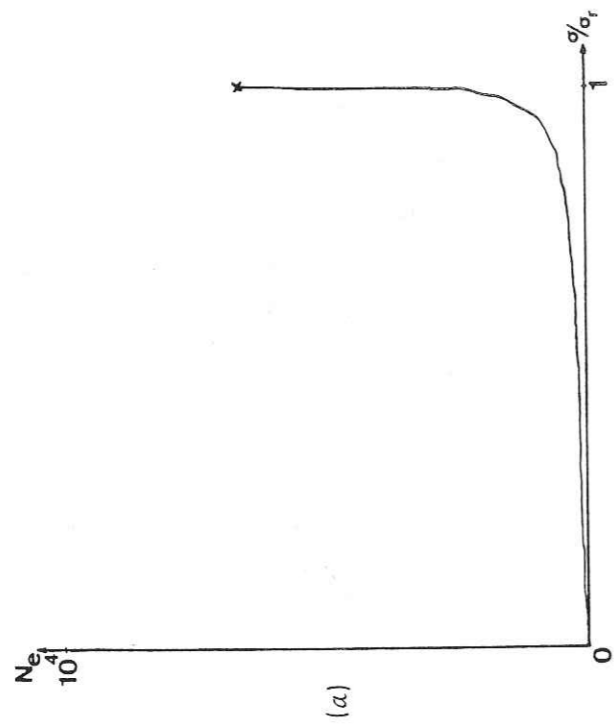
$r$  : distance du point considéré au centre du disque

$2\alpha$  : angle au centre correspondant à la partie chargée

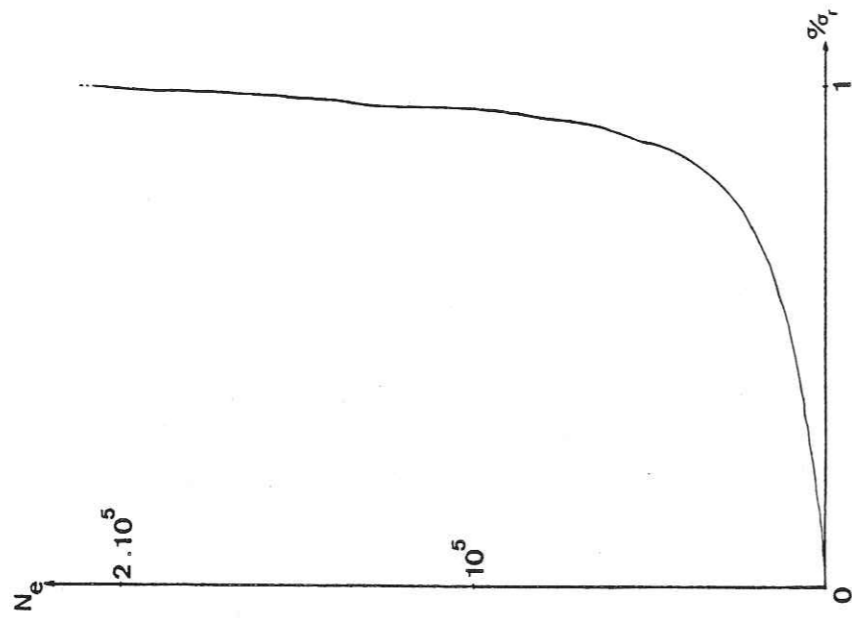
La résistance à la traction est calculée au point où la contrainte de traction est maximum (c'est-à-dire au centre du disque), en supposant que la contrainte radiale de compression  $\sigma_{ry}$  n'a pas d'influence sur la rupture. On a donc :

$$R_T = \frac{-P}{\pi RL} \quad (\text{résistance à la traction})$$

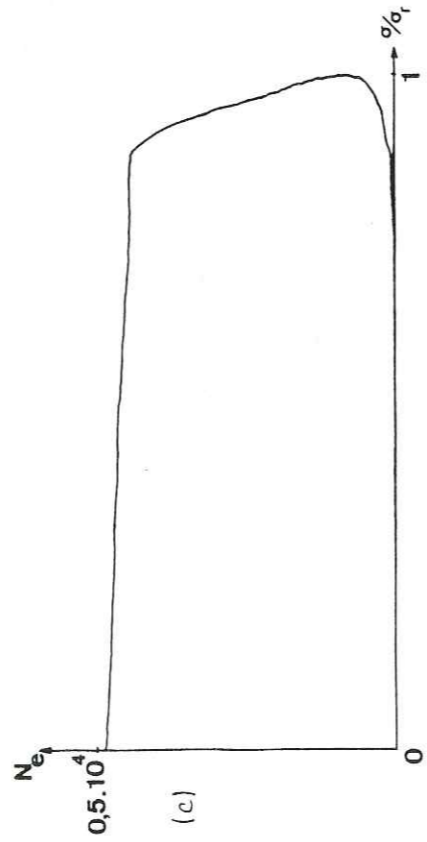
Cette valeur est la même que celle trouvée pour une charge théorique ponctuelle (cas jamais réalisé dans la pratique) tout au long de l'axe chargé ( $\alpha = 0$  dans l'équation (3)).



(a)



(b)



(c)

Fig. 2.12- Activité acoustique en fonction de la contrainte dans différents types d'essai (granite de Sidobre). (a): essai brésilien, (b): flexion, (c): compression.

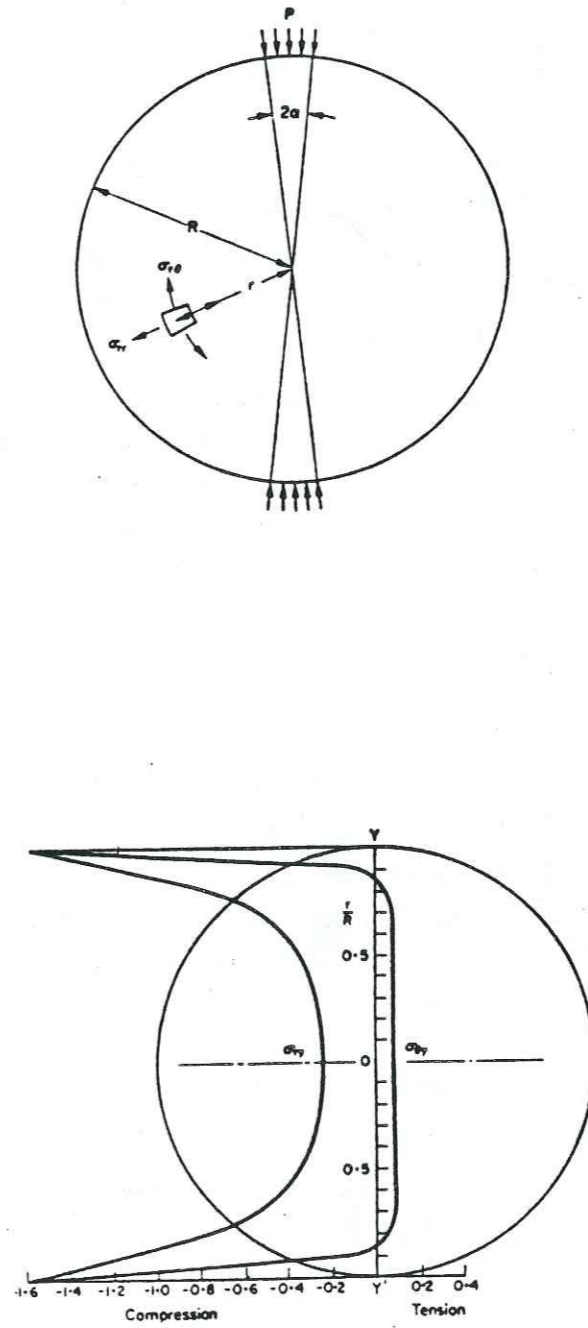


Fig. 2.13- Répartition des contraintes dans l'essai brésilien, le long de l'axe chargé, pour un angle de contact égal à  $\text{Arc tg } 1/12$ .

En pratique, la rupture ne s'initie pas toujours au centre, et l'influence de la contrainte radiale de compression n'est pas toujours négligeable, surtout dans le cas de petits angles au contact de la surface de chargement (Fairhurst, 1964 ; Addinall et Hackett, 1965). Dans nos essais, nous avons toujours interposé des cartons entre l'échantillon et les plateaux de la presse, de manière à avoir une charge plus répartie.

L'intérêt de l'essai brésilien réside surtout, pour nous, dans le fait que le plan de rupture est imposé, ainsi que (théoriquement) la région d'initiation de la rupture (centre) : voir photo N° 1. La rupture est d'ailleurs assez peu influencée par d'éventuelles fissures préexistantes (Tourenq et Denis, 1970), contrairement aux essais de compression.

Du point de vue acoustique, la quantité globale d'énergie sismoacoustique émise est bien moins importante que dans un essai de compression. On constate également que le "virage" entre phase linéaire et phase prérupture est plus marqué dans l'essai brésilien, la majeure partie des événements survenant juste avant la rupture (fig. 2.12), ce qui concrétise le caractère plus instable de cet essai, par rapport à l'essai de compression. Les échantillons utilisés ont un diamètre de 75 mm et une épaisseur de 40 mm.

b) Essai de flexion :

Il s'agit d'un essai de flexion 3 points (voir annexe) sur des poutres prismatiques de dimensions 300 x 20 x 45 (mm).

La résistance à la traction est calculée sur la fibre la plus tendue : La théorie de l'élasticité linéaire donne pour une poutre assez longue :

$$R_T = \frac{3}{2} \frac{Pl}{bh^2} \quad (\text{résistance à la traction})$$

P étant la charge appliquée (au milieu de la poutre) et l, h et b respectivement longueur, hauteur et largeur de l'éprouvette.

Dans le cas des roches, certaines hypothèses nécessaires au calcul classique amenant à cette formule ne sont pas vérifiées (en particulier, le comportement n'est pas le même en traction qu'en compression), et celle-ci conduit à surestimer la résistance à la traction dans le rapport 1,5 à 2 suivant les roches. On utilise l'expression précédente multipliée par un coefficient constant inférieur à 1. On emploie parfois des poutres préentaillées, dans lesquelles une entaille a été faite sur la fibre extérieure en face de l'appui central, pour matérialiser le point d'initiation de la rupture. Les entailles peuvent également permettre d'avoir une rupture plus contrôlée (Henry, 1978) : voir photo N° 2.

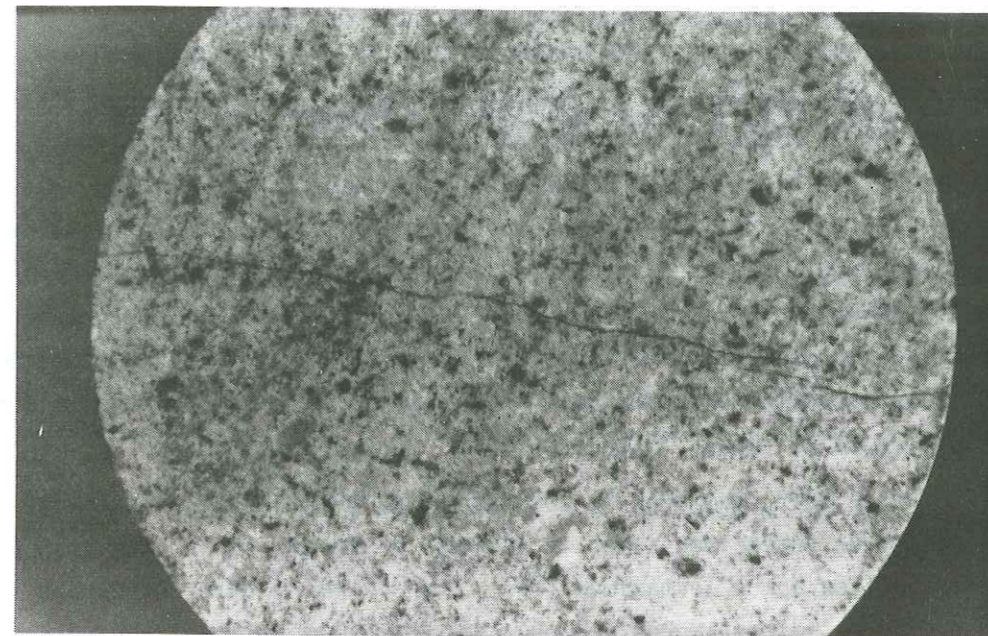


Photo N°1- Rupture en essai brésilien (granite du Combeynot).

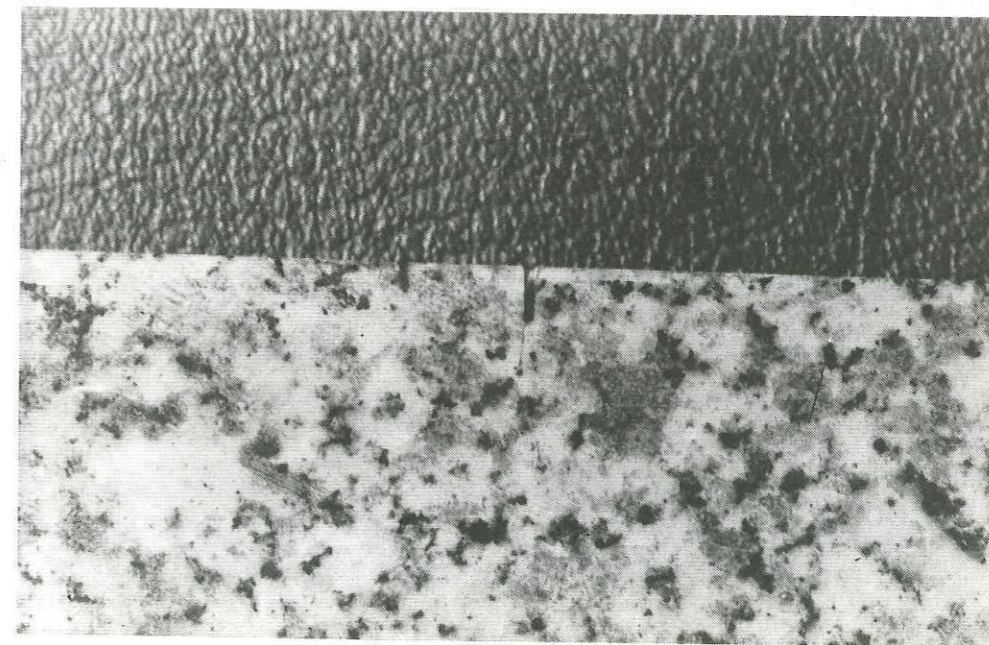


Photo N°2- Propagation de fissure à partir d'une entaille en flexion (granite de Sidobre).

L'intérêt de cet essai, pour nous, est que la rupture se fait par propagation unilatérale prélocalisée d'une fissure de traction partant de la fibre extérieure (la plus tendue) ou du fond de l'entaille. On suppose que l'énergie de fissuration (ou de séparation) correspond à une surface de rupture égale à la section droite de la poutre (diminuée, le cas échéant, de la surface enlevée par l'entaille). Ceci fournit d'ailleurs une méthode de mesure de l'énergie de surface spécifique du matériau par planimétrie de la courbe effort-déplacement en rupture contrôlée (Reymond, 1977 ; Huet, 1973 ; Henry, 1978). Par conséquent, l'énorme majorité des micromécanismes de fissuration (donnant lieu à une émission d'énergie sismoacoustique) correspond à l'activité de la fissure centrale matérialisant le lieu de la rupture macroscopique.

De ce fait, comme on le constate expérimentalement, l'activité acoustique enregistrée débute peu avant le maximum de charge, et la plus grande partie de celle-ci a lieu après le maximum (fig. 2.12), c'est-à-dire correspond à la rupture proprement dite (la rupture peut être ici plus ou moins contrôlée, du fait de la presse utilisée, permettant de faibles vitesses de déplacement).

D'autre part, ce type d'essai peut permettre de "suivre" plus ou moins l'activité de la fissure, soit en effectuant une localisation linéaire des événements, soit en utilisant des jauges témoin de fissuration (procédés utilisés et présentés par la suite).

### II.2.3-Conclusion :

Il ressort de cette étude que les courbes d'activité acoustique en fonction de la charge, trouvées expérimentalement, ont une forme assez caractéristique pour chaque type d'essai, et reflètent déjà relativement bien les différents caractères propres à chacun d'eux. Ces caractères apparaîtront par la suite dans la plupart des types de mesure effectués, et il sera nécessaire d'en tenir compte dans l'interprétation des résultats.

## TROISIEME PARTIE

### ÉTUDE EXPÉRIMENTALE PROPREMENT DITE

INTRODUCTION

Au tout début de ce mémoire, nous avons essayé de schématiser globalement notre problème, en le présentant comme un système à plusieurs "entrées" (paramètres à faire varier) et à plusieurs "sorties" (paramètres dont l'évolution est à suivre en fonction des caractéristiques d'entrée). A la lumière de ce qui a été présenté jusqu'ici, nous avons essayé de donner une liste des principaux paramètres pouvant être étudiés avec les moyens dont nous disposons :

a) Paramètres d'entrée :

- *Paramètres caractéristiques de la sollicitation appliquée* :

- 1) niveau de contrainte appliqué
- 2) loi d'application de la contrainte en fonction du temps (vitesse de sollicitation, cycles de charge et décharge, etc..)
- 3) géométrie et type d'essai

- *Paramètres caractéristiques du matériau étudié* :

- 4) état de microfissuration initial de la roche
- 5) taille des grains

b) Paramètres de sortie :

- 1) quantité globale d'énergie acoustique émise (nombre de coups d'énergie)
- 2) distribution des événements sur une grandeur caractéristique (durée, amplitude maxi)
- 3) distribution spatiale des événements (localisation linéaire dans l'essai de flexion)
- 4) contenu spectral des événements

Le but de ce travail expérimental se ramène pour nous, très schématiquement, à essayer de savoir si tel ou tel paramètre d'entrée influe sur un ou plusieurs paramètres de sortie, et si oui, de quelle manière. Les possibilités sont évidemment nombreuses et il est nécessaire de se limiter pour pouvoir mener à bien une telle étude.

Après des investigations diverses, et compte tenu d'autres travaux effectués dans ce domaine, des considérations techniques limitatives, et de la finalité de ce travail, il nous a paru intéressant de regrouper d'abord un certain nombre de points concernant les rôles joués par le temps et "l'histoire" de la sollicitation dans ces phénomènes. D'autre part, pour les mêmes raisons, l'accent a été mis, dans une deuxième partie, sur l'étude du contenu spectral des événements et son évolution avec tel ou tel paramètre d'entrée.

Ce type de structuration ne correspond pas à la chronologie de nos travaux d'expériences. Ces derniers ont été effectués de manière à explorer plusieurs domaines différents et nous ne connaissons pas leurs possibilités d'aboutissement, à l'origine. C'est pourquoi, les points regroupés dans chacune des deux parties feront parfois allusion à des paramètres autres que ceux des deux domaines principaux mentionnés (à savoir le rôle du facteur temps et le contenu spectral), ceci dans le but d'aider à l'interprétation générale des phénomènes observés dans lesquels tous les facteurs semblent étroitement liés et interdépendants.

## I - ROLE DU TEMPS DANS LA DISTRIBUTION

### SPATIO-TEMPORELLE DES EVENEMENTS

#### I.1-Etude des paramètres de distribution :

Cette étude a été menée sur des échantillons de granite de Sidobre, en essai brésilien. Ce type d'essai a été choisi car les courbes de distribution ont été tracées en prenant en compte tous les événements enregistrés d'un bout à l'autre de l'essai (ou de la séquence de charge). Dans un essai de compression, la mémoire de l'analyseur de distribution serait saturée avant la fin de l'essai, étant donné le nombre d'événements émis très élevé. Quant à l'essai de flexion, il aurait le défaut contraire et la population d'événements enregistrés avant le maximum de charge serait très insuffisante.

#### I.1.1.-Influence de la vitesse de sollicitation :

##### I.1.1.1-Description de l'essai :

Nous avons utilisé 4 vitesses de chargement échelonnées de 1 à 60 KN/mn. Pour chaque essai, nous avons tracé en utilisant la mémoire externe de l'appareillage, 2 distributions, l'une en amplitude maximale, l'autre en durée. Ces deux courbes permettent de calculer les valeurs des paramètres définis antérieurement, à savoir :

- pour les distributions en durée, le paramètre  $\lambda$
- pour les distributions en amplitude maximale, les paramètres  $m_1$

et  $m_2$ .

Les distributions prennent en compte tous les événements enregistrés du début de l'essai jusqu'à la rupture (celle-ci étant bien marquée et explosive dans ce type d'essai et sur ce type de roche).

##### I.1.1.2-Résultats :

###### a) valeur des paramètres de distribution :

Les valeurs moyennes trouvées pour chaque vitesse sont données à la figure 3.1, R et L étant respectivement le rayon et l'épaisseur du disque (constantes) et  $\sigma$  la contrainte de traction au centre du disque (voir description de l'essai brésilien).

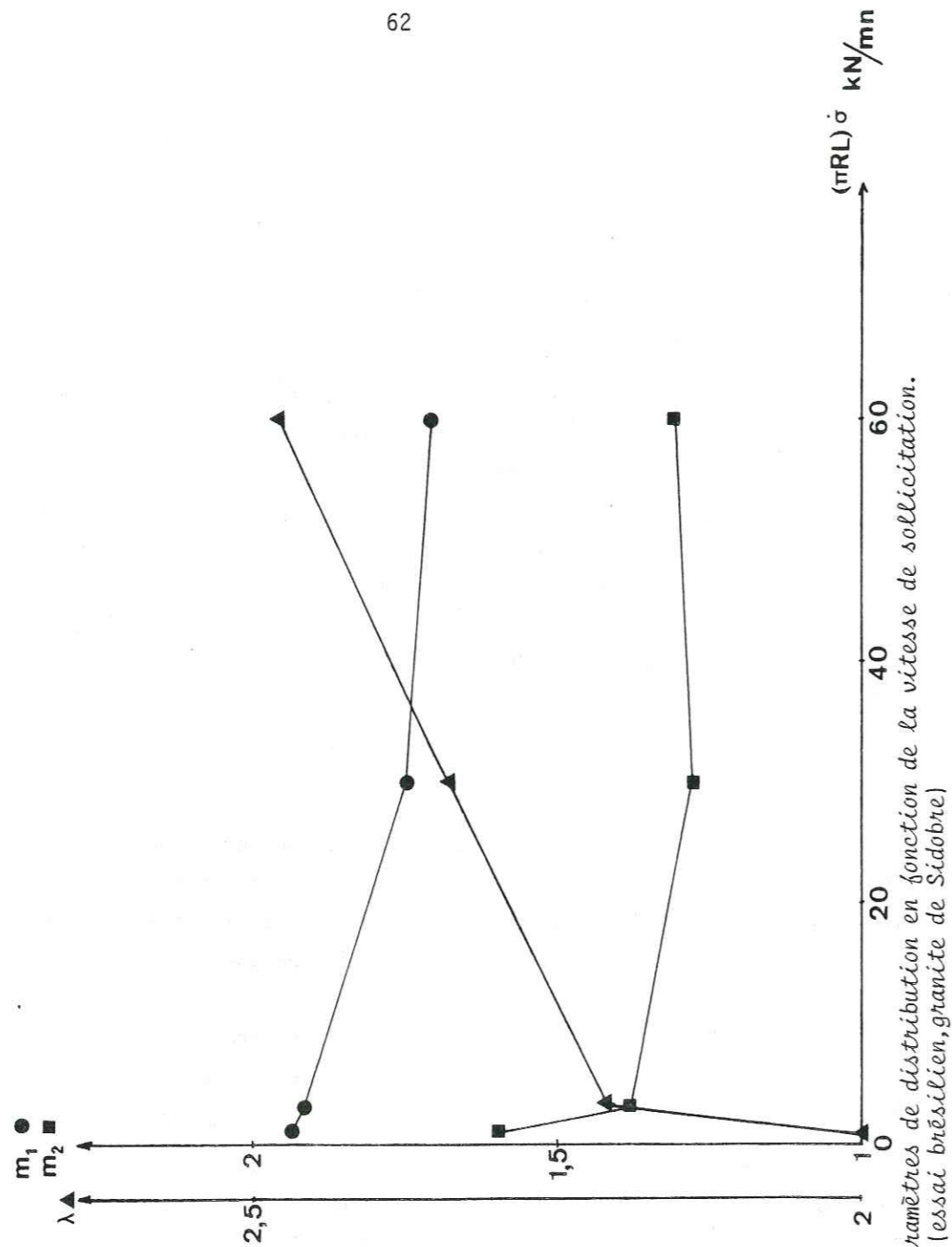


Fig. 3.1 - Valeurs des paramètres de distribution en fonction de la vitesse de sollicitation. (essai brésilien, granite de Sidobre)

Les résultats montrent assez clairement une décroissance des paramètres  $m_1$  et  $m_2$  ainsi qu'une croissance du paramètre  $\lambda$  avec la vitesse de mise en charge, ce qui correspond à l'arrivée d'évènements plus énergétiques aux vitesses élevées. Il semble que les variations observées soient plus importantes dans le domaine des faibles vitesses.

b) variation de la résistance à la rupture :

La vitesse de mise en charge a sur ce point une influence relativement importante dans cet essai (tableau N° 2), et une augmentation de vitesse accroît la résistance à la traction ( $R_T$ ), l'accroissement observé variant également plus rapidement dans le domaine des faibles vitesses.

$(\pi RL) \dot{\sigma}$ (KN/mn)	$\dot{\sigma}$ (bars/mn)	$R_T$ (bars)
1	2,1	123
3	6,4	131
30	64	136
60	128	138

Tableau N° 2 - Variation de résistance avec la vitesse de sollicitation

I.1.1.3-Interprétation :

L'influence de la vitesse de sollicitation (qu'il s'agisse de la vitesse de montée en contrainte ou de la vitesse de déplacement) sur le comportement des roches, a été souvent étudiée, du moins en compression simple. Il semble que, au moins dans les roches cristallines du type granite, la plupart des travaux effectués indique une augmentation du module élastique et de la résistance à la rupture avec la vitesse (Lama et Vutukuri, 1978). Des résultats analogues ont été trouvés en traction directe (Mokhnachev et Gromova, 1970).



L'augmentation de la résistance à la traction avec la vitesse, trouvée dans nos essais ne fait donc que confirmer ces résultats. Cependant les variations des paramètres de distribution observées apportent un élément intéressant : Nos résultats indiquent que, pour de faibles vitesses, on a un plus grand nombre de petits événements, ce qui correspond à des propagations de fissure par pas plus petits, que pour des vitesses élevées. En pratique, ce sont les discontinuités et hétérogénéités présentes dans le matériau (défauts de la roche, joints de grain, plans de clivage, microfissures plus ou moins perpendiculaires au trajet ...) qui influent sur la progression des microfissures initiées lors de la mise en sollicitation de l'échantillon.

On peut donc expliquer les résultats, en supposant que ces défauts, obstacles à la propagation désignés sous le terme général de "barrière", ou zones de plus fortes résistances cédant progressivement, interviennent plus aux basses vitesses, qu'aux vitesses élevées. Ceci rejoint d'ailleurs une idée semblable déjà formulée à la suite d'expériences de compression simple (Houpert, 1974 ; Houpert et al, 1976), en liaison avec l'observation des surfaces de rupture (surfaces plus rugueuses et formation de débris plus importante aux faibles vitesses), le rôle plus important des défauts aux faibles vitesses pouvant également expliquer la résistance moins élevée observée, et une plus grande stabilité à la rupture.

#### I.1.1.4-Liaison avec la sismogenèse :

Ces éléments peuvent permettre d'établir un parallèle avec les phénomènes de rupture étudiés en Sismologie, pour lesquels la notion de "barrière", au sens d'obstacle à la propagation de la rupture a été introduite par Das et Aki (1977).

On a pu parfois observer avant les gros séismes (parfois durant les périodes de précurseurs), une diminution de la valeur de  $b$  (paramètre de la loi de Gutenberg et Richter), c'est-à-dire une plus grande proportion de gros événements (Raleigh et al, 1977 ; Wyss et Lee, 1973). D'autre part, on a pu déceler localement par des relevés de terrain une accélération du taux de déformation de l'écorce (par rapport au taux séculaire) durant des périodes plus ou moins longues précédant certains grands tremblements de terre (Matuzawa, 1964 ; Mescherikov, 1968 ; Rikitake, 1968).

Les processus précédemment décrits, et supposés mis en oeuvre dans nos expériences, pourraient permettre de faire un lien entre ces deux types d'observation, pouvant ainsi être utilisés simultanément et en liaison l'un avec l'autre comme moyen éventuel de prédiction sismique.

#### I.1.2-Influence du nombre de cycles de charge :

Pour cette partie, l'étude portera uniquement sur les paramètres  $\lambda$  (distribution en durée) et  $m_1$  (distribution en amplitude maximale entre 28 et 35 dB) qui sera appelé ici simplement  $m$  pour plus de facilité. Le paramètre  $m_2$  n'a pas été étudié car, du fait qu'on arrête parfois l'essai bien avant la rupture dans les différents cycles, on n'a pas suffisamment de gros événements.

##### I.1.2.1-Présentation de l'étude :

Nous avons essayé d'étudier ici l'évolution des paramètres de distribution avec des cycles successifs de chargement sur un même échantillon. La méthode employée consiste à faire une courbe de distribution sur tous les événements enregistrés au cours d'un cycle, c'est-à-dire de la charge zéro à la charge à laquelle on s'arrête en fin de cycle, la vitesse de sollicitation étant de 64 bar/mn et la décharge étant pratiquement instantanée. Tous les cycles effectués sur un même échantillon sont réalisés dans un laps de temps d'une dizaine d'heures au maximum. On a donc une valeur de paramètre (soit  $\lambda$ , soit  $m$ ) pour chaque cycle.

Le problème qui se pose d'emblée ici est de savoir quand (ou à quel niveau de charge par rapport à la charge de rupture) arrêter une séquence de charge et cesser de mettre des événements en mémoire. En effet, comme on l'a déjà mentionné, les paramètres de distribution sont influencés par le niveau relatif de contrainte, dans le sens où plus la contrainte est élevée et proche de la contrainte de rupture, plus on risque d'avoir une forte proportion de gros événements.

Par conséquent, il est nécessaire, avant d'entamer notre investigation, de s'intéresser à la façon dont interviennent les différents seuils de contrainte (en liaison avec l'activité acoustique provoquée) dans les différents cycles, c'est-à-dire à l'aspect des différentes courbes de chargement successives.

### I.1.2.2-Evolution de la forme des courbes contrainte-émission acoustique :

#### a) Etude préliminaire des processus mis en jeu :

Le problème du rechargement d'un échantillon, déjà sollicité au préalable, a été souvent étudié dans différents matériaux. Le phénomène classique, dans lequel l'activité acoustique enregistrée au cours du rechargement est négligeable ou faible jusqu'au niveau de charge maximum atteint au cours de la première sollicitation et commence à croître rapidement à partir de ce niveau, est connu sous le nom d' "effet Kaiser" (fig. 3.2). Il est relativement net, et bien vérifié dans les roches (cependant moins que dans les métaux) et a été récemment étudié comme une méthode possible de détermination de contrainte in-situ (Kurita et Fujii, 1979 ; Yoshikawa et Mogi, 1981). En fait, ce phénomène n'est plus exactement vérifié quand on atteint des charges élevées, en particulier quand on quitte la phase "linéaire" pour entrer dans la phase de microfissuration (parfois appelée phase dilatante en compression, du fait des phénomènes de dilatance commençant au début de cette phase). (fig. 3.3).

Un autre phénomène intervient si l'on veut réaliser des cycles atteignant des charges élevées, proches de la rupture : En effet, si l'on atteint, dans un trajet de charge, le seuil d'instabilité (correspondant théoriquement au critère de propagation de Griffith), la séquence de charge suivante donnera une activité acoustique maximum pour une charge plus faible, puisque le seuil d'initiation et la charge théorique de rupture sont inférieurs à ceux du trajet précédent (Ce phénomène est, par exemple, bien illustré schématiquement par la courbe de Berry : annexe I).

Si l'on réalise chaque trajet de charge en "rentrant" à chaque fois dans le domaine instable (le seuil d'instabilité étant bien sûr de plus en plus faible à chaque cycle), on a des courbes successives décalées vers des niveaux de contrainte maximaux plus faibles (fig. 3.7).

On voit qu'il est nécessaire de ne considérer que les niveaux de contrainte relatifs pour comparer différents cycles (c'est-à-dire rapport de la contrainte à la contrainte potentielle de rupture, cette dernière étant décroissante d'un cycle à l'autre si on va suffisamment loin en charge), étant entendu qu'on est d'autant plus proche de la rupture que l'extrémité de la courbe est proche de la verticale.

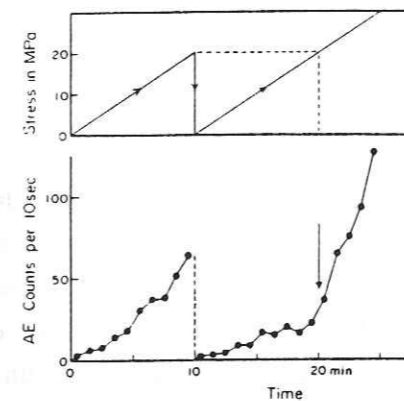


Fig. 3.2- Taux d'émission acoustique pour un chargement initial et un rechargement. (d'après Yoshikawa et Mogi, 1981).

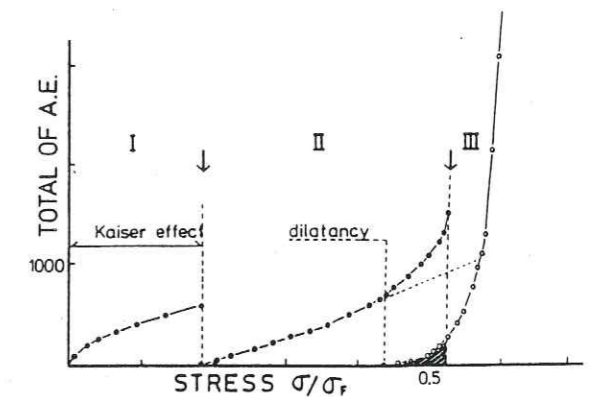


Fig. 3.3- Activité acoustique en fonction de la contrainte pour 3 cycles successifs. (d'après Kurita et Fujii, 1979).

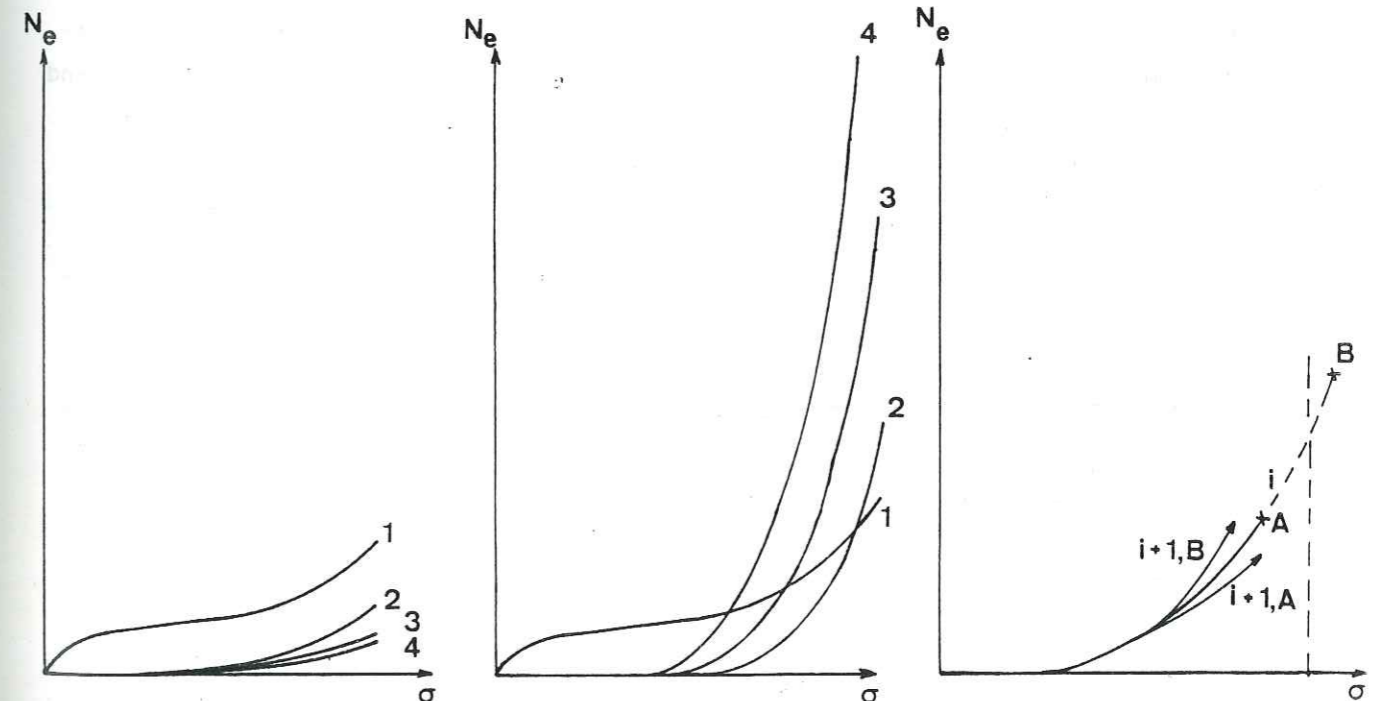


Fig. 3.4- Domaine stable. Fig. 3.5- Domaine instable.

(voir texte) :  
Fig. 3.6- Evolution vers un cycle  $i+1$  stable(A), ou instable (B), selon le maximum de contrainte atteint au cycle  $i$ .

b) Résultats expérimentaux et schématisation des comportements observés :

Nous avons pu distinguer deux types d'évolution différentes correspondant plus ou moins aux deux processus explicités précédemment :

- Comportement en domaine stable :

Tant que l'on ne dépasse pas une certaine charge critique (correspondant vraisemblablement au seuil d'instabilité précédemment invoqué) les sollicitations successives, pour une même charge maximum ont tendance à donner une énergie sismo-acoustique de plus en plus faible, les différences s'atténuant très rapidement, de sorte que les courbes tendent à être très proches l'une de l'autre à partir d'un ou deux cycles. La différence entre la première courbe (premier cycle atteignant une charge fixée) et la deuxième est la seule importante, et ce particulièrement dans le cas où il s'agit de la toute première sollicitation appliquée à l'échantillon, à cause de l'influence du serrage (tassement, fermeture des fissures perpendiculaires à l'axe des charges, ...), qui ne se produit que dans les premiers stades de la sollicitation et est de nature irréversible (fig. 3.8, et 3.9 courbes 1 à 11).

Ce type d'évolution, schématisé fig. 3.4 est caractéristique du domaine stable, et peut s'apparenter à une sorte d'effet "Kaiser". Les mécanismes de base dans ce processus seront explicités plus loin. (Il est entendu que l'on ne considère ici que l'influence d'un nombre relativement limité de cycles : un très grand nombre de cycles répétés ferait intervenir des phénomènes de fatigue et modifierait sans doute, à la longue, le comportement).

- Comportement en domaine instable :

Si l'on dépasse la charge critique, on tombe dans le type de comportement décrit plus haut dans lequel, si le processus se maintient (c'est-à-dire si on redépasse, à chaque cycle, la nouvelle charge limite), on a des courbes pour lesquelles le niveau d'énergie acoustique commence à croître rapidement, pour des niveaux de contrainte de plus en plus faible (voir schéma figure 3.5, et courbes expérimentales figures 3.7, 3.10, et 3.8 courbes 12 à 16).

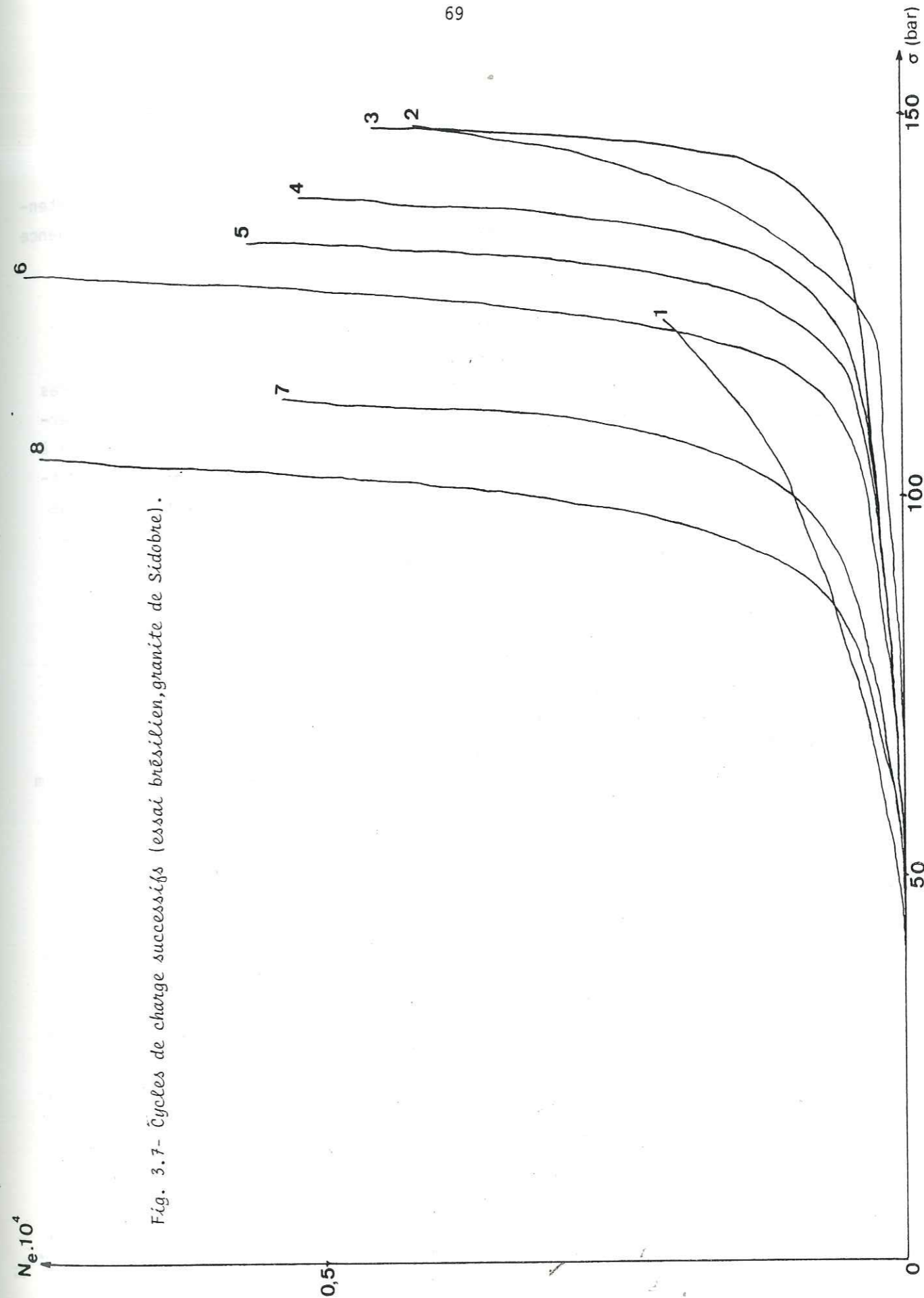


Fig. 3.7- Cycles de charge successifs (essai brésilien, granite de Sidobre).

- Comparaison entre les deux types de comportement :

On remarque que dans le domaine stable, chaque courbe est située "en dessous" de la précédente (on est pratiquement confondue avec elle au bout d'un ou deux cycles), alors que dans le domaine instable c'est le contraire. Bien entendu, on peut passer d'un type de comportement à l'autre, à n'importe quelle séquence de charge. Tout dépend si l'on dépasse ou non le seuil d'instabilité du moment, c'est-à-dire que selon le niveau de contrainte où l'on arrête une séquence, la courbe de la séquence suivante peut être en "dessous" ou en "dessus" (fig. 3.6).

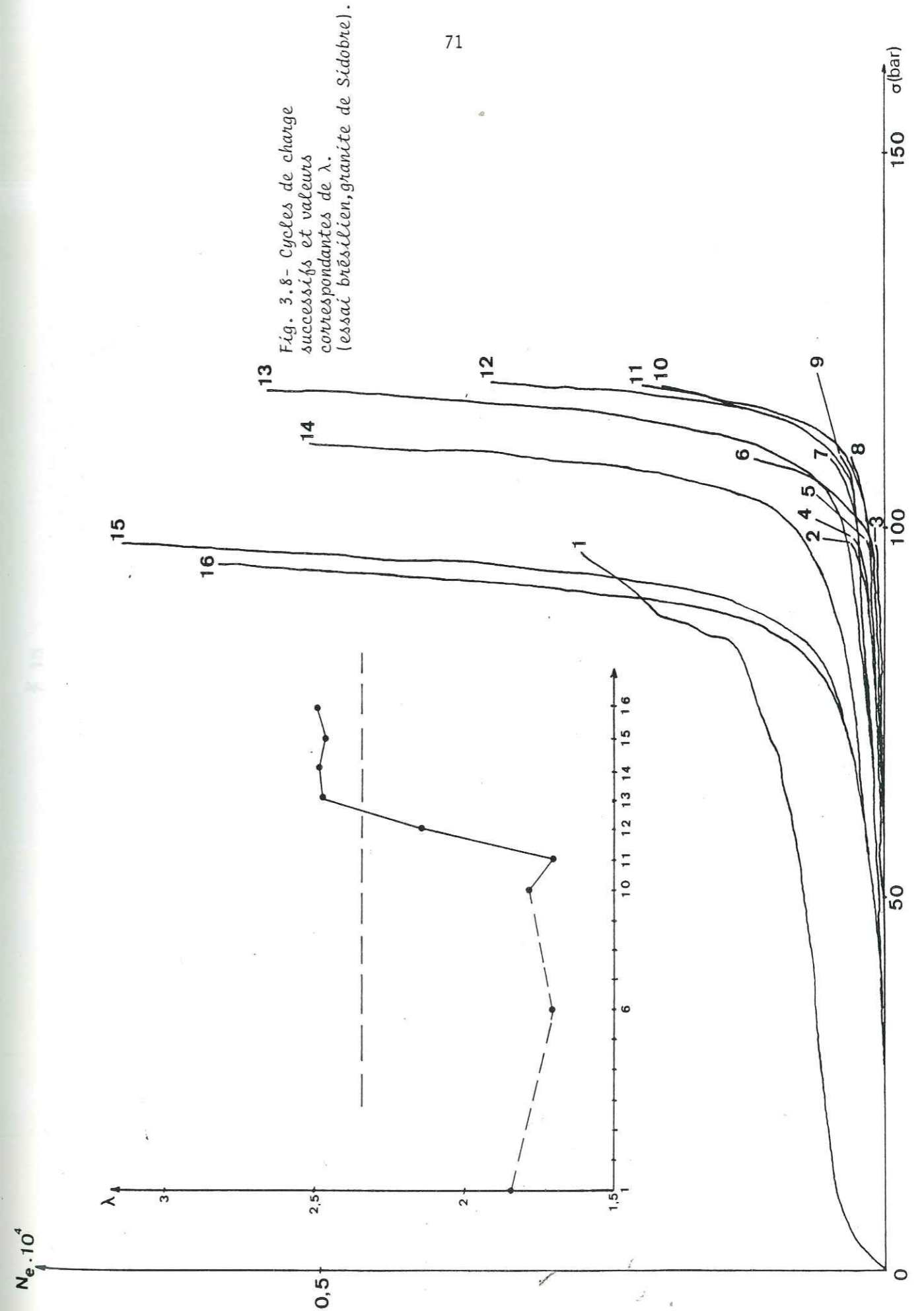
On constate cependant que, au bout d'un certain nombre de cycles "stables" arrêtés à un même niveau de contrainte suffisamment élevé, la forme des courbes successives tend à s'inverser, c'est-à-dire qu'une courbe passe à un certain moment au dessus de la précédente et un comportement de type instable tend à s'instaurer dans les cycles suivants si on ne réduit pas la charge maximum d'origine. Ceci peut être dû au phénomène dit de "fissuration lente", dans lequel une fissure peut se propager à des vitesses très faibles avant qu'on ait atteint le seuil critique de Griffith (Bieniawski, 1967 ; Henry, 1978).

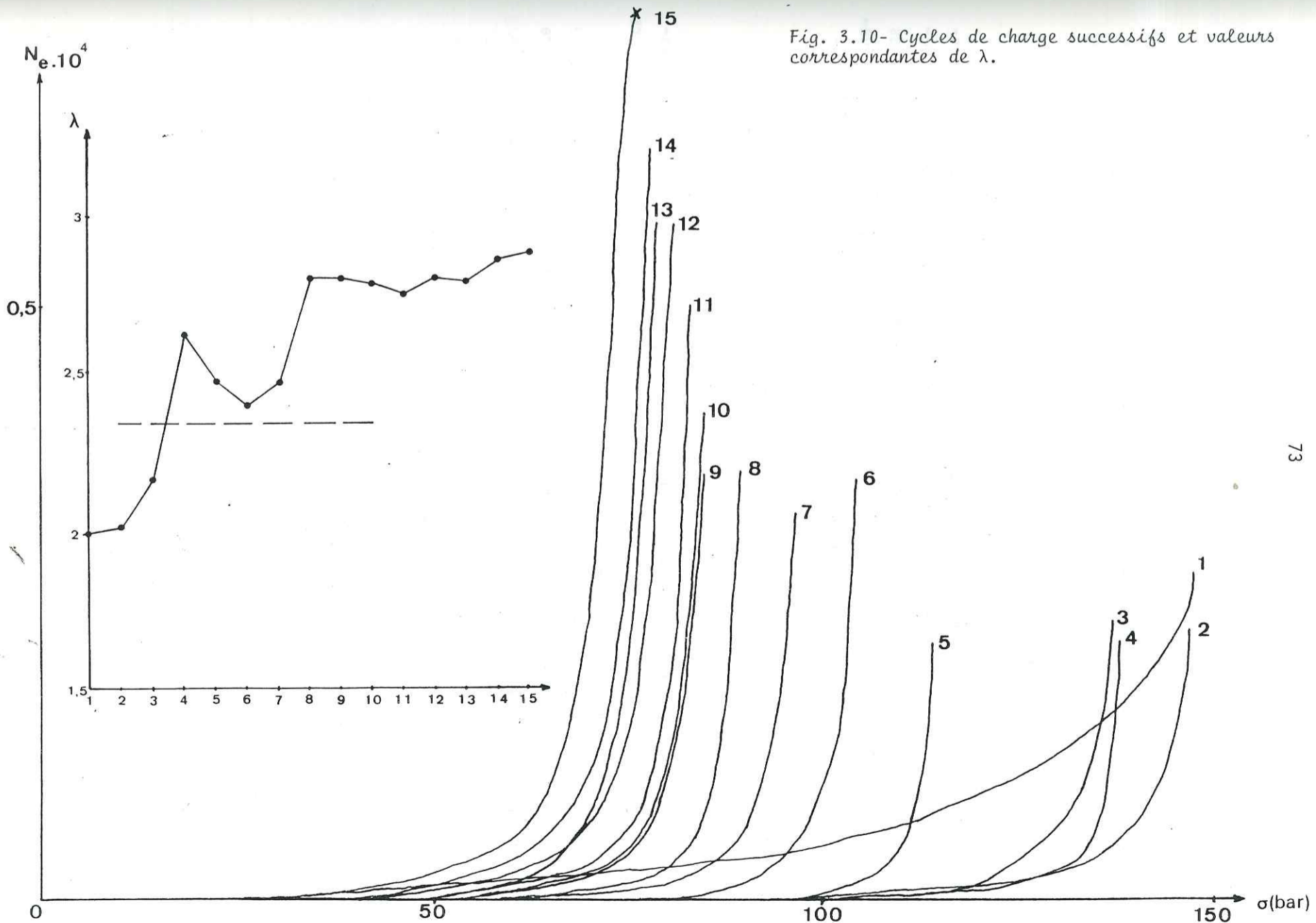
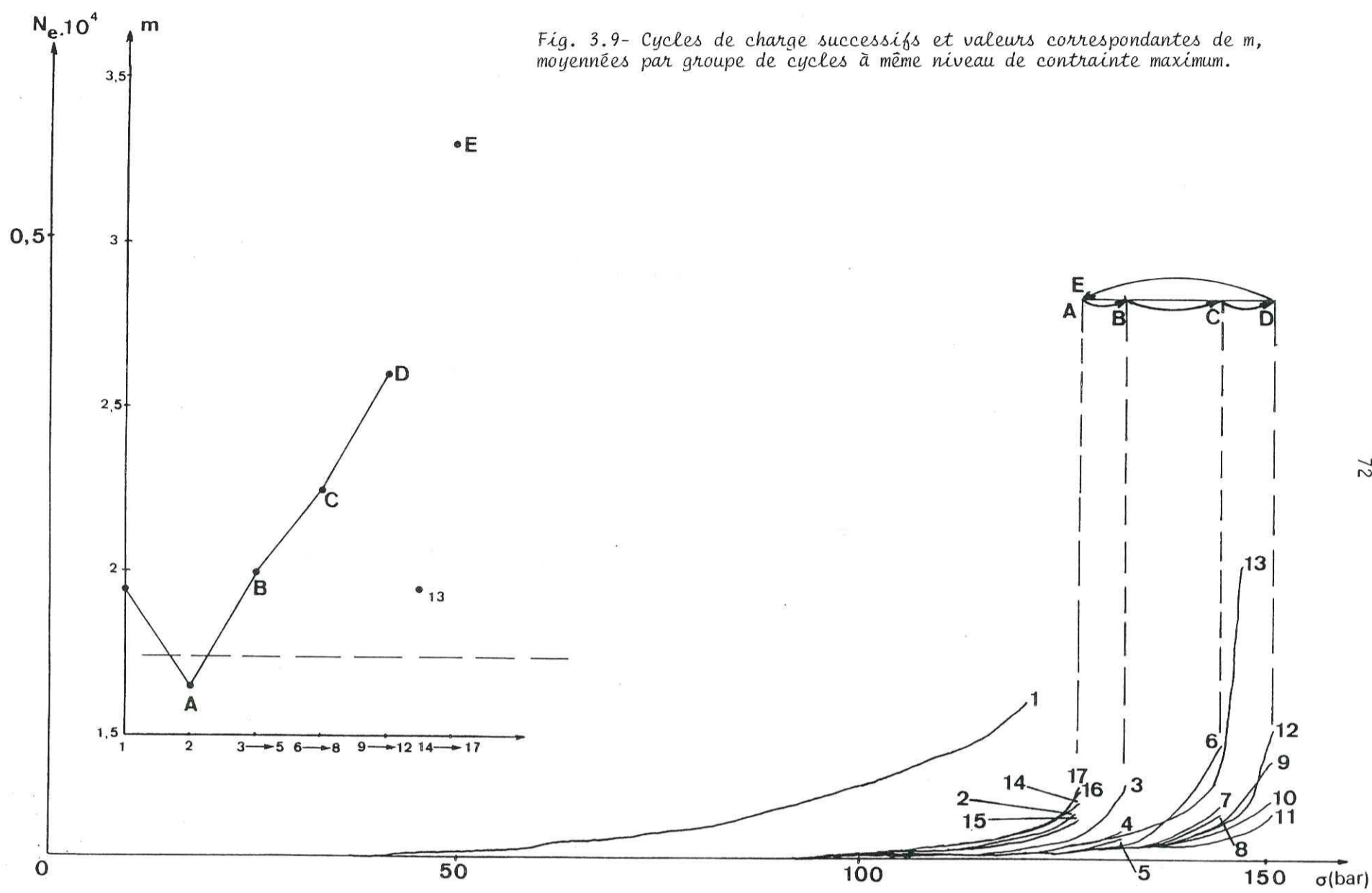
I.1.2.3-Variation des paramètres de distribution :

L'étude précédente nous amène à différencier les deux types de comportement et à étudier les variations des paramètres dans chacun des 2 cas. Il est certain que la proportion de gros événements sera, de toute manière, plus importante dans le domaine instable (puisque le niveau de contrainte relative  $y$  est plus élevé) que dans le domaine stable. On aura donc certainement des valeurs de  $m$  plus faibles (et de  $\lambda$  plus élevées), dans le domaine instable.

a) Domaine stable :

On constate que les valeurs successives du paramètre  $\lambda$  ont tendance à décroître (celles de  $m$  à croître) progressivement avec le nombre de cycles de charge et cela, même si le niveau maximum de contrainte s'élève d'un cycle à l'autre (ce qui tendrait à provoquer l'effet inverse) à condition que cette augmentation ne soit pas trop importante et qu'on reste dans le domaine stable (fig. 3.9, fig. 3.8 courbes 1 et 6). En particulier, deux cycles à même niveau de contrainte maximum (ou à des niveaux peu différents) séparés par des cycles intermédiaires à niveau plus élevé, donnent des valeurs très différentes, et le deuxième a une valeur de  $\lambda$  beaucoup plus faible (ou de  $m$  plus forte) que le premier (comparaison des points A et E de la fig. 3.9).





Ceci se traduit par une augmentation de la proportion de petits événements. Les valeurs prises par les paramètres sont en général bien supérieures (pour  $m$ ) ou bien inférieures (pour  $\lambda$ ), à la valeur moyenne de celles enregistrées durant une seule séquence de charge amenant à la rupture (niveau en pointillé sur les figures présentées). Ceci reflète simplement le "faible" niveau de contrainte relatif atteint puisqu'on reste dans le domaine stable.

b) Domaine instable :

Quand on passe en domaine instable, on constate que les valeurs de  $\lambda$  deviennent rapidement très élevées (les valeurs de  $m$  évoluant toujours en sens inverse) et restent ensuite à un niveau à peu près constant mais nettement supérieur à la valeur moyenne de  $\lambda$  pour un seul chargement jusqu'à rupture (fig. 3.8 courbes 11 à 16, fig. 3.10). Ceci veut dire qu'on reste à une forte proportion de gros événements, mais encore plus forte que celle obtenue dans un seul cycle jusqu'à rupture.

I.1.2.4- Interprétation :

a) Domaine stable :

Tant qu'on n'a pas atteint un certain seuil d'instabilité, les observations relevées peuvent être justifiées par plusieurs processus, agissant d'ailleurs vraisemblablement simultanément :

Dans les premiers stades de la sollicitation, on a tout d'abord l'influence de la phase dite de "serrage" correspondant principalement à une fermeture de microfissures perpendiculaires à l'axe des charges. Des travaux récents sur la fermeture des microfissures (Batzle et al, 1980), montrent que les grosses microfissures se referment nettement avant les petites. Si ce processus n'agit pas que sur le premier cycle de charge, on peut ainsi justifier le fait que les cycles suivants donnent des valeurs de  $m$  plus fortes (c'est-à-dire plus de petits événements), le premier cycle donnant plus de gros événements (fermeture des microfissures de taille plus importante). Néanmoins, cette explication ne concerne pratiquement que les tout premiers cycles de sollicitation.

Le phénomène d' "effet Kaiser" déjà mentionné est attribué à la fermeture imparfaite, lors de la décharge, des microfissures qui se sont ouvertes lors de la première séquence de sollicitation (Kurita et Fujii, 1979), la suture complète des microfissures n'étant pas réalisable dans des conditions normales d'environnement (Wiederhorn et Townsend, 1970). La faible activité observée lors du deuxième chargement est expliquée par le fait que les microfissures sont restées partiellement ouvertes à la fin de la décharge. Ce mécanisme peut expliquer nos résultats concernant la variation des paramètres de distribution, la taille d'un événement généré par la propagation d'une microfissure étant d'autant plus petite que celle-ci était ouverte à l'origine du cycle de sollicitation. Les formes de courbes contrainte-émission acoustique successives trouvées et les valeurs croissantes de  $m$  observées peuvent ainsi correspondre à des microfissures qui se referment de moins en moins à chaque décharge, le mécanisme devenant de plus en plus irréversible.

Enfin, la croissance de  $m$  observée peut aussi correspondre à un état global de microfissuration de plus en plus avancé à chaque cycle (bien que non critique), créant un nombre de plus en plus important de "barrières" à la propagation, réparties dans l'échantillon, favorisant ainsi la création d'un nombre croissant de petits événements. Ceci permettrait d'expliquer, en particulier, les fortes valeurs observées pour  $m$  (ou faibles pour  $\lambda$ ) quand on revient à de faibles niveaux de contrainte maximum après avoir réalisé des cycles à contrainte maximum plus élevée.

b) Domaine instable :

Si on dépasse le seuil d'instabilité, d'après la théorie de Griffith et les caractéristiques d'un essai de traction indirect tel que l'essai brésilien (paragraphe II.2.3.3, deuxième partie), on amorce la propagation instable d'une fissure critique (dont le point d'initiation est théoriquement voisin du centre de l'échantillon) amenant très rapidement la rupture macroscopique si l'essai n'est pas immédiatement arrêté. On a déjà montré que ceci correspondait bien avec la forme des courbes successives obtenues dans nos essais.

La forte proportion de gros événements enregistrée dans ce type de cycle semble correspondre à cette propagation instable : On peut penser qu'on obtient rapidement une plus forte proportion de gros événements que pour un seul trajet de charge jusqu'à rupture, car on n'a que très peu d'événements correspondant aux premières phases du trajet, de sorte que l'activité est "concentrée" temporellement en fin de cycle et localement sur la zone d'initiation de la fissure critique (contrairement à ce qui se passe dans le domaine stable). Cette concentration d'événements autour de la zone d'initiation de la rupture a par ailleurs été observée dans les derniers stades d'essais de compression et d'essais triaxiaux à l'aide de dispositifs de localisation tridimensionnelle (Scholz, 1968 (a) ; Lockner et Byerlee, 1977). Il est probable que cette concentration est plus importante dans notre cas, du fait qu'il s'agit d'un essai de traction et que la zone de rupture est théoriquement imposée par la répartition des contraintes.

#### I.1.2.5-Liens possibles avec la sismogenèse :

En liaison avec la tectonophysique, l'étude du comportement d'un matériau rocheux soumis à des cycles de sollicitation peut être intéressante car certaines observations "in situ" montrent qu'il est possible que de tels phénomènes, dus à des relaxations locales de contrainte d'origines diverses (rupture des aspérités en contact sur une faille par exemple) aient lieu dans la nature. A l'origine, on peut mentionner les observations de fluage épisodique ou même périodique sur certaines failles de Californie, et d'autre part l'existence des fameux "gaps" de sismicité, correspondant à des périodes successivement actives et inactives dans la distribution spatio-temporelle des séismes. Certains auteurs ont d'ailleurs remarqué qu'une telle structure temporelle (alternance de périodes actives et inactives), étudiée dans une zone géographique particulière, amenait parfois à un gros séisme dans cette zone, ce dernier étant précédé d'une période active avec une concentration d'événements dans la future région focale (Ishida et Kanamori, 1978, 1980). Cette concentration observée par plusieurs auteurs avant plusieurs gros séismes (Mc Evilly et al, 1967 ; Wesson et Ellsworth, 1973 ; Kelleher et Savino, 1975) serait due à une concentration de contrainte dans la région focale (Brady, 1974, 1976, 1977). Ces observations présentent donc des analogies avec nos résultats, et il est possible que le stade ultime de concentration d'événements autour de la région focale corresponde au dépassement d'un niveau critique de contrainte locale, ce niveau n'ayant pas été encore atteint à cause des périodes de relaxation.

## I.2-Localisation unidimensionnelle :

Cette étude a été effectuée à l'aide d'essais de flexion sur des échantillons de granite de Sidobre non entaillés.

### I.2.1-Description de la méthode utilisée :

Cette localisation linéaire est effectuée en plaçant un capteur à chaque bout de l'échantillon (de longueur 300 mm) appuyé au centre de la surface de base de celui-ci. On assimile (étant donnée la forme de l'échantillon) les hyperboloïdes (lieux des points sources à même différence de temps de propagation) à des plans perpendiculaires à l'axe des capteurs (c'est-à-dire à l'axe de l'échantillon). Chaque événement est localisé par stockage dans l'une des cases mémoire de l'analyseur de distribution, réglé de telle sorte que la case "0" corresponde à une source située exactement à l'endroit du premier capteur (celui enregistrant l'énergie acoustique) et la case "100", à l'endroit du deuxième (la case 50 correspondant au milieu de l'échantillon). Nous n'avons "enregistré" que les événements situés entre les cases 10 et 90, à l'aide d'un système de filtrage spatial, de manière à éviter de prendre en considération les événements provenant de sources situées près des bords de l'échantillon. Ceux-ci sont, en effet, soit provoqués par les deux appuis latéraux (ce qui correspond à une sorte de phase de serrage et n'a lieu que dans les tout premiers stades de la sollicitation), soit, surtout, issus de sources situées n'importe où dans l'échantillon mais trop petits pour être enregistrés par un des capteurs (le plus éloigné de la source) et de ce fait, considérés par l'appareillage comme venant d'une source située à l'emplacement de l'autre capteur.

### I.2.2-Evolution avec la contrainte :

On constate que, en accord avec les caractéristiques mécaniques d'un essai de flexion, les événements sont groupés au voisinage du milieu de l'échantillon (point de départ théorique de la rupture). Cependant, cette concentration se fait progressivement jusqu'au maximum de contrainte (fig. 3.11) et les événements sont plus dispersés, bien qu'évidemment moins nombreux, lors des premiers stades de sollicitation (ceci, du moins, pour d'assez faibles vitesses de déplacement, car un tel type de mesure n'est pas réalisable à vitesse plus élevée à cause du temps de réaction de l'opérateur beaucoup trop grand par rapport à la durée des phénomènes observés).

### I.2.3-Influence de la vitesse de sollicitation :

Nous avons tracé une courbe de distribution de tous les évènements à partir du début de la sollicitation, jusqu'au moment où on n'a pratiquement plus d'émission, c'est-à-dire en un point de la courbe charge-flèche situé bien après le maximum, pour des vitesses de déplacement de 2, 10 et 600  $\mu\text{m}/\text{mn}$ .

On constate que plus la vitesse est importante et plus, d'une part la résistance à la rupture est élevée, d'autre part, l'émission est réduite après le maximum de charge, et enfin les évènements sont concentrés au voisinage du centre (fig. 3.12, 3.13, 3.14).

### I.2.4-Interprétation :

On a déjà parlé de l'augmentation de la charge de rupture avec la vitesse de sollicitation, comme étant un résultat maintenant bien connu, ainsi que du rôle des défauts de la roche comme explication des différences de comportement observées entre vitesses faibles et élevées. Les processus décrits (paragraphe I.1.1) peuvent permettre d'expliquer également les résultats trouvés ici :

En effet, pour de faibles vitesses, les défauts initiaux de la roche, répartis dans tout l'échantillon interviennent plus et peuvent avoir tendance à créer une activité microsismique plus répartie que pour de fortes vitesses où la fracture a plutôt tendance à suivre le trajet "idéal", imposé par les contraintes appliquées et la géométrie de l'essai, d'où la concentration plus élevée d'évènements dans ce dernier cas. De même, on peut expliquer ainsi l'activité acoustique enregistrée après la charge maximum lors des vitesses lentes, correspondant plus à une rupture progressive de "ponts" entre fissures ou hétérogénéités, qu'à une rupture "idéale", instable qu'aurait tendance à donner une vitesse élevée.

Du point de vue de la tectonophysique, on peut rapprocher ces résultats, et en particulier le fait que la "zone" microsismique est d'autant plus large que la vitesse de sollicitation est faible, du fait très général que l'étendue des zones de déformation recouvrant l'ensemble du globe décroît en fonction de la durée de celle-ci (Nur, 1974).

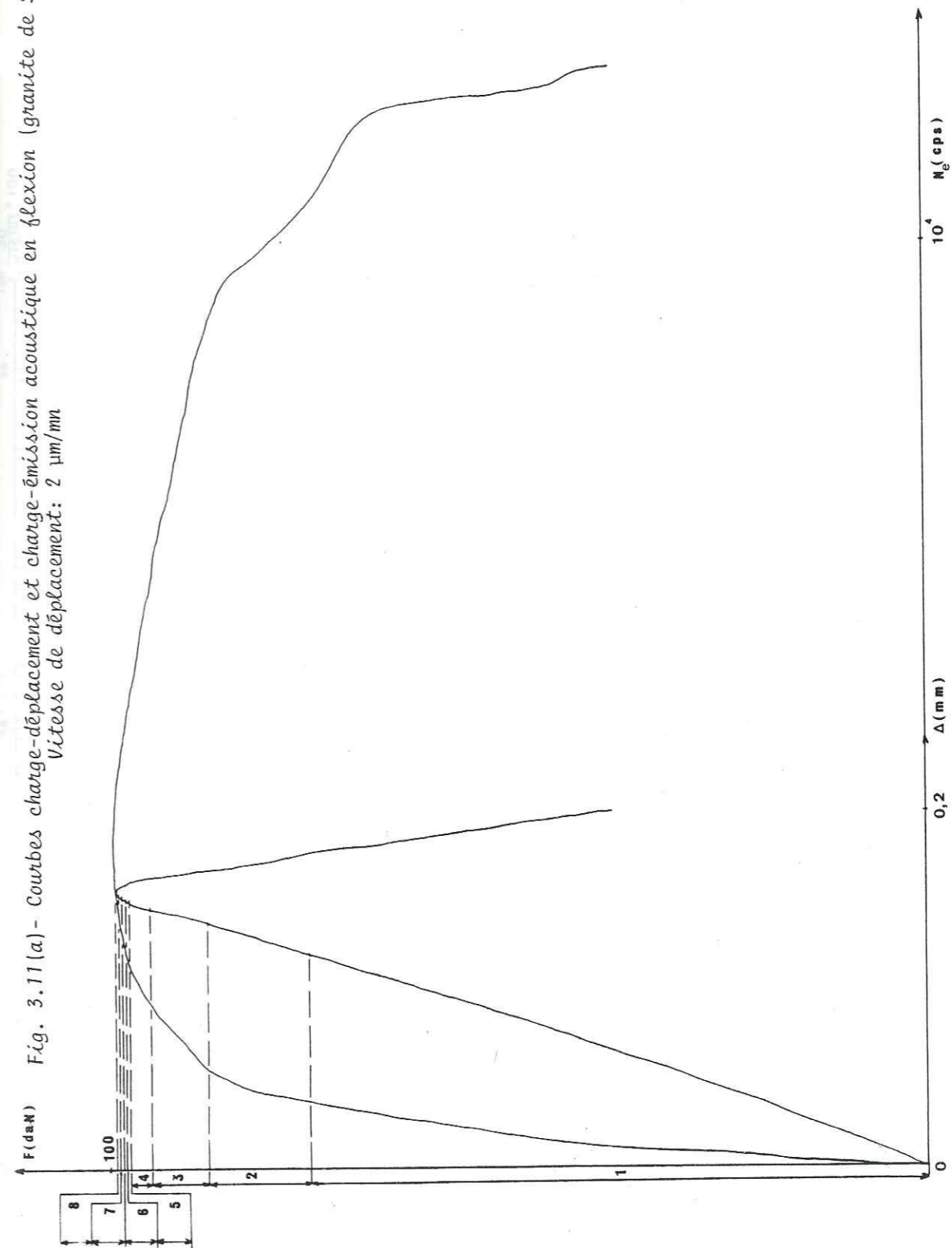
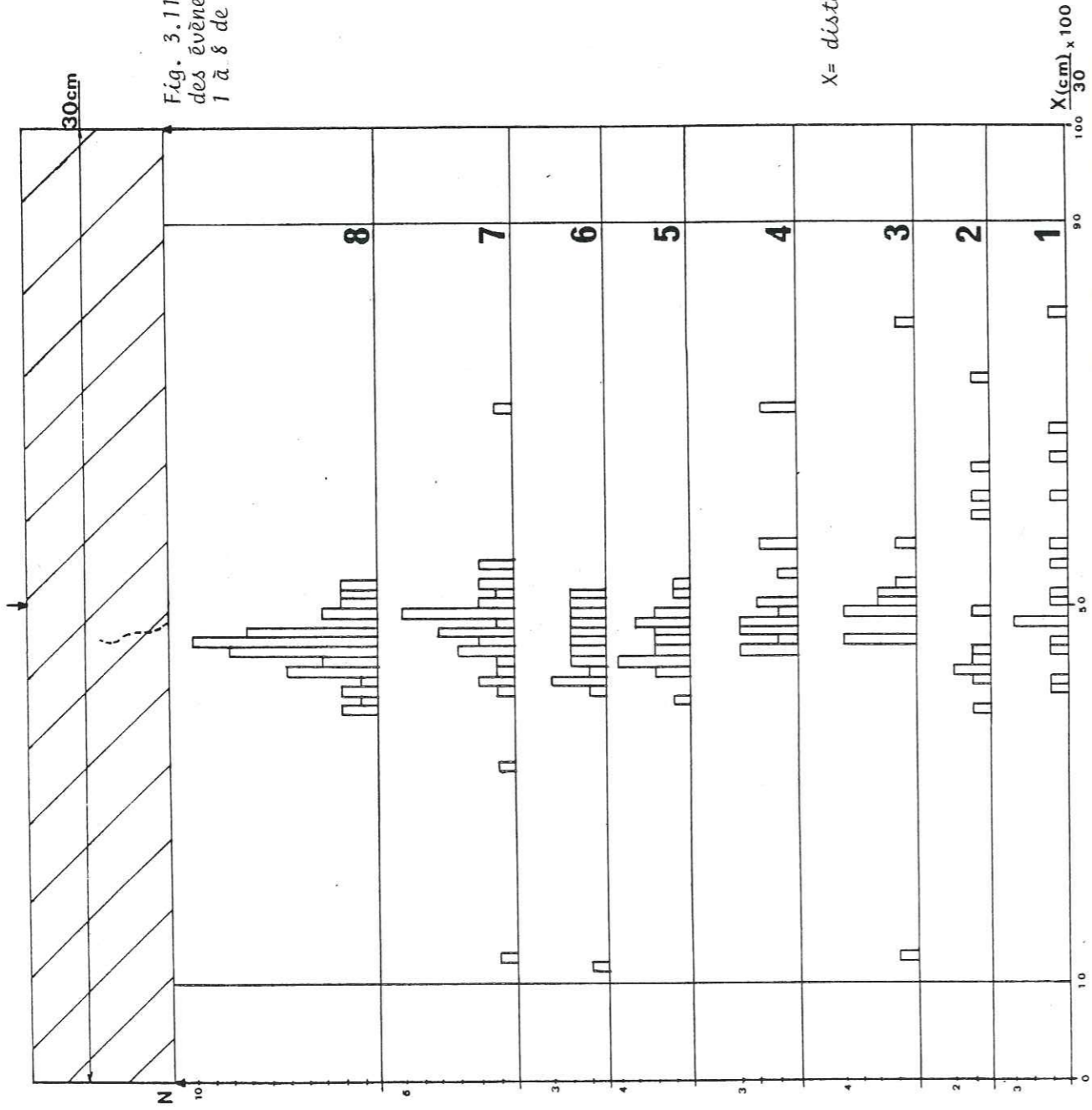




Fig. 3.11(b) - Distribution spatiale des événements durant les périodes 1 à 8 de la figure 3.11(a).



X = distance au capteur référencé "0"

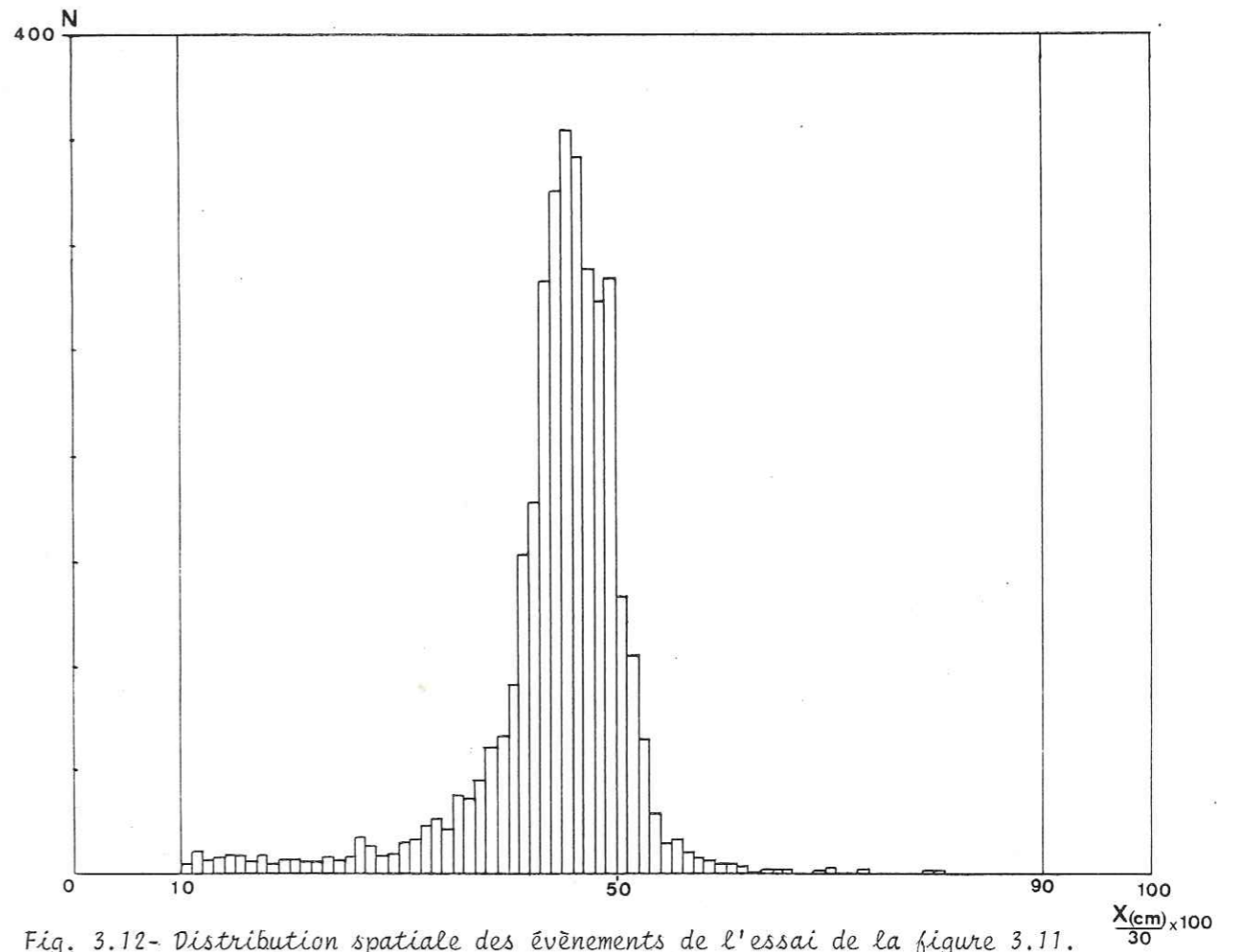


Fig. 3.12 - Distribution spatiale des événements de l'essai de la figure 3.11. (Vitesse de déplacement: 2  $\mu\text{m}/\text{mn}$ )

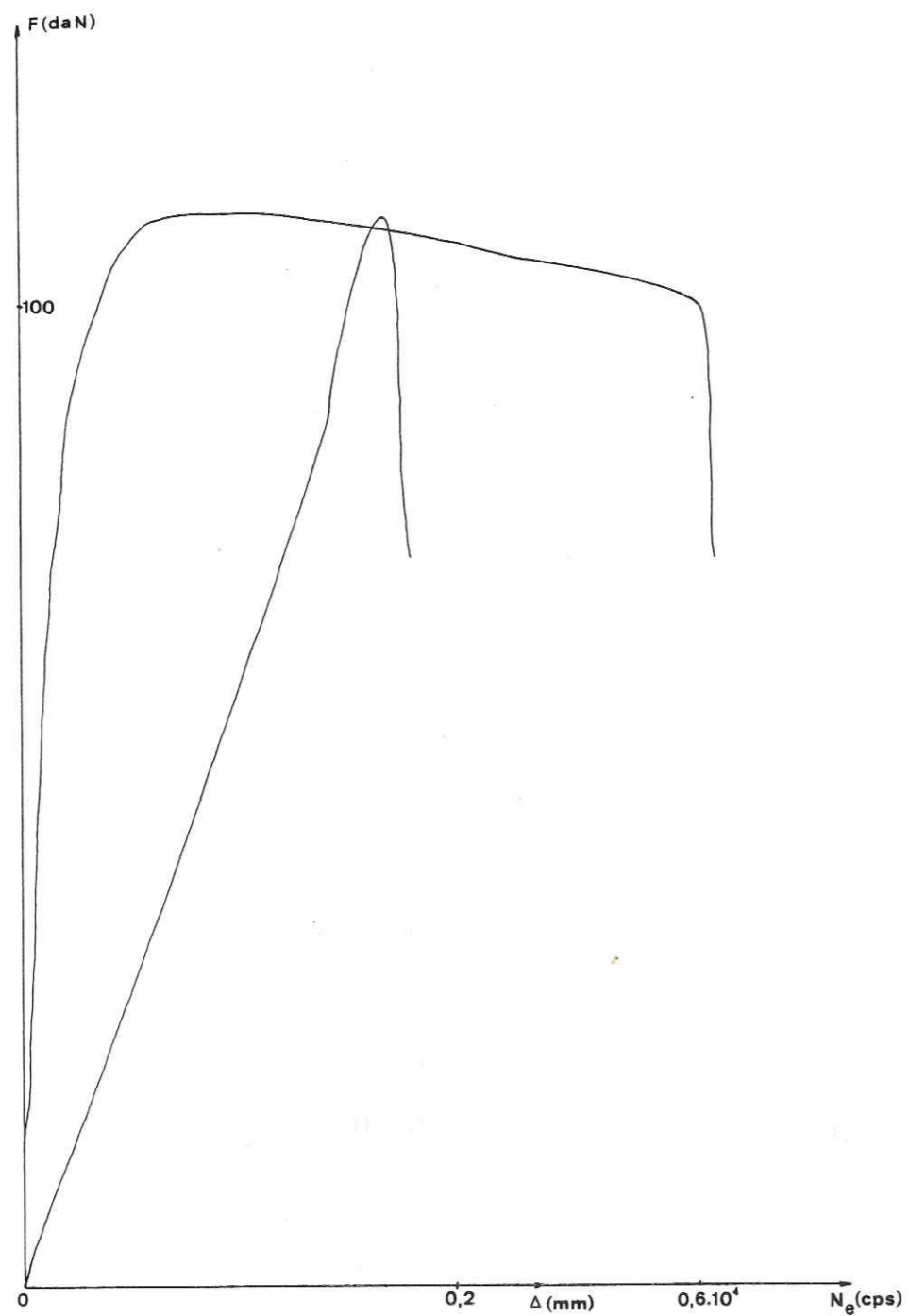


Fig. 3.13(a) - Courbes effort-déplacement et effort-émission acoustique en flexion (Sidobre).  
Vitesse de déplacement:  $10 \mu\text{m}/\text{mn}$

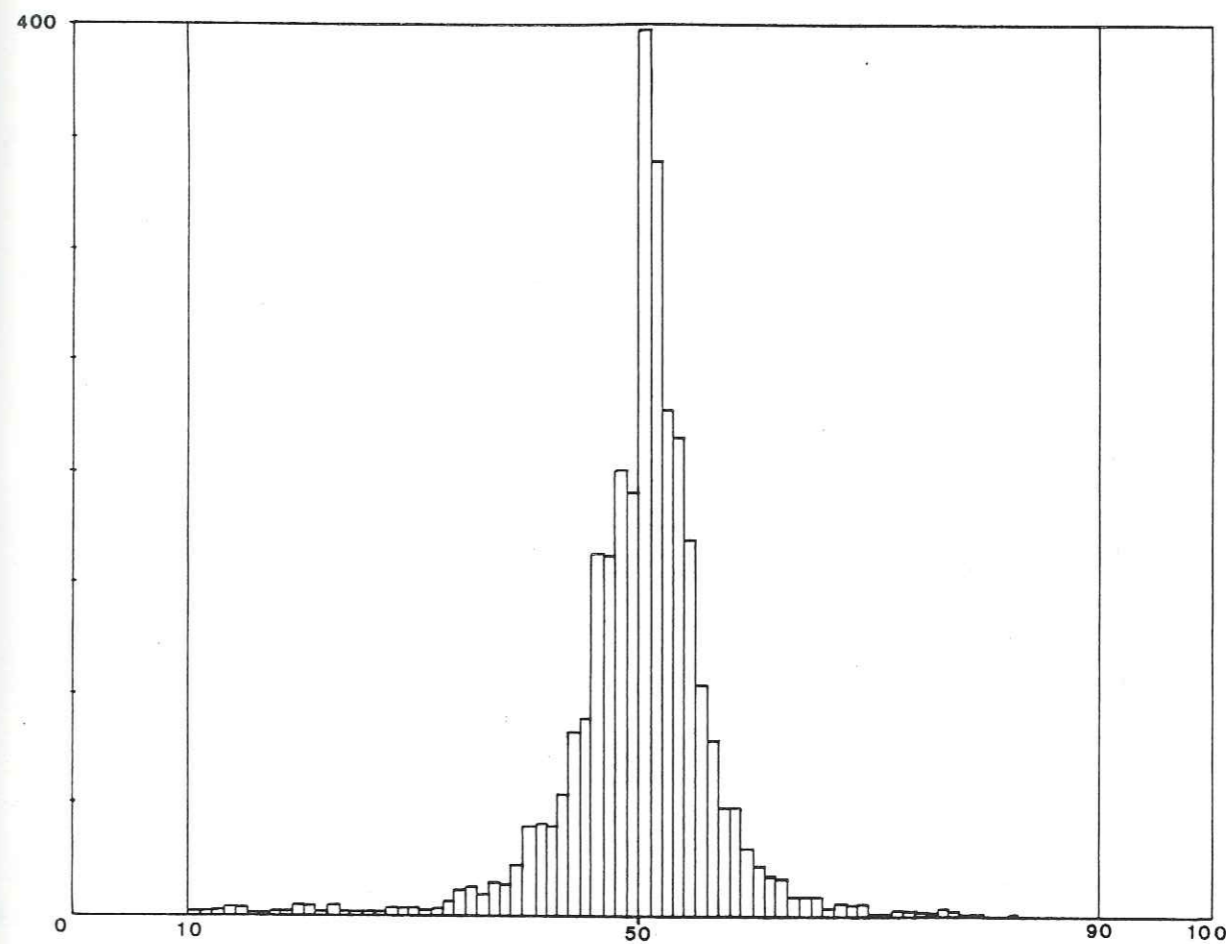


Fig. 3.13(b) - Distribution spatiale des événements de l'essai de la figure 3.13(a)  $\frac{X(\text{cm})}{30} \times 100$   
(Vitesse de déplacement:  $10 \mu\text{m}/\text{mn}$ )

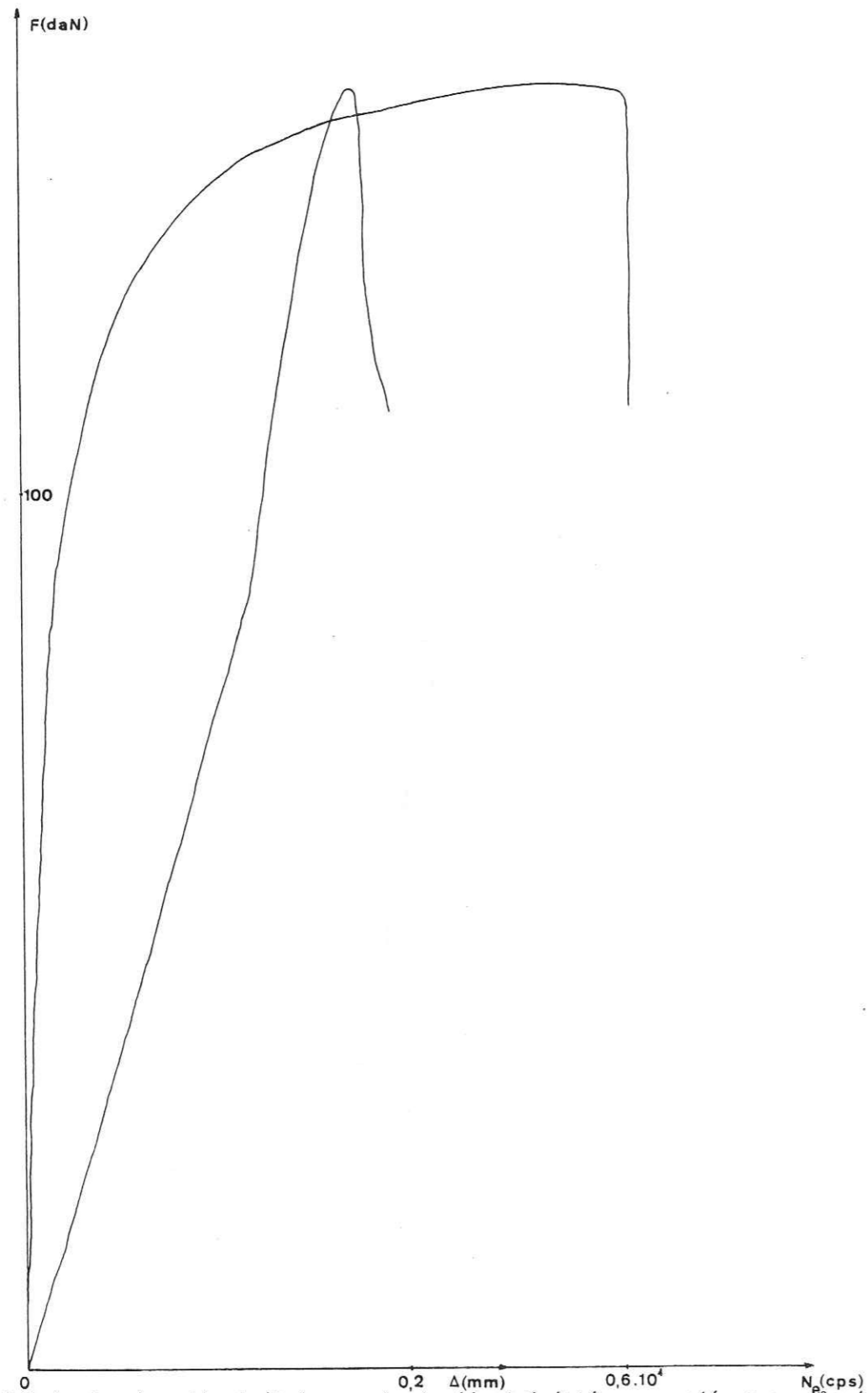


Fig. 3.14(a) - Courbe effort-déplacement et effort-émission acoustique en flexion  
Vitesse de déplacement: 600  $\mu\text{m}/\text{mn}$

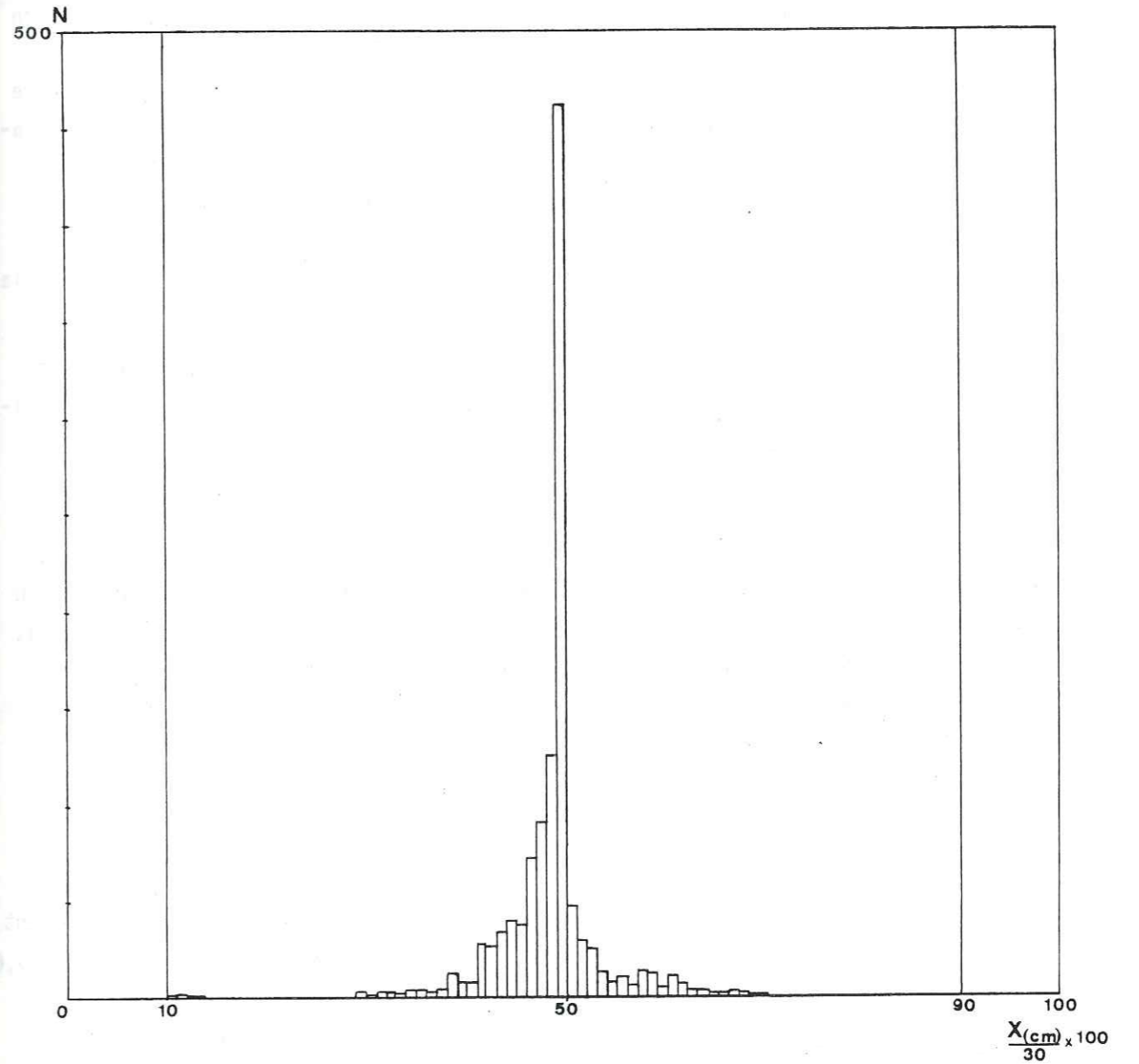


Fig. 3.14(b) - Distribution spatiale des évènements de l'essai de la figure 3.14(a).  
(Vitesse de déplacement: 600  $\mu\text{m}/\text{mn}$ )

### I.3-Etude acoustique de la rupture :

#### I.3.1-Etude préliminaire :

Cette étude a été entreprise, dans des essais de flexion, en complément des travaux précédents, dans le but d'essayer d'avoir une représentation temporelle des processus de rupture (par observation directe du signal visualisé) en liaison avec l'initiation et la propagation de la fracture. Au niveau microscopique, en effet, ou à l'échelle du grain, chaque incrément de propagation doit correspondre à l'émission d'un événement microsismique, comme le suggèrent par exemple les travaux de Vinogradov (1978), montrant que la durée d'un incrément de propagation correspond à la durée du signal enregistré. Il semble d'ailleurs qu'un deuxième événement soit provoqué par l'arrêt de la fissure (Savage et Hasegawa, 1964). L'étude de la propagation d'une fracture au cours du temps conduit à introduire la notion de vitesse de rupture.

Les calculs théoriques basés sur l'évaluation de l'énergie cinétique associé au déplacement des bords d'une fissure montrent que la vitesse de propagation de la rupture  $V$  est telle que (Bui, 1978) :

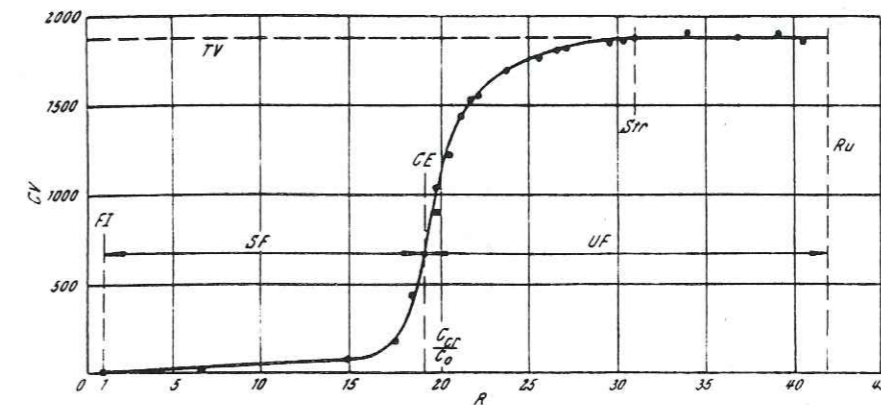
$$V^2 = k^2 \frac{E}{\rho} f(l/l_0)$$

$E$  et  $\rho$  étant respectivement le module d'Young et la masse volumique du matériau,  $l$  étant la longueur de la fissure à un instant donné ( $l_0$  initialement), et  $k$  une constante sans dimension.  $f$  est une fonction croissante avec la longueur de la fissure et tendant vers 1 quand la longueur est grande. La vitesse de rupture est donc croissante avec la longueur de la fissure et tend vers une vitesse limite, ou vitesse terminale :

$$V_T = k \left( \frac{E}{\rho} \right)^{1/2}$$

Avec un coefficient de Poisson de l'ordre de 0,25, Roberts et Well (1954) trouvent une valeur de  $k$  de l'ordre de 0,38 ce qui correspond à une vitesse  $V_T$  d'environ 0,6

fois la vitesse des ondes transversales dans le matériau. D'autres développements montrent que la vitesse limite coïncide avec la vitesse des ondes de Rayleigh dans le matériau (Broberg, 1960). Cependant la vraie relation entre la vitesse terminale de rupture et les vitesses des trois ondes élastiques (longitudinales, transversales, et de Rayleigh) n'a pas encore été établie.



$R$  ratio  $\frac{\text{crack half-length } c}{\text{original crack half-length } c_0}$ ;  $CV$  crack velocity (m/s);  $FI$  fracture initiation;  $CE$  critical energy release;  $Str$  strength failure;  $Ru$  rupture;  $SF$  stable fracture propagation;  $TV$  terminal velocity  $v_T = 1875$  m/s;  $UF$  unstable fracture propagation

Fig. 3.15- Vitesse de propagation d'une fissure en fonction de sa longueur dans une norite. (d'après Bieniawski, 1968).

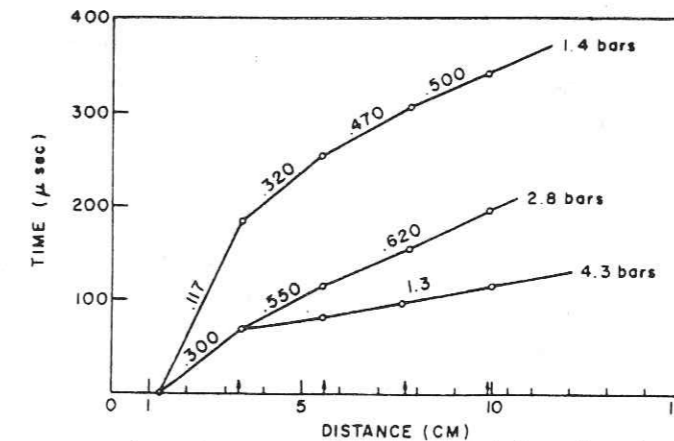


Fig. 3.16- Vitesses de glissement dans un matériau de vitesses d'onde  $P$  1,85 km/s et d'onde  $S$  1,12 km/s (CR-39). (d'après Wu et al, 1972).

30 AOÛT 2003

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

Les études expérimentales de propagation de fissure dans un matériau montrent clairement la croissance de la vitesse jusqu'à une vitesse limite. Les travaux de Schardin (1959) sur le verre et de Bieniawski (1967, 1968) dans les roches (fig. 3.15), ont montré que la fissure démarrait avec une vitesse faible, et que des bifurcations (divisions en plusieurs fissures divergentes) avaient lieu après qu'on ait atteint la vitesse limite (de l'ordre de la moitié de celle des ondes transversales). Les expériences d'Henry (1978) en flexion montrent l'existence de phénomènes de propagation lente, dans lesquels la fissure se propage avant d'avoir atteint le seuil critique de Griffith à des vitesses très faibles. Il semble que les vitesses élevées correspondent à des chutes de contraintes élevées (Wu et al, 1972 ; Johnson, 1978) et des vitesses supérieures à la vitesse des ondes transversales ont parfois été observées sous de fortes contraintes (fig. 3.16). Enfin, il semble que les régions d'un échantillon où l'énergie de déformation est la plus élevée donnent les vitesses de déformation les plus grandes (De Noyer et Pollack, 1963).

### I.3.2-Description de la méthode utilisée :

#### I.3.2.1-Système de déclenchement :

Cette méthode est basée sur l'utilisation de jauges de fissuration (conducteur parcouru par un courant) disposées sur le passage de la fissure, et dont la rupture déclenche l'enregistrement du signal par l'oscilloscope. La mise en oeuvre d'un tel dispositif est très délicate, du fait que la plupart des jauges d'extensométrie classiques ne se cassent pas au passage de la fissure, l'ouverture de celle-ci étant trop faible, et l'alliage métallique constitutif de la jauge étant trop ductile. Néanmoins, après plusieurs essais infructueux sur différents types de jauges d'extensométrie, nous avons sélectionné des jauges à fil de longueur 60 mm (Tokiosoki PL 60) qui ont donné des résultats satisfaisants dans nos essais pour peu que la vitesse de traverse soit suffisante (supérieure à 0,05 mm/mn) et que la jauge soit située près du point de départ de la fissure. Pour une vitesse trop faible, on constate que la jauge ne casse pas, ou casse bien après le passage de la fissure (ceci est d'ailleurs, en soi, un autre élément indicateur de l'importance de la vitesse de sollicitation dans ces phénomènes).

Il est possible qu'on ait eu dans certains essais, un léger retard (faible devant la durée de la fenêtre temporelle d'enregistrement de l'oscilloscope) entre le passage de la fissure et la rupture de la jauge, et il est certain qu'il serait souhaitable, pour une investigation plus poussée (par exemple mesure précise des vitesses de rupture dans le matériau) d'utiliser plutôt des jauges spécialement conçues et fabriquées pour nos essais. Cependant, la réalisation de telles jauges nécessitant une recherche technologique appropriée dépassant largement le cadre de nos préoccupations (par ailleurs non limitées à ce domaine), nous avons utilisé les jauges précédemment décrites, qui ont donné satisfaction pour ce qui concerne les résultats présentés ici.

Le déclenchement se fait par saut de tension (continu) consécutif à la rupture du fil. Nous avons conçu un circuit électronique simple (annexe III) avec une tension de sortie donnant un échelon à chaque rupture de jauge (2 jauges pouvant être disposées l'une après l'autre sur le passage de la fissure : voir fig. 3.17). C'est cette tension qui est envoyée sur une des 2 voies de l'oscilloscope (la voie "pilote"), l'autre étant le signal d'émission acoustique (sortie du préampli). L'instant de déclenchement est prépositionné au milieu de la fenêtre d'observation, ce qui permet d'avoir autant de durée de signal avant et après la rupture de la jauge.

#### I.3.2.2-Enregistrement du signal :

Nous avons utilisé une fréquence d'échantillonnage de 50 KHz, c'est-à-dire 100 fois plus faible que celle utilisée pour tous les traitements de signaux en analyse spectrale. Ceci vient du fait que l'on ne s'intéresse pas ici à la forme réelle du signal, mais par contre il est nécessaire d'avoir une durée d'enregistrement suffisante pour espérer observer l'ensemble des événements représentatifs de la phase de rupture et voir comment ceux-ci arrivent et se succèdent dans le temps par rapport à l'initiation de la fissure. La cadence d'échantillonnage choisie (qui fait que le signal est, bien sûr, considérablement "sous-échantillonné") a été déterminée empiriquement dans ce but et correspond (compte tenu des 2048 points disponibles sur la voie d'enregistrement de l'oscilloscope) à une durée d'enregistrement de 40,94 ms.

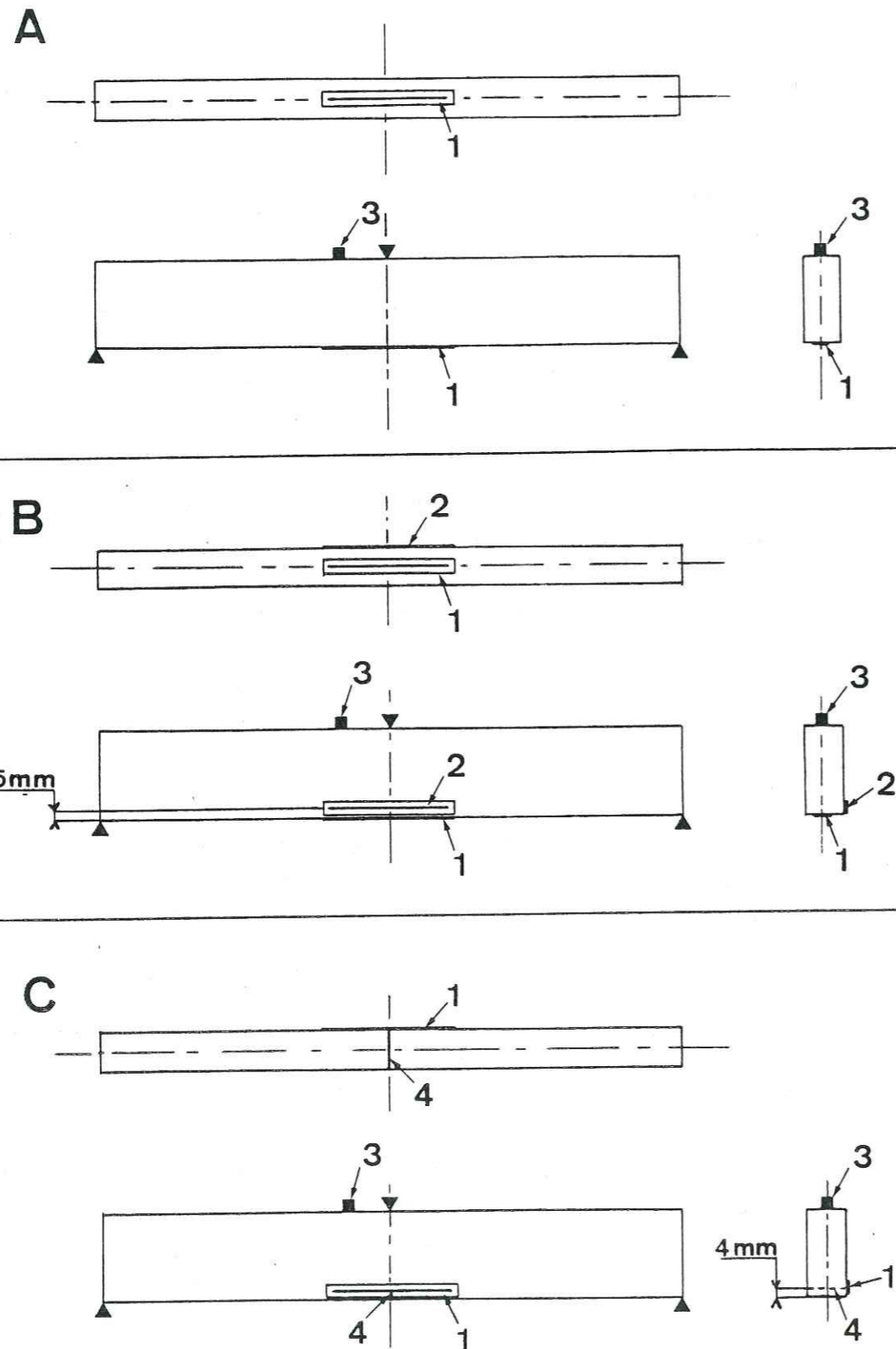


Fig. 3.17- Schéma de l'essai de flexion avec son système de déclenchement.  
 A: 1 jauge, sans entaille. B: 2 jauges, sans entaille. C: 1 jauge, avec entaille  
 1: première jauge. 2: deuxième jauge. 3: capteur. 4: entaille

### I.3.3-Résultats expérimentaux :

#### I.3.3.1-Généralités :

L'ensemble des phénomènes sismoacoustiques provoqués par la rupture proprement dite, correspond à une suite d'évènements d'amplitude très élevée par rapport à l'amplitude moyenne des évènements enregistrés avant ou après la rupture. La durée totale moyenne de ces phénomènes (pour des vitesses de déplacement toujours supérieures ou égales à 0,05 mm/mn) semble varier d'environ une dizaine à une cinquantaine de millisecondes selon la vitesse de déplacement et le matériau (des essais ont également été réalisés sur le granite du Combeynot du fait de son comportement, trouvé très différent de celui du granite de Sidobre, dans ce domaine). Ceci correspondrait, en supposant, d'une part une durée moyenne de chaque évènement de 500  $\mu$ s (ce qui constitue la durée moyenne d'un évènement de la phase de rupture déterminée dans nos essais), d'autre part une succession ininterrompue d'évènements sans recouvrement, à un nombre d'évènements variant de 20 à 100 (fig. 3.18, 3.19, 3.20).

Le décalage observé dans tous les essais entre le début des phénomènes et l'instant de la rupture de la jauge de déclenchement pourrait correspondre à un retard entre le passage de la fissure et la rupture réelle de la jauge. La détermination exacte de la vitesse de rupture supposerait que ce retard soit le même pour les deux jauges consécutives. Cette limite à la portée de ces essais est, comme on l'a souligné, inhérente à la technologie employée.

#### I.3.3.2-Influence de l'entaille :

Nous avons constaté que, sur les enregistrements provenant d'échantillons entaillés, d'une part l'amplitude des évènements augmente plus progressivement d'un évènement à l'autre au début de la phase de rupture, d'autre part l'ensemble des phénomènes dure plus longtemps, que pour les échantillons non entaillés (fig. 3.18).

Nous avons également remarqué que les essais sur échantillons entaillés se contrôlaient plus facilement à la rupture, à vitesse de traverse égale que les essais sur échantillons non entaillés (phénomène également constaté par Henry, 1978 sur des roches calcaires).

Ces résultats montrent donc un comportement plus instable à la rupture, aussi bien au niveau microscopique que macroscopique, pour les échantillons non entaillés.

### I.3.3.3-Influence de la vitesse de sollicitation :

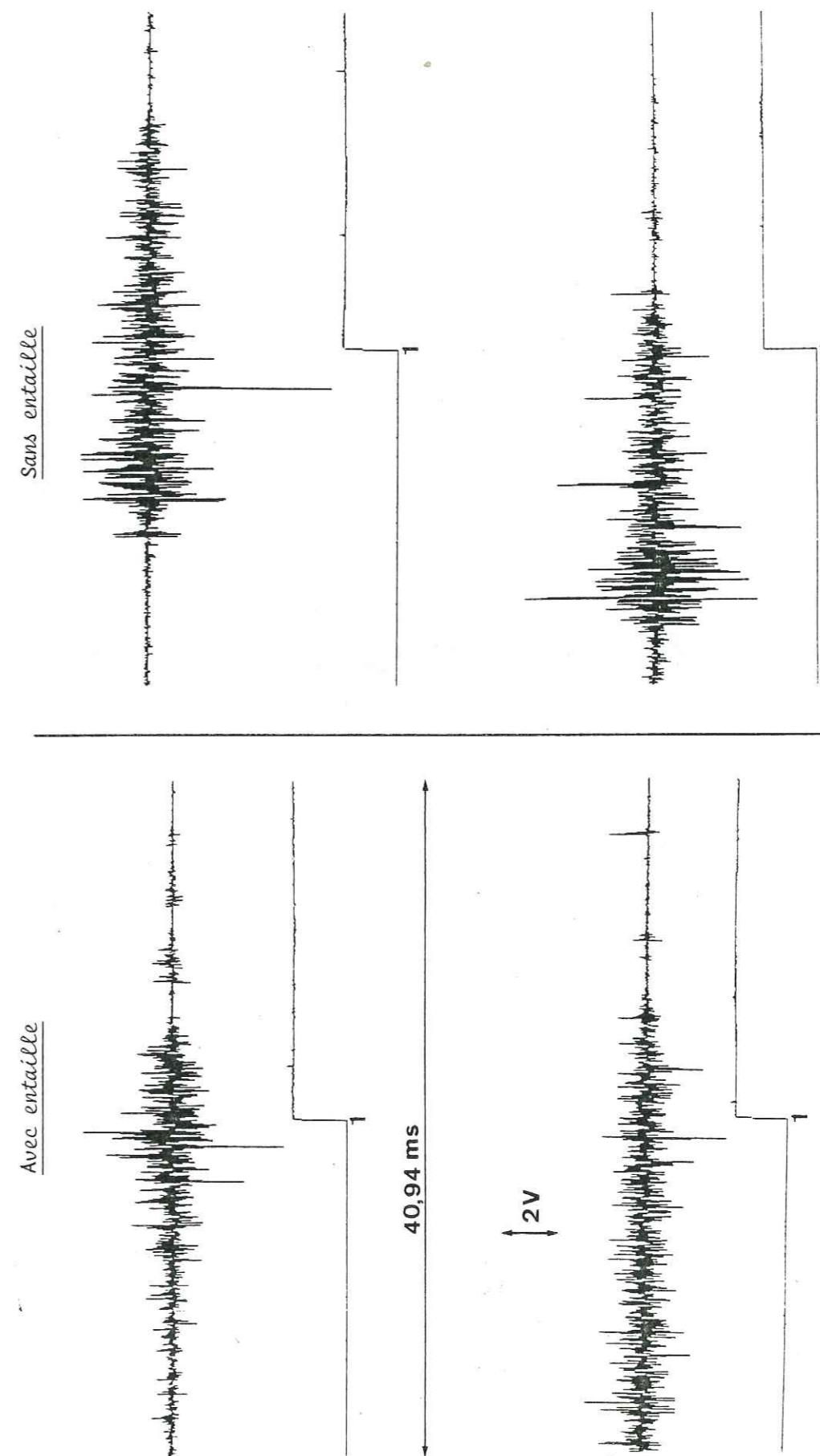
L'influence de la vitesse de traverse est sensible pour le granite de Sidobre : Une vitesse lente a tendance à donner une augmentation plus progressive de l'amplitude des événements, d'un événement à l'autre au début de la phase de rupture et une durée plus importante des phénomènes enregistrés, qu'une vitesse rapide. D'autre part, la vitesse de rupture tend à être d'autant plus élevée que la sollicitation est rapide (fig. 3.19). L'ordre de grandeur des vitesses de rupture semble être très bas ( $5/8$  m/s pour une vitesse de traverse de  $0,05$  mm/mn), ce qui peut s'expliquer par le fait qu'on est au tout début de la propagation (voir implantation des jauges, fig. 3.17).

Le granite du Combeynot a donné des résultats différents de ceux obtenus pour le granite de Sidobre, et a montré globalement un comportement nettement plus instable à la rupture. Ce comportement se traduit, sur les enregistrements, par une durée courte de l'ensemble des phénomènes, les amplitudes s'élevant brusquement dès le début (plus proche de l'instant du déclenchement que pour le granite de Sidobre) et les événements étant très serrés et "imbriqués" les uns dans les autres (fig. 3.20). De ce fait, l'influence de la vitesse de sollicitation ne se fait pas sentir car la rupture est très brusque quelle que soit la vitesse. Il serait vraisemblablement nécessaire, à l'échelle de temps employée, de descendre bien en dessous de  $0,05$  mm/mn pour pouvoir observer un retard entre les deux ruptures de jauge.

### I.3.4-Conclusion :

La phase de rupture, de durée variable selon les conditions de sollicitation et les matériaux, se distingue très nettement, par l'ampleur des phénomènes sismoacoustiques qu'elle provoque, des autres phases de microfissuration. Les amplitudes très élevées des événements de cette phase, dues à une propagation macroscopique instable de fissure, correspondent à des tailles de source microsismique (incréments de propagation) plus importantes que pour les phénomènes de microfissuration la précédant. Les résultats obtenus sur le rôle de la vitesse de sollicitation confirment ceux déjà établis dans d'autres essais (paragraphes I.1.1 et I.2), l'influence plus importante des "barrières" aux basses vitesses se faisant ici sentir dans la phase de rupture, par un plus grand nombre d'événements, d'amplitudes moins élevées, que pour des vitesses plus fortes.

Fig. 3.18- Représentation de signaux enregistrés en liaison avec le déclenchement des jauges (1), une seule jauge utilisée. Granite de Sidobre. Vitesse de déplacement:  $10$  mm/mn.



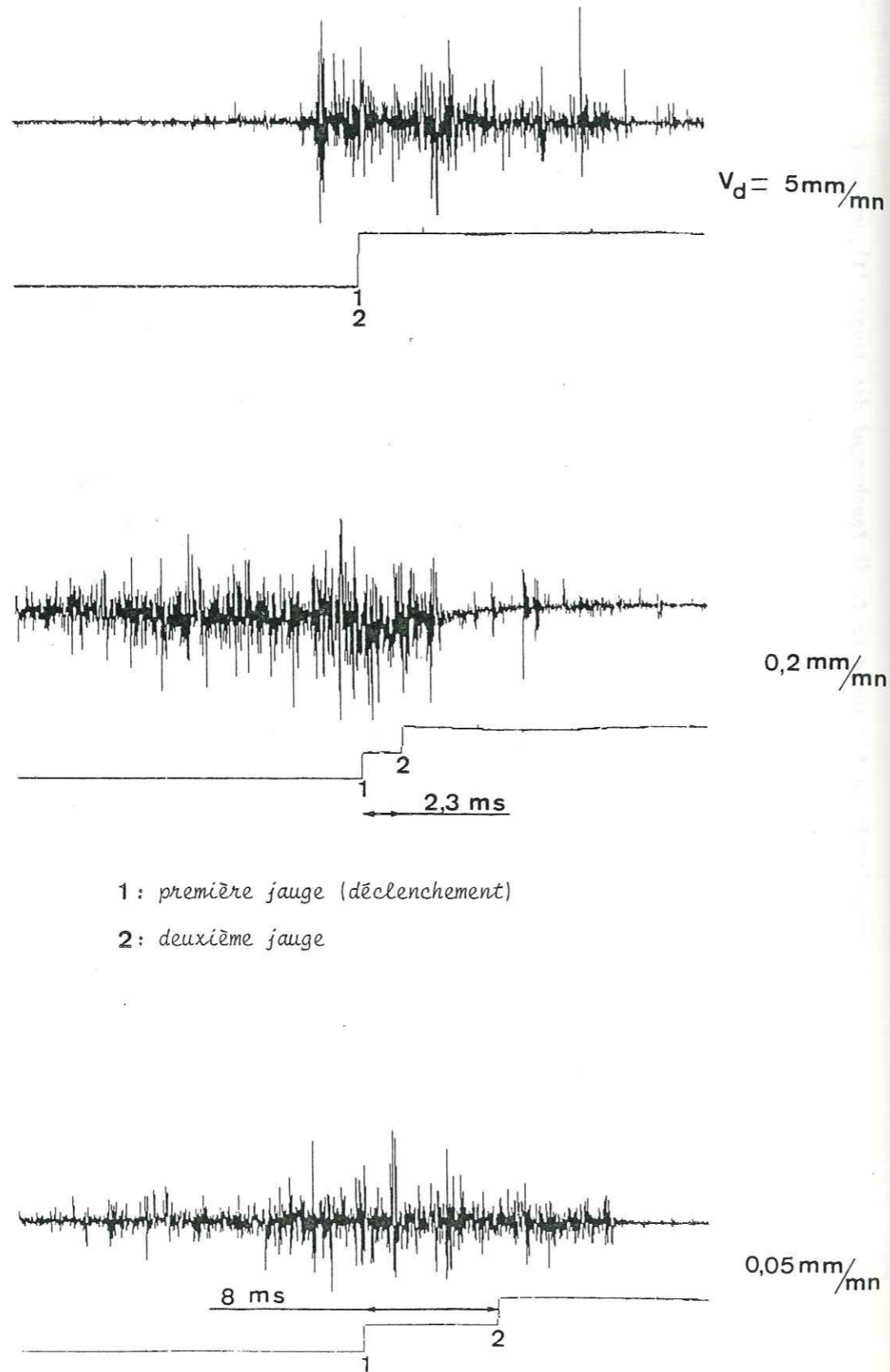


Fig. 3.19- Signaux enregistrés en liaison avec le déclenchement des jauges, pour 3 vitesses de déplacement ( $V_d$ ). Granite de Sidobre. Sans entaille.

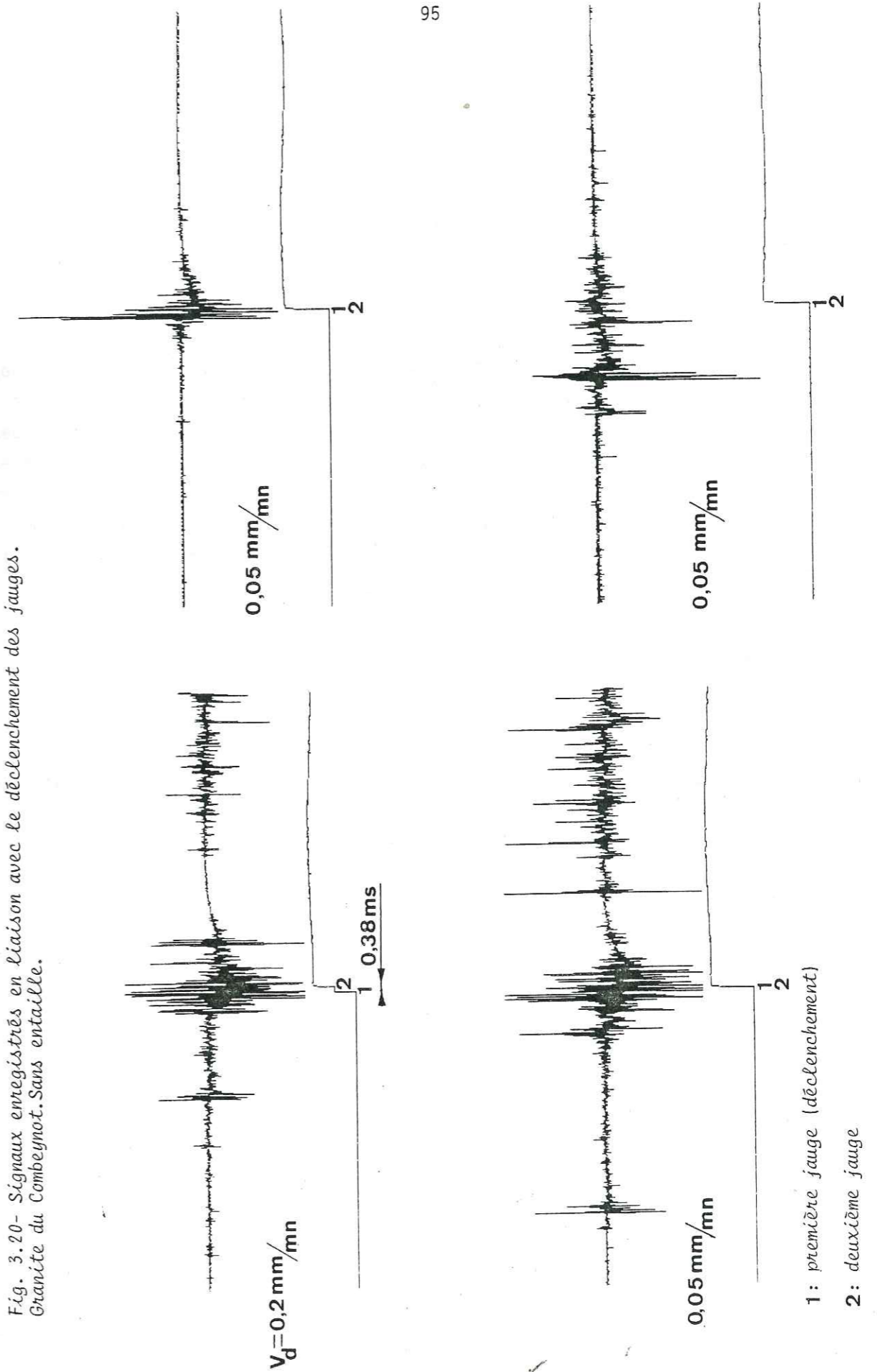


Fig. 3.20- Signaux enregistrés en liaison avec le déclenchement des jauges. Granite du Combeynot. Sans entaille.



## II - ETUDE DU CONTENU SPECTRAL

### DES SIGNAUX

#### II.1- Introduction

Dans cette partie, contrairement à tout ce qui a été développé jusqu'ici, on s'intéresse à la forme propre du signal enregistré et visualisé, en vue de son analyse en fréquence. De ce fait, avant d'aborder la partie d'analyse spectrale, nous avons d'abord essayé d'étudier les facteurs susceptibles d'avoir une influence sur la représentation temporelle des signaux. Ensuite, une détermination des éléments intervenant dans le calcul des spectres a été effectuée. Cette étude théorique préliminaire alliée à des observations expérimentales, aboutit au choix de méthodes de traitement adaptées à notre problème, et qui seront utilisées par la suite.

Le caractère "relatif" des résultats présentés dans cette partie, qui est, comme ceci a déjà été souligné, inhérent à l'ensemble de ce travail, est ici marqué par le fait qu'il est impossible, étant données les caractéristiques du capteur (paragraphe II.2.2.1, première partie) de relier quantitativement l'amplitude du signal, et par conséquent, l'amplitude spectrale de sa transformée de Fourier, à un mouvement de particule à la source. De ce fait, les traitements employés auront essentiellement pour but de permettre une étude des variations du contenu spectral avec différents paramètres.

#### II.2-Etude préliminaire :

##### II.2.1-Etude des paramètres influant sur la forme des signaux enregistrés :

###### II.2.1.1-Position du capteur :

Une représentation schématique de la position du capteur dans les différents types d'essais est donnée à la figure 3.21. Cette position a été choisie, compte tenu des impératifs techniques (position des pièces mécaniques ayant une partie en contact avec l'échantillon), pour que la distance entre le capteur et la position moyenne probable des sources soit minimale tout en ayant le capteur dans le plan médiant de l'essai si celui-ci présente un problème plan (cas de l'essai brésilien et de l'essai de flexion).

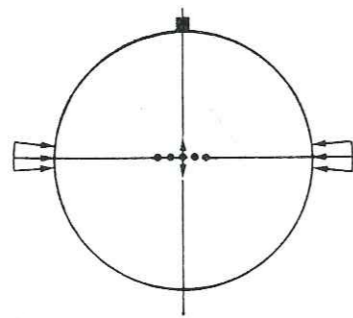
###### II.2.1.2-Radiation d'une source microsismique :

La forme d'onde et la nature du signal reçu par un capteur dépendent du type de source considéré. On peut décrire chaque type de source sismique en termes de forces volumiques équivalentes qui, appliquées, en l'absence de toute discontinuité, donneraient le même diagramme de radiation que la dislocation considérée (Burridge et Knopoff, 1964). La figure 3.22 présente trois types de sources fondamentaux représentés de cette manière.

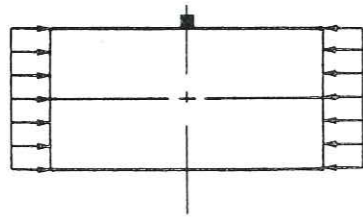
Pour ce qui concerne nos travaux, le mécanisme prédominant est sans doute, l'ouverture de fissures de traction, étant donnés les types d'essais réalisés (voir paragraphe II.2, deuxième partie), favorisant les ruptures en mode 1. Ang et Williams (1959) et Knopoff et Gilbert (1960) ont étudié de manière théorique le problème de la radiation d'une fissure de traction, aboutissant à des résultats un peu différents. Les observations expérimentales de Savage et Mansinha (1963), (fissuration par concentration thermique dans le verre), semblent d'ailleurs peu en accord avec ces résultats, du moins, du point de vue quantitatif (fig. 3.23).

A la lumière de ces résultats, et d'après la position du capteur dans nos différents types d'essai, on devrait donc avoir, en ce qui concerne d'abord l'essai brésilien, une grande proportion d'ondes P (en supposant des sources ponctuelles situées vers le centre de l'échantillon), le sens du premier mouvement étant toujours une "compression". Par contre, en flexion, il est probable qu'une plus grande proportion d'ondes S sera enregistrée. En compression, les mécanismes de fissuration étant plus ou moins répartis dans l'échantillon et l'origine de la rupture, impossible à prévoir, il est difficile d'émettre une hypothèse a priori et on peut seulement penser que les résultats seront très variables.

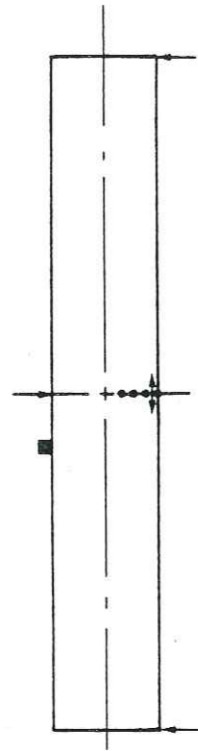
Essai brésilien



Essai de compression



Essai de flexion

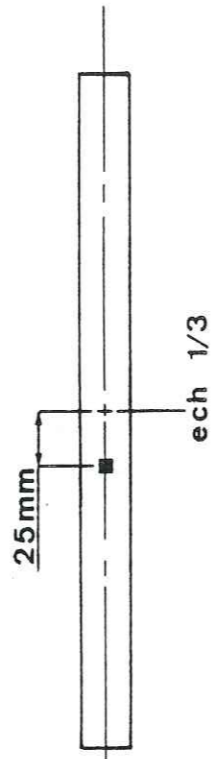
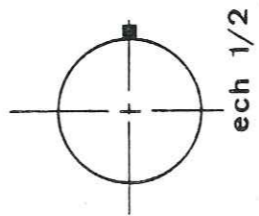
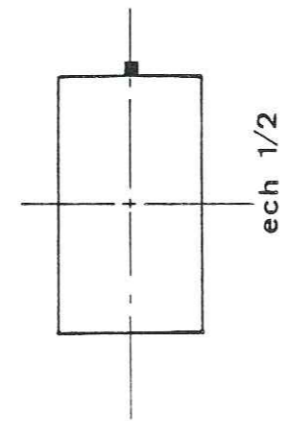


→ : force appliquée

■ : capteur

..... : trace de l'initiation de la rupture probable

↔ : direction d'extension



ech 1/2

ech 1/2

ech 1/3

Fig. 3.21- Schéma des différents types d'essai avec positions du capteur

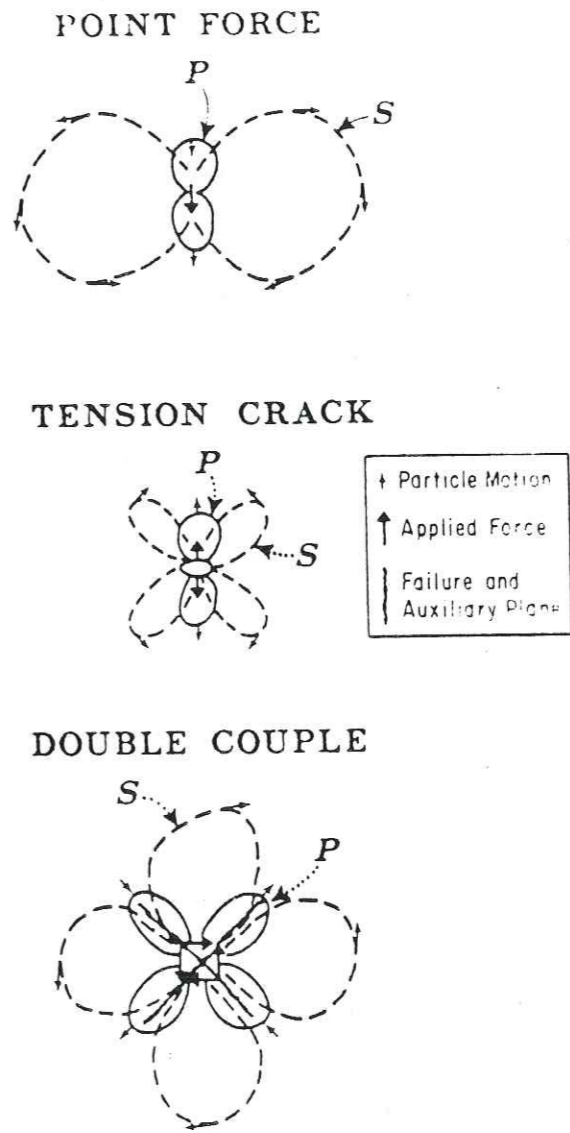
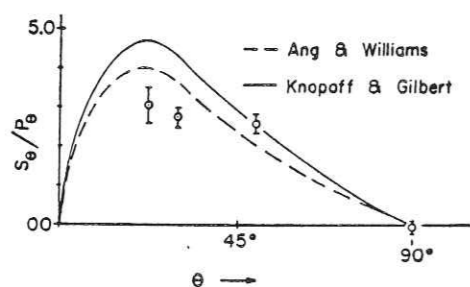
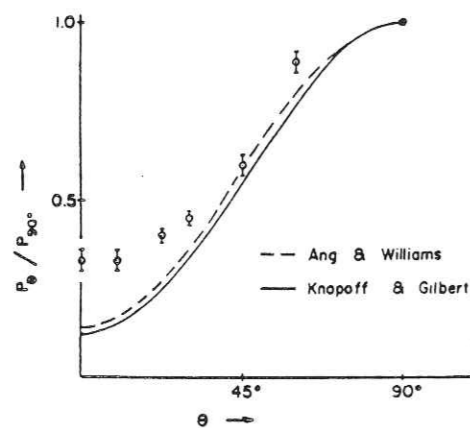


Fig. 3.22- Radiation des ondes P et S pour trois mécanismes fondamentaux. (d'après Greenfield, 1977).

## Propagation unilatérale



## Propagation bilatérale

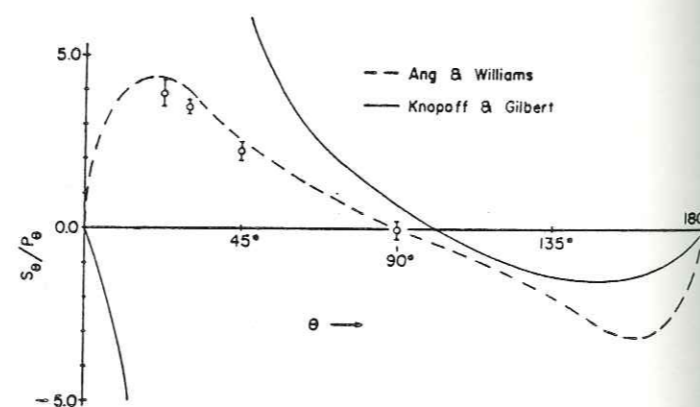
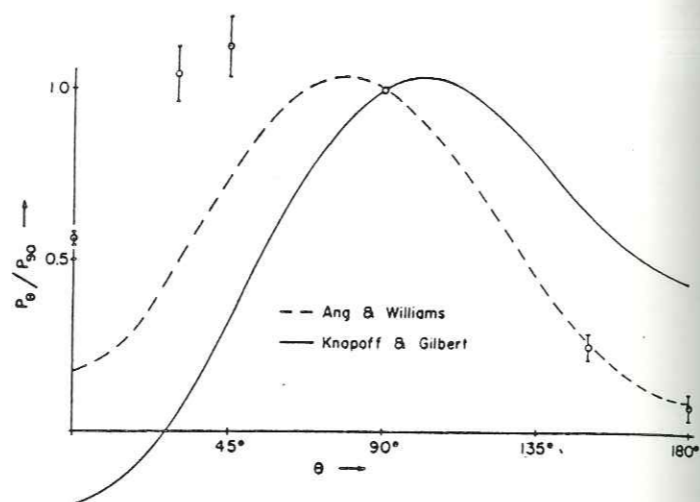


Fig. 3.23- Radiation de fissures de traction. Points expérimentaux (Savage et Mansinha) et courbes théoriques (voir texte).  $\theta$  est l'angle entre la direction de propagation et le rayon vecteur source-captteur,  $P$  et  $S$  les amplitudes des ondes correspondantes. (d'après Savage et Mansinha, 1963)

Il est bien évident que ces suppositions sont faites ici indépendamment des autres facteurs susceptibles de modifier considérablement le signal enregistré (caractéristiques de directionnalité du capteur, influence du trajet, des réflexions, ... etc).

## II.2.1.3-Influence des réflexions :

Le problème des réflexions sur les parois de l'échantillon est, dans la pratique, impossible à cerner. En effet, étant données les formes et les dimensions des éprouvettes, les possibilités de réflexions d'ondes  $P$ ,  $S$  ou mixtes avant que le signal soit complètement atténué sont nombreuses. La durée moyenne des événements enregistrés (en dehors de la phase de rupture), de l'ordre de  $200 \mu s$ , correspond, si l'on suppose une vitesse de propagation des ondes  $P$ , de  $4,6 \text{ km/s}$  (valeur déterminée pour le granite de Sidobre), à un trajet dans l'échantillon de  $0,92 \text{ m}$ . Bien qu'il soit probable qu'une onde ayant parcouru un tel trajet soit considérablement atténuée, cette distance, très supérieure à la dimension moyenne des échantillons suppose un grand nombre de possibilités de réflexions.

D'autre part, il est probable que le temps écoulé entre le début de l'évènement et l'arrivée de la première réflexion soit très faible devant la longueur totale de l'évènement. A ce sujet, on peut faire, par exemple, un calcul rapide en essai brésilien, en supposant une source théorique ponctuelle située au centre de l'échantillon. Les dimensions de l'échantillon sont :  $R \times L = 37,5 \times 40 \text{ mm}$ , et les vitesses de propagation sont :  $V_p = 4,6 \text{ km/s}$  et  $V_s = 2,7 \text{ km/s}$  (déterminé à partir de  $V_p$  et du coefficient de Poisson). Le temps de propagation de l'onde  $P$  directe est :

$$t_p = \frac{R}{V_p} \approx 8 \mu s$$

Celui de l'onde  $S$  est :

$$t_s = \frac{R}{V_s} \approx 14 \mu s$$

L'onde  $S$  arrive donc au bout de  $6 \mu s$ . En se plaçant d'abord dans le cas d'un problème plan (fig. 3.24 (a)), la première réflexion correspond à un trajet triple du trajet de l'onde directe. Elle arrive donc au bout de  $16 \mu s$ .

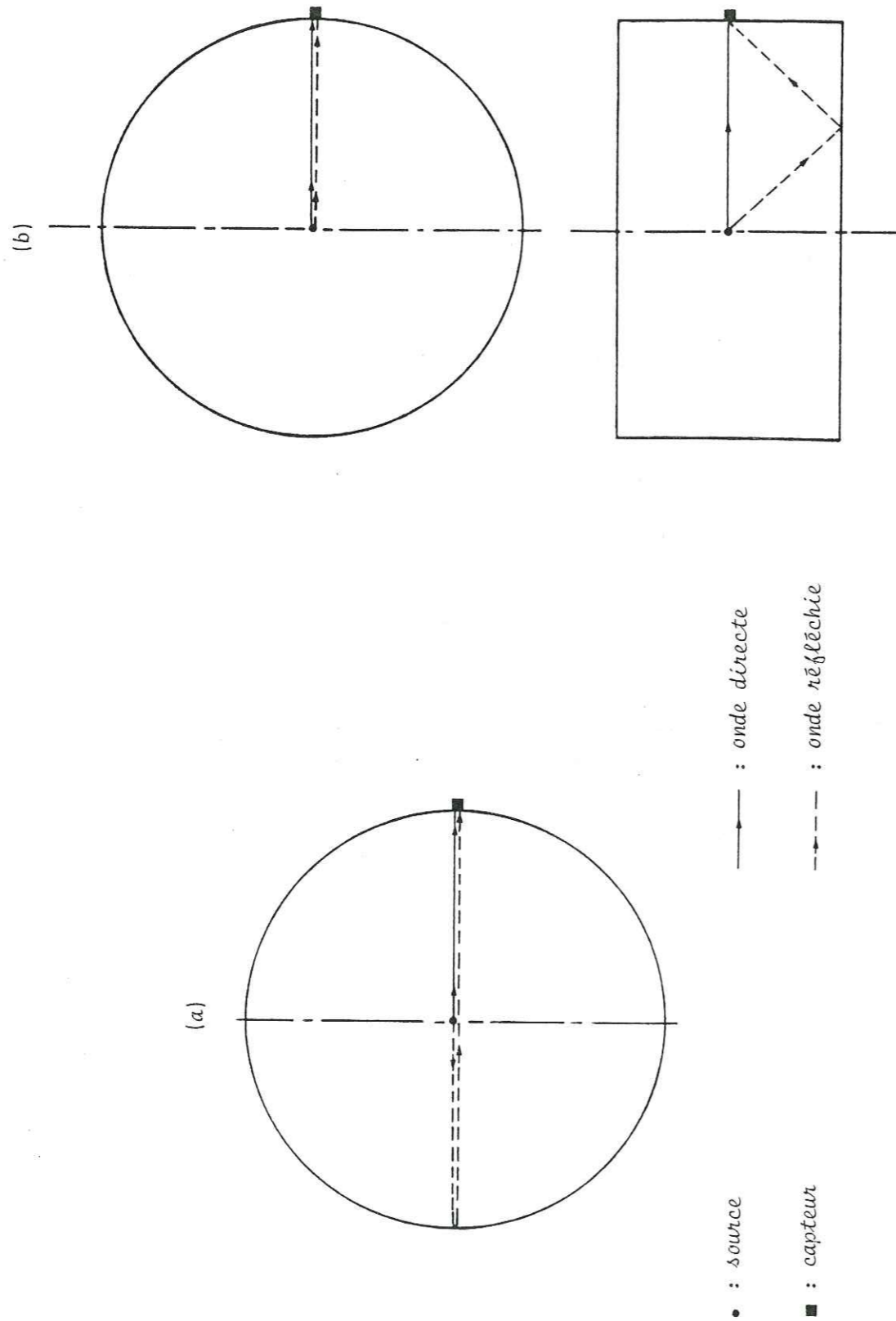


Fig. 3.24- Réflexions possibles dans l'essai brésilien.  
 (a) : problème plan  
 (b) : problème tridimensionnel

Si on prend le problème à 3 dimensions (fig. 3.24 (b)), la première réflexion correspond à un trajet de longueur  $2x$  telle que :

$$x = \sqrt{\left(\frac{R}{2}\right)^2 + \left(\frac{L}{2}\right)^2} \approx 27,4 \text{ mm.}$$

La première réflexion arrive alors au bout d'un temps  $t$  tel que :

$$t = \frac{2x - R}{V_p} \approx 4 \mu\text{s}$$

Par conséquent la première réflexion arrive avant l'onde S.

La possibilité d'avoir des réflexions successives au sein de l'échantillon peut également entraîner la création d'un système d'ondes stationnaires. Ce type de phénomène peut être important dans la mesure ou il intervient directement sur la forme du spectre. Cependant, étant donné la taille des échantillons, les positions du capteur, et les vitesses de propagation, il est probable que les fréquences fondamentales tomberont nettement en dessous de la fréquence minimale prise en compte par nos appareils (100 KHz). Dans le cas de l'essai brésilien, par exemple (fig. 3.24 (a)) la fréquence fondamentale vaut pour une onde P (granite de Sidobre) :

$$f = \frac{V_p}{2D} \approx 31 \text{ KHz avec } D = 2R \text{ et } V_p \text{ vitesse des ondes P.}$$

Il est néanmoins possible d'avoir des harmoniques de ces fréquences. Dans ce cas, elles seront relativement proches l'une de l'autre sur le spectre par rapport à la bande de fréquence étudiée.

#### II.2.1.4- Etude du champ d'onde au point de réception du signal :

Les considérations développées précédemment supposaient une source ponctuelle. En pratique, il est nécessaire de tenir compte du fait que la source réelle a des dimensions finies, et que la relaxation locale des contraintes conditionnant une microrupture n'est pas instantanée.

La bande de fréquence étudiée s'étend, du fait des caractéristiques de l'appareillage, de 100 KHz à 2 MHz : Les premières études de spectres ont montré que cette bande était effectivement "couverte" par le contenu spectral des signaux, bien que les bandes de fréquence dominantes soient variables d'un événement à l'autre. Pour une vitesse des ondes longitudinales de 4,6 km/s (Sidobre), les longueurs d'ondes varient donc de 2,3 à 46 mm.

La position des capteurs dans les différents types d'essai donne un ordre de grandeur de la distance source-capteur variant de 20 mm (compression) à 50 mm (flexion). Dans la majorité des cas, la distance source-capteur n'est donc pas très supérieure à la longueur d'onde. Elle peut même éventuellement lui être inférieure.

D'autre part, si l'on suppose par exemple une taille moyenne de source de l'ordre de 6 mm (taille moyenne des grains dans le granite de Sidobre), on s'aperçoit que la longueur d'onde n'est pas toujours très supérieure à la longueur de la source, mais peut être éventuellement du même ordre de grandeur qu'elle, ou même inférieure. Ceci laisse entrevoir la possibilité d'avoir des phénomènes d'interférence entre les ondes émises en différents points de la source.

Ces remarques sur les conditions expérimentales dans lesquelles le signal est émis et reçu, montrent que l'on ne peut assimiler le lieu d'un mécanisme de microfissuration, générateur d'énergie microsismique, à un point source, et que les enregistrements seront plutôt réalisés dans des conditions de champ proche.

Le calcul de l'expression analytique du déplacement généré par une force volumique équivalente (somme de 3 termes) montre (Aki et Richards, 1980) que, à des distances  $r$  proches de la source, le terme dit de "champ proche" (décroissant en  $1/r^3$ ) n'est plus négligeable devant les déplacements en "champ lointain" des ondes P et S (décroissants en  $1/r$ ). Ce terme fait intervenir, à la fois, des contributions des déplacements longitudinaux et transversaux qui sont, contrairement aux termes de "champ lointain", indissociables dans le temps. Par conséquent, même en supposant qu'il soit possible de distinguer sur un enregistrement, une arrivée d'ondes S, ce qui est fort peu probable étant données les caractéristiques du capteur et les considérations mentionnées dans les paragraphes précédents, il serait faux de considérer deux parties successives de l'enregistrement comme étant d'abord des ondes purement longitudinales, puis des ondes purement transversales.

#### II.2.2-Analyse spectrale :

##### II.2.2.1-Choix des paramètres d'enregistrement et de calcul de spectre :

A cause du mode d'obtention des données microsismiques (enregistreur analogique), nous avons utilisé une méthode de transformée de Fourier rapide sur calculateur. Le nombre de points de signal à traiter doit donc être une puissance de 2. Le premier paramètre à déterminer est la période d'échantillonnage ( $T_E$ ) à utiliser pour l'enregistrement. Celle-ci doit vérifier, pour éviter les recouvrements de spectre, la condition de Shannon :

$$T_E < \frac{1}{2 f_{\max}}$$

$f_{\max}$  étant la fréquence maximum (fréquence de coupure du filtre passe-bas). Celle-ci valant pour nous 2 MHz, nous avons choisi une période d'échantillonnage de 0,2  $\mu$ s, celle-ci étant la plus grande disponible sur l'enregistreur et vérifiant la condition précédente.

La mémoire centrale de l'enregistreur, divisible par 2 ou par 4, est de 4 096 points. Les premiers essais d'enregistrement ont montré que la durée moyenne des événements enregistrés en dehors de la phase de rupture était de l'ordre de 200  $\mu$ s. Etant donnée la valeur de  $T_E$  choisie, nous avons décidé d'enregistrer par quart de mémoire (soit 1 024 points) la durée d'enregistrement étant donc alors de 204,6  $\mu$ s. Cette durée, qui s'est avérée suffisante, permet aussi de perdre moins de temps entre deux déclenchements successifs. De cette manière, 32 événements peuvent être enregistrés sur un disque, le temps perdu entre deux enregistrements successifs étant de l'ordre d'une demi-seconde. Compte tenu de la résolution en amplitude de l'appareil, le bruit de fond apparaît généralement comme très négligeable devant le niveau moyen du spectre, comme le montre la partie de signal située avant le début de l'évènement. Les photos N° 3, 4, 5 et 6 montrent l'enregistrement, réalisé selon les critères précédents, d'un évènement visualisé sur l'écran de l'oscilloscope digital.

##### II.2.2.2-Examen des signaux :

Les microséismes enregistrés (selon les modalités décrites précédemment), ont une allure générale souvent très proche de la forme d'onde observée sur un enregistrement de séisme naturel. Cependant les formes d'ondes observées sont assez variées et la plupart des microséismes semblent avoir un temps de montée un peu plus faible (voir fig. 3.26). Les amplitudes maximum sont nettement plus élevées pour les événements enregistrés durant la phase de rupture (comme le laissait supposer le paragraphe I.3).

On a constaté que, après une certaine durée de signal (en moyenne de l'ordre de 100  $\mu$ s), on avait progressivement des fréquences nettement plus basses que celles observées au début de l'évènement, et la décroissance des amplitudes devenait très faible. Il est probable que ceci soit dû aux ondes de surface, et ceci est à prendre en considération dans le choix d'une fenêtre temporelle de calcul de spectre.

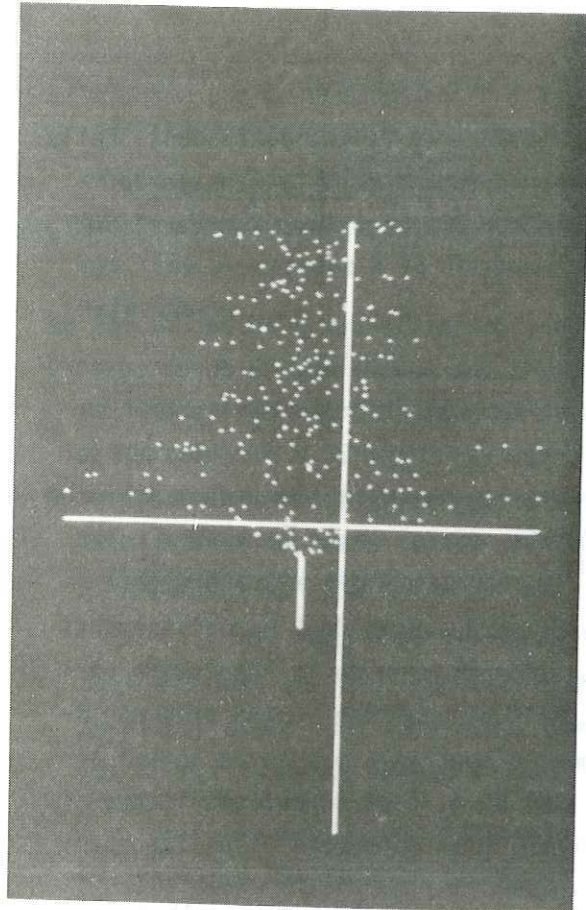


Photo N°4

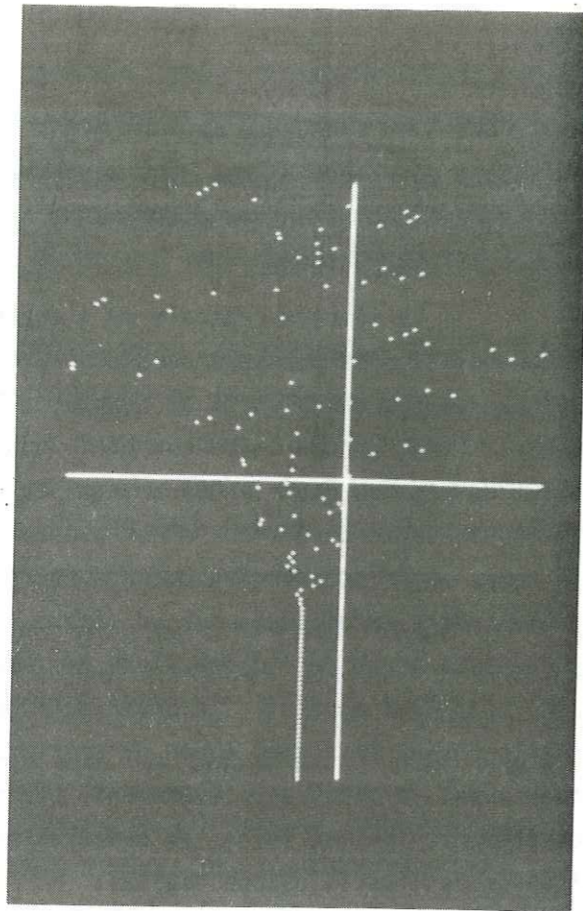


Photo N°6

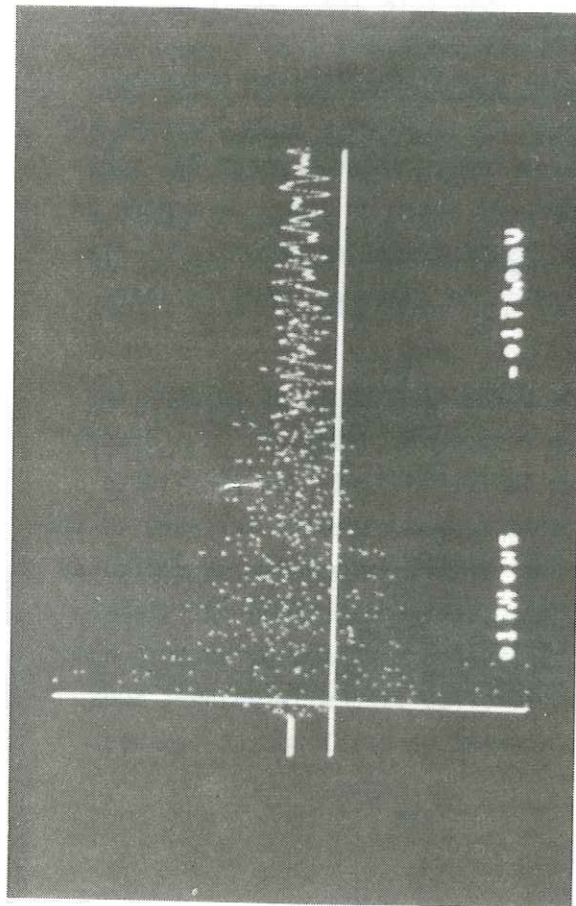


Photo N°3

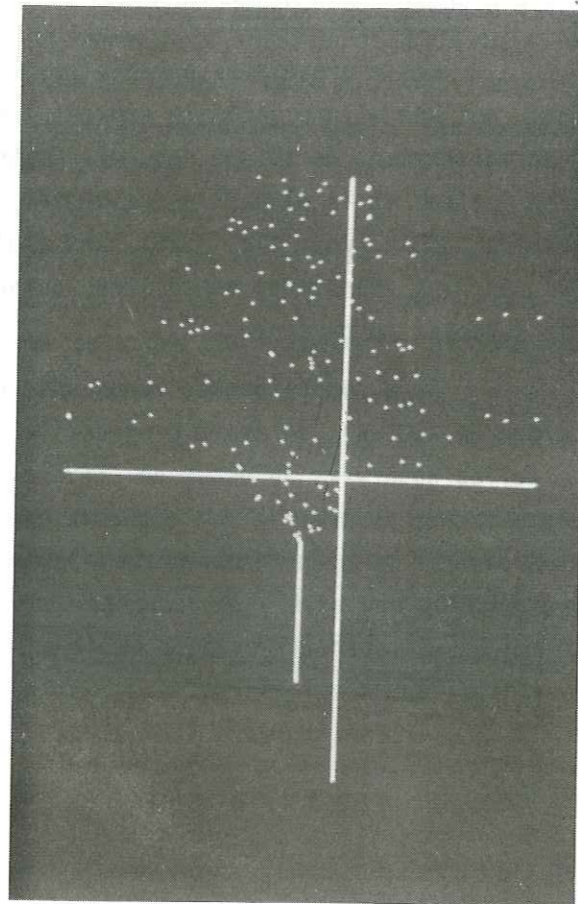


Photo N°5

Oscillogrammes d'un événement, de plus en plus dilatés.

### II.2.2.3-Problèmes posés par le calcul des spectres :

L'étude théorique du paragraphe II.1 a montré qu'il était impossible d'isoler les différentes phases (ondes P, ondes S, ...) des événements microsismiques. Ceci paraît aussi très difficile sur les enregistrements expérimentaux. La méthode utilisée le plus souvent pour des signaux de champ proche consiste à faire une transformée de Fourier de tout le signal (Johnson et Mc Evilly 1974, Campillo 1982). Cependant, dans notre cas, il est probable que, si l'on prend en compte, la dernière partie du signal (c'est-à-dire en moyenne, la deuxième moitié) contenant visiblement des fréquences plus basses, le spectre obtenu sera moins représentatif de la source émissive. C'est pourquoi nous avons décidé, d'emblée, d'exclure au moins cette partie de signal pour calculer les spectres. Néanmoins, pour avoir un spectre défini avec un pas fréquentiel plus petit, nous avons conservé le nombre de points d'enregistrement de 1 024, en remplaçant la partie de signal exclue par des zéros. Etant donné les aspects particuliers de cette étude, de type statistique, il sera, de toute manière, nécessaire pour pouvoir détecter une éventuelle variation du contenu spectral avec un paramètre et comparer les différents spectres, de garder la même longueur de signal réel traité pour chaque événement, le signal étant évidemment toujours à prendre en compte dès le début.

D'autre part, un autre problème peut se poser, concernant l'effet de la troncature du signal, ou oscillations du spectre provoquées par la transformée de Fourier de la fonction "porte" (fenêtre naturelle). Ceci peut être évité (non sans inconvénients) en multipliant le signal par une fonction d'apodisation pour atténuer les effets de bord et permettre un départ et un retour à zéro progressifs du signal. D'après Modiano (1980), cet effet semble assez négligeable en ce qui concerne les signaux sismiques. Dans notre cas, on peut penser que les influences de la longueur et de la troncature du signal seront encore moins importantes, étant donné que le signal n'est pas séparé en différentes parties distinctes (à l'exception de la partie initialement exclue) et ceci surtout si la longueur choisie est suffisante pour que les amplitudes soient devenues suffisamment faibles à la coupure, ce qui est en général le cas à la moitié de la fenêtre d'enregistrement (début de la partie exclue).

En pratique, nous n'avons pas pu déceler de variations de l'allure générale des spectres avec la fenêtre temporelle utilisée pour des longueurs de signal comprises entre 256 et 512 points (c'est-à-dire entre le quart et la moitié de l'enregistrement), à part une décroissance globale des amplitudes spectrales et un lissage plus important pour les faibles longueurs et les fonctions d'apodisation décroissant rapidement vers les bords de la fenêtre. Les variations caractéristiques seraient d'ailleurs d'autant plus difficile à déceler que les spectres expérimentaux ont des formes assez variables d'un événement à l'autre.

#### II.2.2.4-Etude préliminaire de la forme des spectres :

L'examen des spectres bruts, calculés sur 512 points de signal réel non apodisé, montre que ceux-ci ont des allures assez différentes d'un événement à l'autre. Cependant, des caractères communs à la plus grande partie d'entre eux peuvent être décelés sur des moyennes de spectres d'événements enregistrés dans un même essai (fig. 3.25).

On remarque en général 2 domaines de fréquence où les amplitudes spectrales sont plus élevées qu'ailleurs : D'une part une bande variant d'environ 0,1 à 0,5 MHz, d'autre part une bande (d'amplitude moyenne moins élevée que la précédente) d'environ 0,8 à 1,2 MHz. Entre ces deux bandes, le niveau moyen est généralement plus bas et après 1,2 MHz l'amplitude décroît jusqu'à devenir faible en fin de bande. Cette allure générale semble refléter très grossièrement la fonction de transfert de l'appareillage que nous avons déterminée, ce qui en soi n'a évidemment rien d'étonnant. Cependant, il semble que l'on ait aux très basses fréquences, des pics dont rien ne laisse à prévoir l'existence, et, d'autre part, la deuxième bande de fréquence à amplitude élevée (mentionnée plus haut) semble plus décalée vers les hautes fréquences que le domaine "correspondant" de la fonction de transfert de l'appareillage (paragraphe II.2.2.1, première partie).

Il est possible que les pics observés correspondent à des phénomènes d'ondes stationnaires et à des fréquences de résonance de l'échantillon. Cependant, les pics ne sont pas toujours situés exactement au même endroit dans les spectres d'événements d'un même essai, et d'autre part ils sont présents quel que soit le type d'essai et les dimensions de l'échantillon (des essais sur des échantillons de dimensions doubles ont été réalisés). Enfin, des essais sur une roche à minéraux différents de ceux constitutifs du granite (Calcaire de Villette) font toujours apparaître ces pics. Ceci tendrait donc à infirmer l'hypothèse précédente.

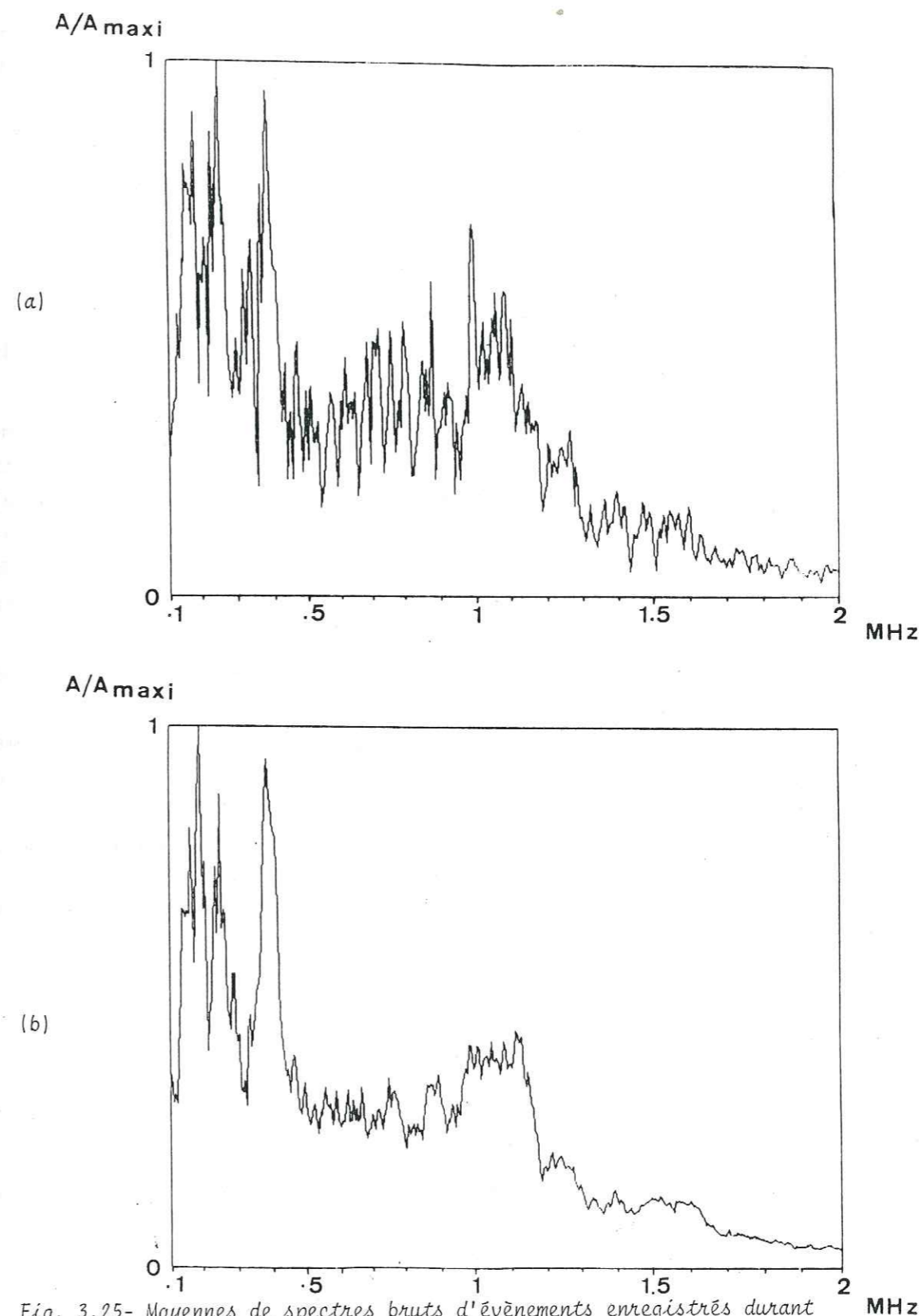


Fig. 3.25- Moyennes de spectres bruts d'événements enregistrés durant deux essais brésiliens. Granite de Sidobre. (a): 72 év. (b): 96 év.

Il est, de toutes façons, très difficile, étant donné le nombre de facteurs pouvant intervenir dans ces phénomènes, de donner une explication justifiant la forme de spectres observée. Il est probable que la réponse de l'appareillage (dont la forme est essentiellement due au capteur) soit en réalité sensiblement différente de celle trouvée, l'étalonnage d'un capteur piezoélectrique posant, comme on l'a dit, de nombreux problèmes.

### II.2.3-Choix et présentation des méthodes de traitement :

A la lumière des considérations développées depuis le début de cette partie, nous avons décidé de réaliser deux types de traitement différents, décrits ci-après :

Tout d'abord, on présente un traitement "individuel" d'un certain nombre d'évènements pour étudier les formes réelles des spectres corrigés. Dans cette optique, nous avons voulu travailler sur une partie relativement courte de signal, de manière à avoir un spectre assez lissé et à forme plus facilement caractérisable. Cependant, utiliser un échantillon court (256 points par exemple) sans apodisation suppose une troncature avec une chute brusque à zéro à la fin de la fenêtre temporelle, étant donné que le niveau moyen d'amplitude reste encore élevé à ce stade. C'est pourquoi, nous avons choisi d'utiliser 512 points (soit 102,2  $\mu$ s) de signal, (c'est-à-dire d'enlever seulement la partie basse fréquence dont on a parlé), le signal étant apodisé entre 256 et 512 points par une fonction rapidement décroissante. Ceci permet d'obtenir un spectre assez lissé, se rapprochant plus du spectre obtenu sans apodisation avec 256 points, que de celui obtenu avec 512 points, tout en atténuant les effets de bord en fin de signal. La fonction, choisie dans ce but, est une puissance quatrième de la fonction de Hanning (le spectre étant d'autant plus lissé que l'exposant est élevé) utilisée uniquement sur sa partie décroissante. Elle a pour expression :

$$f(t) = \cos^8 \pi \left( \frac{t - T_M}{2 T_M} \right) \quad \text{avec } T_M < t < 2 T_M$$

la durée de l'échantillon étant  $2 T_M$

Le spectre brut ainsi trouvé (module de la transformée de Fourier) est corrigé de la réponse de l'appareillage et divisé par la pulsation  $\omega = 2\pi f$ , pour obtenir théoriquement le spectre de déplacement, le capteur étant supposé être un capteur de vitesse.

Le deuxième type de traitement envisagé présente un aspect statistique. Son but est d'essayer de mettre en évidence, sur une quantité assez importante de données, une éventuelle variation du contenu spectral avec un certain nombre de paramètres, et en particulier la contrainte appliquée. Dans cette partie, on travaille uniquement sur des spectres bruts (la forme propre du spectre ayant peu d'importance), calculés sur 512 points de signal réel non apodisé. Pour chaque spectre (ou moyenne de spectres), on définit les paramètres suivants, appelés K et L :

$$K = \frac{\sum_{f=0,8}^{f=1,2} A(f) \Delta f}{\sum_{f=0,1} A(f) \Delta f}$$

$$L = \frac{\sum_{f=1,2} A(f) \Delta f}{\sum_{f=0,1} A(f) \Delta f}$$

$A(f)$  étant l'amplitude spectrale,  $f$  exprimé en mégahertz.

Les valeurs de ces paramètres, qui sont simplement des rapports entre des bandes de fréquences caractéristiques (voir paragraphe II.2.2.4), sont d'autant plus élevées que le spectre est haute fréquence, L étant plus représentatif des très hautes fréquences. En comparant les valeurs trouvées dans les différents spectres, il est possible de suivre une évolution de fréquence du signal d'une manière relativement indépendante de la fonction de transfert de l'appareillage, de la nature du signal délivré par le capteur, et du niveau absolu d'amplitude spectrale. La détermination de ces paramètres sur des moyennes de spectres (par exemple moyenne de spectres d'évènements enregistrés entre niveaux de contrainte donnés) peut permettre de s'affranchir, pour une part, de l'influence (examinée plus haut) de certains facteurs (géométrie de l'essai, conditions d'émission et de réception du signal, ...) dont les effets sur les spectres sont supposés aléatoires dans le temps, et peuvent ainsi être décorrélés des variations observées, plus représentatives des sources émissives. C'est cette méthode, particulièrement adaptée à notre problème, qui sera surtout mise en oeuvre par la suite, et dont les résultats seront le plus développés.



### II.3-Etude expérimentale de spectres d'évènements :

#### II.3.1-Forme générale des spectres :

L'examen des spectres expérimentaux de déplacement corrigés, montre que les allures de ceux-ci sont très variables d'un évènement à l'autre. La zone de fréquence où l'amplitude spectrale est la plus élevée, varie considérablement selon les cas, presque d'un extrême à l'autre de la bande passante. La représentation en coordonnées bilogarithmiques montre en général une décroissance grossièrement linéaire au delà de la fréquence dominante. Quand celle-ci est relativement faible (de l'ordre de 0,2 ou 0,3 MHz par exemple), le spectre semble relativement plat aux basses fréquences de sorte qu'on pourrait parler de fréquence "coin". Par contre, si la fréquence dominante est élevée (de l'ordre de 1,5 MHz par exemple), le spectre est souvent croissant aux fréquences inférieures à celle-ci, et elle correspondrait plutôt alors à une fréquence "pic". Tout ceci reste évidemment assez subjectif et les formes réelles des spectres sont généralement plus compliquées. Il est possible que le comportement observé aux très hautes fréquences soit perturbé par le fait que, le capteur ayant une faible sensibilité dans cette zone, on divise le spectre brut par une quantité voisine de zéro, pour le corriger de la réponse de l'appareillage. La figure 3.26 montre la diversité des formes de spectres observés dans un même type d'essai (compression).

On a pu parfois observer au cours des essais, 2 évènements successifs ayant des spectres très ressemblants, ou encore se ressemblant eux-mêmes très fortement dans leur forme d'onde, bien qu'étant éventuellement d'amplitudes un peu différentes (fig. 3.27). Etant donnée la durée du temps mort écoulé, du fait des caractéristiques de l'enregistreur, entre deux enregistrements successifs (de l'ordre d'une demi seconde), très élevé par rapport à la durée d'un microséisme, on peut penser que d'autres évènements semblables auraient pu être enregistrés pendant ce temps mort. Il est ainsi possible qu'un grand nombre de microséismes reflétant le même mécanisme à la source soit émis pendant un certain laps de temps.

#### II.3.2-Influence des conditions expérimentales sur la forme des spectres :

L'analyse spectrale de microséismes recueillis au cours de types d'essai différents, sur des matériaux (granite de Sidobre et granite du Combeynot) et à des niveaux de contrainte différents, montre qu'il est impossible étant donnée la dispersion observée, de déceler objectivement sur des spectres visualisés, un changement dû à de telles modifications des conditions expérimentales. (Ceci révèle, au passage, la nécessité d'utiliser à ces fins une méthode de traitement statistique de masse, pour laquelle une influence des conditions expérimentales a pu être décelée).

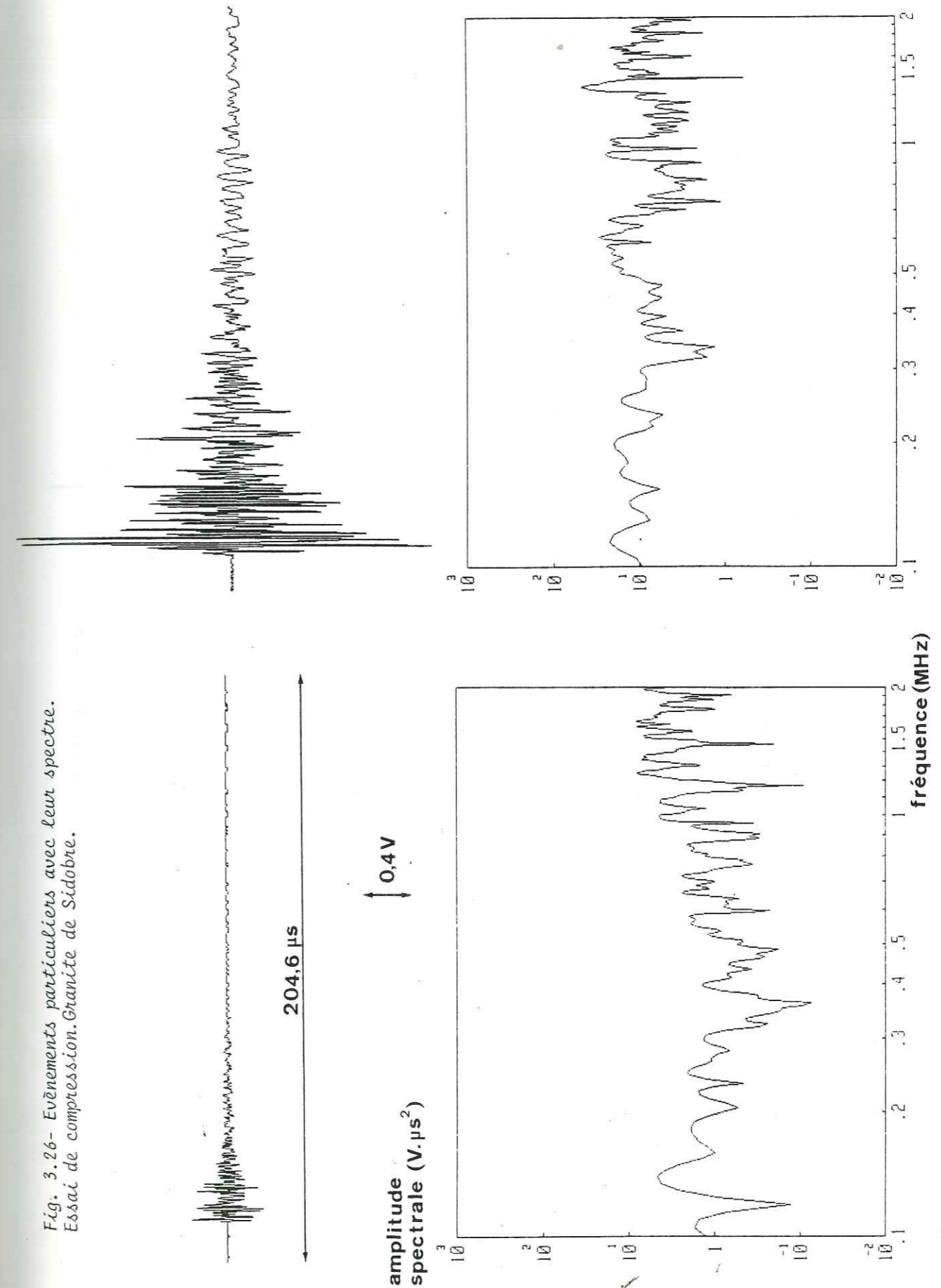


Fig. 3.26- Evènements particuliers avec leur spectre.  
Essai de compression. Granite de Sidobre.

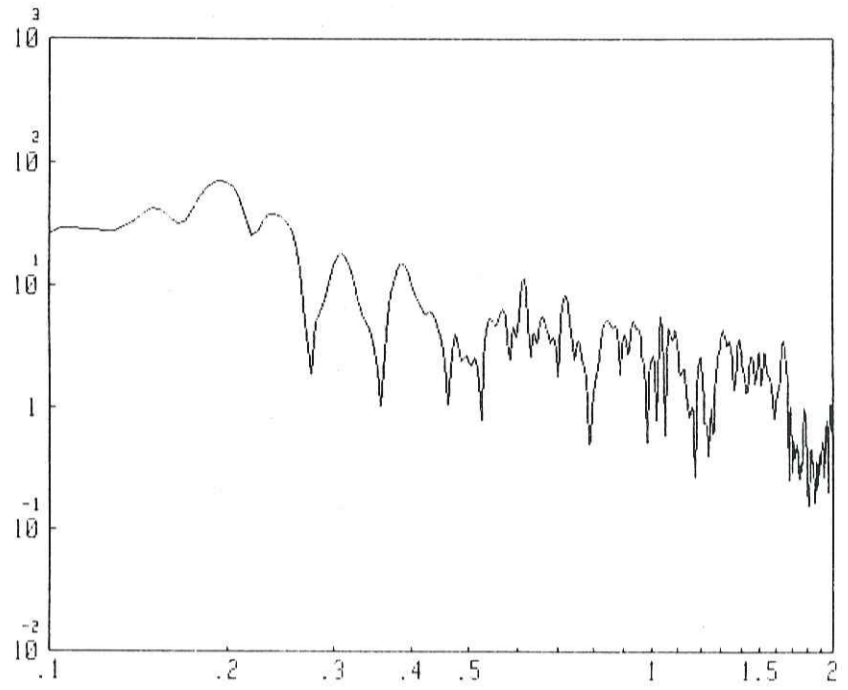
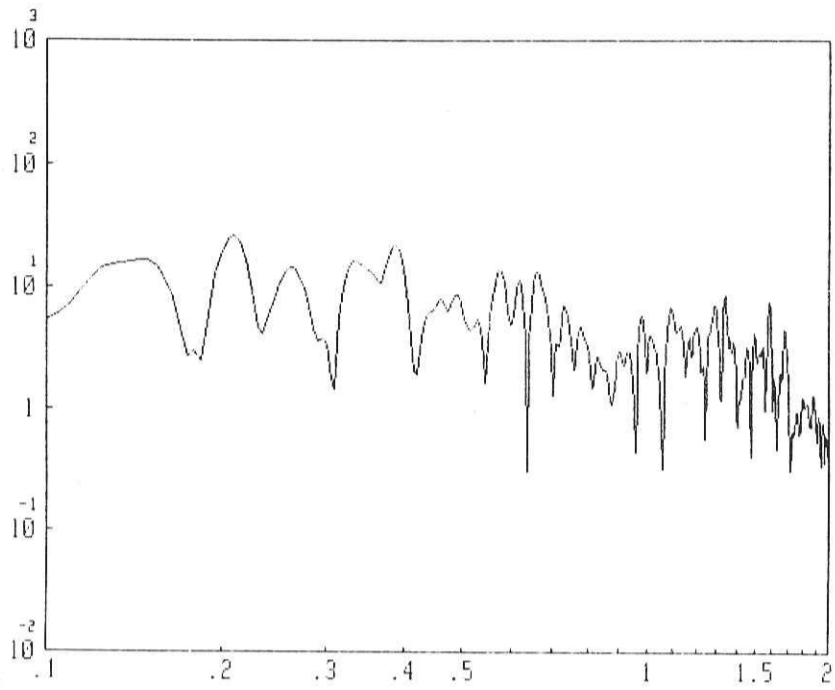
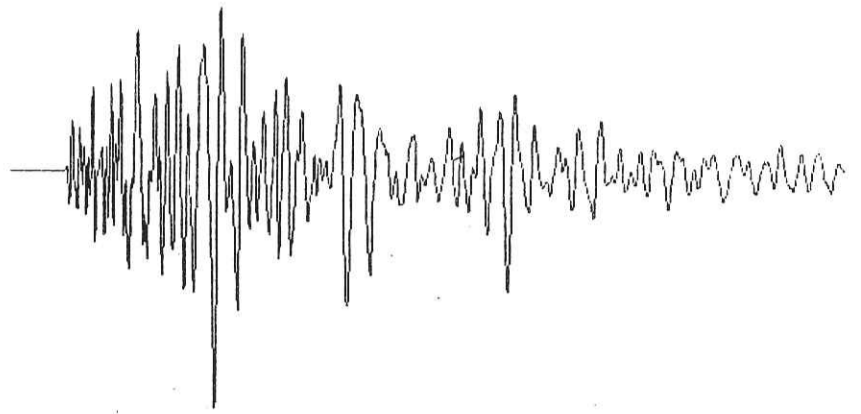


Fig. 3.26- Suite (granite de Sidobre).

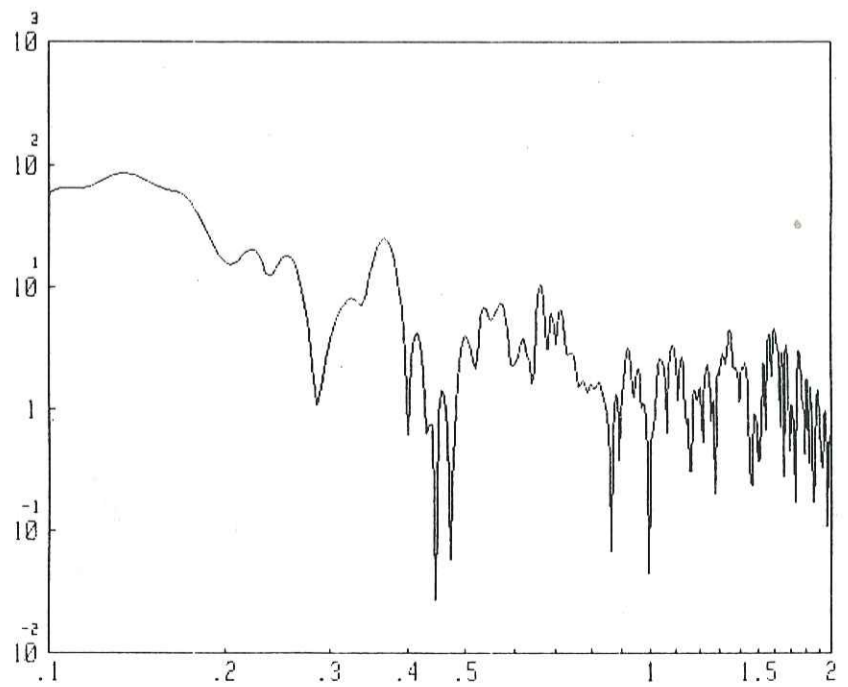
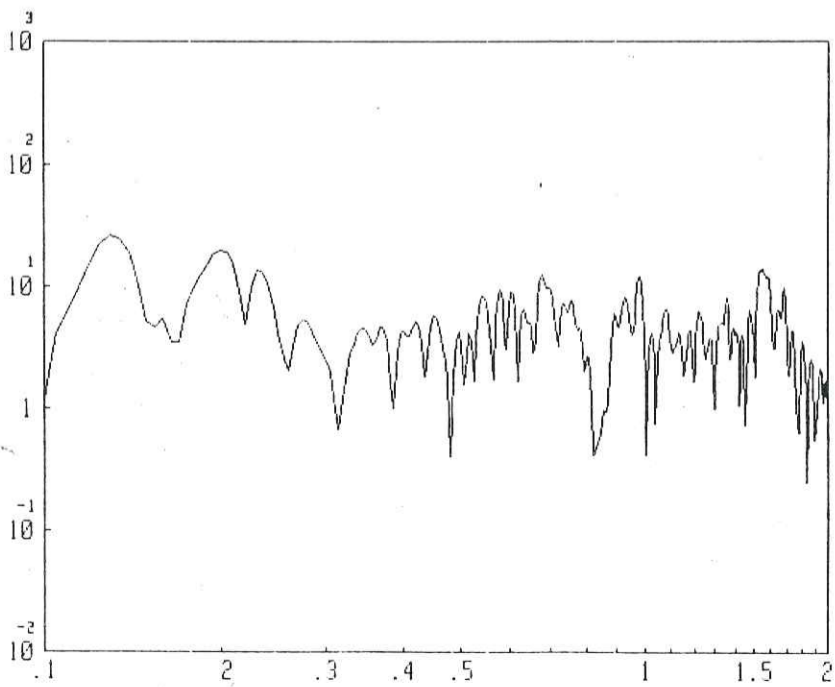
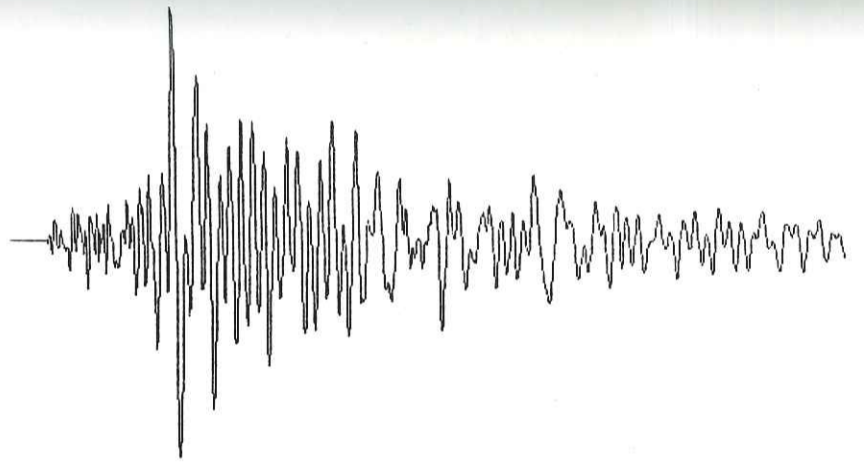
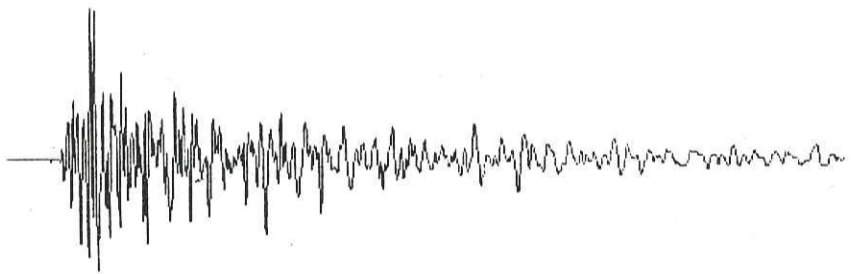


Fig. 3.26- Suite (granite du Combeynot).

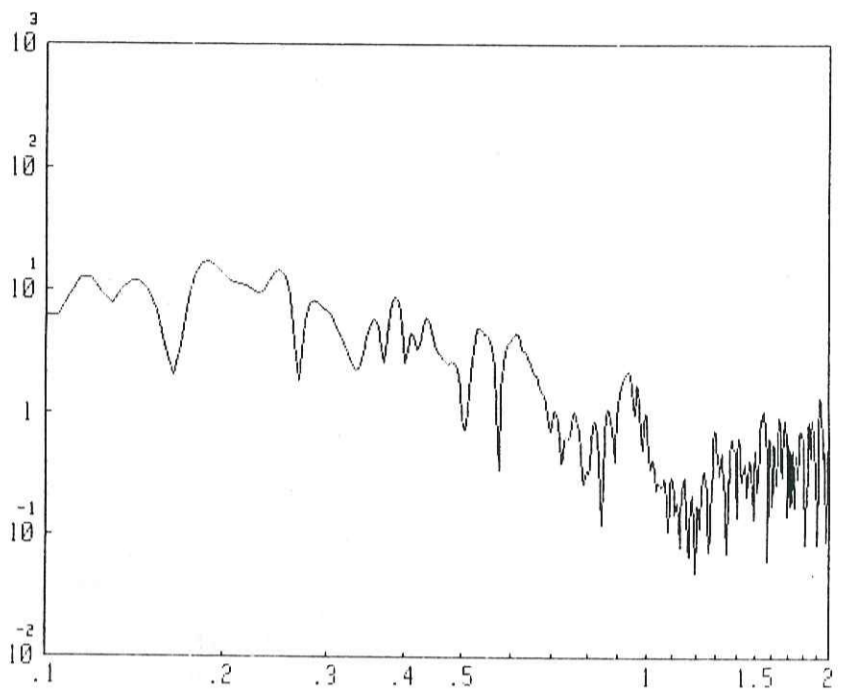
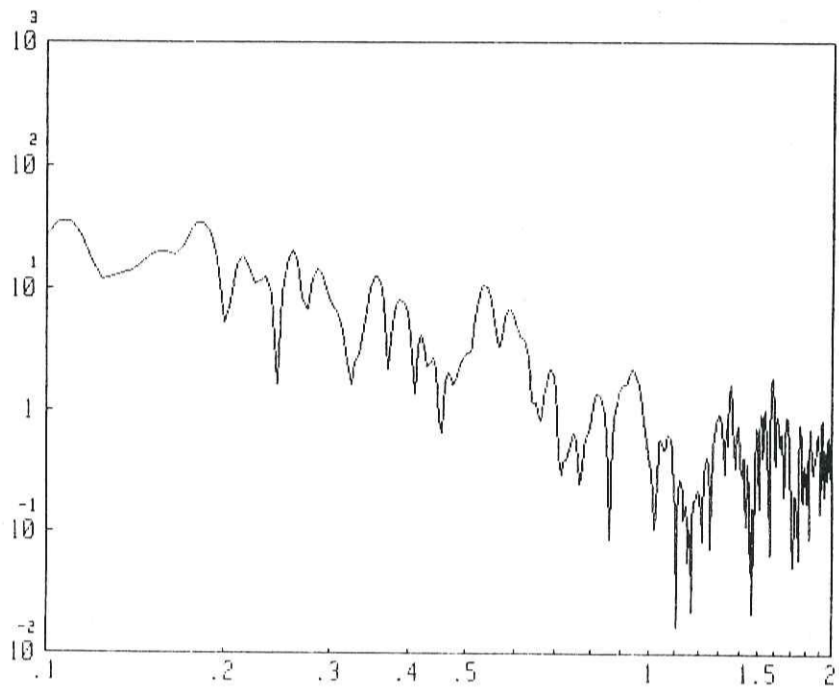
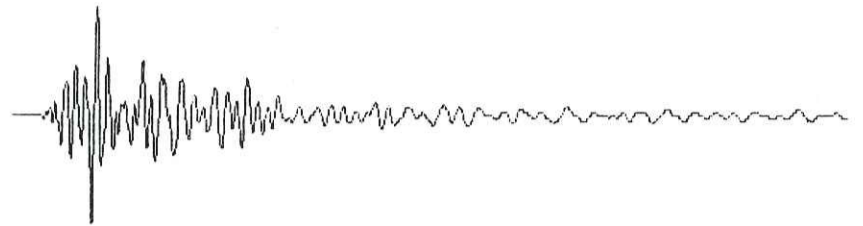
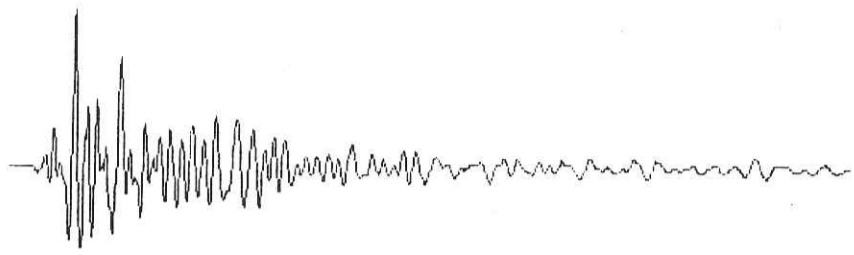
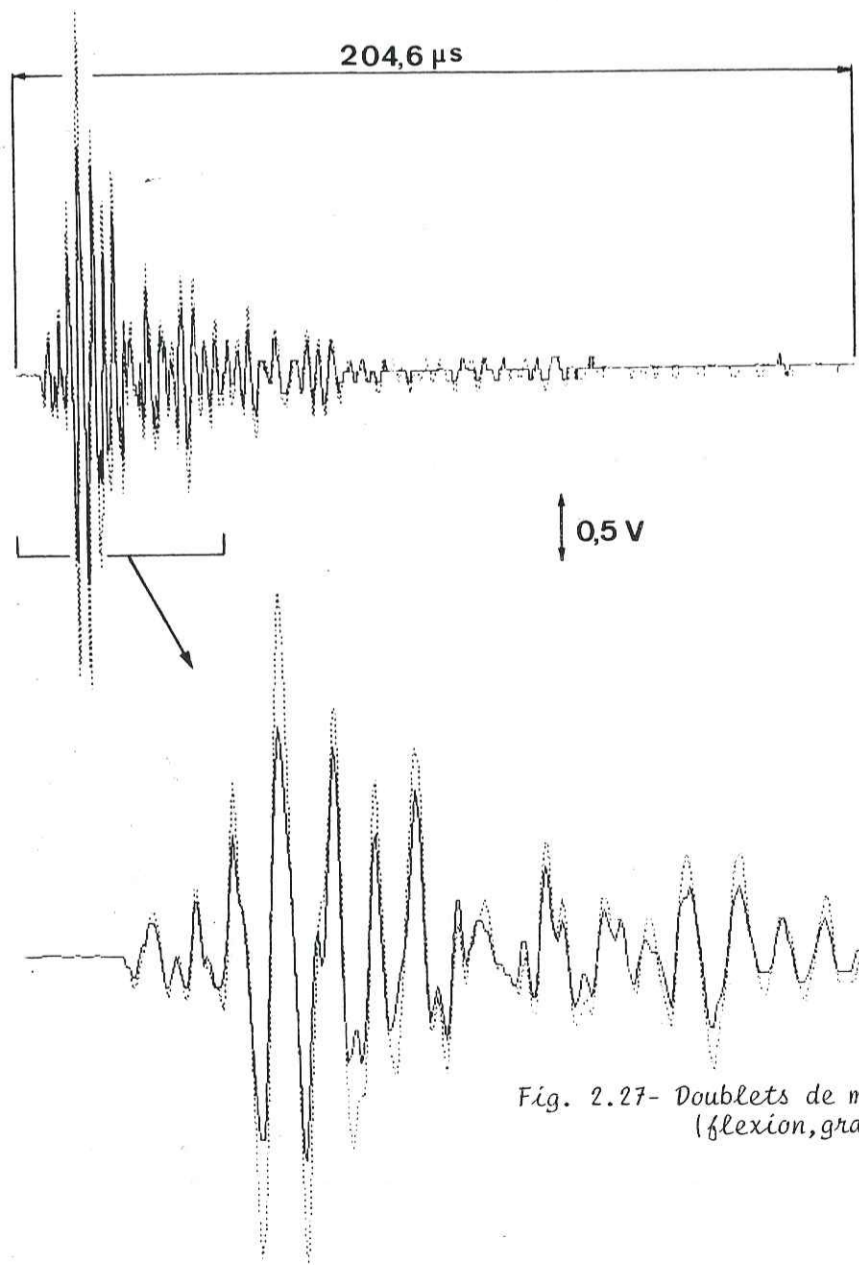


Fig. 3.26- Suite (granite de Sidobre).



---- : premier évènement  
 — : deuxième évènement

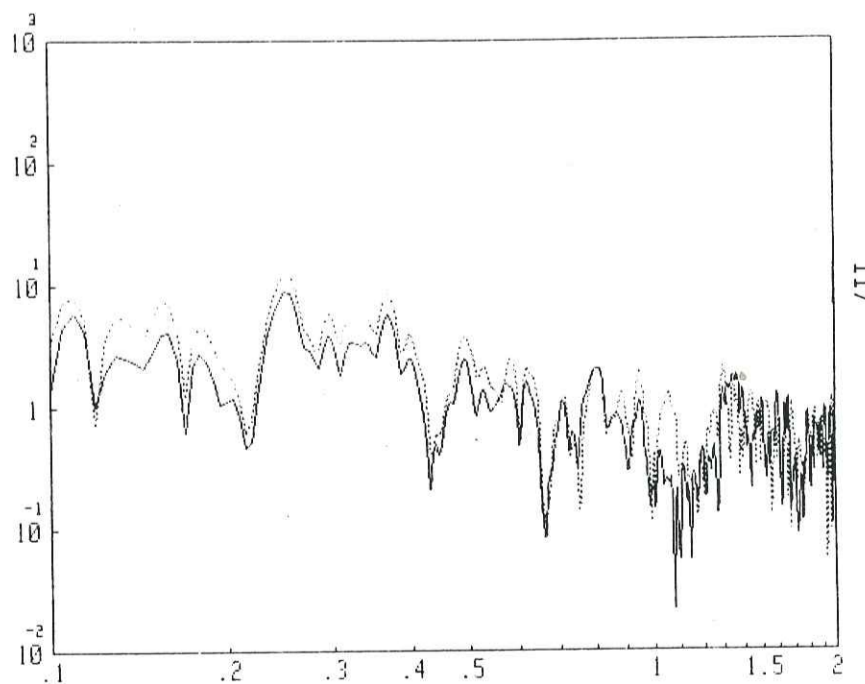


Fig. 2.27- Doublets de microsèismes consécutifs et spectres correspondants. (flexion, granite de Sidobre).

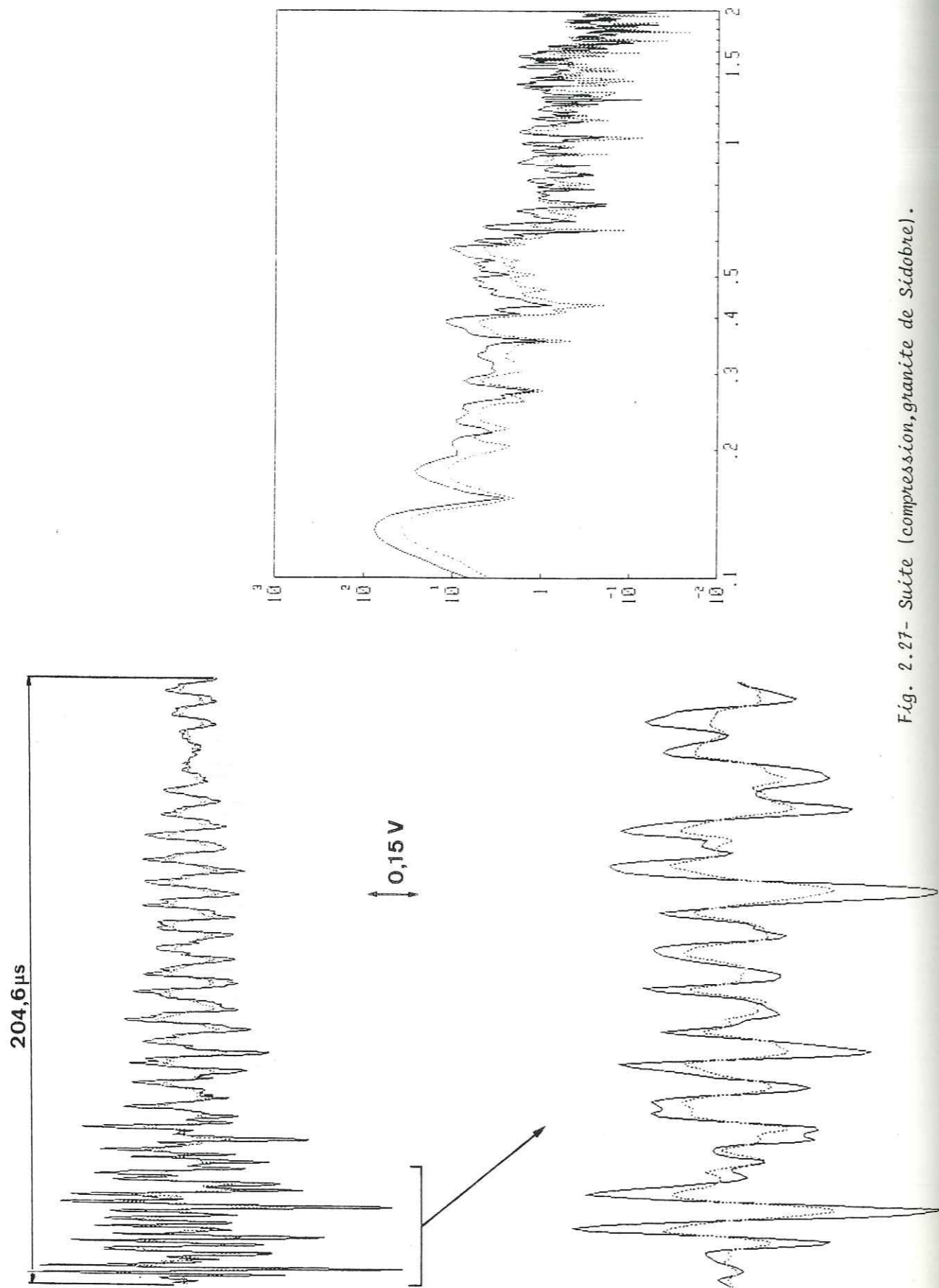


Fig. 2.27- Suite (compression, granite de Sidobre).

On peut cependant observer que pour un évènement enregistré au cours de la phase de rupture (en flexion, avec entaille, un seul évènement par essai pouvant être alors enregistré), dont d'amplitude très élevée, la bande dominante est toujours dans les basses fréquences et l'allure du spectre correspond en général à peu près au modèle théorique des séismes réels avec un niveau plat et une décroissance linéaire (fig. 3.28). La fréquence coin varie alors d'environ 0,15 à 0,35 MHz pour les deux types de roches testés.

### II.3.3-Fréquences dominantes et tailles de source émissive :

Dans tous les phénomènes d'émission d'ondes sismoacoustiques dans les solides, quelle que soit leur échelle (phénomènes naturels ou de laboratoires), on peut relier l'ordre de grandeur des fréquences du spectre observé à une dimension moyenne de source émettrice (Armstrong, 1969). Généralement, on utilise une relation entre la fréquence dominante observée (pic ou coin)  $f_0$  et la taille de la source  $R$  du type :

$$f_0 = \frac{C V}{R}$$

$V$  étant la vitesse de propagation des ondes de volume (P ou S) et  $C$  un coefficient dépendant du modèle de source choisi, de l'ordre de 1 (Sharpe, 1942 ; Wyss et al, 1971).

En Sismologie, un grand nombre d'auteurs ont travaillé à mettre au point des relations moyennes (les relations dépendant de l'azimut et de la vitesse de rupture), donnant des résultats se rapprochant le plus possible de la réalité observée dans les données de terrain. On peut citer entre autres les travaux de Haskell (1964), Savage (1972), utilisant un modèle de faille rectangulaire et ceux de Brune (1970) et Madariaga (1976) considérant une source circulaire.

Toutes ces relations supposent bien entendu un mécanisme de rupture en double couple, et des spectres en champ lointain. Par conséquent, il est fort probable qu'aucune d'elles ne puisse s'appliquer à notre cas dans lequel les mécanismes de fissuration sont supposés être principalement de mode 1, et les enregistrements réalisés dans des conditions de champ proche. Une approche théorique d'un modèle de source, correspondant à une extension de fissure en mode 1, a été réalisée par Aki et al (1977), (en vue d'application à des phénomènes de Sismologie volcanique), et utilisé par Chouet (1982). Bien que les mécanismes d'extension y soient, en pratique, différents des nôtres (suppression de fluide magmatique), les forces volumiques équivalentes sont les mêmes que dans notre cas, et ce modèle semble plus

proche de nos conditions que les modèles classiques de Sismologie. Le calcul des spectres théoriques en champ proche, pour un tel modèle, montre une bande de fréquence dominante pour une valeur située en moyenne autour de  $f_0 = 0,6 \alpha/L$ ,  $\alpha$  étant la vitesse de propagation des ondes P, et L la longueur de la source.

Si on utilise cette relation pour avoir des ordres de grandeur de dimensions de source dans nos essais, on trouve que les dimensions varient d'environ 1,5 à 18 mm pour le granite de Sidobre et de 1 à 13 mm pour le granite du Combeynot (les fréquences dominantes variant d'environ 0,15 à 1,8 MHz pour les deux roches). Pour les signaux de rupture, la taille moyenne de source est de l'ordre de 11 mm pour le granite de Sidobre et 8 mm pour le granite du Combeynot (avec une fréquence coin/pic moyenne de 0,25 MHz pour les deux roches).

#### II.3.4-Conclusion :

La diversité des formes de spectres observée montre que l'ampleur et la durée des mécanismes de fissuration peuvent être très variables durant un seul et même essai. Ce résultat est inhérent à la nature même du matériau étudié, et à la complexité de sa structure. La moyenne des fréquences prédominantes observées donne des longueurs de source de l'ordre de la taille moyenne des grains, tout au moins pour le granite de Sidobre. Pour le granite de Combeynot, la longueur moyenne de source calculée est nettement supérieure à la taille des grains. Ceci est sans doute à rapprocher du comportement à la rupture de cette roche, trouvé beaucoup plus instable que pour le granite de Sidobre (paragraphe I.3), la rupture, plus rapide, procédant par plus grand "pas". Il est de toute manière impossible de faire ici des comparaisons sur des bases solides et une étude statistique s'impose pour cela.

Les signaux de rupture semblent avoir des formes de spectres moins dispersées que celles des événements enregistrés en dehors de cette phase. Le niveau général d'amplitude de leurs spectres est élevé et les fréquences sont basses, d'où des tailles de source élevées, ce qui n'est pas surprenant. La moins grande diversité des spectres dans cette phase, provient aussi probablement du fait que, dans nos essais, la rupture en flexion s'initie toujours en un point voisin du milieu de l'échantillon (ici : fond de l'entaille), et donc la configuration source-capteur reste à peu près la même d'un essai à l'autre.

La présence de microséismes (ou de spectres) successifs fortement ressemblants est intéressante, dans la mesure où elle fournit d'abord un lien supplémentaire avec la Sismologie, où de tels phénomènes sont aussi parfois observés, et elle suggère ensuite que certains mécanismes (ou ensemble de mécanismes), pouvant donner plusieurs événements semblables à un certain stade de l'essai, peuvent être caractéristiques de ce stade (par exemple, état de contrainte à un instant donné), d'où l'idée d'une évolution possible du contenu spectral au cours de l'essai.

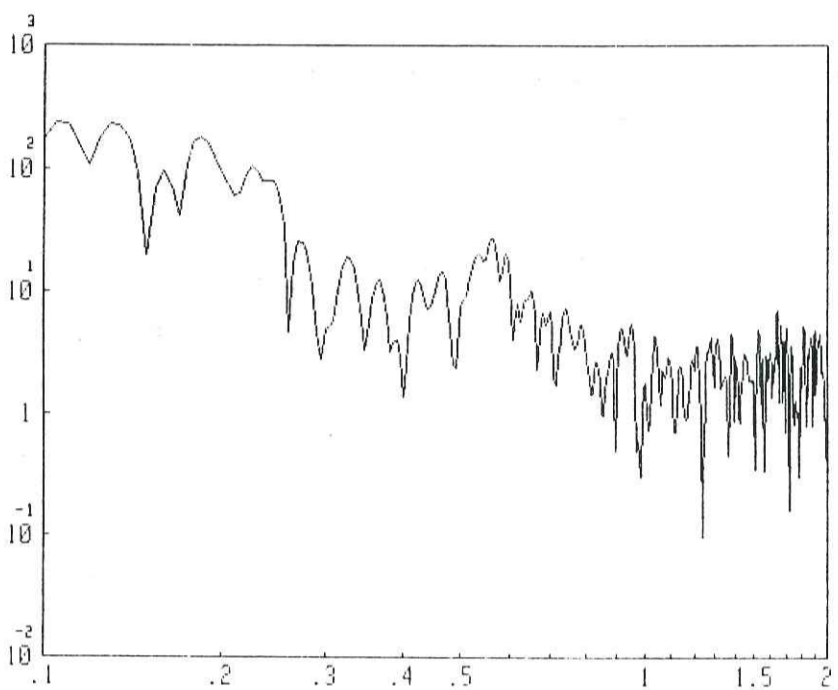
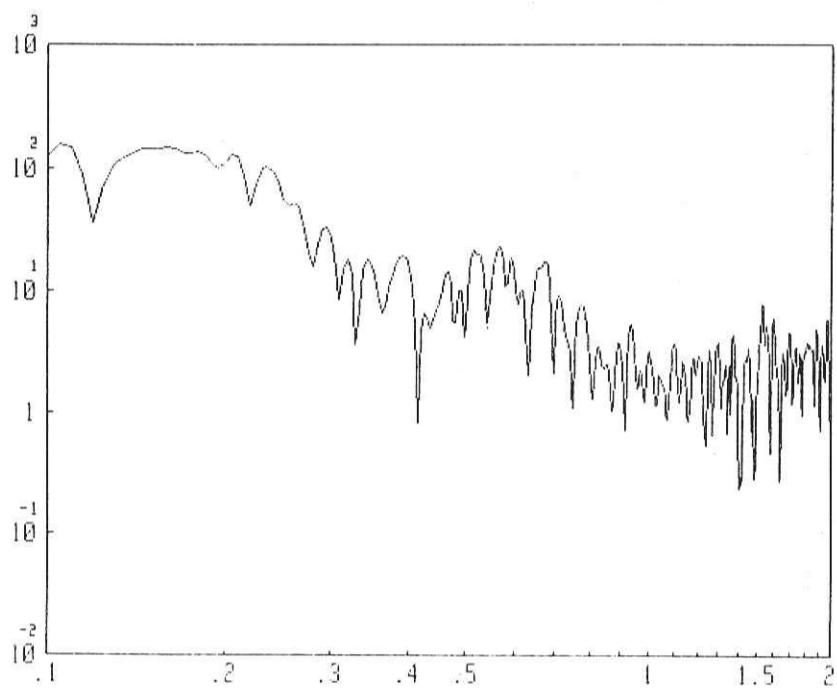
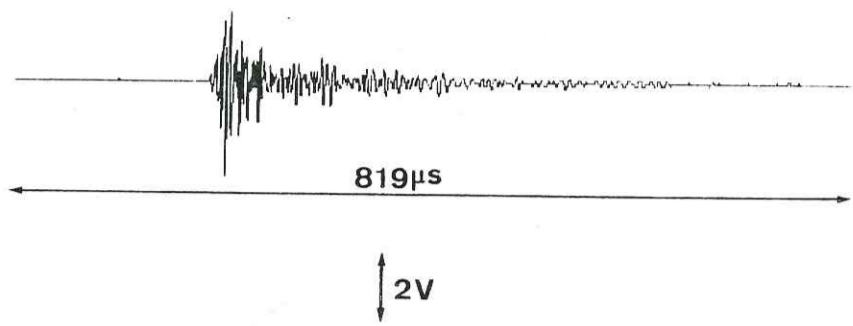


Fig. 3.28- Microsèismes enregistrés durant des phases de rupture, et leurs spectres (flexion, granite de Sidobre).

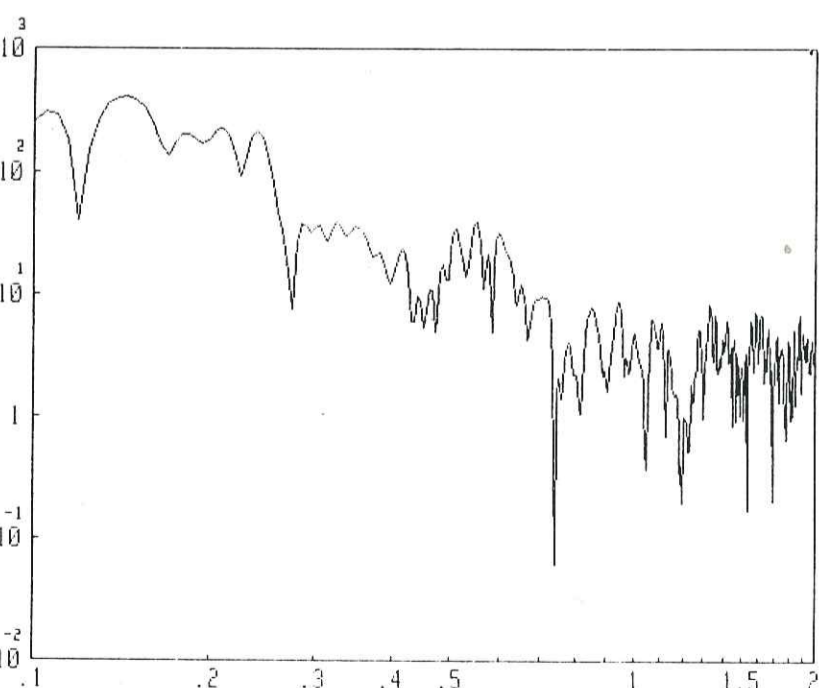
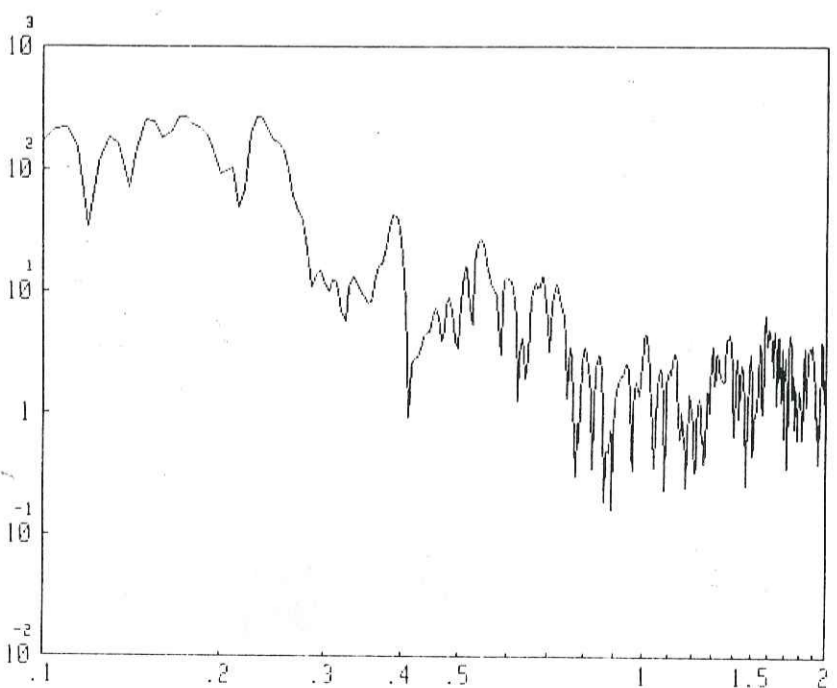
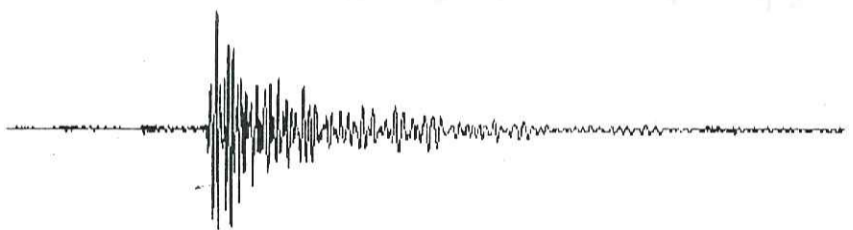


Fig. 3.28- Suite.

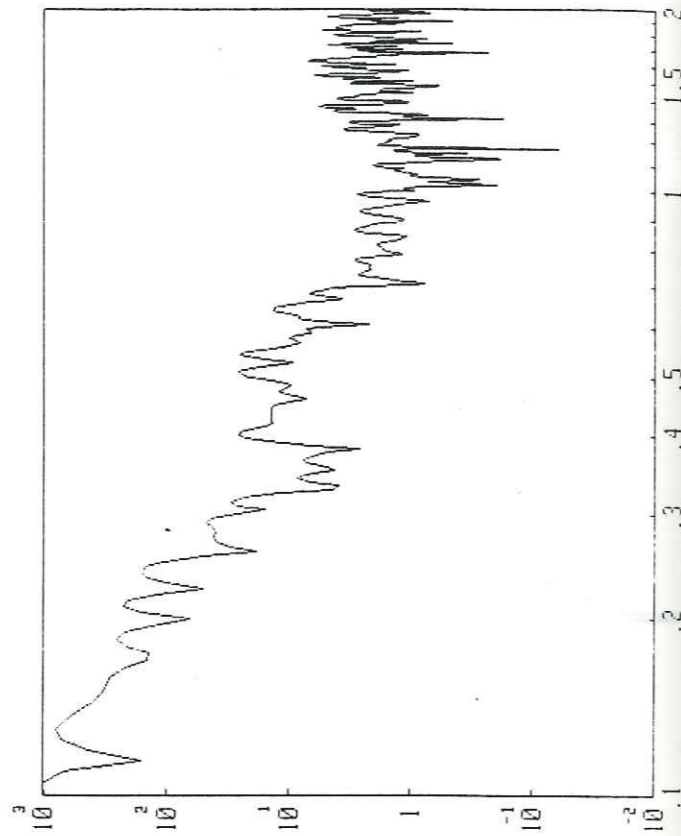
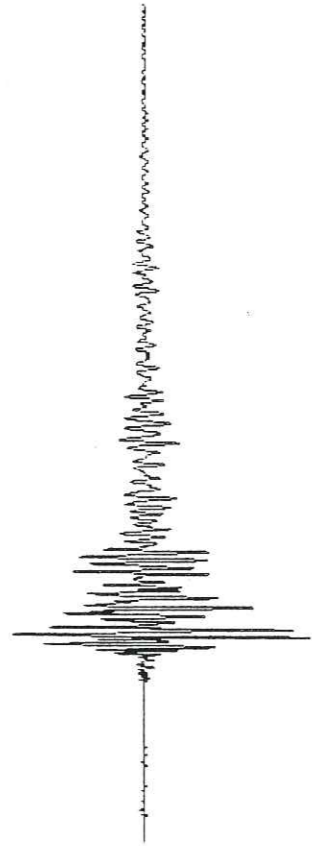
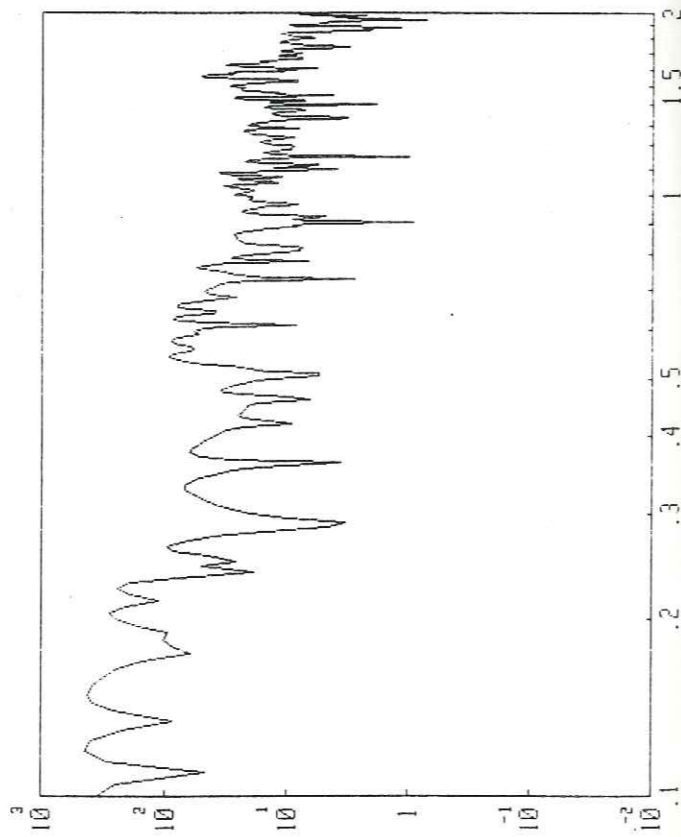
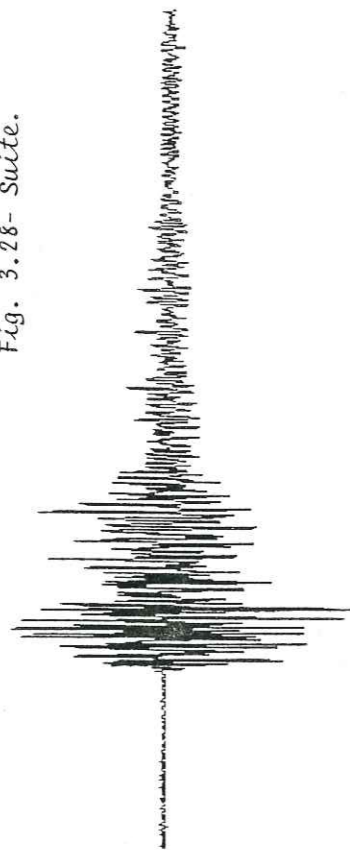


Fig. 3.28- Suite.



## II.4-Traitement statistique du contenu spectral des évènements :

### II.4.1-Evolution du contenu spectral avec la contrainte :

#### II.4.1.1-Introduction :

Les travaux de recherche sur le contenu spectral des signaux d'émission acoustique présentent des résultats très différents, selon les auteurs. Il est d'ailleurs bien difficile de comparer ces résultats, à cause de l'influence des conditions d'expérimentation, très variables selon les études (type de capteur employé, type d'essai, bande de fréquence étudiée, matériaux, etc.).

Initialement les travaux de Kaiser (1950) sur les métaux font état d'une influence de la contrainte appliquée et du matériau étudié sur les spectres, les fréquences croissant avec la contrainte jusqu'à la contrainte de rupture, puis décroissant ensuite (la signification de cette variation n'ayant d'ailleurs pas été trouvée). Schofield (1958), travaillant à peu près sur les mêmes matériaux, conclut que les spectres obtenus pour différents matériaux et pour une grande plage de variation de la contrainte appliquée sont en général assez semblables. Knill et al (1968) trouvent une croissance en énergie de basse fréquence avec la contrainte, pour les calcaires, de même que Mc Cabe (1978) pour le charbon, alors que Suzuki et al (1964) trouvent le contraire pour les granites, ainsi que Chugh et al (1968) pour les grès.

Il est certain, étant donné les résultats contradictoires obtenus dans ce domaine, que d'autres investigations sont nécessaires. L'objet de la partie présentée ici, est d'essayer d'apporter des éléments de réponse à ce problème.

#### II.4.1.2-Description de la méthode utilisée :

Cette étude a été réalisée sur des essais brésiliens et des essais de compression. La méthode utilise les paramètres K et L définis en paragraphe II.2.3. Plus de 5 000 évènements ont été traités dans cette partie. Deux types de traitement ont, en fait, été employés :

Nous avons d'abord, dans chaque essai, calculé les valeurs de K et de L pour chaque spectre d'évènement, ceci pour tous les évènements enregistrés du début à la fin de l'essai (le seuil de déclenchement gardant un niveau constant).

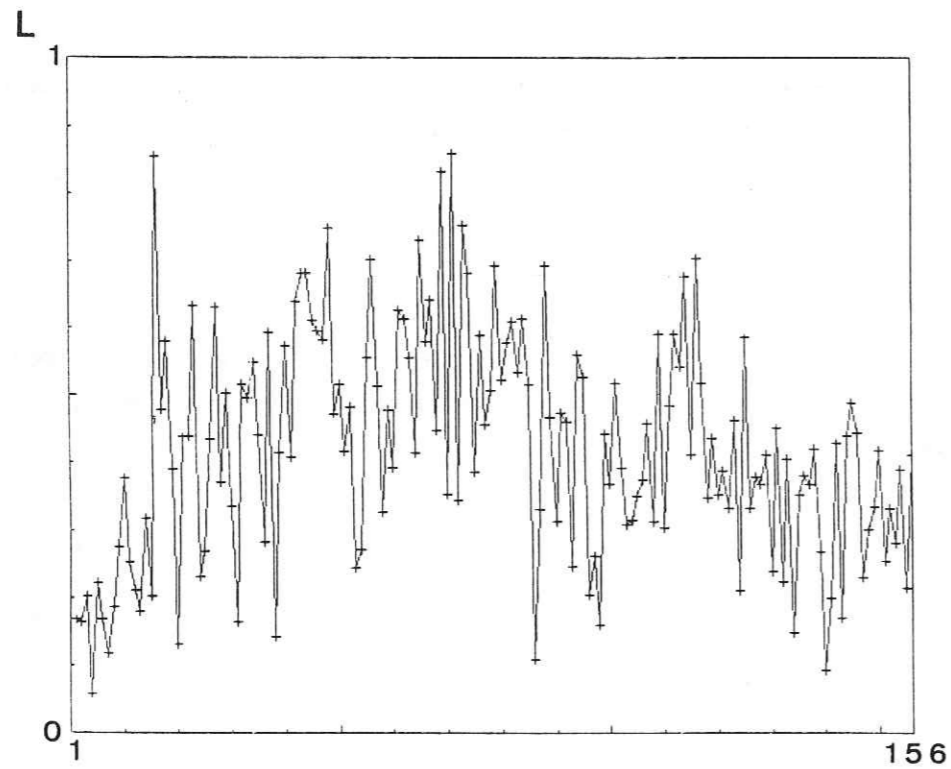
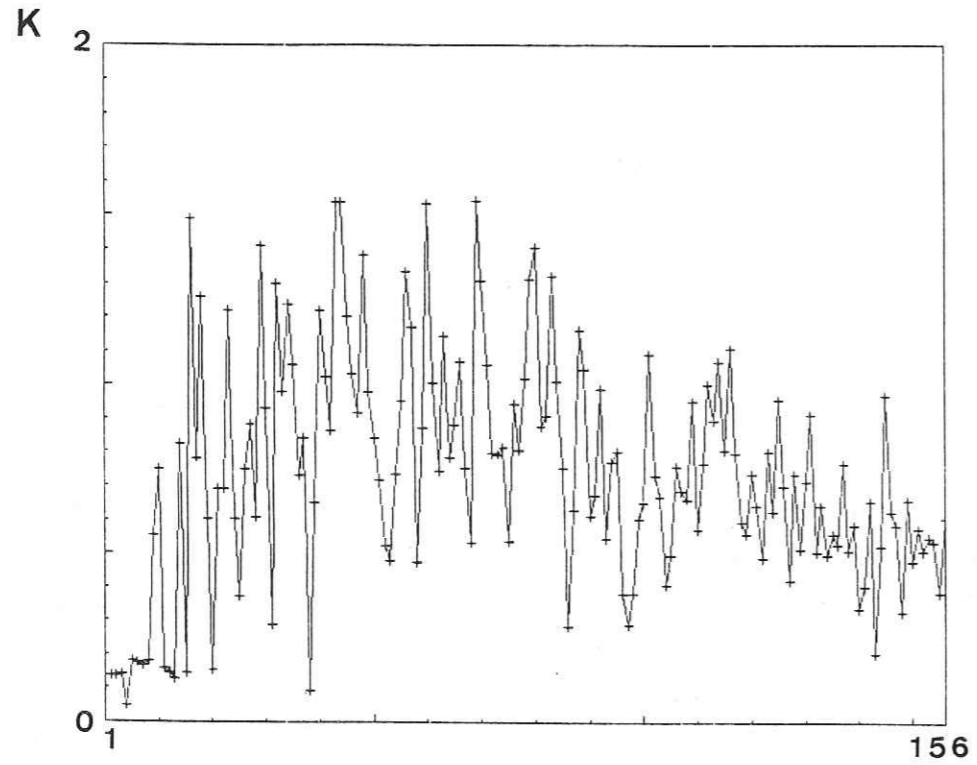


Fig. 3.29(a) - Valeurs de K et de L pour les événements d'un essai brésilien, dans leur ordre d'arrivée. Echantillon N°1, granite du Combeynot, 156 événements.

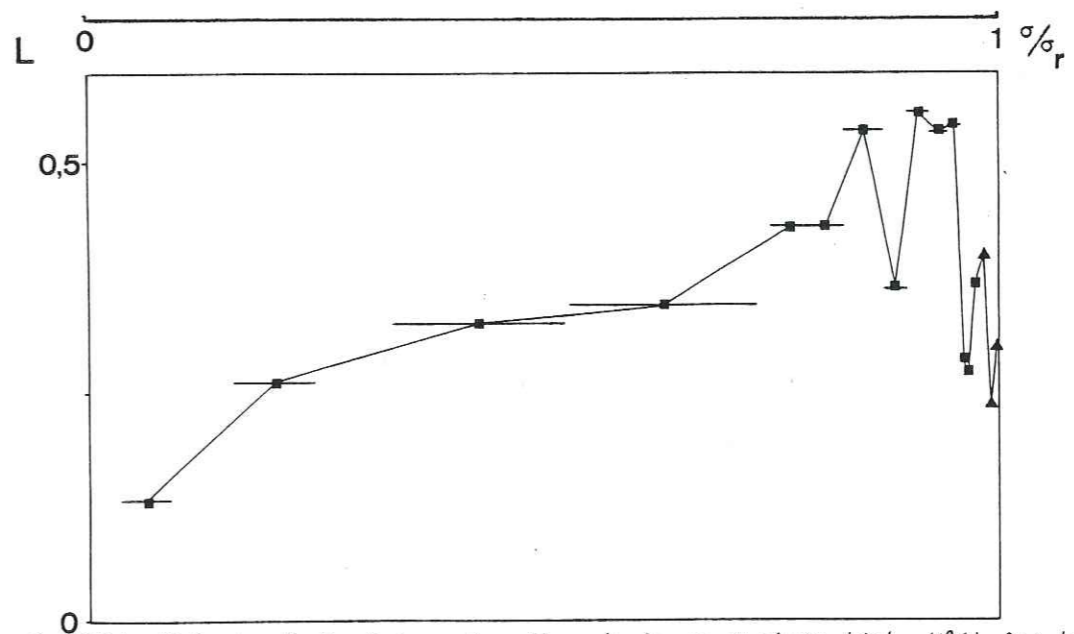
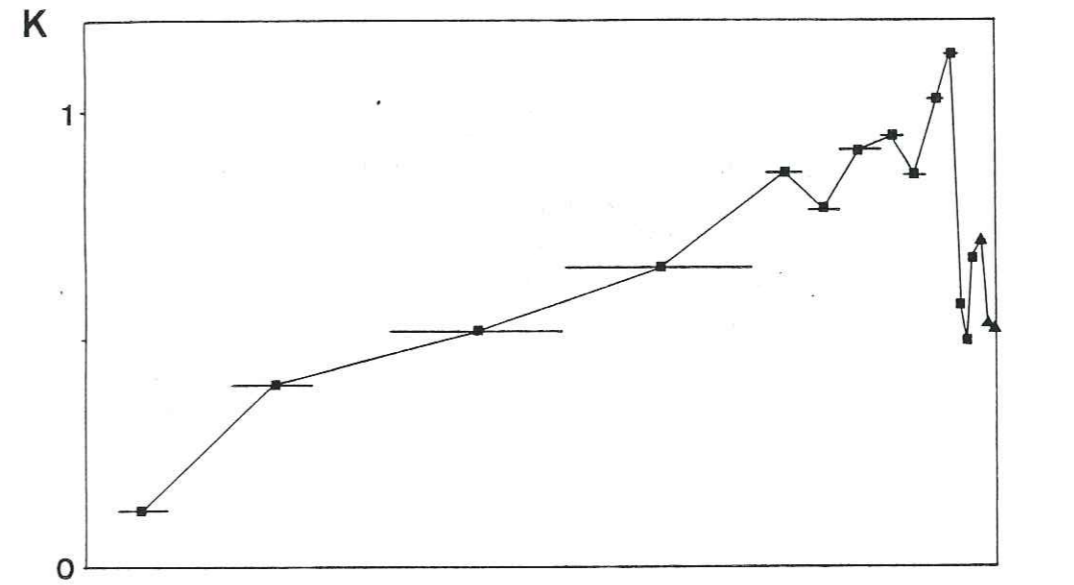


Fig. 3.29(b) - Valeurs de K et L en fonction de la contrainte (éch. N°1). Les barres horizontales indiquent pour chaque point l'intervalle de contrainte sur lequel on a moyenné.

Nombre d'événements sur lequel la moyenne a été faite:

- 8
  - ▲ 16
  - 32
- }  $\pm 1$



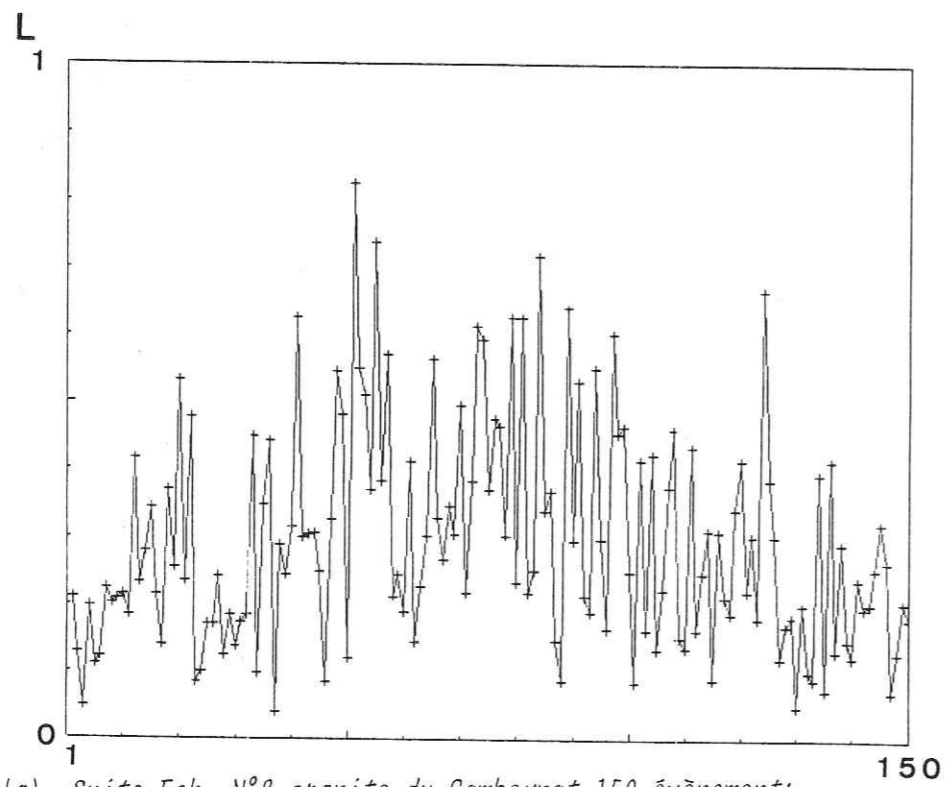
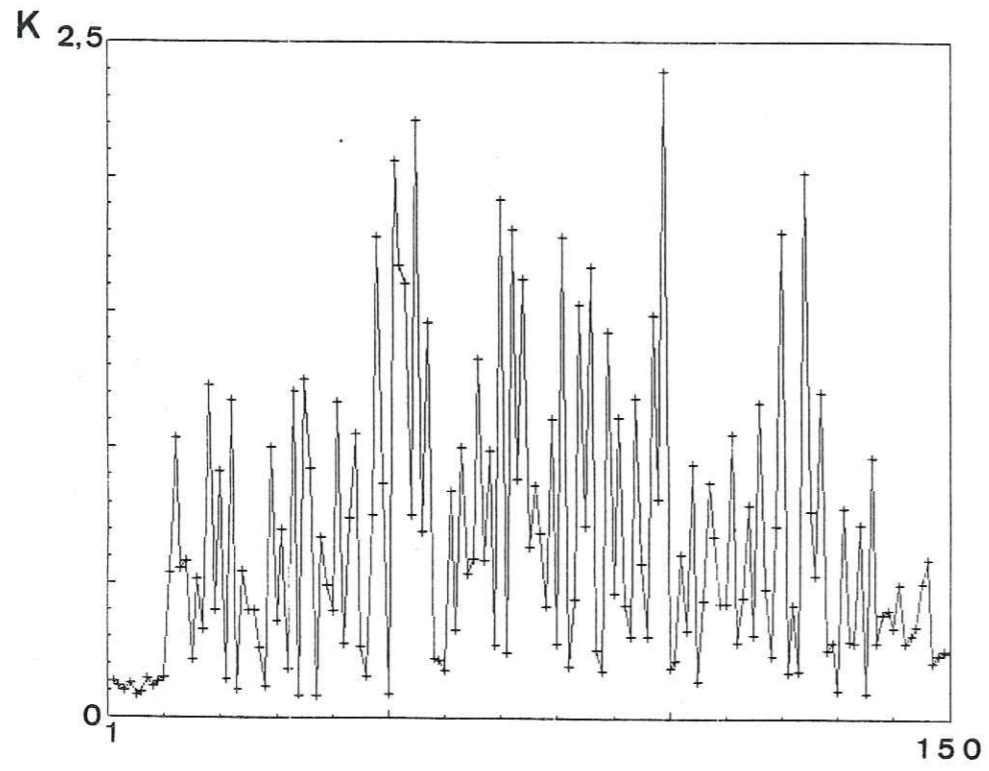


Fig. 3.29(a) - Suite. Ech. N°2, granite du Combeynot, 150 événements.

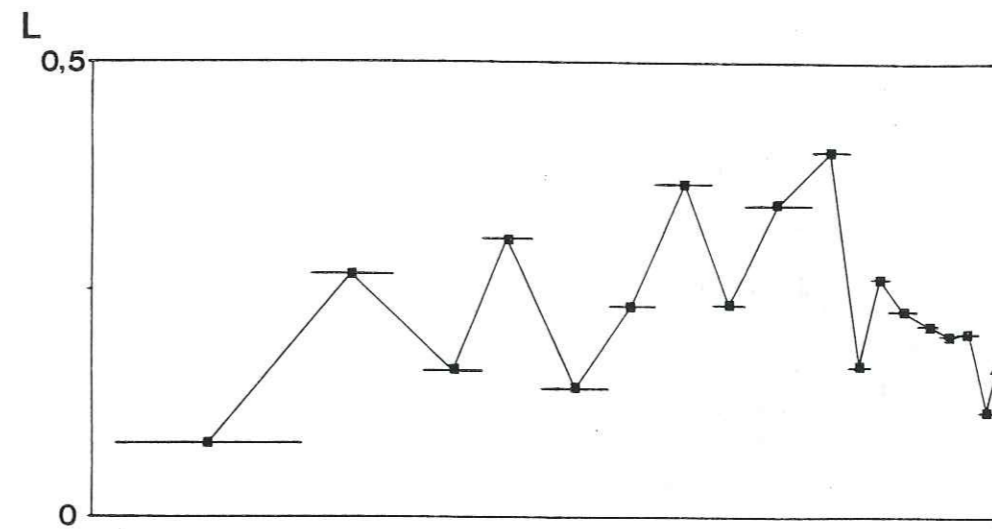
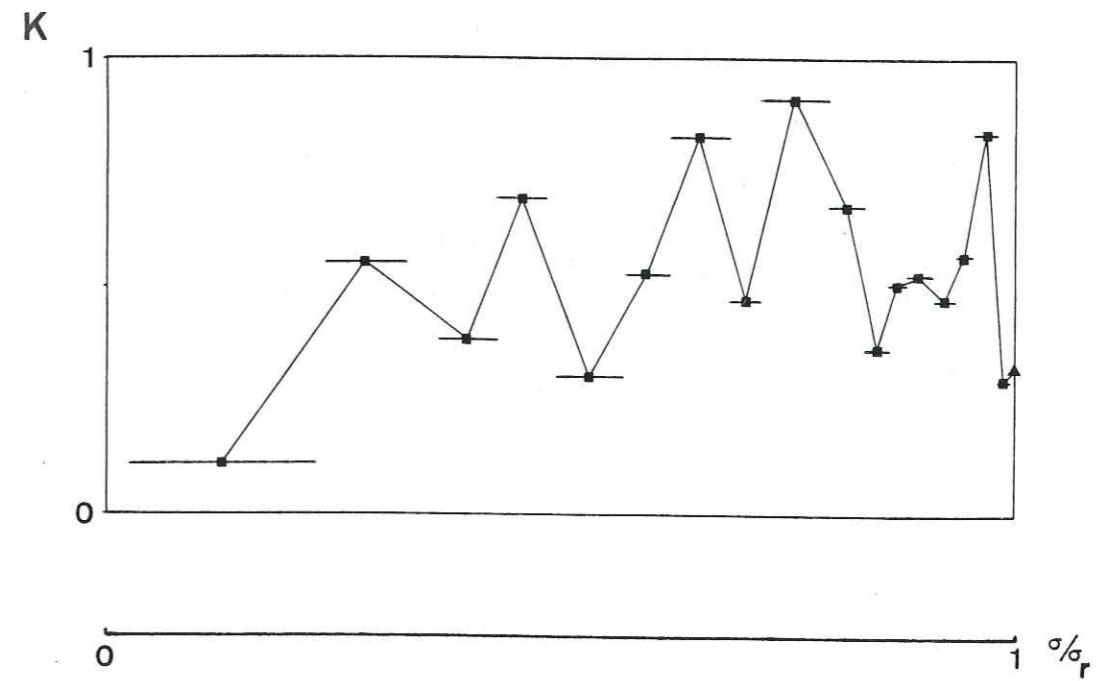


Fig 3.29(b) - Suite (éch. N°2).

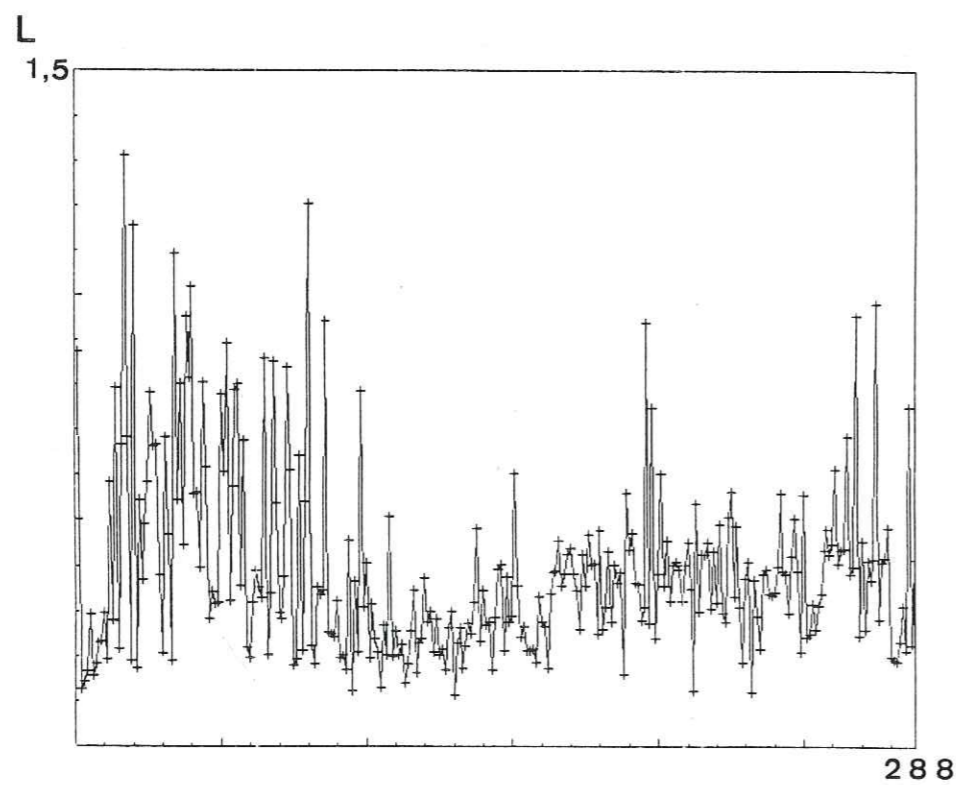
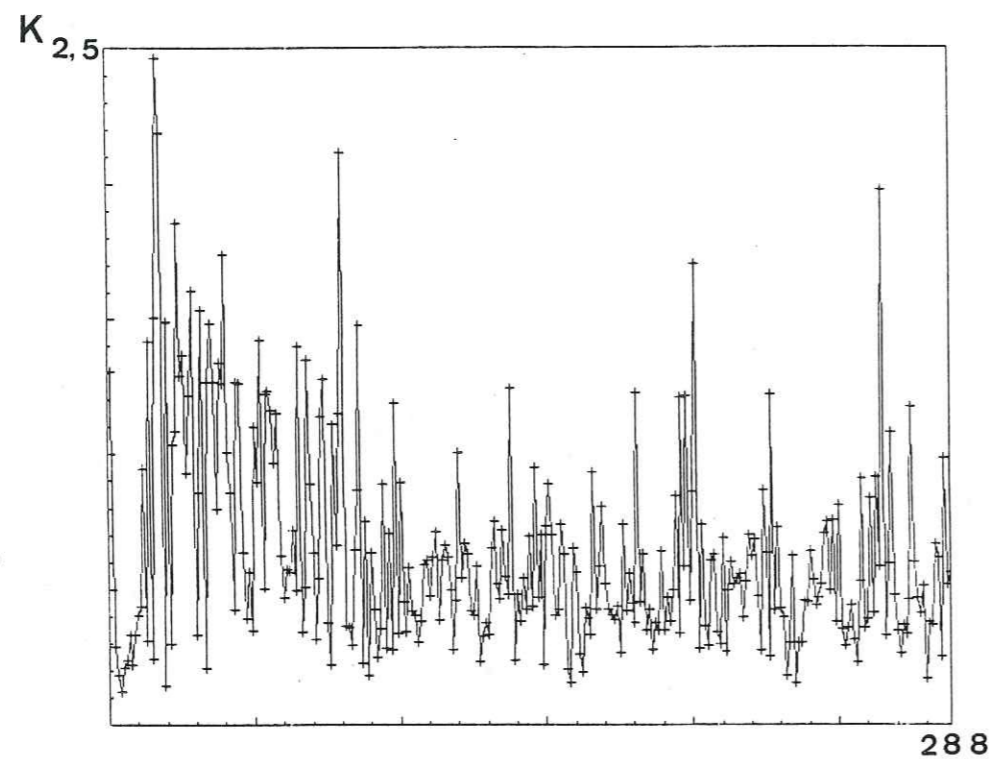


Fig. 3.29(a) - Suite. Ech. N°3, granite du Combeynot, 288 événements.

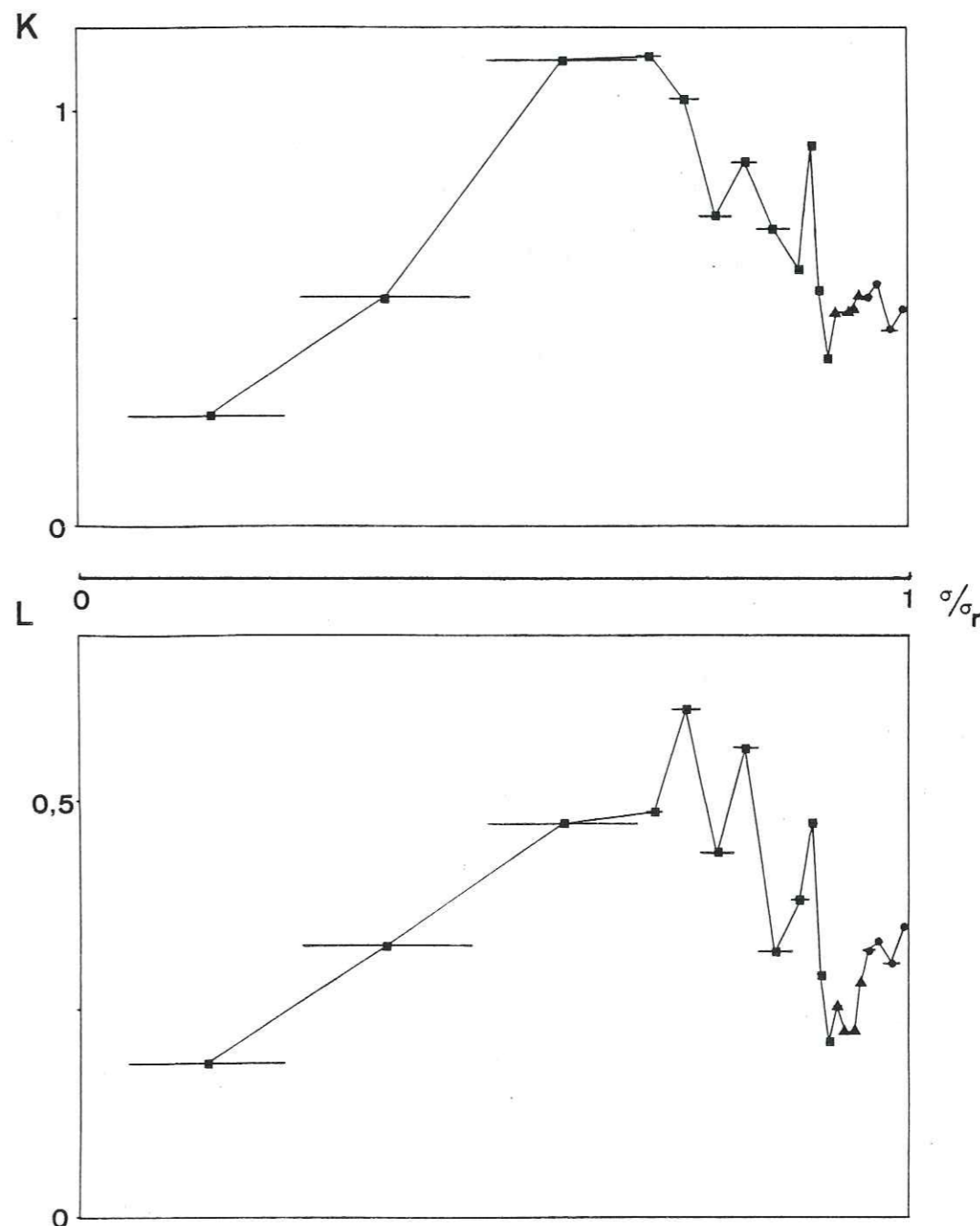


Fig. 3.29(b) - Suite (éch. N°3).

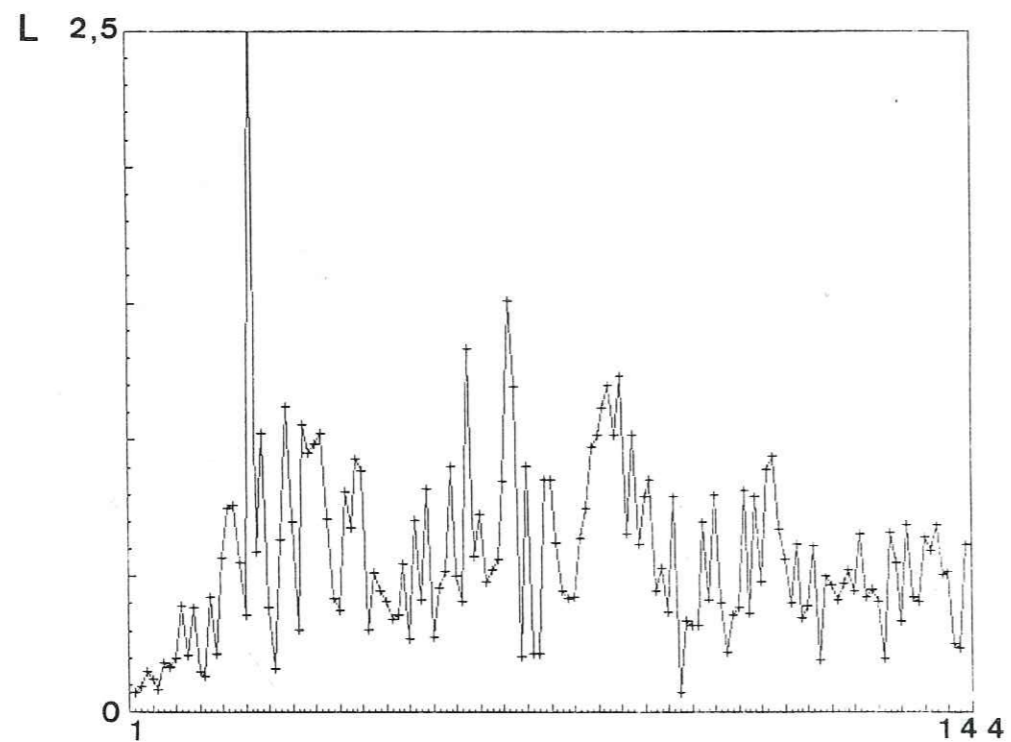
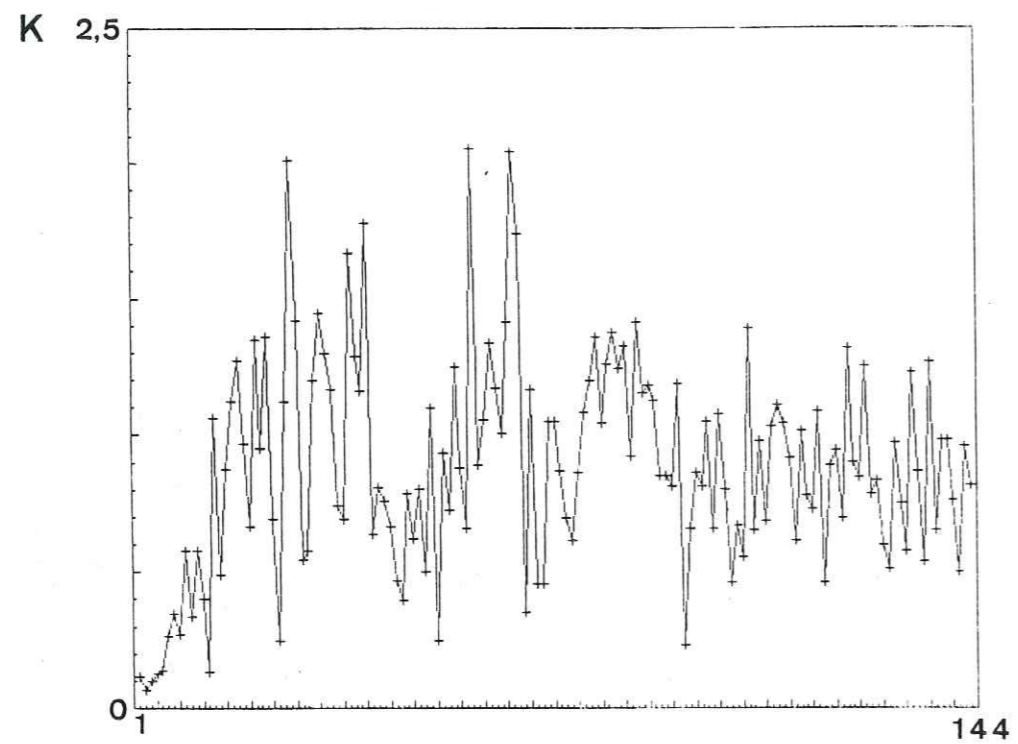


Fig. 3.29(a) - Suite. Ech. N°4, granite de Sidobre, 144 événements.

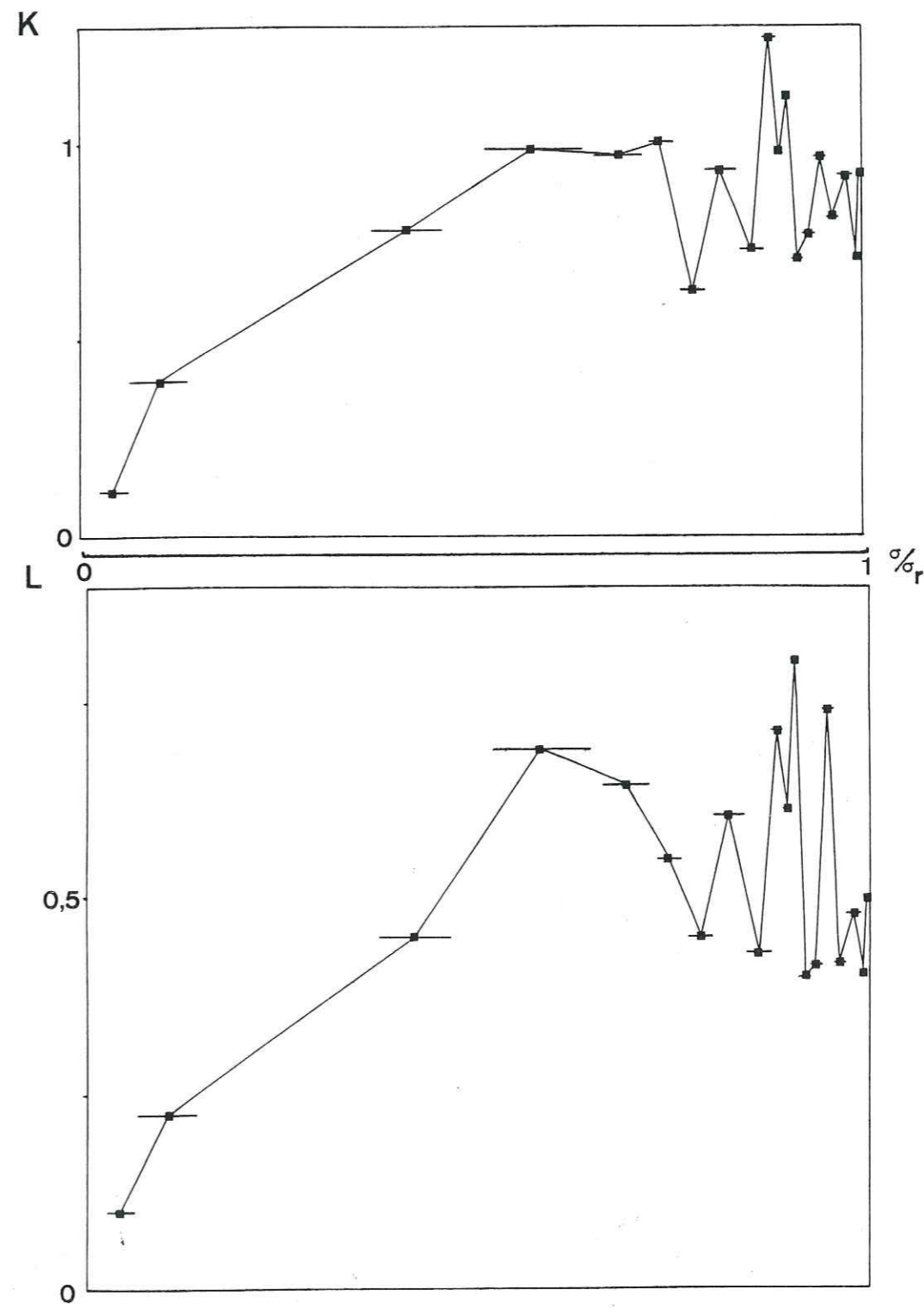


Fig. 3.29(b) - Suite (éch. N°4).

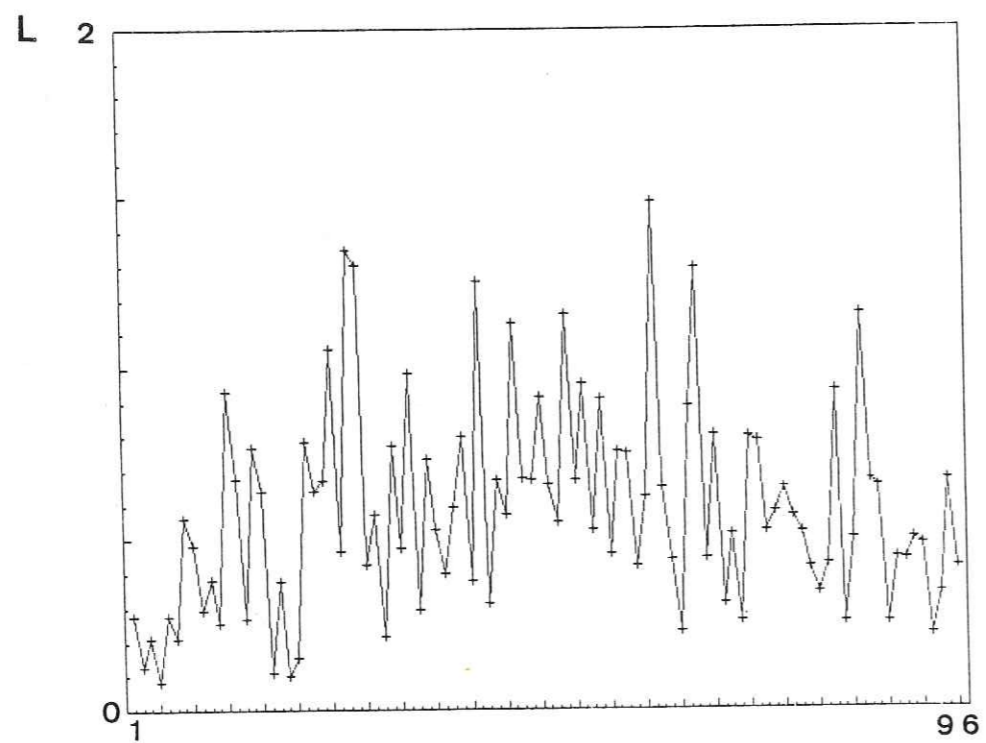
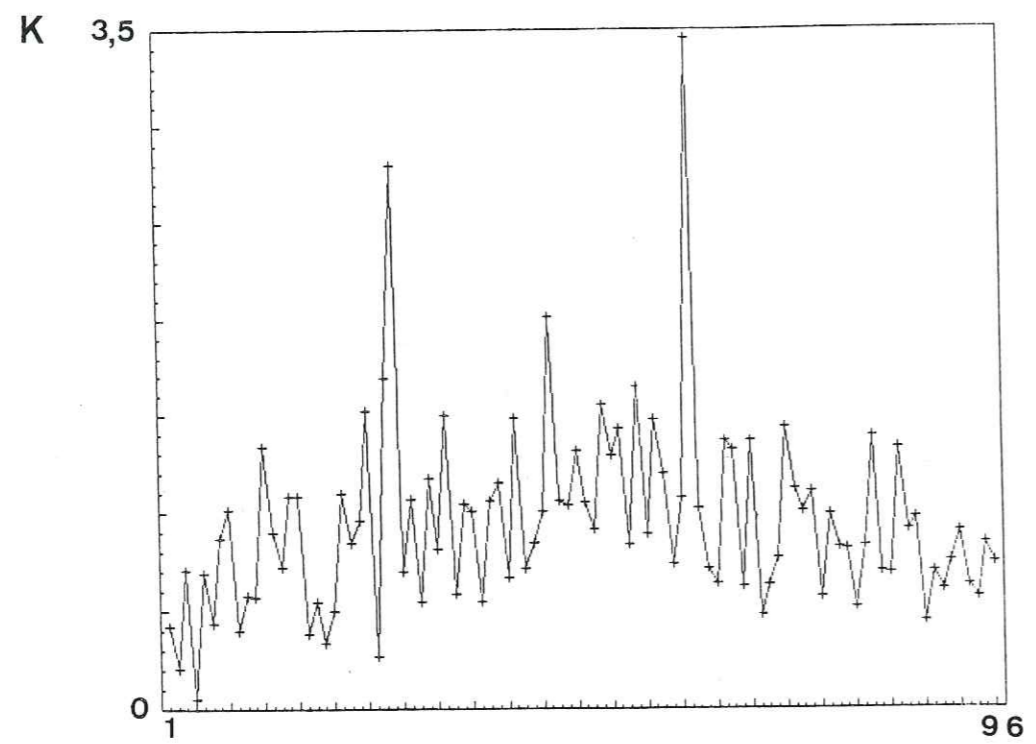


Fig. 3.29(a)- Suite. Ech. N°5, granite de Sidobre, 96 évènements.

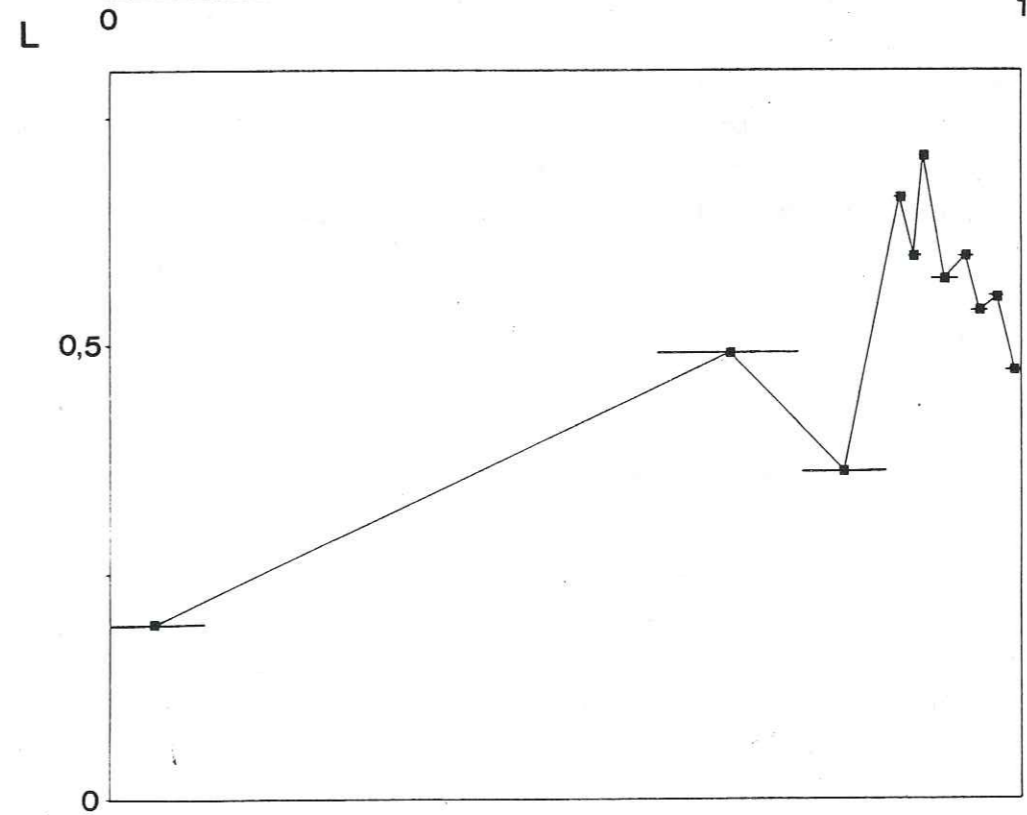
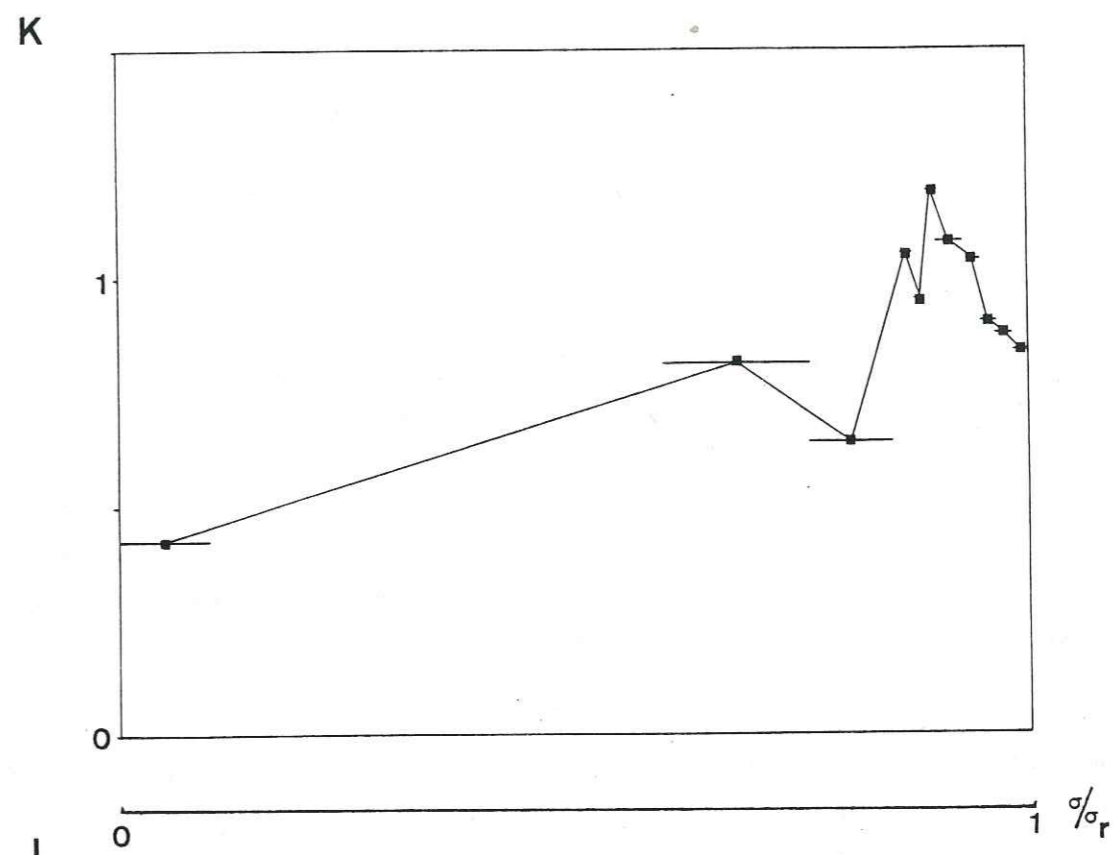


Fig. 3.29(b)- Suite (éch. N°5).

Nous avons également utilisé une deuxième méthode consistant à faire des moyennes de spectres d'évènements enregistrés entre deux niveaux de contrainte repérés au cours de l'essai, et à calculer les valeurs de K et de L sur chaque spectre moyen. Il est possible de tracer par la suite, pour chaque essai, une courbe de K et de L en fonction du niveau de contrainte relative  $(\sigma_1 + \sigma_2)/2 \sigma_R$  (pour une moyenne d'évènements enregistrés entre les contraintes  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ ,  $\sigma_R$  étant la charge de rupture). Cette méthode tient donc compte, contrairement à la précédente, de l'amplitude de chaque évènement, au sens où un gros évènement (donc un spectre à niveau élevé) a plus de poids sur la moyenne qu'un petit.

#### II.4.1.3-Résultats obtenus en essai brésilien :

La vitesse de chargement employée pour tous les essais a été de 1 KN/mn. La contrainte étant proportionnelle au temps, les évènements enregistrés ne sont évidemment pas régulièrement répartis sur toute la durée de l'essai et on a naturellement un beaucoup plus grand nombre de données en fin d'essai et à l'approche de la rupture. C'est pourquoi les moyennes sont faites sur un plus grand nombre d'évènements à la fin de l'essai qu'au début (le nombre minimum d'évènement pour une moyenne étant 8). On peut dire que, grosso modo, plus de la moitié des évènements sont enregistrés après 85 % de la contrainte de rupture. Cette répartition traduit l'allure des courbes contrainte-émission acoustique en essai brésilien (paragraphe II.2., première partie). On constate, en examinant les courbes de K et L fonction de la contrainte, que ces paramètres augmentent en général du début de l'essai jusqu'à un certain niveau de contrainte proche de la rupture, puis décroissent ensuite jusqu'à la rupture, cette décroissance étant plus ou moins marquée selon les cas (fig. 3.29 (b)). Cette évolution est visible aussi, mais plus difficilement sur les courbes présentant les valeurs successives de K et de L pour chaque évènement (fig. 3.29 (a))

#### II.4.1.4- Résultats obtenus en compression :

La vitesse de chargement pour tous les essais a été de 3 KN/mn (de manière à avoir une durée moyenne d'essai voisine de celle de l'essai brésilien). Dans l'essai de compression, les évènements enregistrés sont relativement plus répartis sur toute la durée de l'essai qu'en essai brésilien (avec toujours néanmoins, une grosse majorité d'évènements à l'approche de la rupture). Ceci est dû au caractère "stable" de ce type d'essai, dans lequel la phase de fissuration arrive très

progressivement (paragraphe II.2., première partie). On constate également que les évènements sont plus nombreux et que leur amplitude est plus variable d'un évènement à l'autre, et globalement plus élevée qu'en essai brésilien. De même les valeurs de K et de L semblent également plus dispersées. Ces observations viennent probablement du fait que les évènements ne sont pas émis par une source unique ou par des sources situées dans une zone particulière de l'échantillon (comme c'est théoriquement le cas en essai brésilien), mais traduisent l'activité d'un grand nombre de fissures dont la répartition dans l'éprouvette est aléatoire. Les mécanismes à la source sont aussi probablement plus variables qu'en essai brésilien. Les amplitudes relativement élevées peuvent résulter du fait que la distance moyenne source-captteur est plus faible qu'en essai brésilien (pour une source théorique située au centre de l'échantillon). Cette distance peut devenir très faible dans le cas où le futur plan de rupture rejoint la surface libre à proximité du capteur. On remarque également qu'une série d'évènements proches l'un de l'autre ont parfois des valeurs de K et de L, ou bien assez voisines, ou bien variant régulièrement dans le même sens (fig. 3.32). Ceci peut être la traduction de mécanismes similaires, ou d'un même mécanisme en évolution.

L'évolution générale des paramètres K et L en fonction de la contrainte est à peu près la même que celle observée dans l'essai brésilien, si ce n'est que la phase de décroissance est ici plus marquée et débute plus tôt par rapport à la rupture, pour une valeur assez variable du niveau de contrainte relative (fig. 3.30). Dans certains cas, cette phase prédomine par rapport à la phase de croissance. Enfin, les échantillons très microfissurés initialement ne donnent pratiquement que des évènements de basse fréquence durant tout l'essai (fig. 3.31).

#### II.4.1.5-Interprétation :

On a déjà parlé dans la première partie de ce mémoire, de phénomènes de concentration d'évènements et de contrainte. Il est possible que de tels processus soient à l'origine de la croissance des fréquences avec la contrainte observée dans les deux types d'essai. Les études de Kanamori et Ishida (1980) ont montré que durant les périodes précédant certains gros séismes, on avait eu une forte concentration de l'activité sismique autour du futur foyer, alliée à une nette augmentation des fréquences dominantes des évènements, qu'ils attribuent à une concentration de contrainte donnant des évènements à chute de contrainte plus élevée. D'autre part, Lockner et Byerlee (1977) et Scholz (1968 (a)) parmi d'autres, ont

observé, dans des études de laboratoire, que l'activité des microfissures d'un échantillon tend à se concentrer autour de la zone d'initiation de la rupture avec l'augmentation de la contrainte appliquée. Par conséquent, l'hypothèse de la concentration de contrainte pourrait expliquer nos résultats tout en fournissant, éventuellement un lien avec les études de sismicité de terrain. La décroissance des fréquences observée avant la rupture sur la plupart des échantillons peut être expliquée par le fait que la zone d'initiation de la rupture tend à s'agrandir, de par la propagation des microfissures par bonds de plus en plus grands, pour amener la rupture macroscopique, faisant croître ainsi la dimension moyenne des sources émissives.

Cette interprétation des phénomènes observés est intéressante, car elle permet également d'expliquer les différences observées entre les deux types d'essai : En effet, dans l'essai brésilien, le maximum de fréquence se situe en général juste avant la rupture, à cause du caractère fondamentalement instable de ce type d'essai dans lequel l'amorçage d'une fissure amène très rapidement la rupture. De ce fait, la décroissance des fréquences due à l'extension du réseau de fissures est très brève, et n'a lieu que dans les tout derniers stades de l'essai.

Par contre, dans un essai de compression, l'initiation de fissures est bien antérieure à la rupture et est suivie par un stade de propagation stable puis instable relativement long avant d'aboutir à la rupture macroscopique par coalescence de fissures (paragraphe II.2, deuxième partie). Ceci peut expliquer que la décroissance des fréquences débute ici plus tôt et soit plus marquée qu'en essai de traction. Cette étude pourrait donc ainsi permettre de distinguer différents types d'essai par leurs mécanismes propres. Les basses fréquences observées pour un échantillon initialement microfissuré s'expliquent également par des tailles de sources élevées dès le début de l'essai (écrasement ou propagation de microfissures de grande taille, coalescence rapide de fissures, etc..).

#### II.4.2-Etude du contenu spectral de signaux durant la phase de rupture :

##### II.4.2.1.-Méthode utilisée :

On se sert ici d'échantillons de granite de Sidobre en flexion avec entaille, la vitesse de sollicitation étant de 0,005 mm/mn (le comportement à la rupture du granite du Combeynot étant trop instable pour pouvoir être examiné ici). La méthode consiste simplement à calculer les valeurs de K pour chaque événement. Aucune moyenne de spectres n'a été faite en raison du trop petit nombre d'événements

enregistré, du fait qu'il s'agit d'un essai de flexion. Le paramètre L n'a pas été calculé car les spectres étant essentiellement basses fréquences, le niveau d'amplitude du spectre non corrigé aux fréquences très élevées est très faible par rapport à son niveau moyen et les variations d'un événement à l'autre dans cette bande sont peu significatives.

##### II.4.2.2-Résultats obtenus :

En général, le premier événement est enregistré peu avant le maximum de la courbe effort déplacement. La rupture devient en général instable peu après celui-ci et la "zone" étudiée se situe de part et d'autre de ce maximum. Des points de repère sont pris, dans la mesure du possible, sur la courbe pour l'ordre "d'arrivée" des événements.

Les premiers événements enregistrés sont relativement espacés dans le temps, puis, dans une deuxième phase, située en général après le maximum de charge, les microséismes se succèdent à une cadence très rapide. Les valeurs de K passent, le plus souvent par un maximum situé au début de cette deuxième phase (fig. 3.33), et décroissent par la suite. Néanmoins, ces valeurs sont plus faibles que les valeurs enregistrées dans les essais précédents, donc indicatrices de fréquences globalement plus basses.

##### II.4.2.3-Interprétation :

On peut interpréter le maximum de fréquence observé de la même manière que dans les essais précédents, les événements ayant les plus hautes fréquences pouvant correspondre à une concentration de contrainte maximum au niveau du fond de l'entaille (coïncidant, en général, assez bien avec le maximum de charge de la courbe), et étant suivis par des événements de fréquences moins élevées, indicateurs de mécanismes de fissuration à taille de source plus grande. Ici, le début de la fissuration coïncide presque avec le début de la rupture macroscopique, puisque celle-ci se fait par propagation d'une seule fissure initiée en fond d'entaille ; c'est pourquoi le maximum de fréquence se situe pratiquement à la charge de rupture.

On pourrait caractériser, en quelque sorte, les processus examinés dans les trois types d'essai, en disant que le maximum est d'autant plus proche de la contrainte maximum, que le comportement à la rupture est instable, l'essai de flexion constituant ici le plus haut degré d'instabilité.

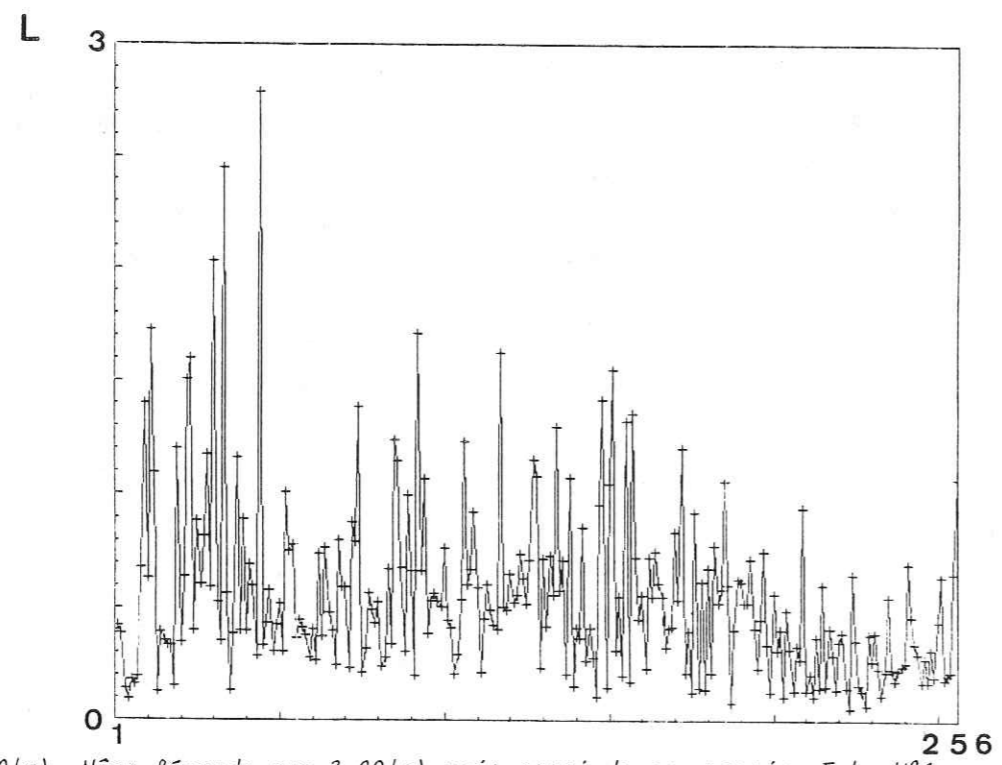
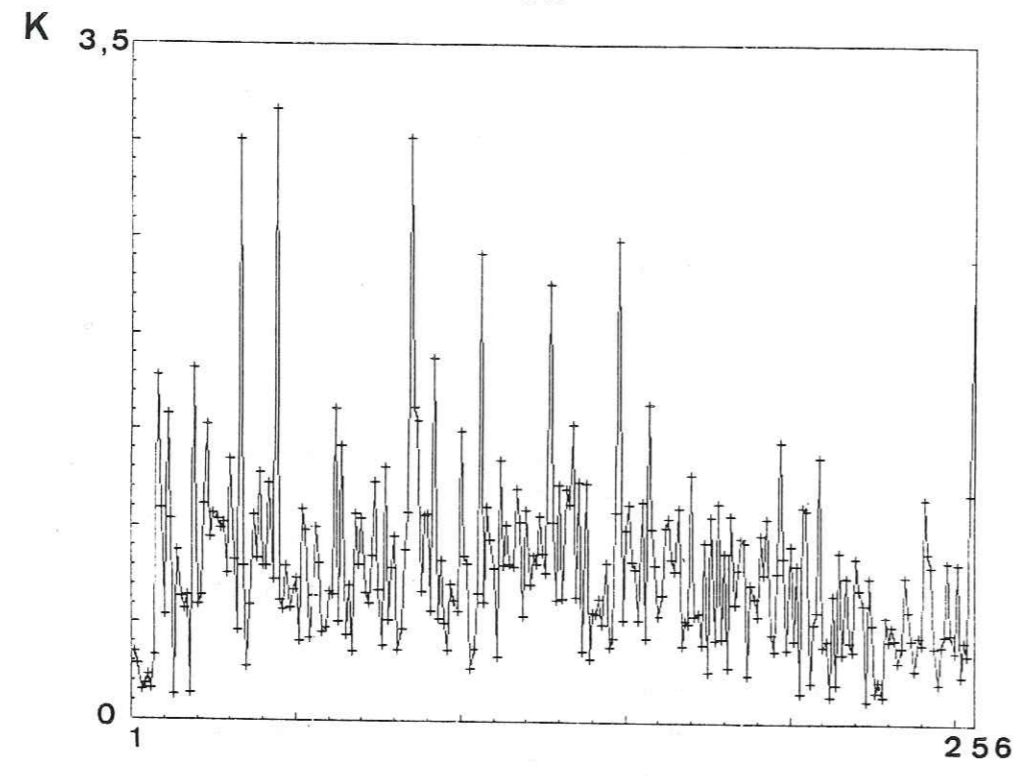


Fig. 3.30(a) - Môme légende que 3.29(a), mais essai de compression. Ech. N°1, granite du Combeynot, 256 évènements.

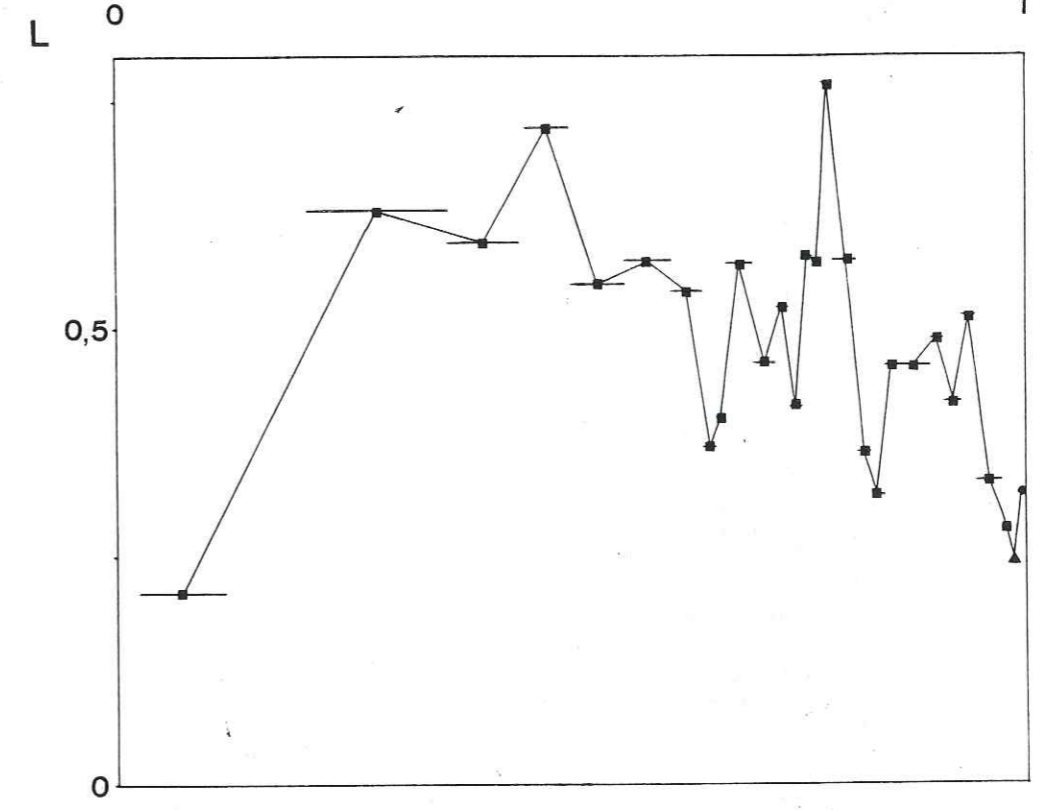
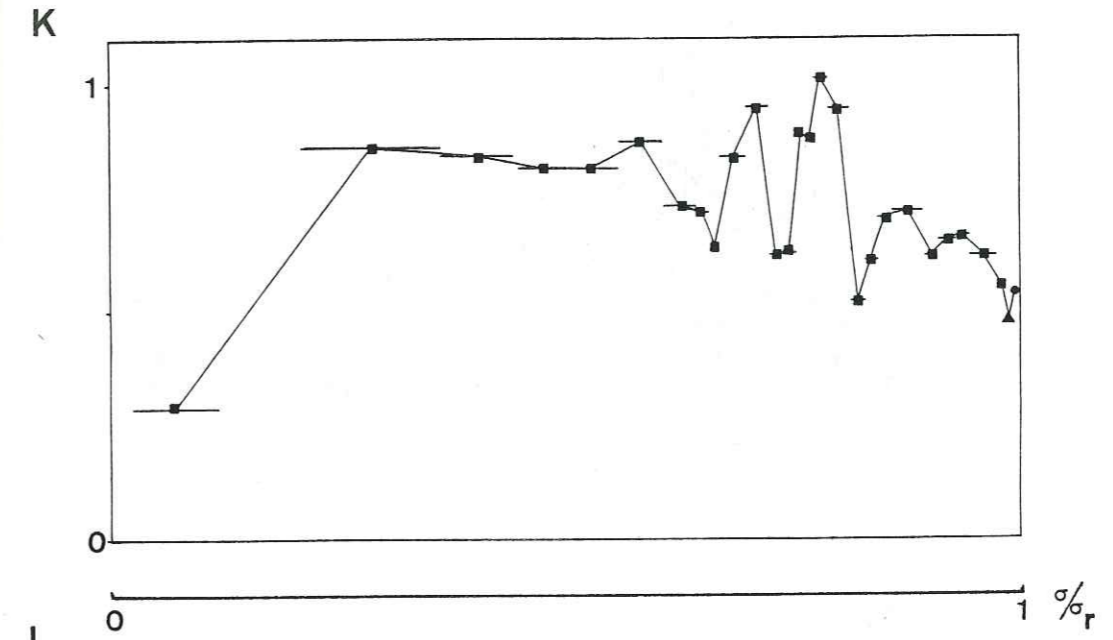


Fig. 3.30(b) - Môme légende que 3.29(b), mais essai de compression (éch. N°1).

Nombre d'évènements sur lequel la moyenne a été faite:   
 ★ 4   
 ■ 8   
 ▲ 16   
 ● 32   
 } ±1

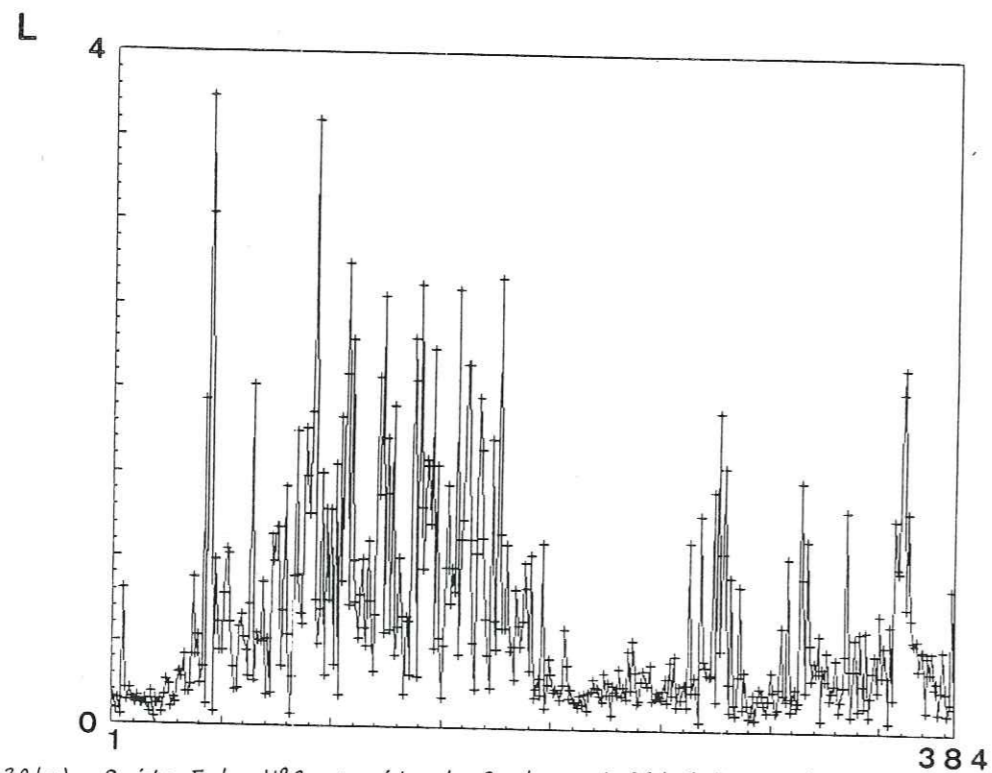
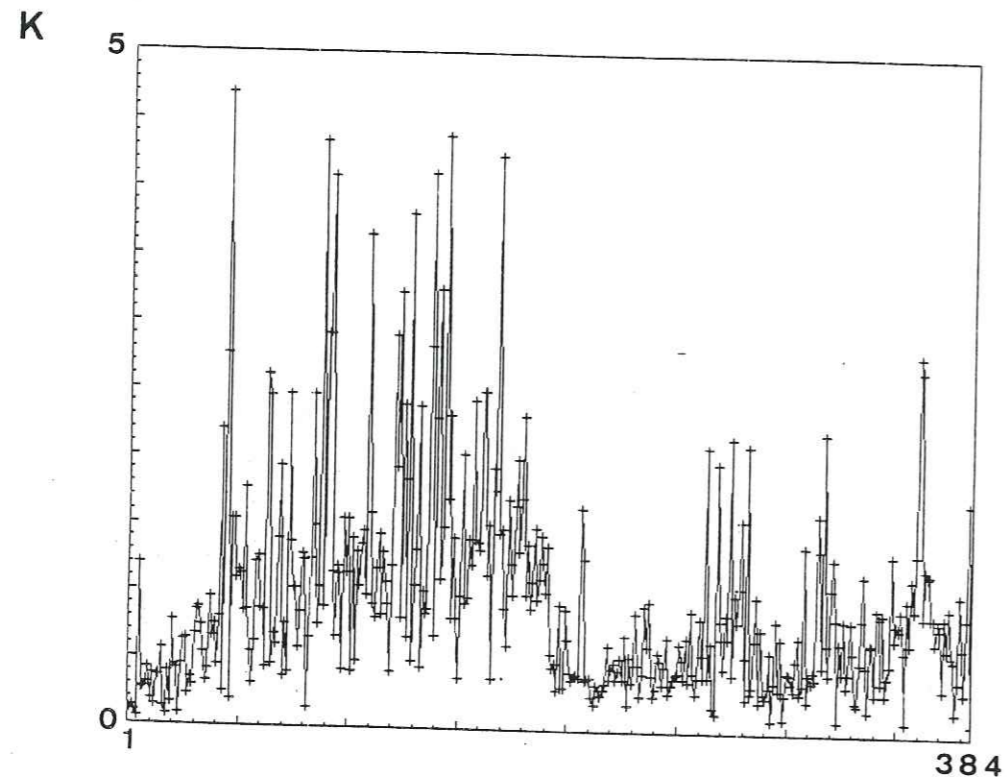


Fig. 3.30(a) - Suite. Ech. N°2, granite du Combeynot, 384 événements.

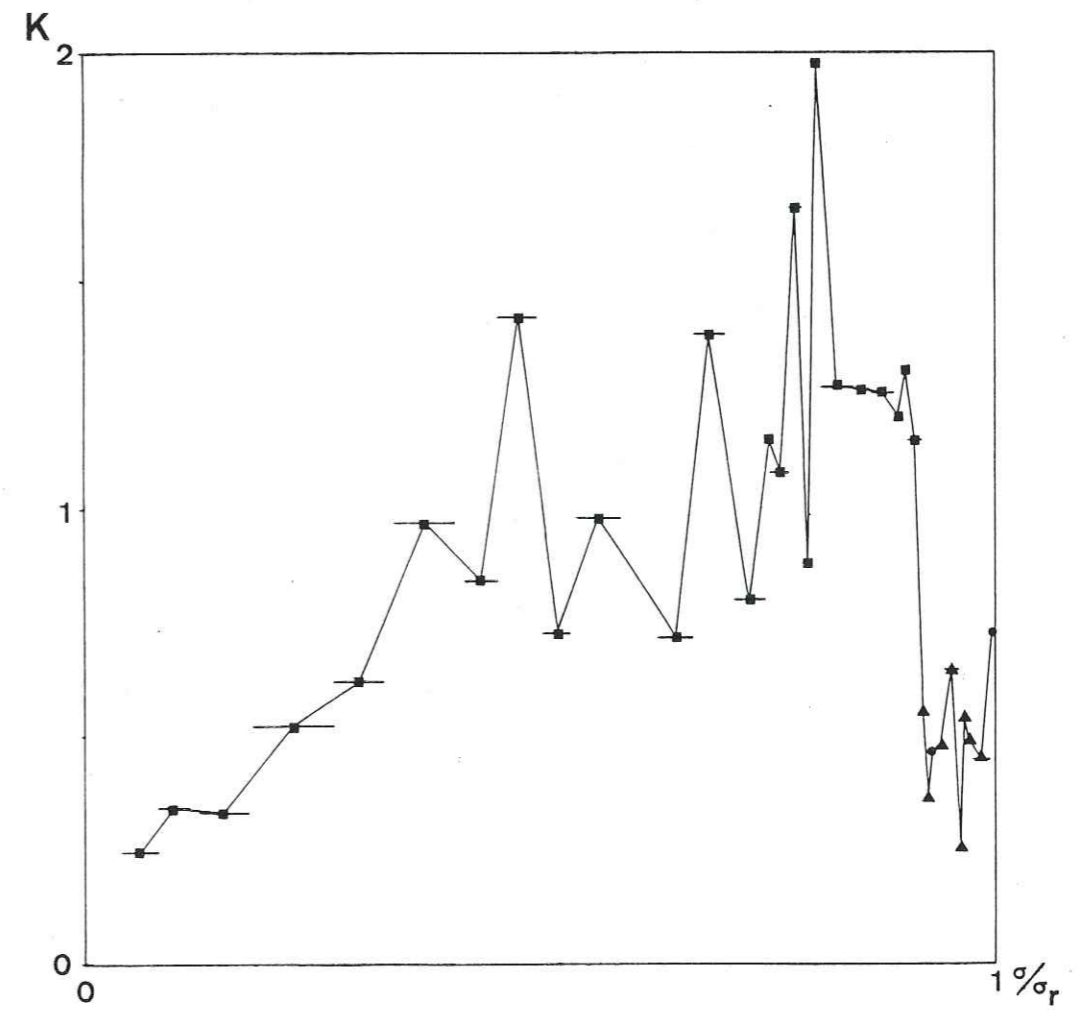


Fig. 3.30(b) - Suite (éch. N°2).



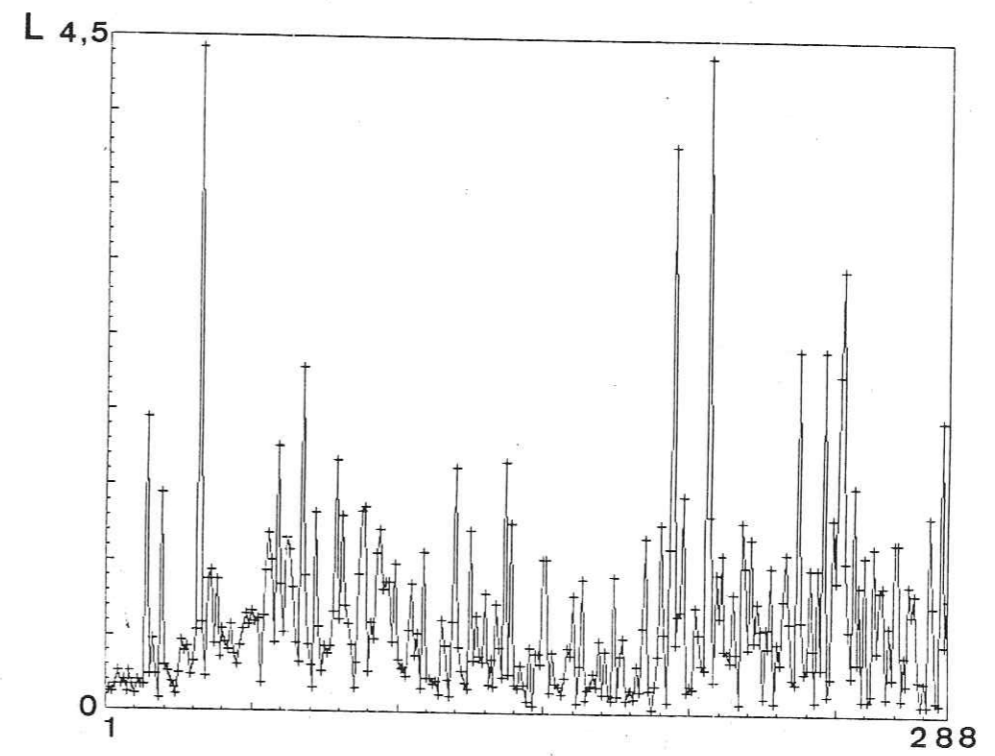
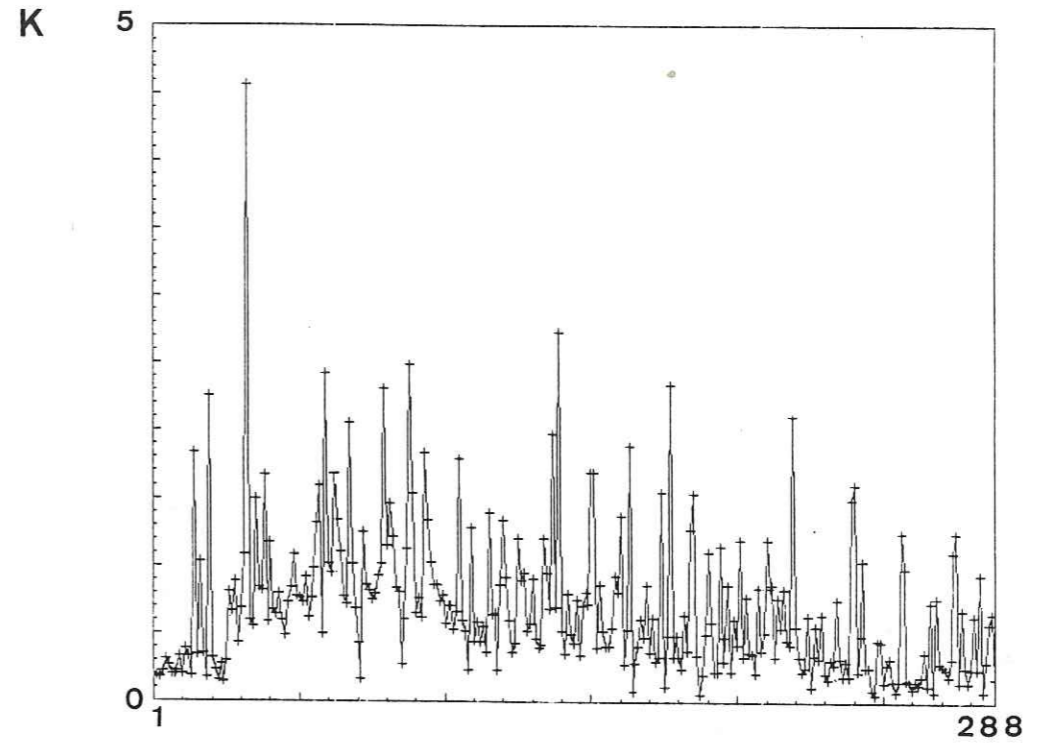
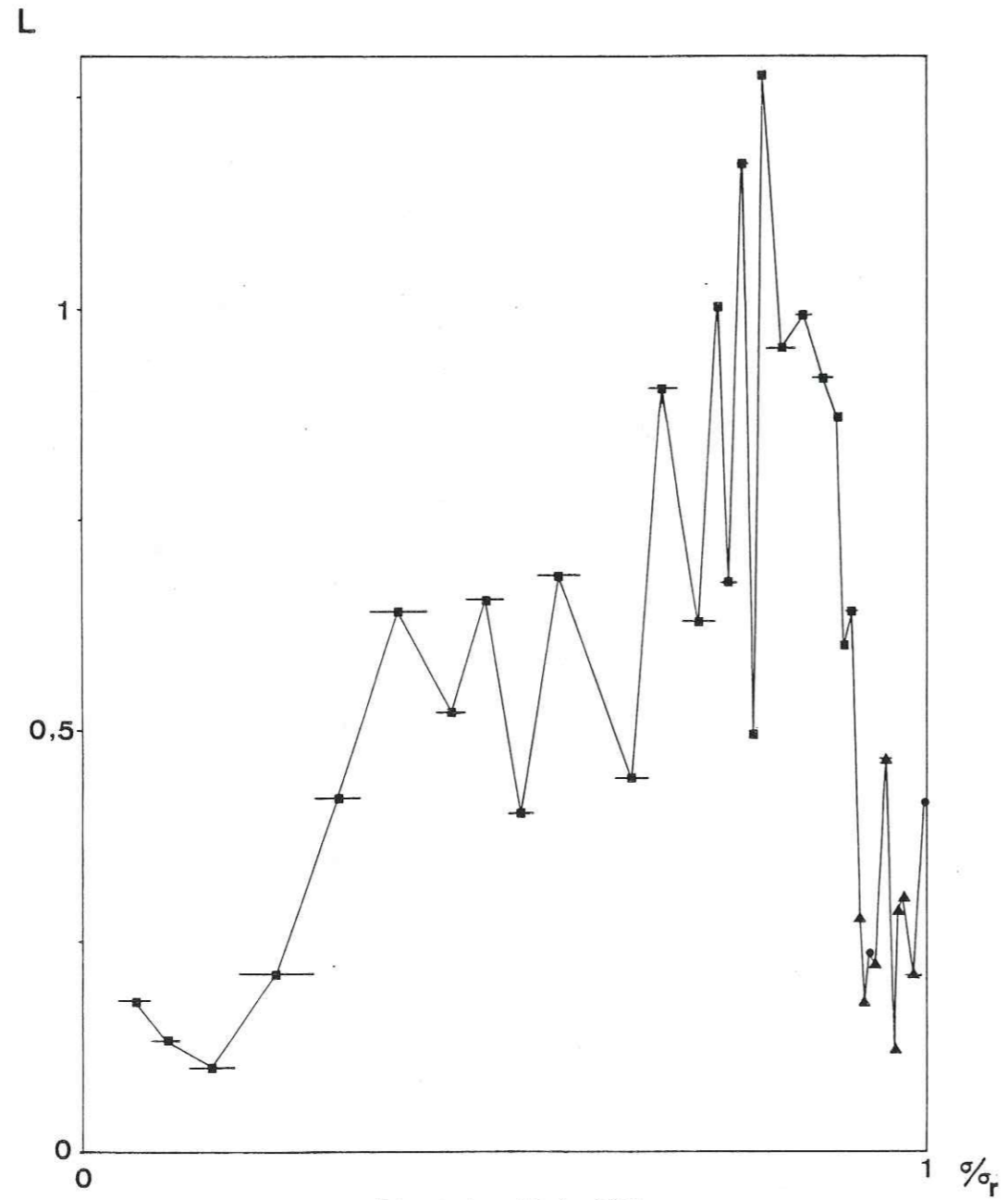


Fig. 3.30(a) - Suite. Ech. N°3, granite de Sidobre, 288 événements.

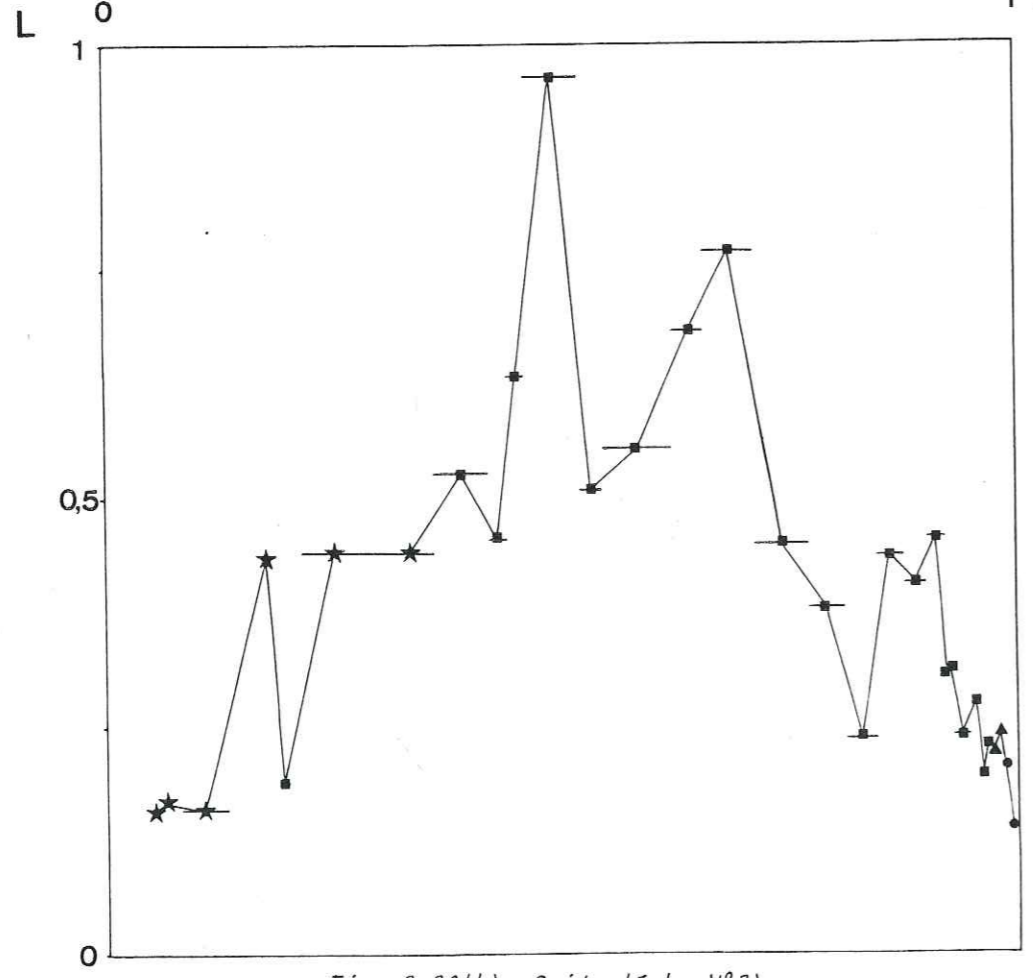
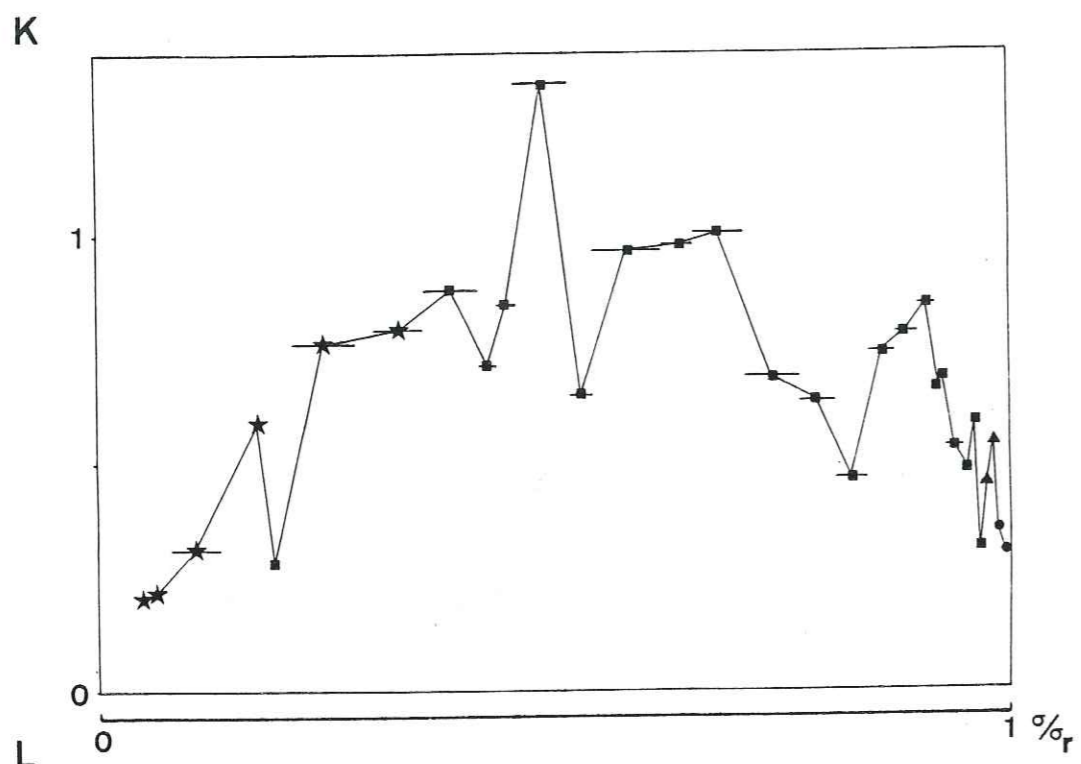


Fig. 3.30(b) - Suite (éch. N°3).

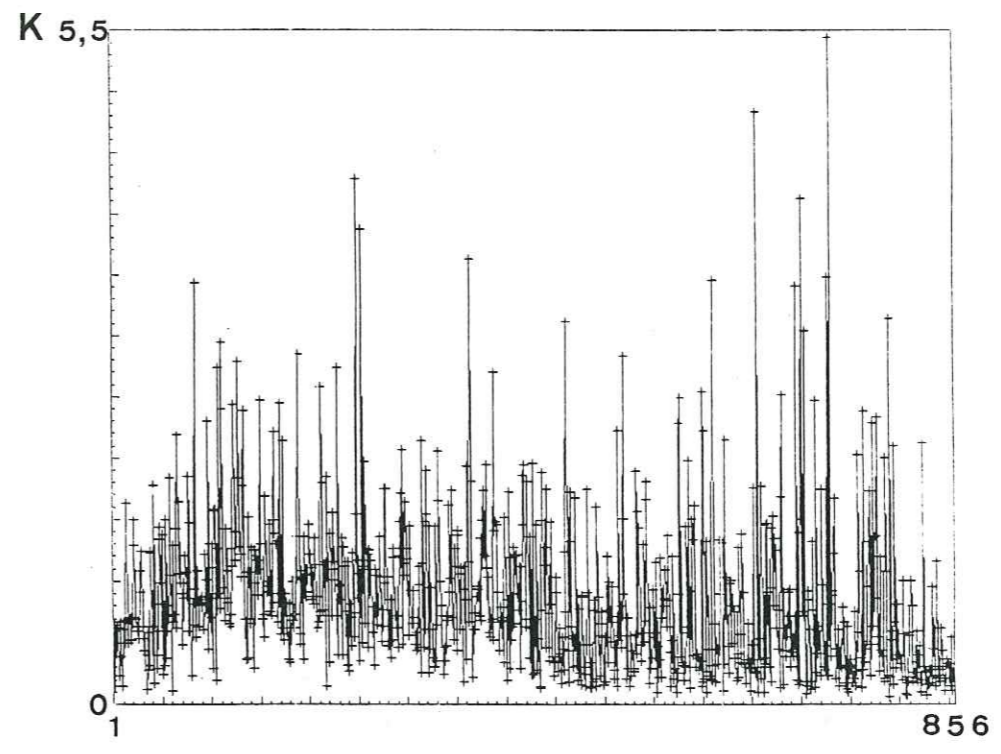
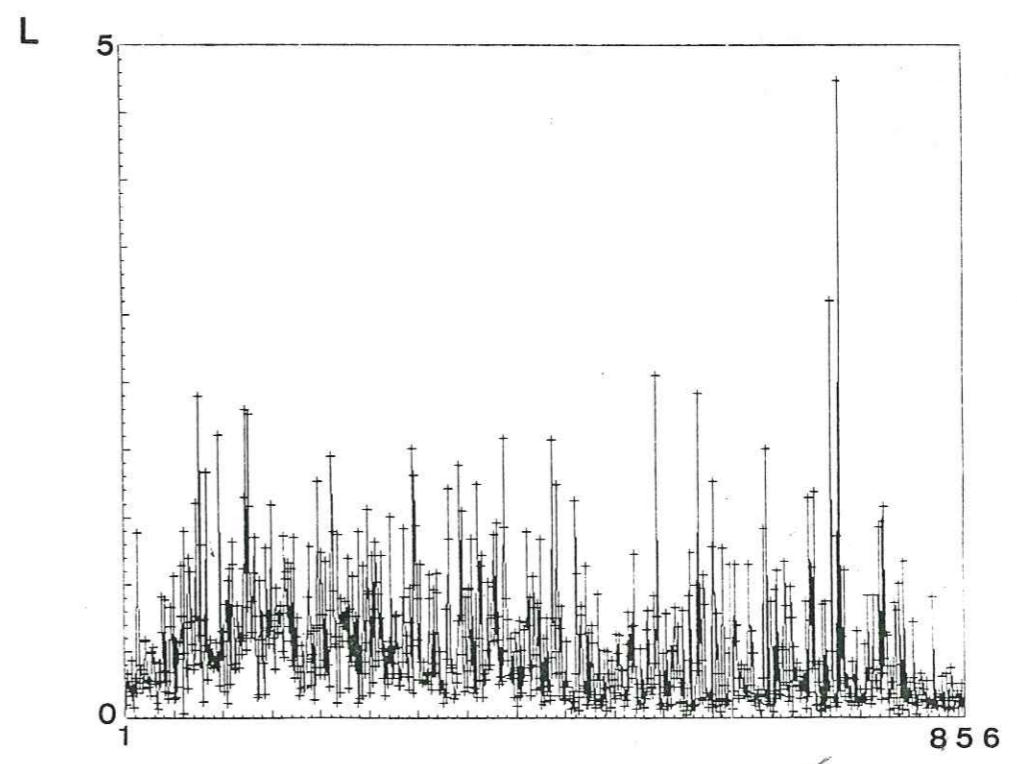


Fig. 3.30(a) - Suite. Ech. N°4, granite de Sidobre, 856 événements.



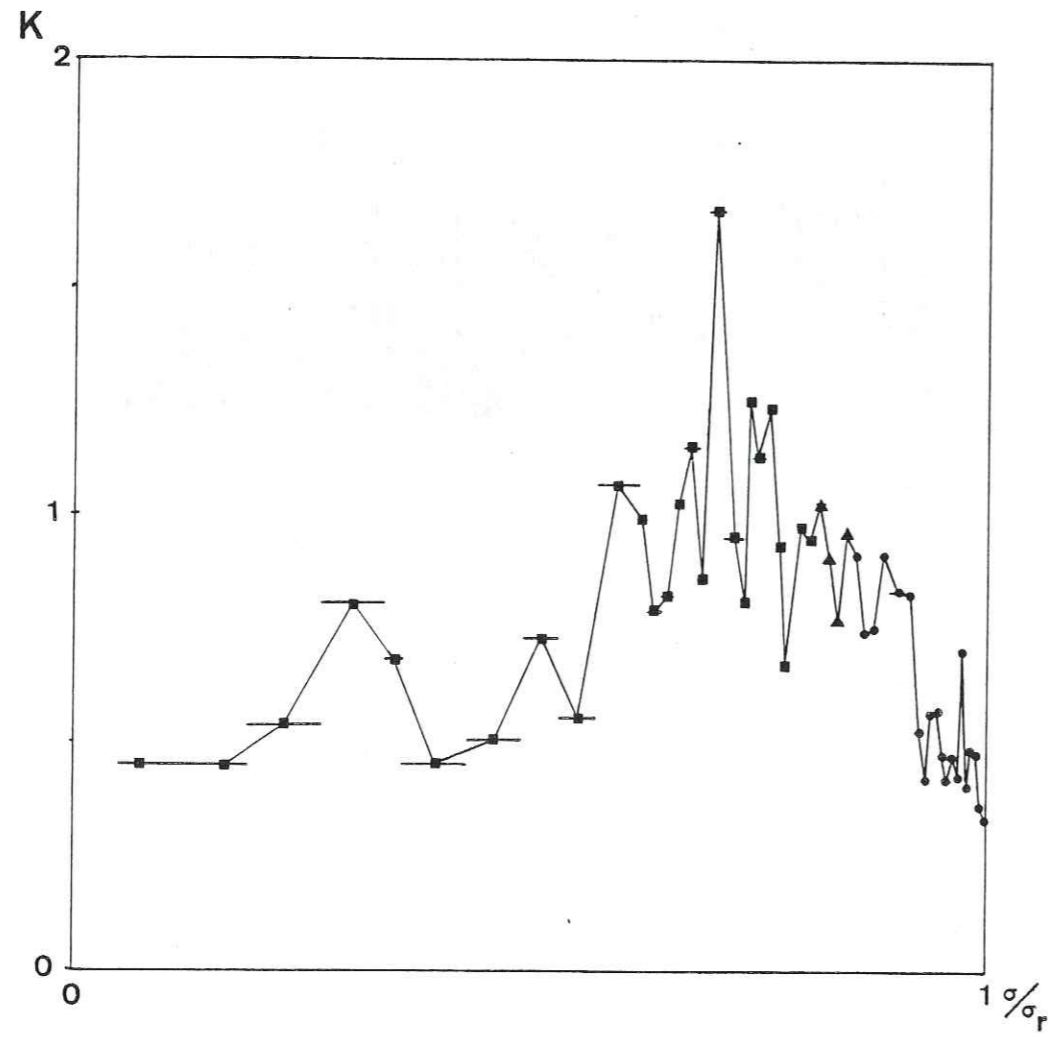


Fig. 3.30(b) - Suite (éch. N°4).

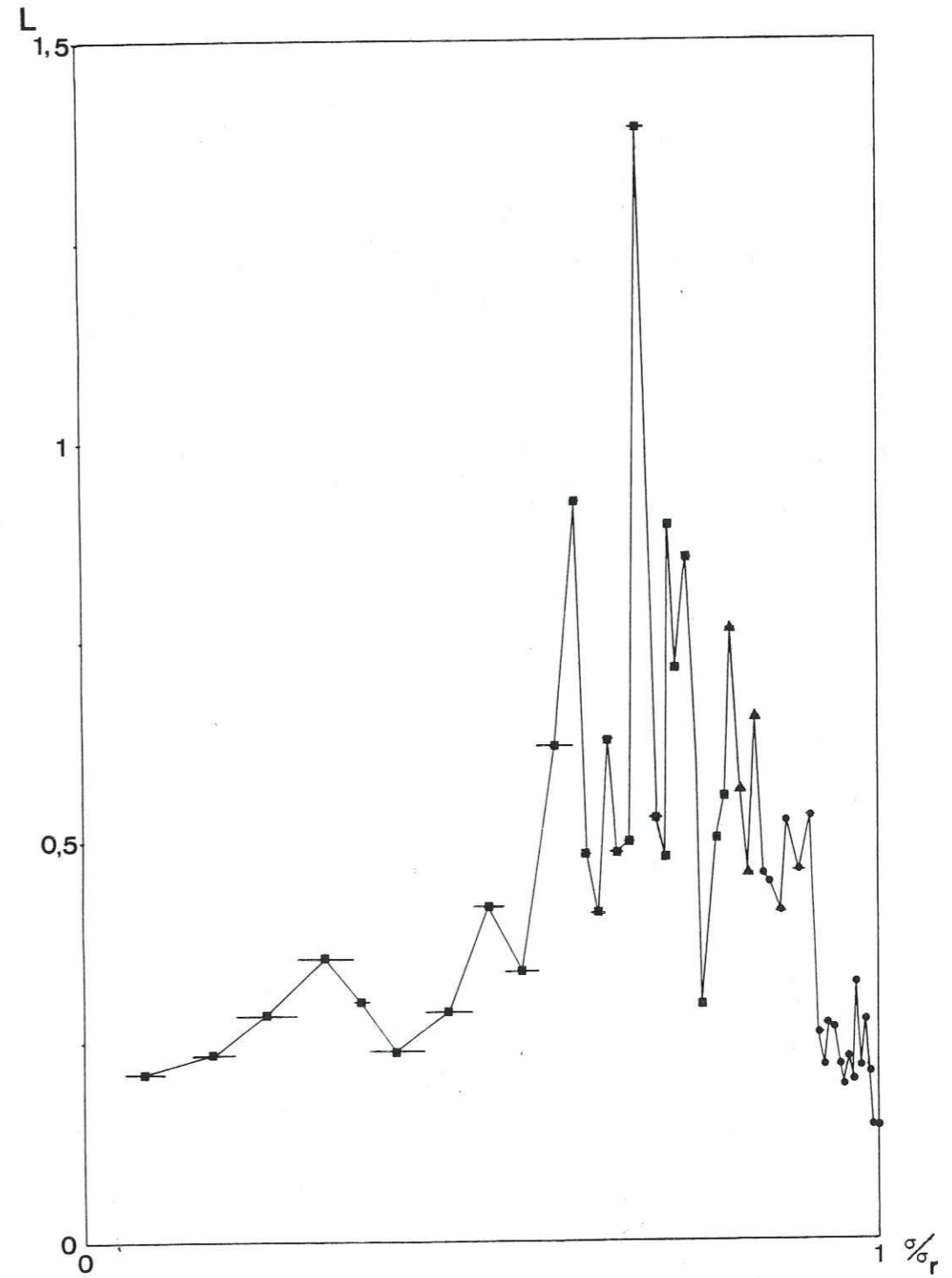


Fig. 3.30(b) - Suite (éch. N°4).

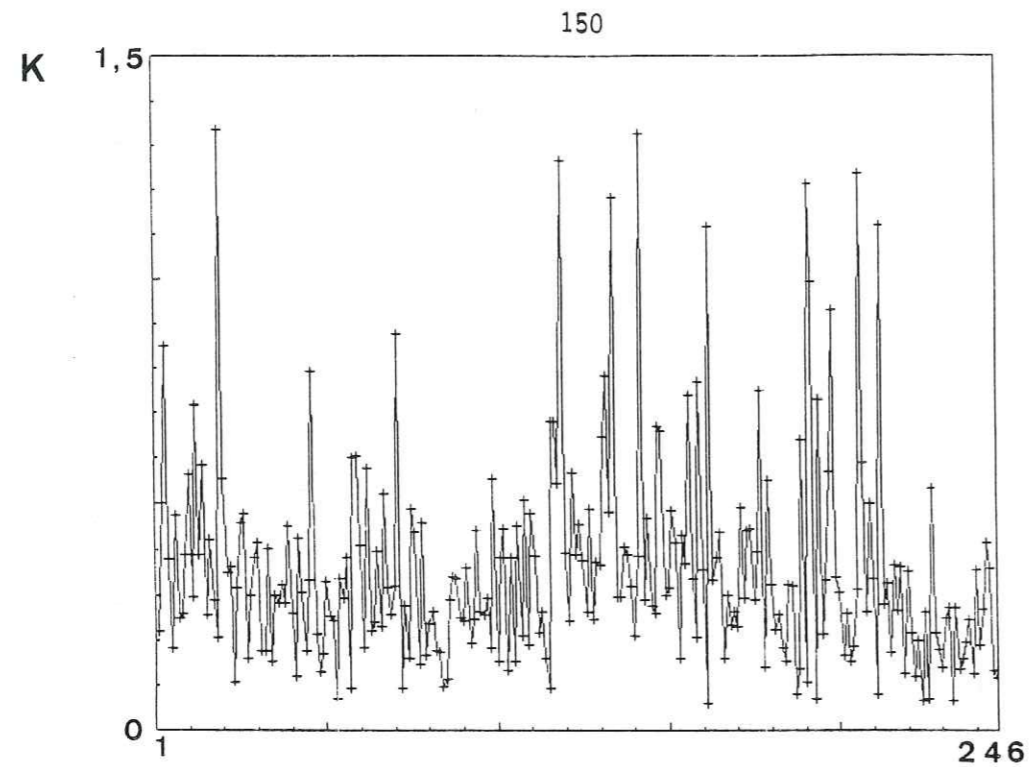


Fig. 3.31(a) - Même légende que 3.30(a). Ech. N°5, granite de Sidobre, 246 événements. Cet échantillon était très microfissuré avant l'essai, comme le montrent sa courbe effort-émission acoustique et sa faible charge de rupture (fig. 3.31(c)).

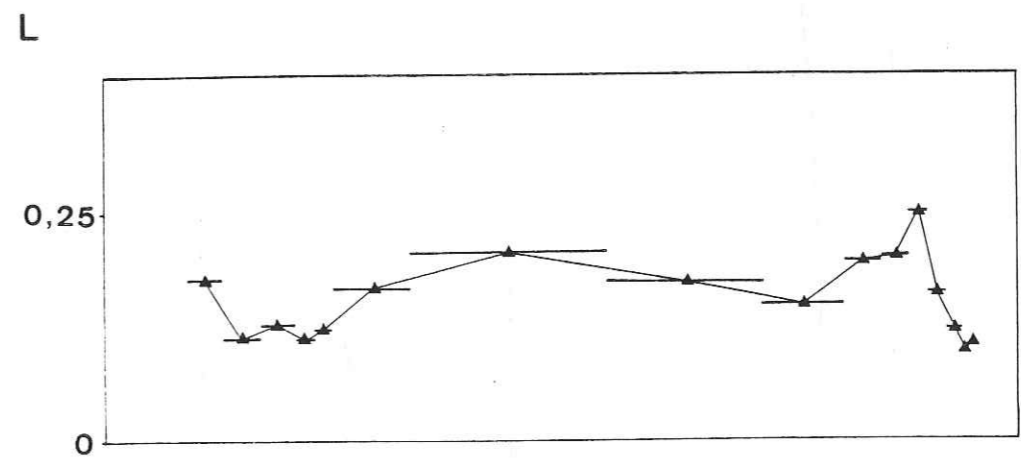
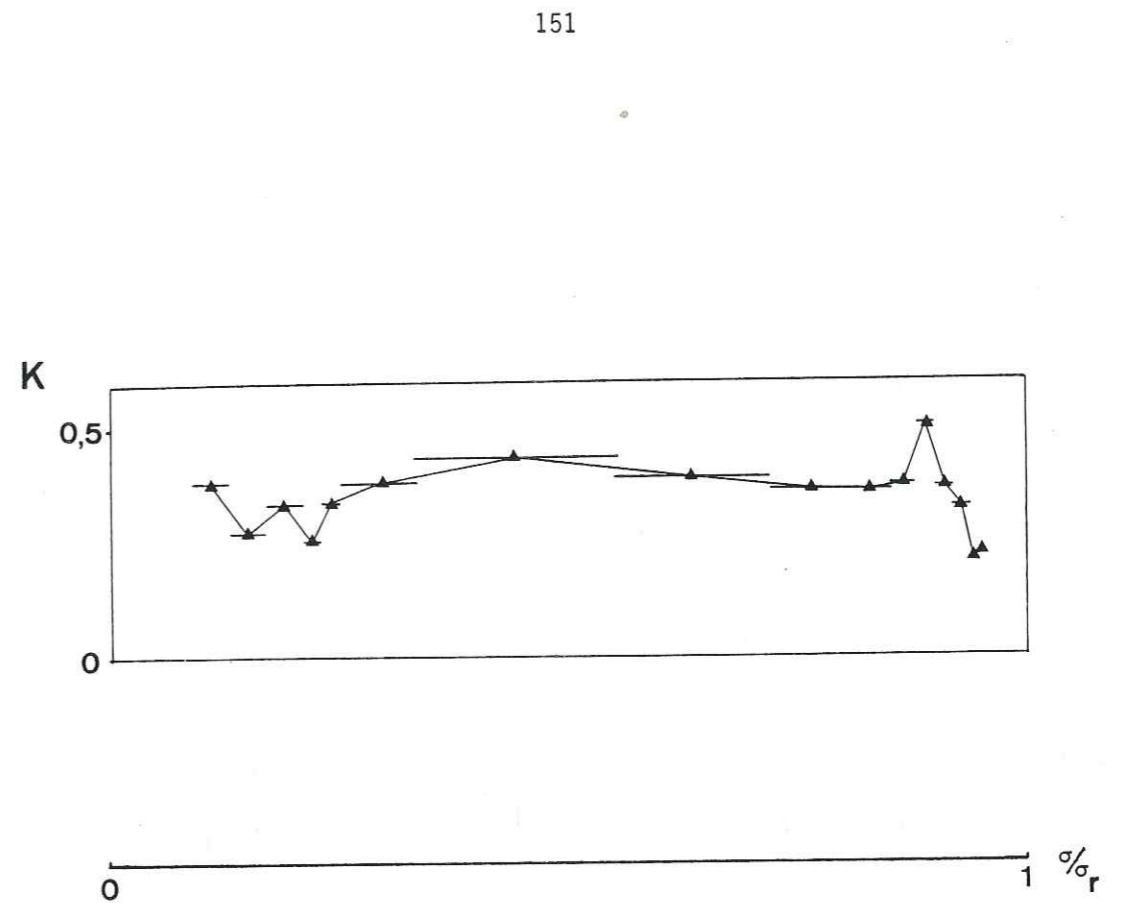
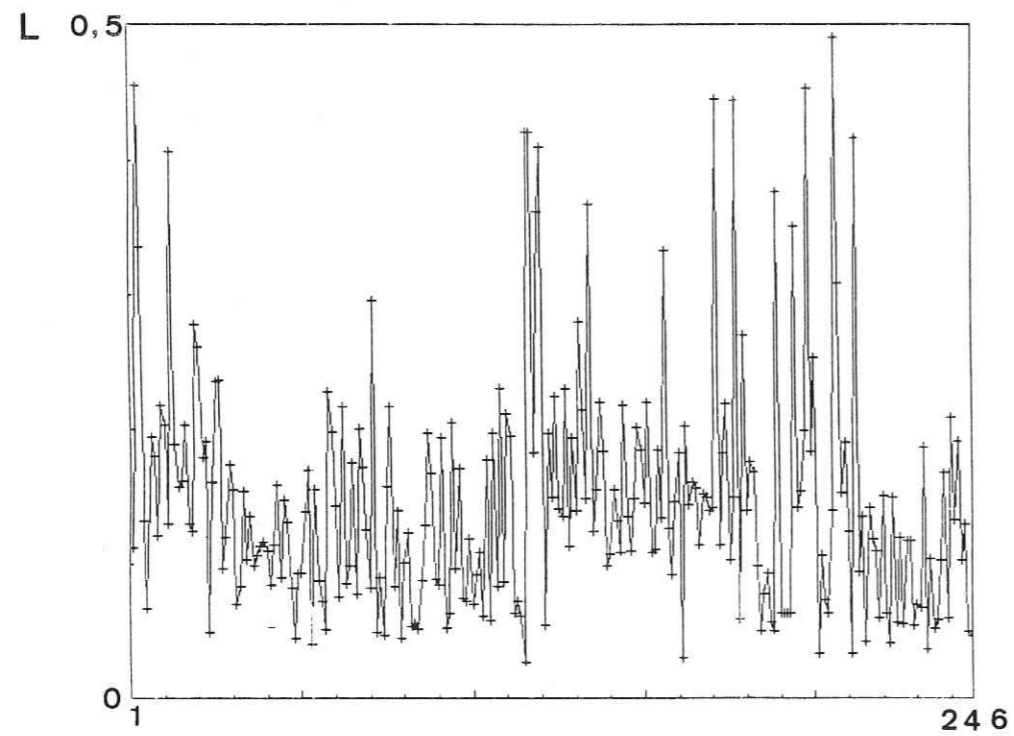


Fig. 3.31(b) - Même légende que 3.30(b). Ech. N°5 (microfissuré).

Fig. 3.31(c) - Courbe effort-effort-acoustique de l'échantillon N°5, montrant un comportement anormal de celui-ci (microfissuration initiale importante). La charge de rupture moyenne, pour cette roche et à cette vitesse de sollicitation, est de l'ordre de 1800 bars.

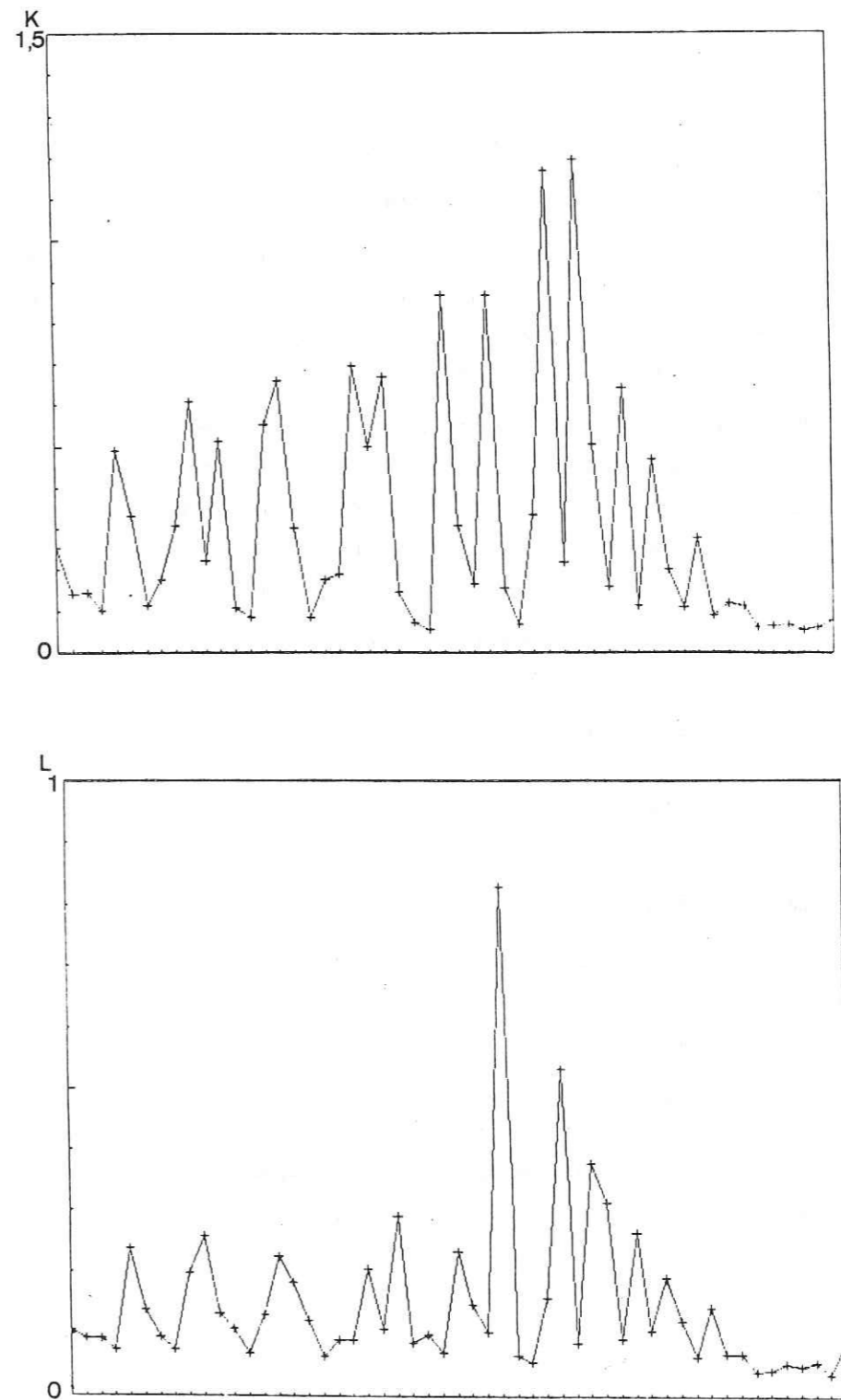
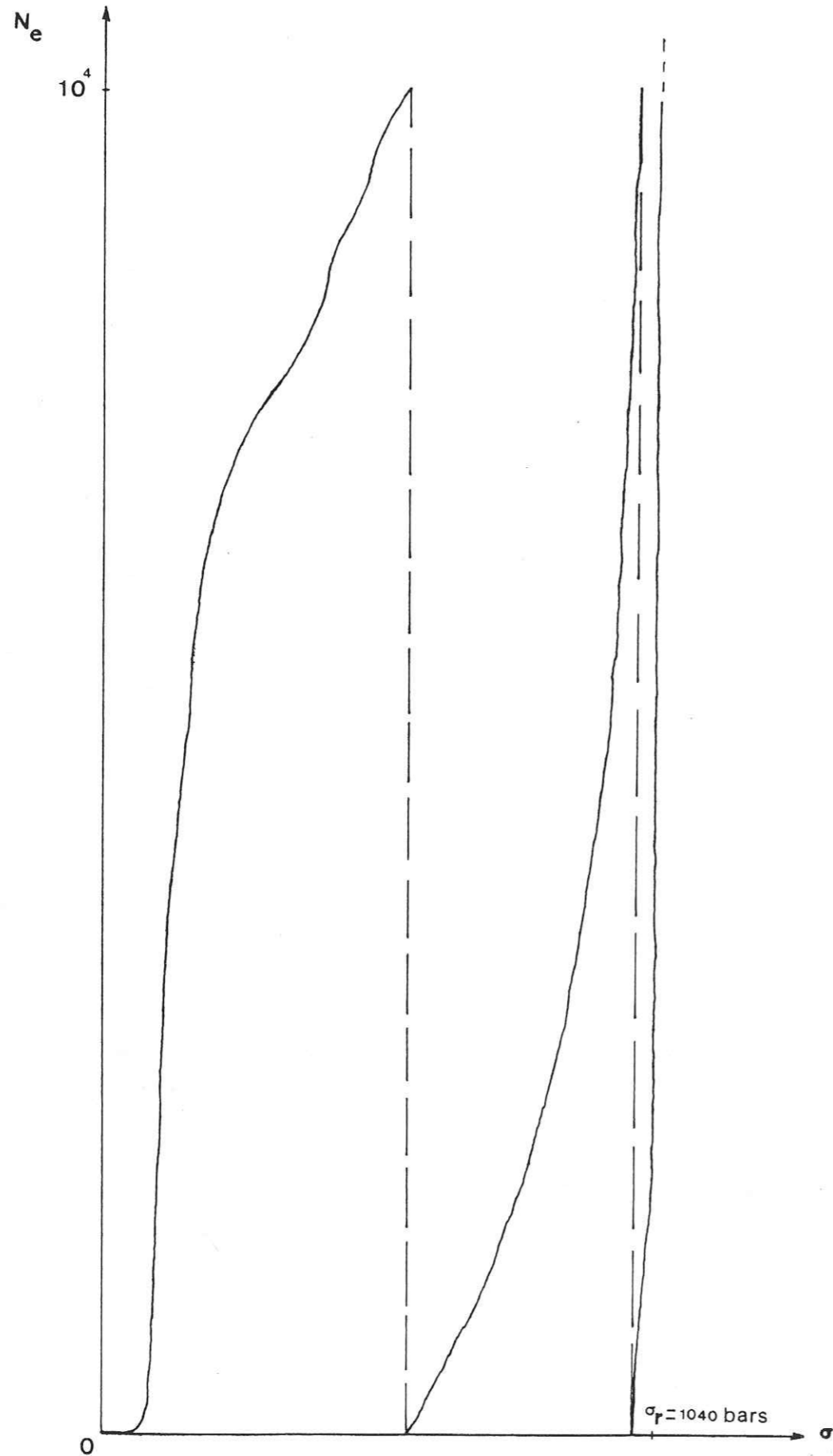


Fig. 3.32 - Valeurs de K et L pour des événements successifs, montrant une évolution caractéristique (dans un essai de compression sur du granite de Sidobre).

Les basses fréquences observées coïncidant avec des événements très énergétiques, il est possible qu'il existe une corrélation entre amplitude et fréquence des événements. Ce problème sera envisagé dans la suite de cet exposé.

#### II.4.3-Influence d'autres paramètres sur le contenu spectral des événements :

##### II.4.3.1-Influence de l'amplitude des événements :

D'après certaines observations déjà mentionnées, il semblerait possible que l'amplitude d'un événement soit plus ou moins corrélée avec son contenu spectral. Une telle corrélation a déjà été observée par Vinogradov (1957), sur des données de terrain à échelle moyenne (mines).

Pour étudier cette influence, nous avons d'abord utilisé les valeurs des paramètres K et L trouvées pour tous les événements enregistrés dans les essais de compression et dans les essais brésiliens. Nous avons ensuite calculé, pour chaque groupe d'événements enregistrés dans un type d'essai et sur un type de roche donnés 4 paramètres appelés  $\bar{K}$ ,  $\hat{K}$ ,  $\bar{L}$ ,  $\hat{L}$  et définis comme suit :

-  $\bar{K}$  et  $\bar{L}$  sont respectivement des moyennes de toutes les valeurs de K et de L :

$$\bar{K} = \frac{\sum K_i}{N}$$

$$\bar{L} = \frac{\sum L_i}{N}$$

N étant le nombre d'événements.

-  $\hat{K}$  et  $\hat{L}$  sont respectivement les valeurs de K et de L pour une moyenne de tous les spectres.

Les résultats obtenus (tableau N° 3) montrent qu'en général les valeurs de  $\hat{K}$  et de  $\bar{K}$  d'une part, et de  $\hat{L}$  et  $\bar{L}$  d'autre part, sont en général relativement peu éloignées l'une de l'autre, ce qui semble normal. Cependant on a systématiquement :  $\hat{K} < \bar{K}$  et  $\hat{L} < \bar{L}$ . Ceci indique donc que les événements de grande amplitude ont tendance à donner des valeurs de K et de L moins élevées, donc des fréquences plus basses.

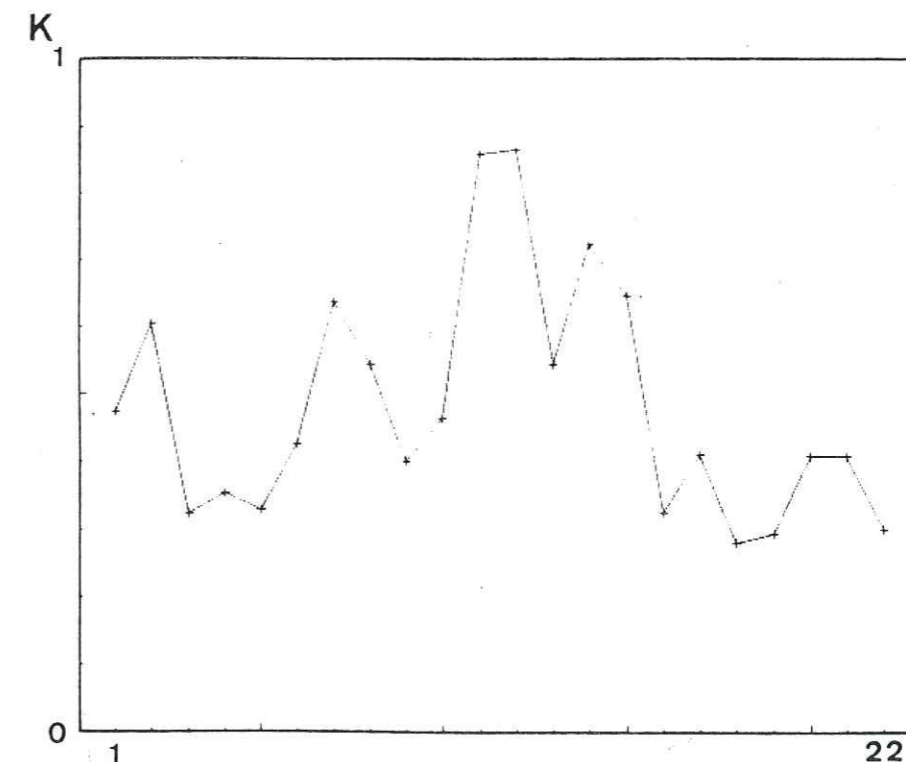
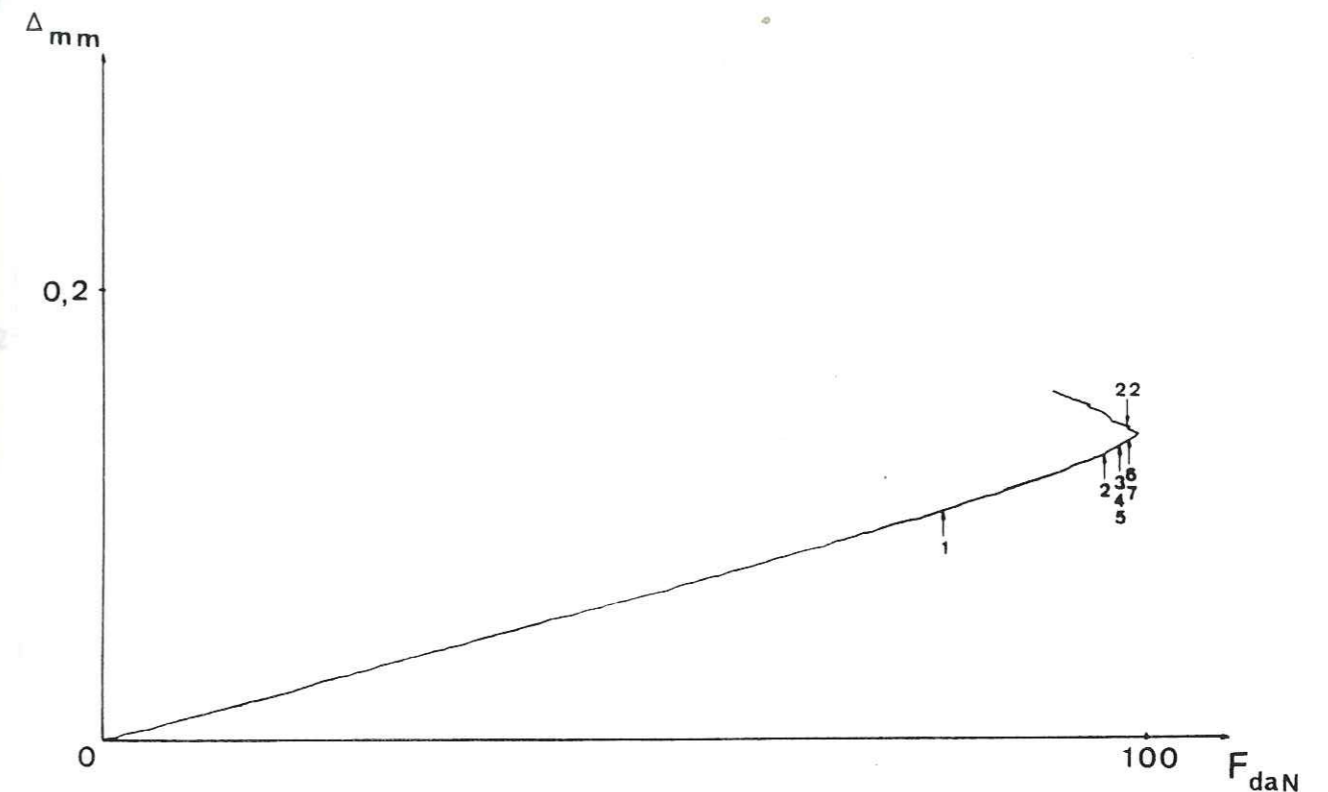


Fig. 3.33- Valeurs de K pour des événements successifs d'un essai de flexion (Sidobre). Arrivées des événements repérées par des flèches sur la courbe effort-déplacement. Echantillon N°1.

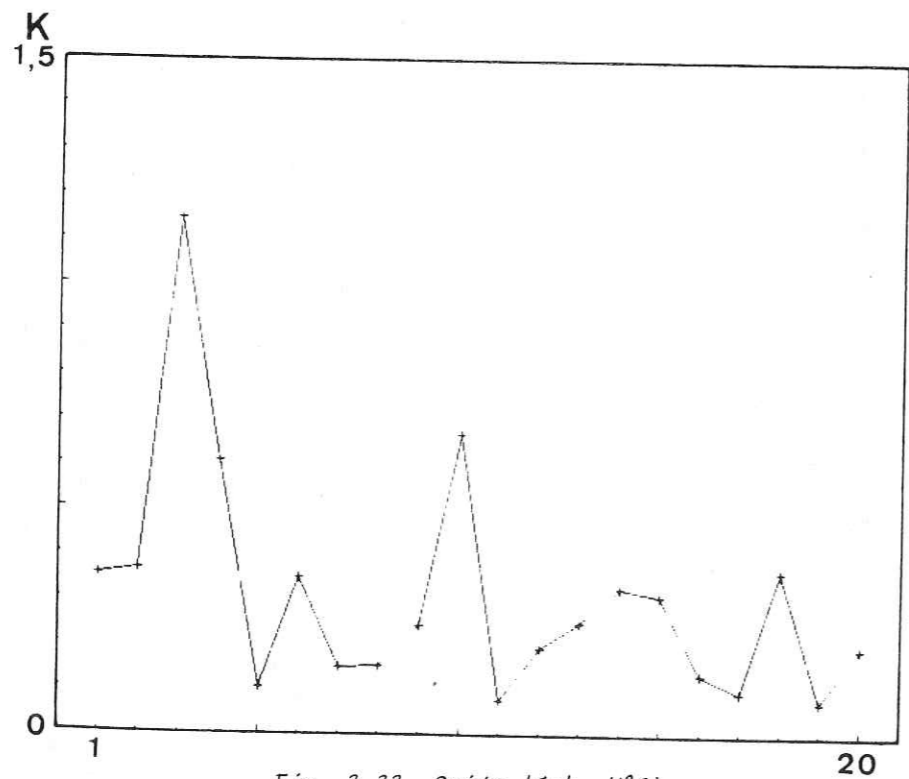
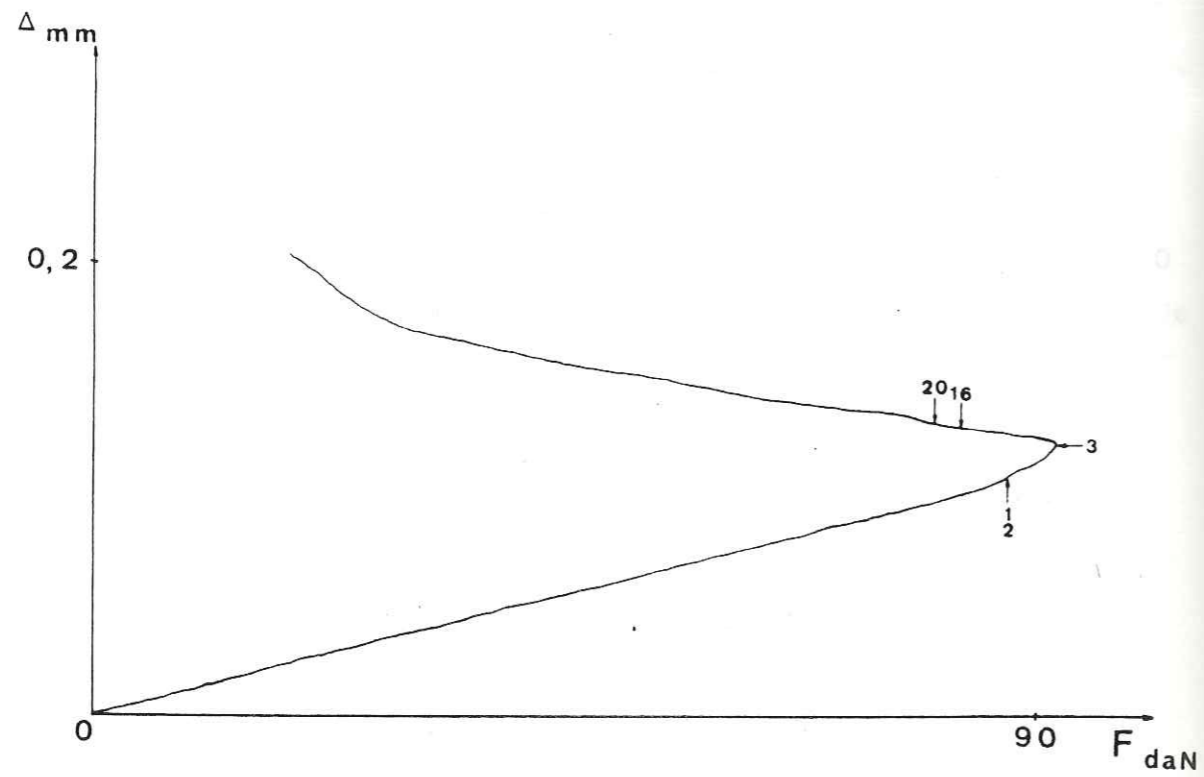


Fig. 3.33- Suite (éch. N°2).

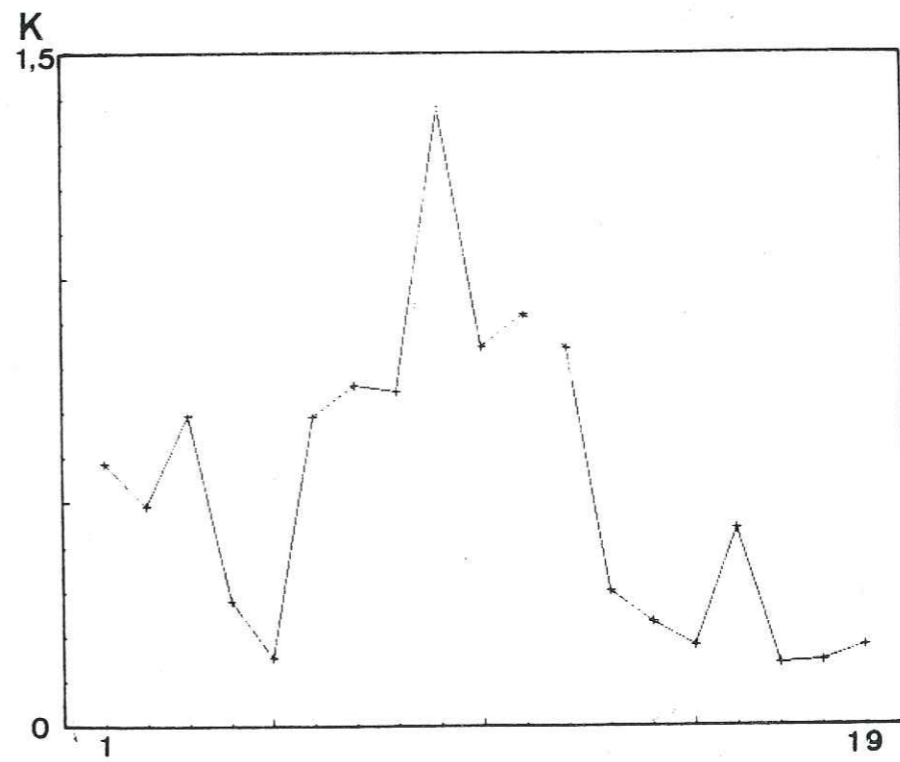
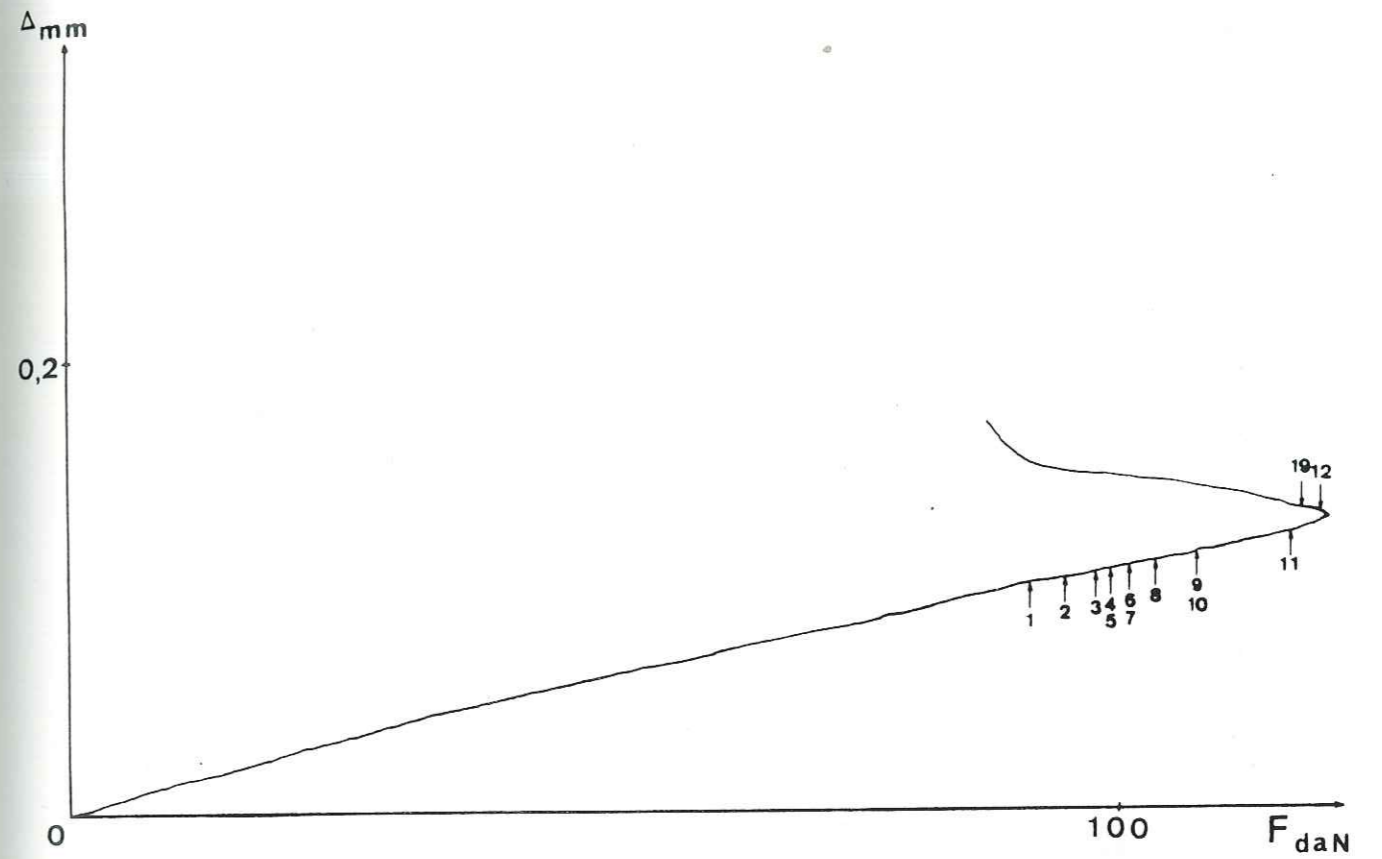


Fig. 3.33- Suite (éch N°3).

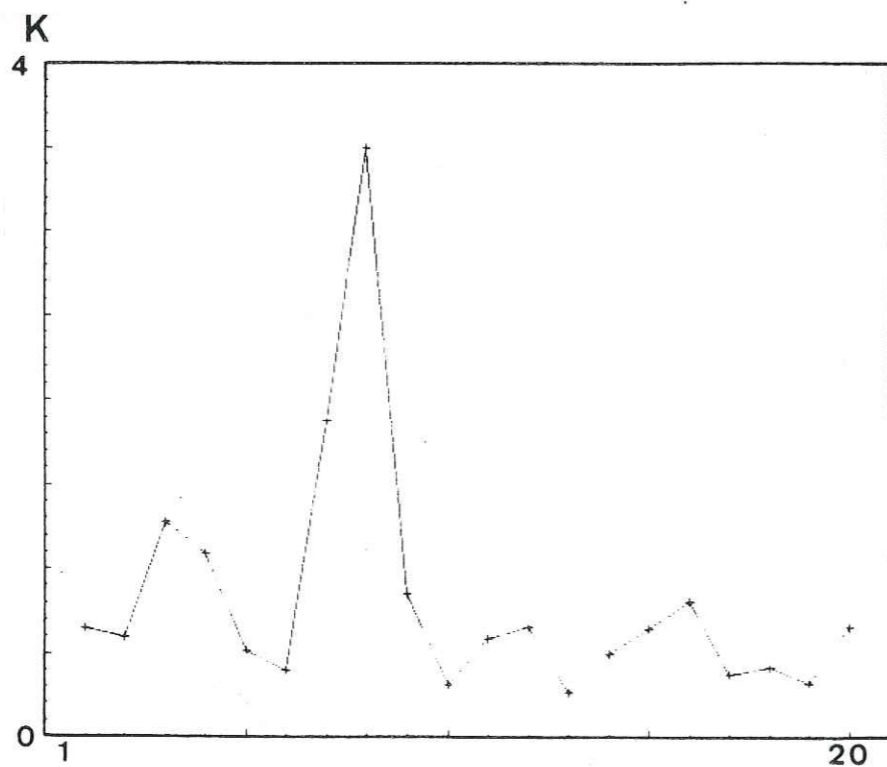
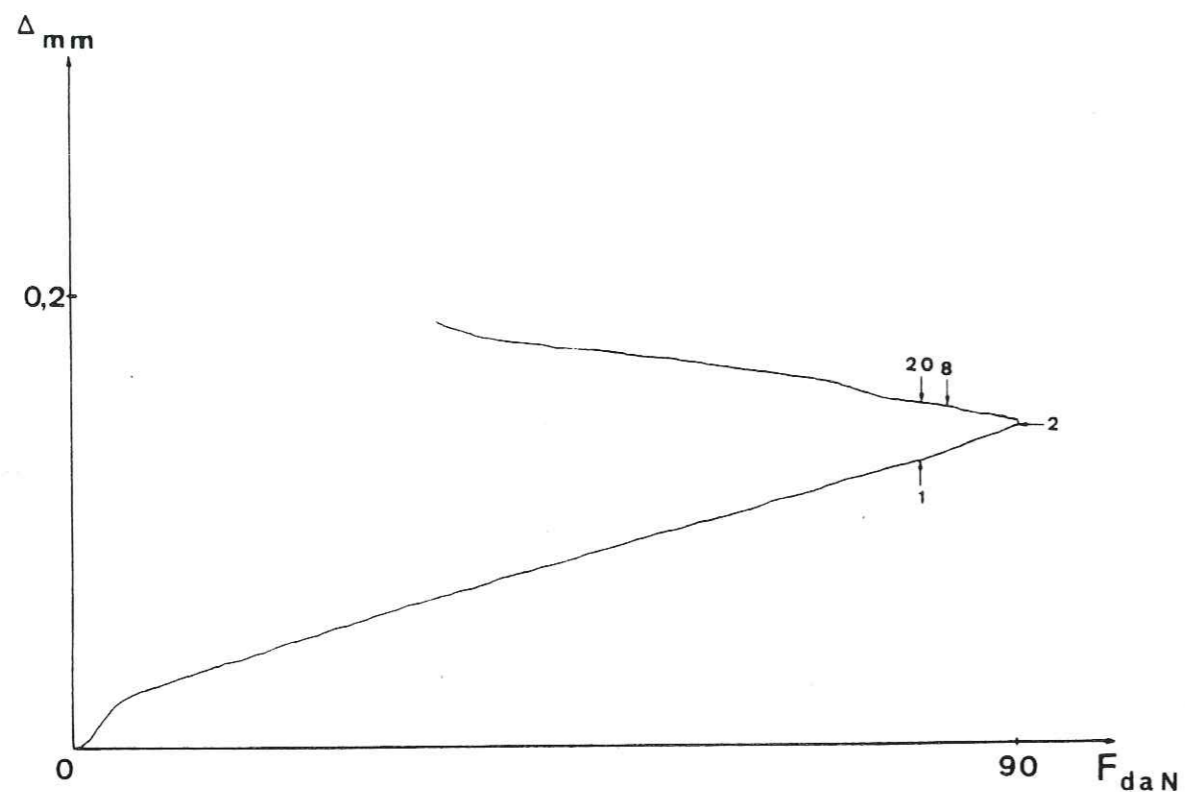


Fig. 3.33- Suite (éch. N°4).

Type d'essai	Roche	$\bar{K}$	$\hat{K}$	$\bar{L}$	$\hat{L}$
Compression	Granite de Sidobre	0,767	0,593	0,533	0,355
	Granite du Combeynot	0,901	0,735	0,594	0,452
Essai brésilien	Granite de Sidobre	0,815	0,740	0,496	0,429
	Granite du Combeynot	0,674	0,556	0,368	0,284
	Calcaire de Villette	1,248	0,626	0,726	0,420

Tableau N° 3 : Valeurs des paramètres dans chaque type d'essai

Pour étudier un peu plus cette corrélation et son lien avec d'autres paramètres, nous avons mesuré, pour des événements enregistrés dans des essais différents et sur des matériaux différents, l'amplitude maximale, et porté celle-ci en fonction des valeurs de K et de L. Les résultats obtenus (fig. 3.34, 3.35, 3.36, 3.37) montrent d'abord que la corrélation semble "meilleure" dans les essais de flexion que dans ceux de compression. Ceci est vraisemblablement lié à la dispersion moins importante observée, sur tous les plans, dans les essais de flexion, et du au fait que la position des sources émissives est prélocalisée, contrairement à ce qui se passe dans un essai de compression. D'autre part, la figure 3.36 semble montrer une corrélation plus marquée pour le granite du Combeynot (les amplitudes étant d'ailleurs apparemment moins élevées pour cette roche) que pour le granite de Sidobre. Ceci est sans doute dû à la plus petite dimension de grains du granite du Combeynot, ainsi qu'à sa structure plus homogène.

La corrélation assez bien marquée entre l'amplitude maximale des microséismes et leur contenu spectral correspond au fait que ces deux facteurs sont essentiellement fonction de la taille de la source, une taille de source élevée ayant tendance à produire des fréquences plus basses et une amplitude plus élevée qu'une faible taille de source. On peut en conclure que l'énergie microsismique rayonnée dépend beaucoup plus de la taille de la source et de la surface de la fissure que du déplacement sur celle-ci (ouverture si l'on considère une fissure de traction). On pourrait presque comparer, sur ce plan, ces mécanismes (de manière, bien sûr, très relative) à des séismes ayant lieu sur des grandes failles avec de faibles rejets.



#### II.4.3.2-Influence de la taille des grains :

La comparaison des valeurs de  $\bar{K}$ ,  $\hat{K}$ ,  $\bar{L}$ ,  $\hat{L}$  pour les deux granites étudiés (tableau N° 3) montre qu'en compression le granite du Combeynot a tendance à donner des fréquences plus élevées que le granite de Sidobre, alors que c'est l'inverse en essai brésilien. Cette constatation, qui semble assez paradoxale, peut cependant être expliquée par l'examen des processus mis en jeu : Dans l'étude acoustique de la rupture, en flexion, le granite du Combeynot a montré un caractère beaucoup plus instable que le granite de Sidobre. Il est vraisemblable que ce comportement pourrait être également observé en essai brésilien, si les moyens techniques utilisés dans cette essai permettaient un meilleur contrôle et un examen de la phase de rupture. Pour le granite du Combeynot, ce caractère instable, qui a tendance à créer des tailles de sources plus grandes (fissuration par "pas" plus importants) s'oppose à l'influence de la taille des grains proprement dite, qui tendrait à provoquer l'effet inverse. On peut penser que le phénomène d'instabilité observé pour cette roche est prépondérant pour les essais de traction où la fissuration est instable par nature et influencée beaucoup plus par les conditions aux limites que par les discontinuités de la roche. Les observations d'Henry (1978), sur l'influence de la granulométrie sur les phénomènes de fracturation dans des essais de traction indirecte, semblent confirmer cette hypothèse. Ceci expliquerait les fréquences plus basses observées en essai brésilien pour le granite du Combeynot. Par contre, en compression, où la propagation est stable et le rôle des défauts plus important, la faible taille de grain du granite du Combeynot joue probablement le rôle le plus important, d'où des tailles de source plus faibles et des fréquences élevées.

Pour compléter cette étude, nous avons réalisé des essais brésiliens complémentaires sur une roche à grains beaucoup plus fins (environ 0,2 mm), à savoir le calcaire de Villette, qui est une roche qui se contrôle bien (Thiercelin, 1980), à structure plus homogène et à comportement plus stable que les granites (Fillon, 1976). Les valeurs très importantes de  $\bar{K}$  et de  $\bar{L}$  trouvés pour cette roche (tableau N° 3) montrent que l'influence de la granulométrie sur les fréquences des événements reste très importante. On peut également remarquer que la différence entre  $\bar{K}$  et  $\hat{K}$  d'une part, et  $\bar{L}$  et  $\hat{L}$  d'autre part est nettement plus importante pour cette roche, ce qui montre une grande influence de l'amplitude des événements sur leur contenu spectral (pour cette roche, les sources émissives donnent principalement des petits événements de haute fréquence). Ceci s'ajoutant aux observations mentionnées à la fin du paragraphe précédent (comparaison des corrélations amplitude-fréquence pour les deux granites), semble montrer que plus la taille des grains est faible et la structure de la roche homogène, et plus la corrélation entre l'amplitude des événements et leur contenu spectral est marquée.

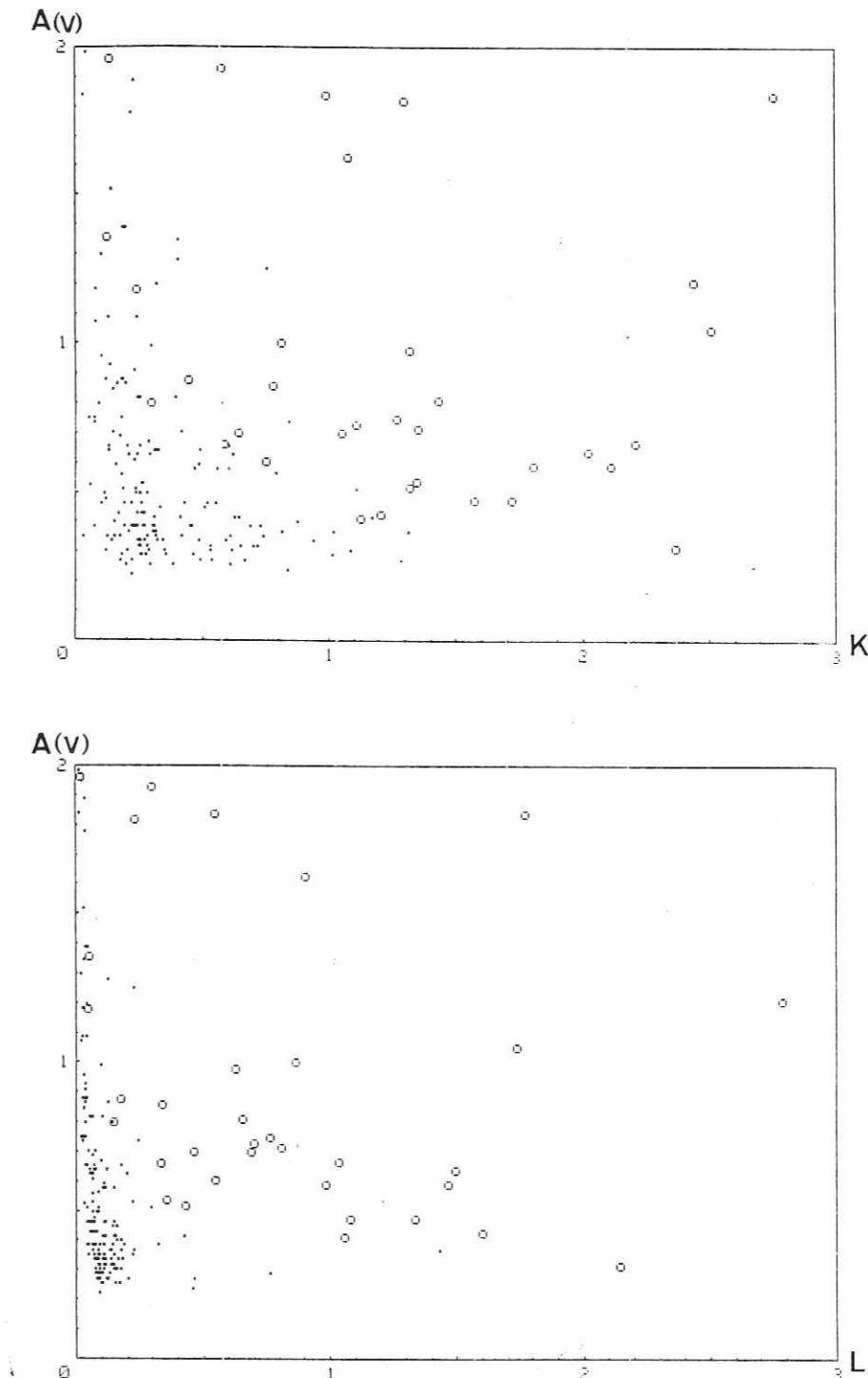


Fig. 3.34- Amplitude maximale des événements en fonction de K et L. Granite de Sidobre.  
 • : flexion  
 □ : compression

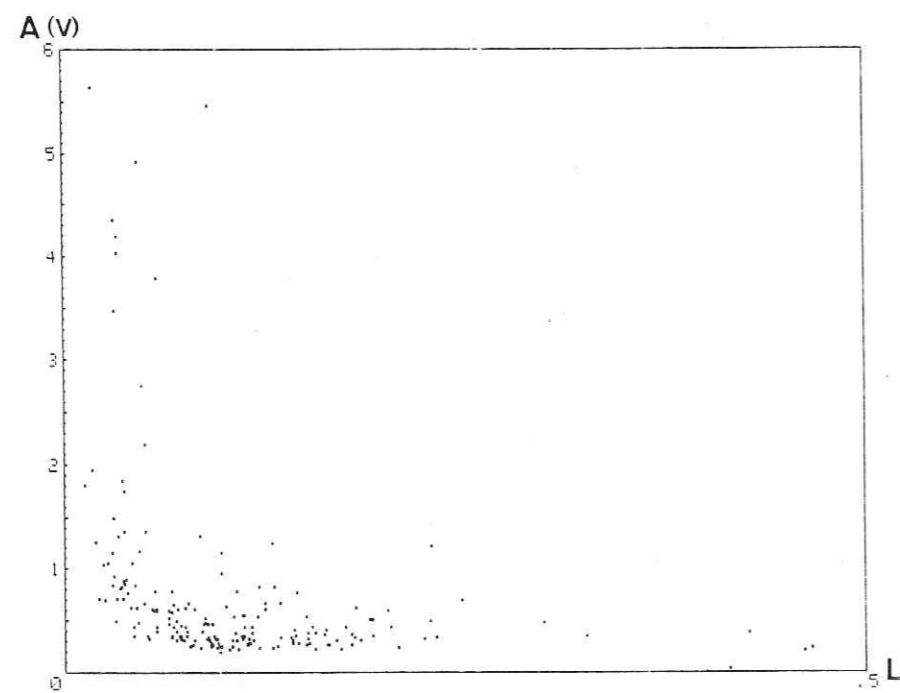
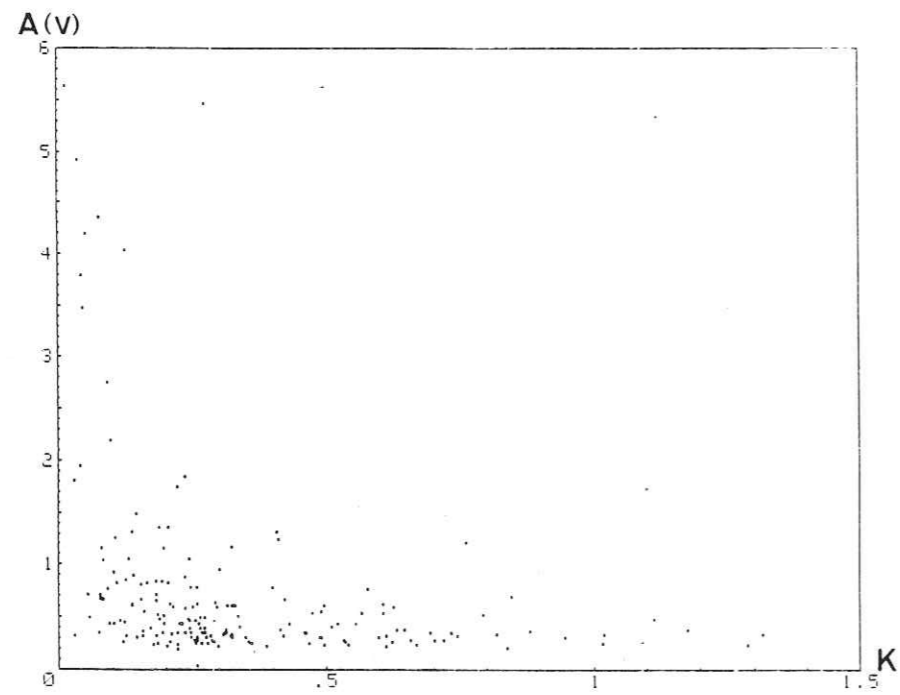


Fig. 3.35- Môme légende que 3.34 mais flexion seule.

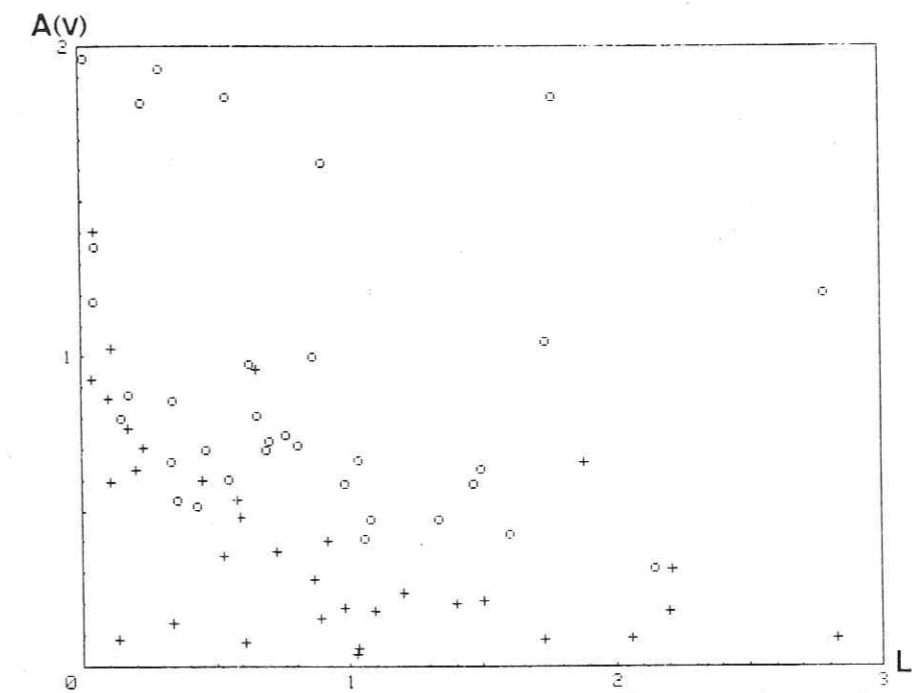
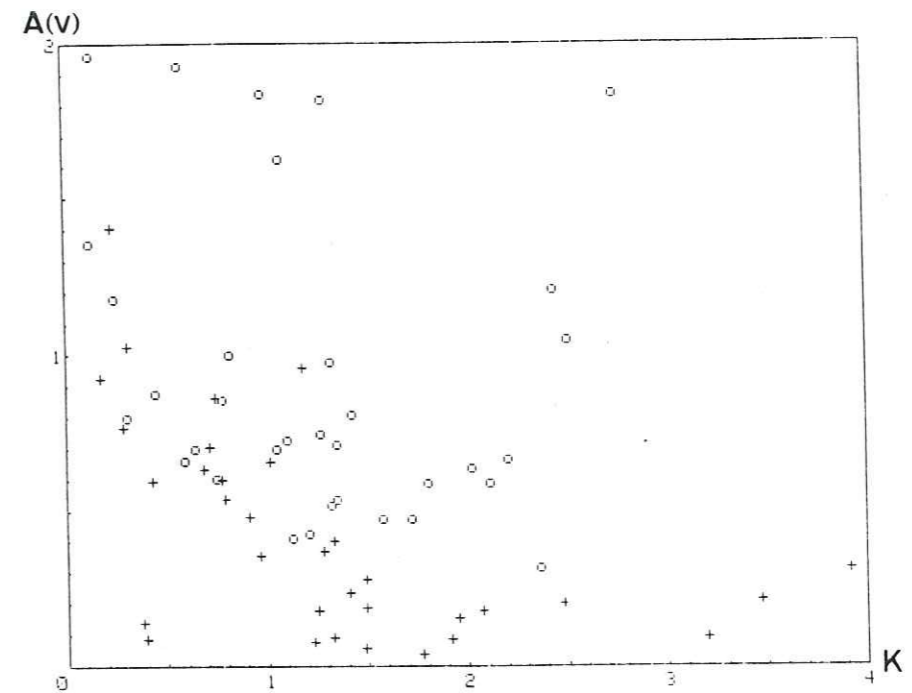


Fig. 3.36- Môme légende que 3.34 mais compression seule.  
 □ : granite de Sidobre  
 + : granite du Combeynot

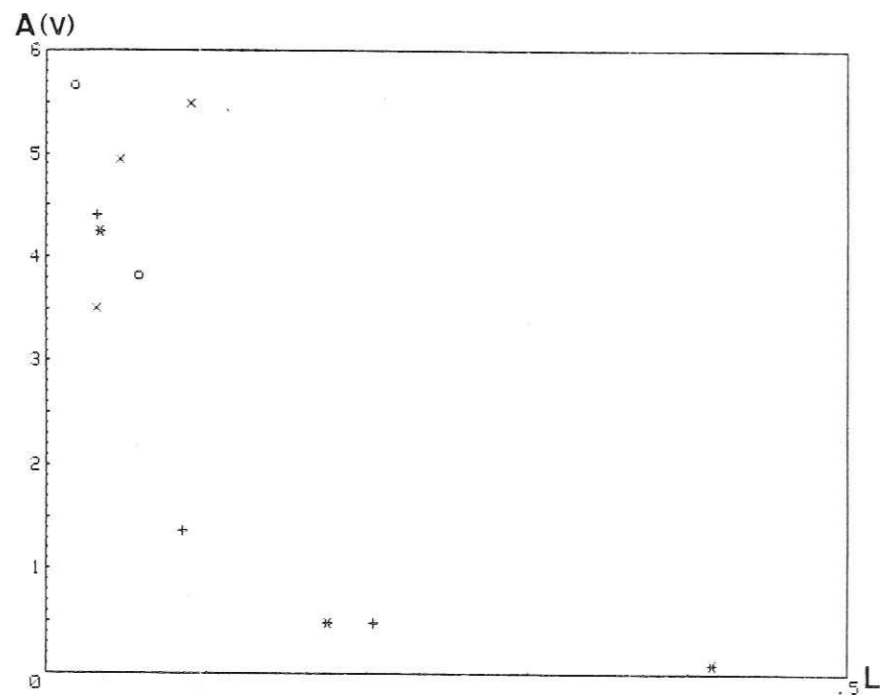
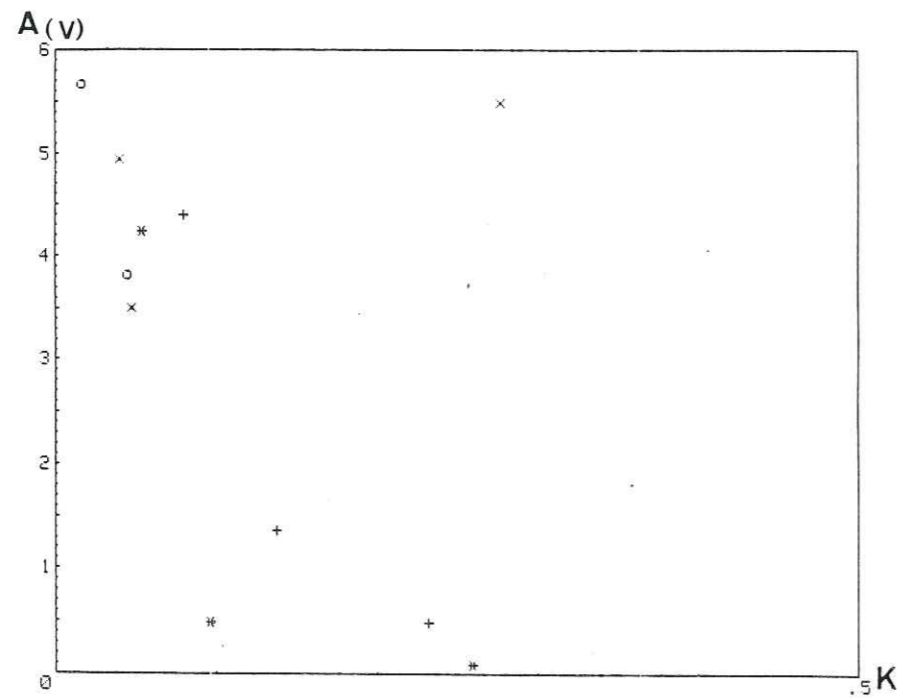


Fig. 3.37- Même légende que 3.35. Essais à deux vitesses de déplacement différentes :

- x : granite de Sidobre, 5 mm/mn
- o : granite du Combeynot, 5 mm/mn
- + : granite de Sidobre, 0,005 mm/mn
- \* : granite du Combeynot, 0,005 mm/mn

#### II.4.3.3-Influence du type d'essai :

Le type d'essai intervient ici plutôt de manière indirecte, dans la mesure où il modifie le comportement d'autres paramètres dont on peut étudier l'influence. L'interprétation précédente a tenté de mettre en relief un aspect important de son rôle, pouvant masquer l'influence de la granulométrie. L'étude des variations des spectres avec la contrainte a également fait ressortir une nette différence de comportement entre les différents types d'essai.

L'examen des figures 3.34, 3.35, 3.36 montre que les fréquences sont nettement plus basses en flexion, qu'en compression. Il semble, en particulier, que le niveau des très hautes fréquences soit extrêmement bas dans les essais de flexion, à en juger par les très faibles valeurs de  $L$  par rapport à  $K$ , comparativement aux essais de compression. Ceci peut éventuellement être dû à l'existence d'une longueur de source minimale, en dessous de laquelle aucune émission d'énergie microsismique n'est enregistrée. Le fait que les fréquences soient, à amplitude égale, nettement plus élevées et la corrélation amplitude-fréquence moins bien marquée en compression, peut signifier un mécanisme à la source à déplacement (ouverture ou glissement) et à chute de contrainte plus importants. Ceci serait intéressant à confirmer, mais il est difficile d'en dire plus sur de telles bases.

#### II.4.3.4-Influence de la vitesse de sollicitation :

Un accroissement de vitesse de sollicitation peut avoir tendance à provoquer une augmentation de la vitesse de rupture (paragraphe I.3), mais il entraîne une augmentation des longueurs moyennes de sources, comme le montrent les résultats du paragraphe I.1.1. Ces deux processus tendent à agir en sens opposés, au niveau des fréquences.

Les résultats (fig. 3.37) montrent que c'est effectivement le deuxième processus invoqué qui agit réellement, puisque les événements enregistrés à faible vitesse, ont en général des fréquences plus élevées. Ceci tend à confirmer l'interprétation introduite lors de l'étude de l'influence des vitesses de sollicitation sur les paramètres de distribution, selon laquelle le rôle des "barrières" est plus important à basse vitesse qu'à vitesse élevée. On peut remarquer également que le rôle joué par la granulométrie est ici très réduit et passe au second plan derrière cette influence des vitesses, étant donné la faible différence observée dans le comportement des deux roches.

## CONCLUSIONS GENERALES

Cet ensemble de travaux expérimentaux a permis de mettre en évidence l'importance du facteur temps (ou de "l'histoire" de la sollicitation) dans les phénomènes de microfissuration, et son influence sur les signaux microsismiques émis au sein d'un matériau rocheux soumis à contrainte.

Il apparaît assez clairement que le rôle des "barrières", discontinuités et hétérogénéités diverses est d'autant plus important que la sollicitation est lente. Pour des vitesses de sollicitation faibles, les mécanismes de fissuration ont tendance à donner des sources plus nombreuses, plus réparties dans le matériau, et de taille plus petite que dans un cas où la sollicitation est rapide, ce qui entraîne une plus grande proportion de petits événements.

La rupture correspond à une émission d'événements très énergétiques : Plus la sollicitation est rapide et plus ceux-ci sont rapprochés, de grande amplitude, et la durée totale du "signal" de rupture est brève, de sorte que la phase de rupture est d'autant plus différenciée des phases antérieures, ce qui caractérise du point de vue sismoacoustique, sa plus grande instabilité mécanique.

L'étude de l'influence de sollicitations cycliques répétés a permis de distinguer deux types de comportement différents selon que le niveau final maximum de contrainte dépasse ou non une certaine valeur critique. Il semble qu'en dessous de cette valeur on ait une proportion de petits événements croissante avec le nombre de cycles, bien qu'atteignant rapidement un plafond, coïncidant probablement avec une activité sismoacoustique assez répartie dans l'échantillon. Cette proportion devient par contre très faible quand on dépasse ce seuil, ceci étant vraisemblablement lié à une concentration de contrainte et d'événements au voisinage de la zone d'initiation de la rupture.

L'analyse des fréquences de microséismes montre qu'il est possible, malgré l'influence de toutes les fonctions de transfert susceptibles de modifier le contenu spectral des signaux entre le stade de l'émission et celui de l'enregistrement, de recueillir à l'examen des spectres, des informations sur les sources émissives. Les formes de spectres ayant, en pratique, montré une dépendance marquée, qualitativement et quantitativement, vis-à-vis de ces fonctions de transfert, une méthode de traitement statistique, visant à établir des comparaisons entre des données collectées dans des conditions différentes connues, et à déceler des évolutions de comportement en fonction de certains paramètres, s'est avérée de la plus grande utilité.

Cette méthode a permis de mettre en évidence une évolution du contenu spectral avec le niveau de contrainte appliquée, caractéristique du type d'essai, et pouvant être interprétée en terme de mécanismes à la source.

Une influence de la taille des grains a pu être mise en évidence, les fréquences émises par une roche à grains fins étant en général plus élevées que celles émises par une roche à grains plus gros. Cependant, cette influence ne semble pas se manifester dans des conditions où la propagation est suffisamment instable, d'autres paramètres comme le type d'essai, la vitesse de sollicitation, ou le comportement mécanique de la roche pouvant avoir une influence plus importante.

La corrélation observée entre l'amplitude des signaux et leurs fréquences dominantes, montre que ces deux éléments dépendent essentiellement l'un et l'autre de la taille de la source émissive.

Les possibilités de liaison avec la sismogenèse sont évidemment restreintes par le fait que très peu de données expérimentales "in situ" ont trait aux mesures de sollicitation tectonique. Néanmoins, des analogies ont pu être établies, à plusieurs reprises, entre les résultats et un certain nombre d'observations de terrain concernant les vitesses de déformation tectonique, l'étendue des zones de déformation, les paramètres de distribution magnitude-fréquence des séismes et les répartitions spatio-temporelles de sismicité. Des possibilités dans le domaine de la prédiction sismique peuvent être offertes par l'étude de ces analogies. Les conclusions de l'étude de l'évolution des fréquences avec la contrainte peuvent également fournir un moyen de prédiction, en supposant bien sûr que les résultats trouvés ici s'appliquent aux séismes réels, par la recherche sur le terrain d'éventuelles croissances ou décroissances de fréquences dans la sismicité d'une région donnée.

En ce qui concerne l'aspect expérimental de ce travail, les observations montrent que, comme tout porte à le croire, les paramètres étudiés sont corrélés les uns aux autres d'une manière assez complexe, et qu'il est difficile d'isoler la contribution de chacun d'eux dans les phénomènes observés. D'un point de vue général et qualitatif, on peut résumer synthétiquement, en prolongeant la schématisation du problème présentée au début de l'étude expérimentale (introduction de la troisième partie) les influences des paramètres les uns sur les autres par le tableau de la figure 3.38.

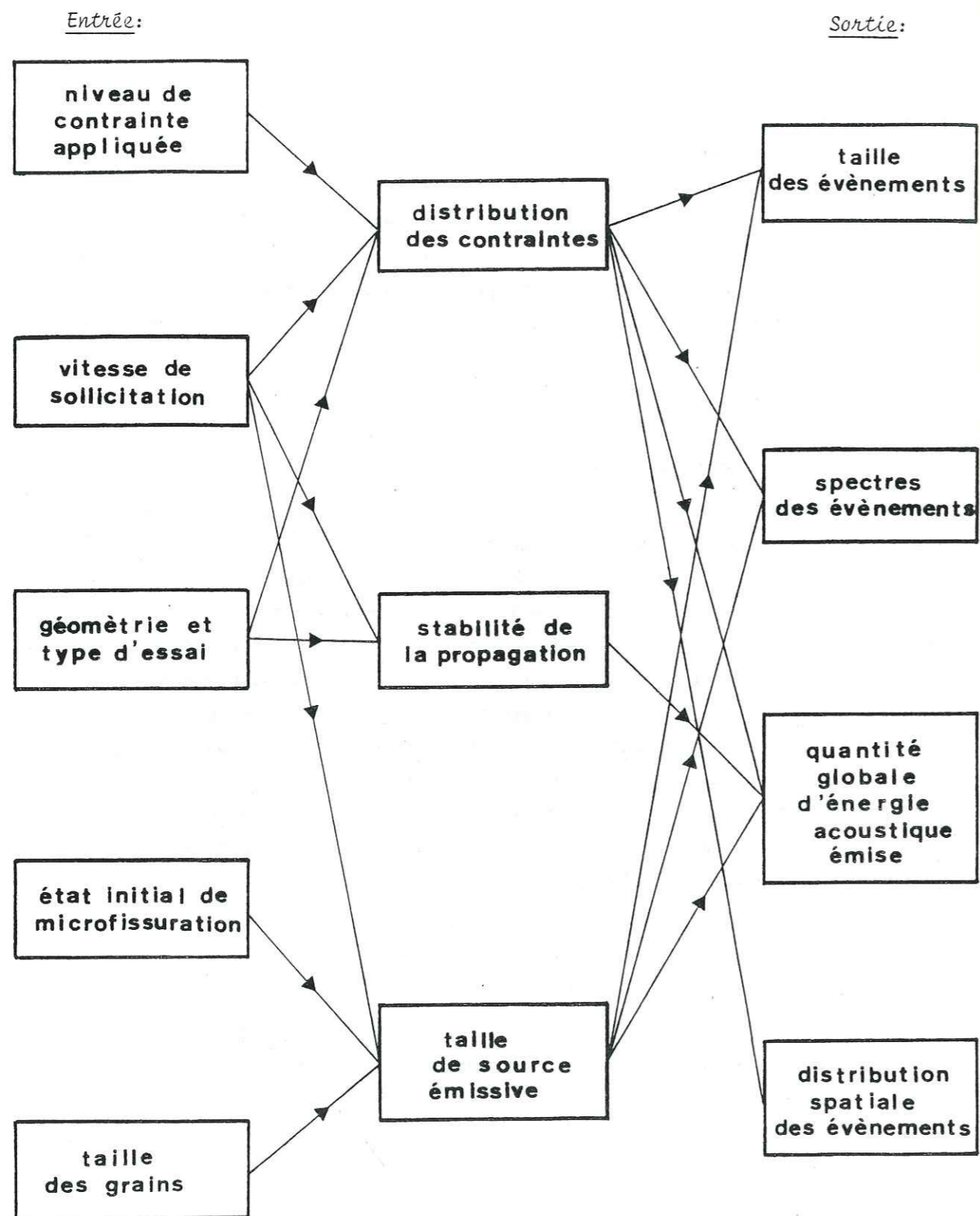


Fig. 3.38- Schéma des relations entre les principaux paramètres.

Enfin, il apparaît que l'influence de l'appareillage est très importante, à tous les niveaux, et en particulier à la réception du signal (influence du capteur), ce qui constitue certainement la principale limite à la portée de ce type d'étude. Pour ce qui concerne l'élaboration de futures méthodes de traitement, il semble qu'un dispositif permettant de localiser une source d'émission acoustique en trois dimensions, apporterait beaucoup à ce domaine d'étude, en lui permettant d'avoir accès à des moyens de recherche considérés comme fondamentaux en Sismologie expérimentale.

ANNEXE I

ÉLÉMENTS DE MÉCANIQUE DE LA RUPTURE FRAGILE

### I - Généralités :

On peut considérer la rupture comme une séparation d'un milieu continu en deux parties distinctes le long d'une surface de discontinuité du matériau. Cette séparation se fait localement par évolution de défauts présents dans le matériau (microfissures, dislocations).

La première théorie cohérente de la rupture fragile est due à Griffith (1921) qui a introduit le concept du "maillon le plus faible" selon lequel la résistance d'une chaîne est déterminée par le maillon le moins résistant : C'est-à-dire que la résistance à la rupture d'un matériau est déterminée par l'élément de volume le plus faible, contenant le défaut le plus critique. Cette approche est donc particulièrement concrétisée dans des matériaux tels que les roches, qui sont le plus souvent fissurées dans leur état naturel.

La notion de fragilité peut être définie selon plusieurs critères : Ce terme caractérise d'abord le comportement d'un solide peu déformable lorsqu'il se rompt sans déformation permanente préalable. On parle également d'une rupture fragile lorsque la séparation du milieu continu n'est pas précédée de glissements relatifs dans la zone de rupture. Cette notion peut également caractériser un matériau dont la résistance à la traction est faible devant la résistance à la compression (cas du béton, du verre, et de la plupart des roches), par opposition aux matériaux manifestant un comportement réputé ductile comme les métaux par exemple.

Cependant, ces critères macroscopiques sont à utiliser avec précaution, et ne sont pas liés exclusivement au matériau considéré car, d'une part, le comportement à la rupture peut être différent selon qu'on le considère au niveau macroscopique (courbe contrainte-déformation, charges de rupture, etc..), ou au niveau microscopique (mécanismes à la source, phénomènes possibles de plasticité locale, etc..), et d'autre part, ce comportement est fortement dépendant des conditions de sollicitation (vitesses de sollicitation, pression de confinement, température).

L'étude de la rupture fragile, dans le cas de matériaux à comportement élastique-linéaire, constitue ce qu'on appelle la "mécanique linéaire de la rupture". C'est dans ce cadre que se situent les points développés ici.

## II - Aspect dynamique de la rupture :

### II.1-Modes de propagation d'une fissure :

On peut décomposer les processus de rupture d'un matériau, au sens de la séparation locale d'un milieu continu sous sollicitation, en trois modes :

- Un mode d'ouverture (généralement considéré comme prépondérant en mécanique de la rupture), lié à une sollicitation de traction perpendiculaire au plan de la fissure, ou mode 1 (fig. 1 (a)).
- Un mode de glissement dans le plan de la fissure, lié à une sollicitation de cisaillement perpendiculaire au front de la fissure, dit mode de cisaillement ou mode 2 (fig. 1 (b)).
- Un mode de glissement dans le plan de la fissure, lié à une sollicitation de cisaillement parallèle au front de la fissure, dit mode de torsion ou mode 3 (fig. 1 (c)).

### II.2-Facteurs d'intensité de contrainte :

Considérons un repère orthonormé en un point M de la tête d'une fissure, et tel que les axes  $x_1$  et  $x_2$  soient dans le plan tangent à la fissure, avec  $x_1$  dans le prolongement de celle-ci, et  $x_3$  normal au plan tangent. Dans ce repère, on considère un point P du plan ( $x_1, x_2$ ) situé à une distance  $r$  petite, du point M et tel que l'angle ( $Mx_1, MP$ ) soit égal à une valeur  $\theta$  (fig. 2). D'après Irwin (1957), quelles que soient les sollicitations extérieures, les composantes du tenseur élastique des contraintes en P peuvent s'écrire :

$$\sigma_{11} = \frac{K_1}{(2\pi r)^{1/2}} \cos \frac{\theta}{2} (1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}) - \frac{K_2}{(2\pi r)^{1/2}} \sin \frac{\theta}{2} (2 + \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2})$$

$$\sigma_{22} = \frac{K_1}{(2\pi r)^{1/2}} \cos \frac{\theta}{2} (1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}) + \frac{K_2}{(2\pi r)^{1/2}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}$$

$$\sigma_{12} = \frac{K_1}{(2\pi r)^{1/2}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} + \frac{K_2}{(2\pi r)^{1/2}} \cos \frac{\theta}{2} (1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2})$$

$$\sigma_{13} = - \frac{K_3}{(2\pi r)^{1/2}} \sin \frac{\theta}{2}$$

$$\sigma_{23} = \frac{K_3}{(2\pi r)^{1/2}} \cos \frac{\theta}{2}$$

Les constantes  $K_1, K_2$  et  $K_3$  s'appellent facteurs d'intensité de contrainte respectivement en mode 1, 2 et 3. Ces facteurs mesurent le degré de singularité des contraintes et sont déterminés par la théorie de l'élasticité linéaire en fonction de la géométrie de la fissure et de l'éprouvette, et du type de charges appliquées.

Si on considère en particulier le seul mode 1, dans un problème plan,  $K_1$  est relié directement à la contrainte de traction  $\sigma$  appliquée au matériau perpendiculairement à la fissure, et à la demi longueur de fissure  $a$  par une relation du type :

$$K_1 = Y\sigma a^{1/2}$$

$Y$  est ici une constante qui dépend de la forme de la fissure et de l'éprouvette. Bien qu'il n'existe pas de limite théorique pour les valeurs des contraintes  $\sigma_{11}, \sigma_{12}$  et  $\sigma_{22}$ , qui deviennent théoriquement infinies en tête de fissure (en réalité, au dessus d'une certaine valeur, on a création d'une zone de plasticité), il existe une limite supérieure du facteur  $K_1$ , ou seuil critique  $K_{1c}$ , qui est théoriquement une caractéristique du matériau appelée ténacité (force de résistance à la propagation de la fissure). Le critère de rupture correspondant à cette approche est donc :

$$K_1 - K_{1c} = 0$$

## III - Aspect énergétique de la rupture :

### III.1-Notion d'énergie de séparation :

Dans un milieu continu, considérons une fissure d'aire  $2S$  (aire des deux surfaces séparées). Pour faire avancer la fissure, c'est-à-dire augmenter la surface de séparation, l'énergie nécessaire est proportionnelle à la nouvelle aire créée  $2dS$  (hypothèse de Griffith) et s'exprime par :

$$dW_s = 2\gamma dS$$

$\gamma$  est appelé énergie superficielle spécifique, ou énergie de séparation spécifique, caractéristique du matériau. En réalité la mesure de  $\gamma$  dans un matériau englobe aussi l'énergie dissipée par les phénomènes de plasticité en tête de fissure. Dans un problème plan, l'énergie  $dW_s$  est donc proportionnelle à l'accroissement de longueur  $dl$  de la fissure (fig. 3).



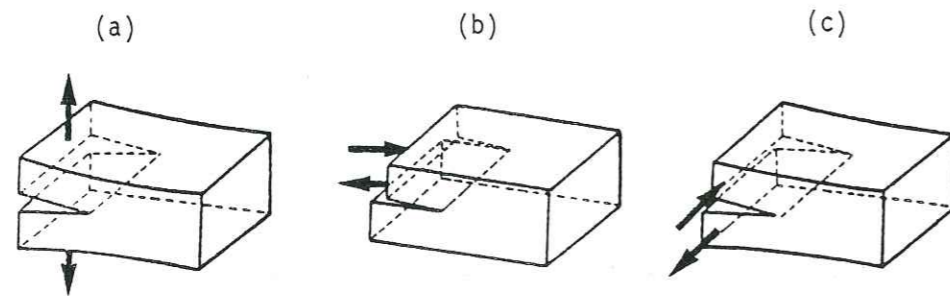


Fig. 1- Modes de rupture.

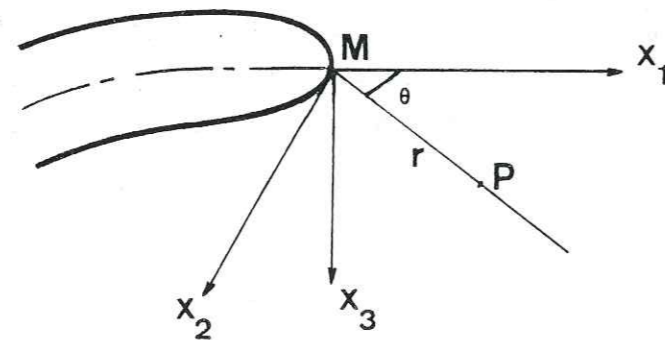


Fig. 2- Repère et notations utilisées pour la définition des contraintes.

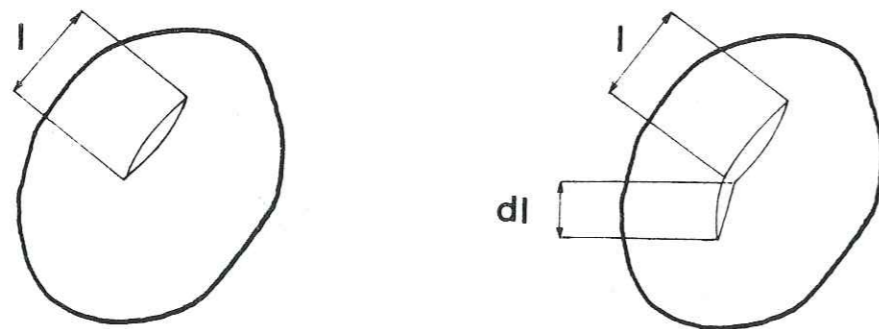


Fig. 3-Accroissement de longueur d'une fissure.

## III.2-Critère énergétique de Griffith :

Considérons une fissure initiale de surface  $S$  (aire globale d'une surface de séparation) se propageant de  $dS$ , dans un solide élastique. Le bilan énergétique du système dans cette propagation, s'écrit (Bui, 1978) :

$$dW_{\text{total}} = dW_{\text{élas}} + dW_{\text{ext}} + dW_S + dW_{\text{cin}} = 0$$

en posant :

$dW_{\text{élas}}$  : variation de l'énergie élastique

$dW_{\text{ext}}$  : travail des forces extérieures, changé de signe

$dW_S$  : énergie dissipée dans la séparation, égale à  $2\gamma dS$

$dW_{\text{cin}}$  : variation d'énergie cinétique

Pour que la fissure se propage de façon instable, il faut que l'énergie cinétique du système augmente, soit  $dW_{\text{cin}} > 0$ . Donc :

$$\frac{\partial}{\partial S}(W_{\text{élas}} + W_{\text{ext}}) + 2\gamma < 0$$

On pose :

$$G = - \frac{\partial}{\partial S}(W_{\text{élas}} + W_{\text{ext}})$$

$G$  est appelé taux de restitution d'énergie. Il caractérise l'énergie disponible pour faire avancer la fissure, par unité de surface. Etant données sa dimension et sa définition, on peut également le considérer comme une force par unité de longueur de la fissure dans un problème plan, ou force de propagation. Le critère de propagation de Griffith se traduit donc par :

$$G > 2\gamma$$

Si les sollicitations extérieures sont telles que, à tout moment, on a l'égalité :  $G = 2\gamma$ , alors la propagation est stable car il n'y a pas d'accroissement d'énergie cinétique (rupture contrôlée).

En utilisant les valeurs du champ de contraintes d'Irwin, au voisinage de l'extrémité de la fissure (définition des  $K_i$ ) ainsi que celles du champ de déplacements correspondant, et en calculant le bilan énergétique, dans le cadre d'une hypothèse, soit de contrainte plane, soit de déformation plane, on peut montrer que les définitions des  $K_i$  au sens d'Irwin et celle de  $G$  au sens de la théorie énergétique de Griffith sont reliées par la relation :

$$G = \frac{k+1}{8\mu}(K_1^2 + K_2^2) + \frac{1}{2\mu}K_3^2$$

avec  $\mu$  module de cisaillement du matériau,  $k = 3-4\nu$  en déformation plane,

$k = \frac{3-\nu}{1+\nu}$  en contrainte plane,  $\nu$  coefficient de Poisson.

### III.3-Courbe d'équilibre :

Cette courbe fournit une représentation schématique du critère de Griffith en permettant d'interpréter géométriquement les différentes énergies mises en jeu dans la rupture. Cette approche de l'étude des processus de rupture est due à Berry (1960).

Considérons un solide élastique soumis à une charge  $Q$  sous laquelle on mesure un déplacement  $q$  (quel que soit le type d'essai), comprenant une fissure de longueur donnée qui va constituer (de par son orientation dans l'échantillon, sa longueur, son emplacement géométrique, ...) le "maillon le plus faible". Pour de faibles charges, la courbe de  $Q$  fonction de  $q$  sera théoriquement une droite élastique dont la pente sera d'autant plus faible que la longueur de fissure est grande. Cette phase va se prolonger jusqu'à ce que le critère  $G = 2\gamma$  soit atteint, ce qui correspond à un certain point de la droite (dit point d'amorçage). L'ensemble de ces points pour différentes longueurs de fissure initiales constitue une courbe (définie par l'équation  $G = 2\gamma$ ) appelé courbe d'équilibre. Cette courbe a deux asymptotes correspondant, l'une au cas où il n'y a aucune fissure dans l'échantillon, et l'autre, horizontale (axe des abscisses) au cas où la fissure traverse complètement l'échantillon. La partie située à gauche de la courbe correspond donc au domaine élastique, stable, à droite au domaine instable (propagation). Si on suit un trajet (idéal) le long de la courbe d'équilibre tel que OAD, amenant de façon stable à une nouvelle longueur de fissure (en B), on démontre que l'aire du triangle curviligne OAD correspond à l'énergie  $W_S = 2\gamma \Delta S$ , de séparation du milieu,  $\Delta S$  étant l'accroissement de surface séparée entre A et D (fig. 4 (a)).

Si le trajet de charge traverse la courbe d'équilibre, deux types d'évolution du système sont alors possibles (fig. 4 (b)) :

- Si la courbe reste dans le domaine instable, la fissure se propage sans arrêt jusqu'à la ruine du matériau (trajet ACE').

- Dans le deuxième cas, la courbe revient dans le domaine stable (trajet ACEBF). Chaque point du trajet correspond à une longueur de fissure bien définie : Si on se trouve par exemple en E, celle-ci est la même que celle correspondant au point D de la courbe d'équilibre, (définie par la pente d'une décharge virtuelle élastique EDO) et l'énergie superficielle dissipée est égale à l'aire OAD, l'aire ACED étant l'énergie cinétique acquise par la fissure. Celle-ci est maximale au point B.

Si on suppose que toute cette énergie cinétique peut être totalement dissipée en énergie de séparation, la fissure va se propager jusqu'à une longueur définie par le point F (ou le point H) et telle que les aires ACEBD et BFH soient égales.

### IV-Critère d'initiation de Griffith :

Considérons une fissure elliptique dans une plaque fine soumise au système de contrainte représenté figure 5. Pour une fissure aplatie (faible rapport des axes  $a/b =$  petit axe sur grand axe), le calcul de la contrainte tangentielle  $\sigma_t$  en un point M de l'ellipse représentative de la fissure, suffisamment proche de son extrémité, donne pour ses valeurs maximale et minimale  $\sigma_T$  (Hoek et Bieniawski, 1966) :

$$\sigma_T = \frac{1}{2\alpha} \{ (\sigma_1 + \sigma_3) - (\sigma_1 - \sigma_3) \cos 2\psi \} \pm \left\{ \frac{1}{2} [ (\sigma_1^2 + \sigma_3^2) - (\sigma_1^2 - \sigma_3^2) \cos 2\psi ] \right\}^{1/2} \quad (1)$$

avec :

$$\alpha = \text{Arg th } (a/b)$$

$$\psi = \text{angle d'inclinaison de la fissure par rapport à } \sigma_1$$

L'orientation  $\psi_c$  la plus défavorable de la fissure est donnée par :

$$\frac{\partial \sigma_T}{\partial \psi} = 0$$

ce qui entraîne :

$$\cos 2\psi_c = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2(\sigma_1 + \sigma_3)}, \text{ si } \sigma_1 + 3\sigma_3 > 0 \quad (2)$$

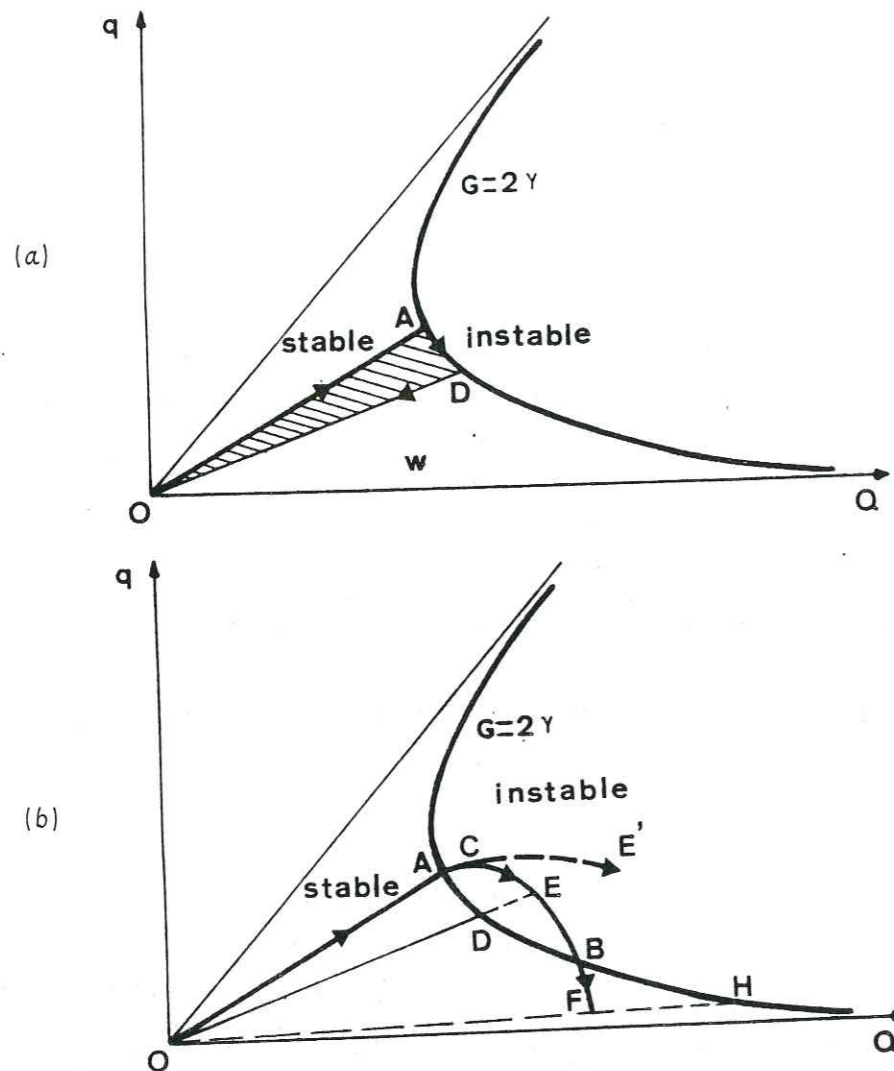


Fig. 4- Propagation stable (a) et instable (b) d'une fissure.

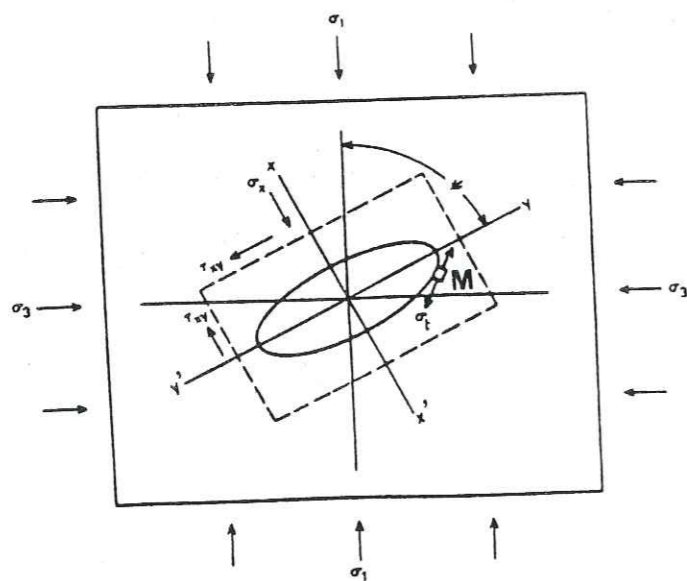


Fig. 5- Fissure du modèle de Griffith.

a) Si  $\sigma_1 + 3\sigma_3 < 0$ ,  $\frac{\partial \sigma_T}{\partial \psi}$  ne s'annule pas. Ceci est, par exemple, le cas de la traction ( $\sigma_3 < 0, \sigma_1 = 0$ ).

Dans ce cas, l'équation (1) se transforme en :

$$\alpha \sigma_T = \sigma_3 \left( \frac{1}{2} (1 + \cos 2\psi) \pm \left\{ \frac{1}{2} (1 + \cos 2\psi) \right\}^{1/2} \right)$$

La contrainte est maximum à l'extrémité de la fissure pour une valeur maximum de  $1 + \cos 2\psi$  ce qui entraîne :

$$\psi = 0$$

et  $\sigma_3 = \frac{\alpha \sigma_T}{2} = -T_0$  (résistance à la traction, mesurable expérimentalement).

Le critère  $\sigma_T = \sigma_0$  conduit donc à

$$\alpha \sigma_T = -2 T_0$$

On suppose que ces résultats restent valables pour  $\sigma_1 + 3\sigma_3 < 0$  avec  $\sigma_1 + \sigma_3$  non nuls.

b) Si  $\sigma_1 + 3\sigma_3 > 0$ , l'équation (1) donne (en prenant un critère  $\sigma_T = \sigma_0$ ) en remplaçant  $\cos 2\psi$  par sa valeur dans (2) :

$$\alpha \sigma_0 = -(\sigma_1 - \sigma_3)^2 / 4 (\sigma_1 + \sigma_3)$$

$$\text{ou } (\sigma_1 - \sigma_3)^2 / (\sigma_1 + \sigma_3) = 8 T_0 \quad (3)$$

Dans un cas de compression uniaxiale ( $\sigma_1 > 0, \sigma_3 = 0$ ), on trouve d'une part  $\psi = 30^\circ$  (équation (2)) et d'autre part que la résistance à la compression  $C_0$  est égale à 8 fois la résistance à la traction  $T_0$  (équation (3)). Cette condition n'est pas, dans la plupart des cas, en accord avec les observations expérimentales, car on trouve en général, pour les roches, une résistance à la compression de 10 à 50 fois plus élevée que la résistance à la traction.

Cette théorie a été modifiée par Mc Clintock et Walsh (1962), considérant que la fissure se ferme sous des contraintes de compression, et faisant intervenir des forces de frottement sur la surface de celle-ci. D'après ces auteurs, la rupture survient quand :

$$\sigma_1 \{ (1 + \mu^2)^{1/2} - \mu \} - \sigma_3 \{ (1 + \mu^2)^{1/2} + \mu \} = 4 T_0 \left(1 + \frac{\sigma_T}{T_0}\right)^{1/2} - 2 \mu \sigma_C$$

où  $\mu$  est le coefficient de frottement pour la surface de la fissure et  $\sigma_C$ , la contrainte normale à celle-ci, nécessaire à la fermer. En négligeant  $\sigma_C$  on trouve avec ce modèle :

$$\frac{C_0}{T_0} = 4 / \{ (1 + \mu^2)^{1/2} - \mu \}$$

Ce rapport est un peu plus proche de la réalité que le rapport de 8 prédit par la théorie de Griffith (on trouve un rapport voisin de 10 pour  $\mu = 1$ ), mais reste inférieur aux valeurs expérimentales.

## ANNEXE II

### MÉTHODE D'ÉTALONNAGE DU CAPTEUR PIÉZOÉLECTRIQUE

### I-Description de la méthode :

Pour étalonner un capteur piézoélectrique, il est nécessaire de lui envoyer un signal source ayant l'allure d'une distribution de Dirac. Les techniques généralement employées pour réaliser ceci (impact d'une bille sur un solide, étincelle, pulseur piézoélectrique) donnent des résultats qui sont assez loin de l'idéal.

Si on suppose qu'un capteur piézoélectrique, travaillant au voisinage de sa fréquence de résonance doit plutôt être considéré comme un capteur de vitesse (Feng et Whittier, 1979), il est nécessaire d'avoir un signal en déplacement ayant la forme d'une fonction échelon (c'est-à-dire dont la dérivée soit une impulsion). Des études théoriques (Pekeris, 1955) ont montré que ceci pouvait être obtenu en mettant en application l'étude du problème dit "de Lamb" : Une fonction échelon de force  $Z U(t)$  est appliquée en un point de la surface plane d'un milieu semi-infini solide isotrope, de vitesse des ondes de cisaillement  $c$  et de module de cisaillement  $\mu$ , dans une direction normale à la surface plane. Le déplacement vertical à la surface,  $w$ , est calculé à une distance  $r$  du point d'application. Les résultats de Pekeris montrent que le déplacement calculé correspond bien à une fonction échelon, générée par l'arrivée de l'onde de Rayleigh (fig. 1).

Breckenridge et al (1975) ont utilisé, pour générer expérimentalement cette fonction échelon de déplacement, la rupture d'une petite longueur de tube capillaire de verre de faible épaisseur, sur une surface plane d'un bloc solide. L'onde de surface reçue à une faible distance du point de rupture et due au relâchement quasi instantané de contrainte au point de contact avec le solide correspond assez bien avec les résultats théoriques (fig. 2). De ce fait, cette méthode a été plus tard mise en application, et tend à devenir actuellement de plus en plus utilisée dans ce domaine.

### II-Mise en oeuvre de la méthode :

Nous avons utilisé cette méthode, dont un schéma expérimental est donné à la figure 3, pour le calibrage du capteur S 1000 BM qui a servi à l'enregistrement des signaux. Le bloc utilisé pour la transmission de l'onde est un bloc d'acier cylindrique (diamètre 170 mm, hauteur 110 mm) dont la surface fonctionnelle

a été rectifiée. Il est nécessaire d'avoir un solide de grandes dimensions par rapport à la distance source-capteur pour éviter que des réflexions puissent arriver avant la fin de la fenêtre temporelle de traitement. La force a été appliquée sur le capillaire de verre par l'intermédiaire d'un pointeau conique monté sur la presse à vérin à vis (photo N° 7). La distance entre le point de rupture et le capteur était de 20 mm. 8 ruptures de capillaires de verre ont été réalisées dans les mêmes conditions. La moyenne des spectres des signaux de rupture a été utilisée comme courbe de réponse de l'appareillage (courbe présentée au début de ce mémoire).

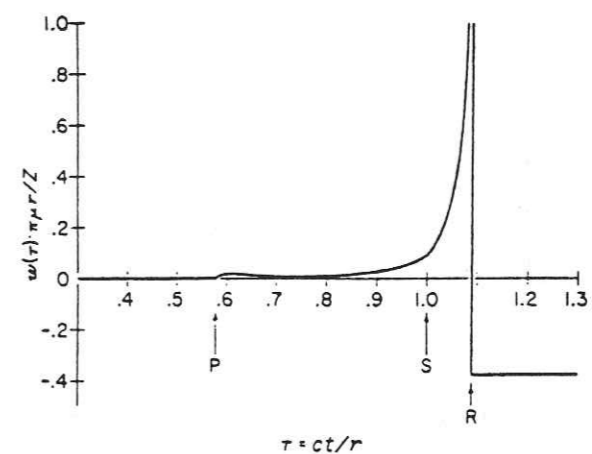


Fig. 1- Déplacement vertical en un point de la surface du solide (voir texte), calculé d'après une expression de Pekeris pour un coefficient de Poisson de 0,25. Les lettres P, S et R montrent les arrivées des ondes P, S et de Rayleigh. (d'après Breckenridge et al).

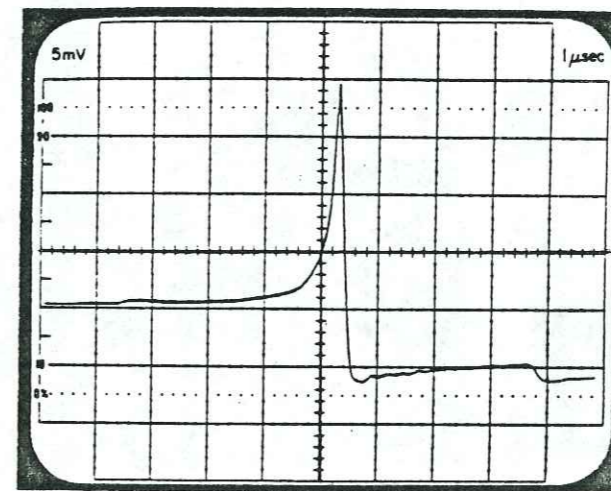


Fig. 2- Oscillogramme du signal de rupture enregistré par un capteur électrostatique à réponse "plate" dans un bloc de verre ( $\nu=0,226$ ). (d'après Breckenridge et al, 1975).

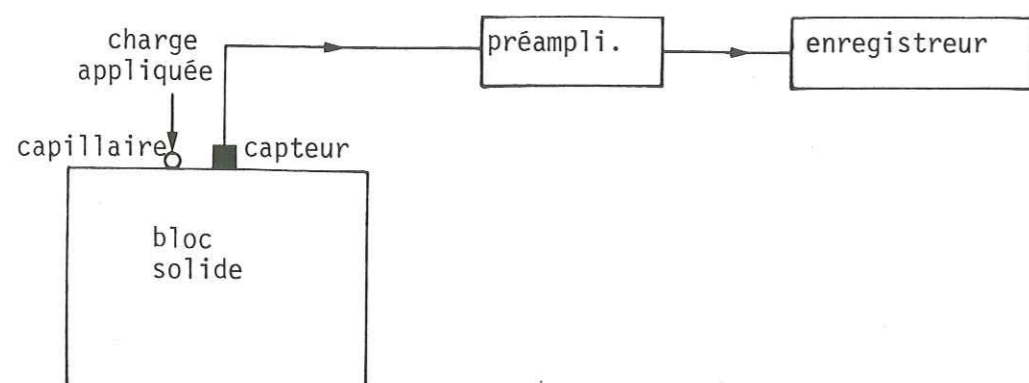


Fig. 3- Schéma représentatif de la méthode d'étalonnage du capteur

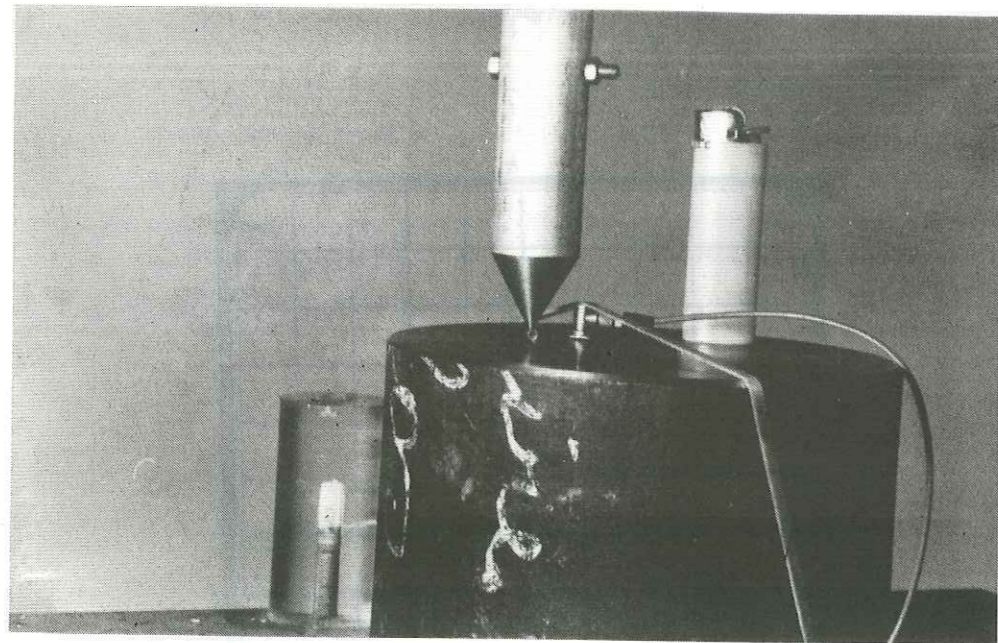


Photo N°7- Etalonnage du capteur

### ANNEXE III

ILLUSTRATIONS DE LA TECHNOLOGIE EMPLOYÉE DANS L'ESSAI  
DE FLEXION ET DANS SON SYSTEME DE DÉCLENCHEMENT  
D'ENREGISTREMENT A JAUGES DE FISSURATION

### I-Mise en oeuvre de l'essai de flexion :

Les photos N° 8, 9 et 10 montrent la configuration géométrique de l'ensemble mécanique d'expérimentation dont les différentes parties ont été conçues dans le but de permettre simultanément et à chaque instant, d'une part une réalisation aussi précise que possible des conditions aux limites théoriques de l'essai, d'autre part une mesure ou un enregistrement optimal de ses différents paramètres caractéristiques (charge, déplacement, signal de déclenchement des jauges, signal d'émission acoustique).

### II-Système de déclenchement à jauges de fissuration :

La description du fonctionnement et du but de ce dispositif de déclenchement, ainsi que les schémas de l'implantation géométrique des jauges sur les échantillons ont été donnés au cours de ce mémoire (paragraphe I.3.2, troisième partie). Les photos N° 8, 9 et 10 montrent cette implantation au milieu de l'ensemble d'expérimentation dans le cas où 2 jauges sont utilisées (le circuit décrit ci-après est naturellement utilisable dans le cas où une seule jauge est employée).

Ce système utilise un circuit très simple représenté à la figure 1. Les valeurs des résistances ont été choisies pour que les sauts de tension des deux jauges soient d'amplitude suffisantes et du même ordre de grandeur. Le calcul des tensions de sortie  $u$  du circuit présenté donne selon le stade atteint dans la progression de la fissure :

a) Les deux jauges sont intactes :

$$\frac{u}{U} \approx 0,01$$

b) La jauge N° 1 seule est rompue :

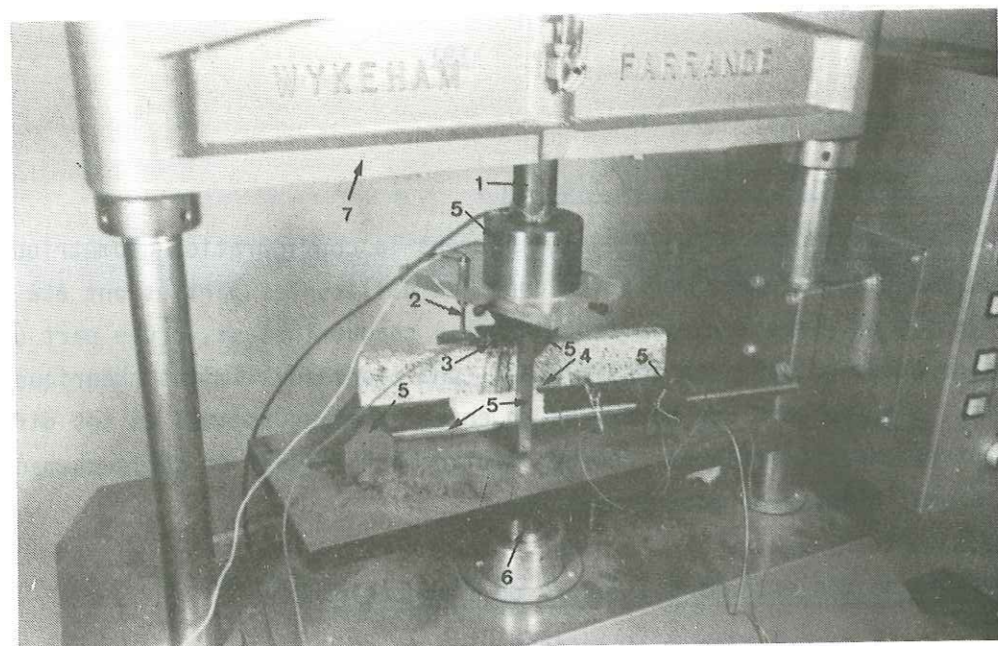
$$\frac{u}{U} \approx 0,50$$

c) Les deux jauges sont rompues :

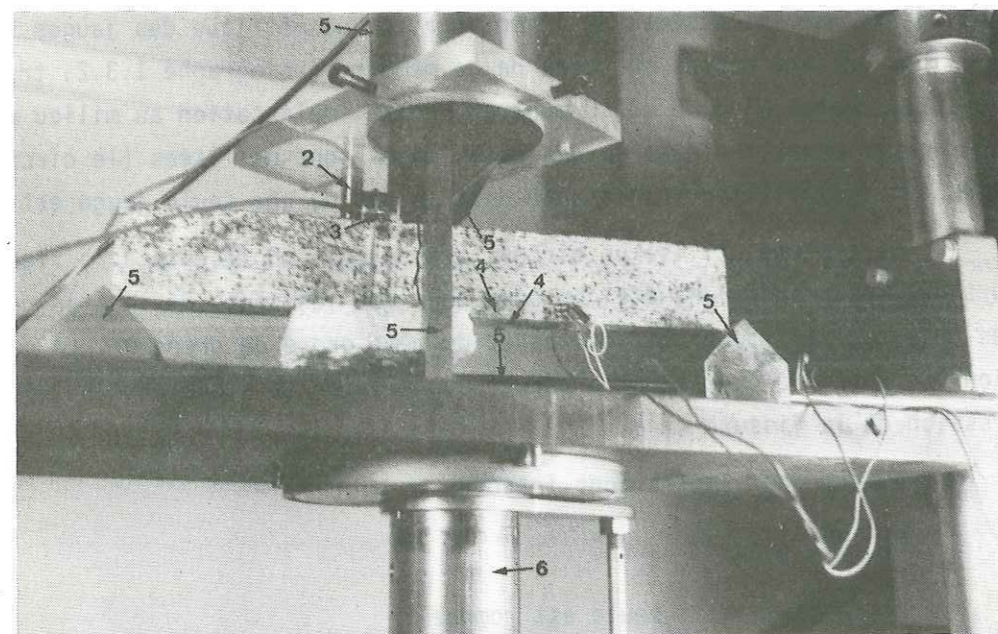
$$\frac{u}{U} = 1$$



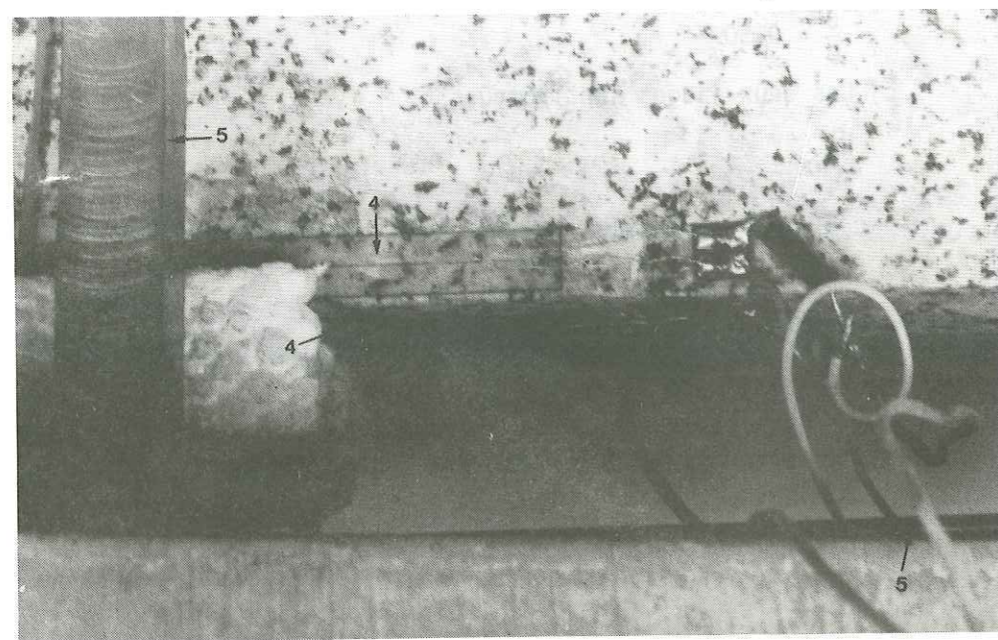
N° 8



N° 9



N° 10



Photos N° 8, 9, 10- Essai de flexion (légende ci-jointe).

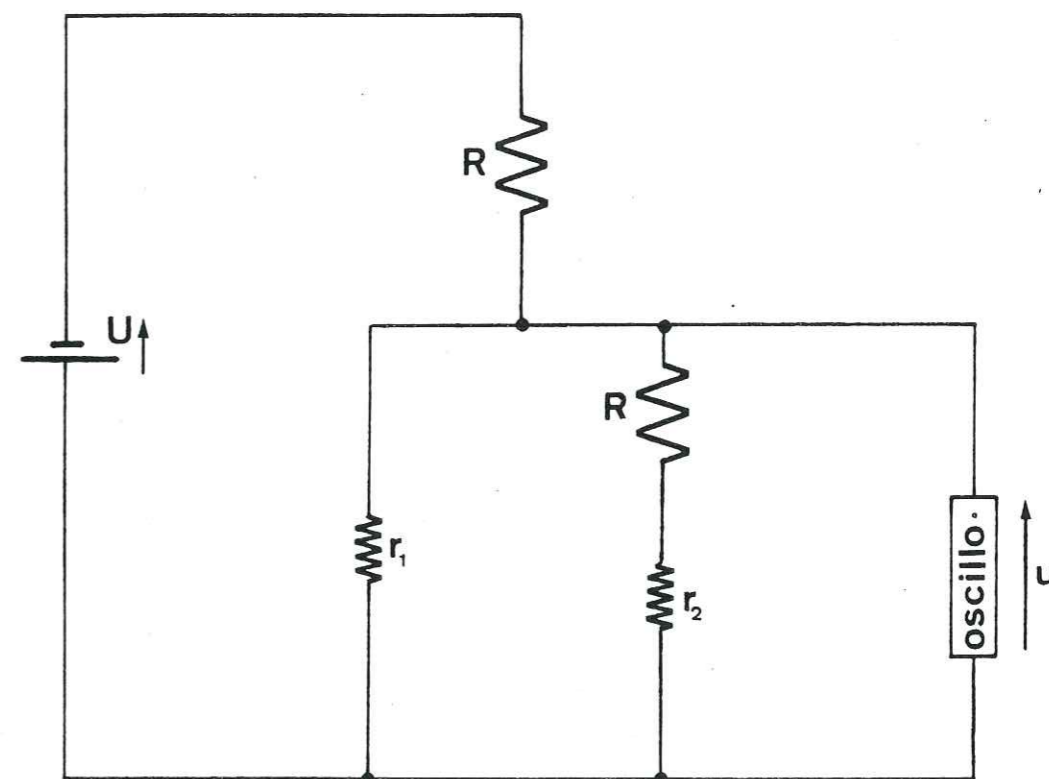


Fig. 1- Montage conçu pour le déclenchement d'enregistrement par jauges de fissuration.

 $r_1$  : résistance de la première jauge (déclenchement) = 120  $\Omega$  $r_2$  : résistance de la deuxième jauge = 120  $\Omega$  $R = 12400 \Omega$  $U$  : tension continue débitée par une alimentation stabilisée = 15 V

## LEGENDE DES PHOTOS N° 8, 9 ET 10

- 1 : capteur de force
- 2 : capteur de déplacement
- 3 : capteur d'émission acoustique
- 4 : jauge de fissuration
- 5 : ensemble réglable des pièces constituant le système d'application des efforts
- 6 : vérin de la presse
- 7 : bâti de la presse

## BIBLIOGRAPHIE

- ADDINALL, E. et HACKETT, P., 1965 - Study with particular reference to testing of brittle materials of the Brazilian test and ring test, *Civ. Eng. Public Works Rev.*, 60, pp 1056-1058
- AKI, K., FEHLER, M. et DAS, S., 1977 - Source mechanism of volcanic tremor : Fluid-driven crack models and their application to the 1963 Kilauea eruption, *J. Vol. Geotherm. Res.*, 2, pp 259-287
- AKI, K. et RICHARDS, P.G., 1980 - *Quantitative Seismology : Theory and methods*, Vol. I, W.H. Freeman and Company, San Francisco
- ANG, D.D. et WILLIAMS, M.L., 1959 - Dynamic stress field due to an extensional dislocation, *Proc. Ann. Conf. on Solid Mechanics*, 4th, Univ. Texas, pp 36-52
- ARMSTRONG, B.H., 1969 - Acoustic emission prior to rockburst and earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.* 59, pp 1259-1279
- BATZLE, M.L., SIMMONS, G. et SIEGFRIED, R.W., 1980 - Microcrack closure in rocks under stress : Direct observation, *J. Geoph. Res.*, 85, pp 7072-7090
- BEATTIE, A.G. et JARAMILLO, R.A., 1974 - The measurement of energy in acoustic emission, *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 45, N° 3, pp 352-357
- BERRY, J.P., 1960 - Some kinetic consideration of the Griffith criterion for fracture I and II, *J. Mech. Physics Solids*, Vol. 8, N° 3, pp 194-216
- BIENIAWSKI, Z.T., 1967 - Mechanism of brittle fracture of rock. Theory of the fracture process, *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci.*, 4, pp 395-406
- BIENIAWSKI, Z.T., 1968 - The phenomenon of terminal fracture velocity in rock, *Felsmechanik u. Ingenieurgeol.* 6, pp 113-125
- BLAKE, W., 1978 - Evaluating data from rockburst monitoring systems using the energy of microseismic events, *Proc. Sec. Conf. Acoust. Em. Micros. Act. Géol. Struct. Mat.*, Pennsylvania State University, pp 109-116
- BRACE, W.F. et BOMBOLAKIS, E.G., 1963 - A note on brittle crack growth in compression, *J. Geoph. Res.* 68, pp 3709-3713
- BRADY, B.T., 1974 - Theory of earthquakes, I, *Pageoph*, 112, pp 701-725
- BRADY, B.T., 1976 - Theory of earthquakes, *Pageoph*, 114, pp 1031-1082
- BRADY, B.T., 1977 - Anomalous seismicity prior to rockbursts : Implication for earthquake prediction, *Pageoph*, 115, pp 357-374
- BRECKENRIDGE, F.R., TSCHIEGG, C.E. et GREENSPAN, M., 1975 - Acoustic emission : Some applications of Lamb's problem, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 57, N° 3, pp 626-631
- BROBERG, K.B., 1960 - The propagation of a brittle crack, *Arkiv for Fysik*, 18, pp 159-192
- BRUNE, J.N., 1970 - Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, *J. Geoph. Res.*, 75, pp 4997-5009
- BUI, H.D., 1978 - *Mécanique de la rupture fragile*, 215 p, Masson éd.
- BURRIDGE, R. et KNOPOFF, L., 1964 - Body force equivalents for seismic dislocations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 54, pp 1875-1888
- CAMPILLO, M., 1982 - *Calcul de la radiation en champ proche d'une source sismique dynamique*, Thèse 3ème cycle, Grenoble

- CHOUET, B. - Ground motion near an expanding preexisting crack and source parameters of seismic events in the cooling lava lake of Kilauea Iki, Hawaii, Sous presse
- CHUGH, Y.P., HARDY, H.R. et STEFANKO, R., 1968 - An investigation of the frequency spectra of microseismic activity in rock under tension, Proc. Tenth. Rock. Mech. Symp., Austin, Tex. pp 73-113
- DAS, S. et AKI, K., 1977 - Fault plane with barriers : A versatile earthquake model, J. Geoph. Res., 82, pp 5658-5670
- DE NOYER, J. et POLLACK, H., 1963 - Measurements of the velocity of crack propagation in glass plates, Bull. Seism. Soc. Am., 53, pp 87-93
- DUNNING, J. et DUNN, D., 1978 - Microseismicity of stable crack propagation in quartz, Proc. Sec. Conf. Acoust. Em. Mic. Act. Geol. Struct. Mat., Pennsylvania State University, pp 2-9
- FAIRHURST, C., 1964 - On the validity of the brazilian test for brittle materials, Int. J. Rock. Mech. Min. Sci., 1, pp 535-546
- FAIRHURST, C., HUDSON, J.A. et WAVERSİK, W.R., 1970 - Die Mechanik von Verformung und Bruch von Gesteinsproben im Labormasstab Bericht 10. Ländertreffen Internat. Büro Gebirgsmech., Leipzig, 1968, Akad-Verlag, Berlin, pp 206-225
- FENG, C. et WHITTIER, R.M., 1979 - Acoustic emission transducer calibration using transient surface waves and signal analysis, Technical report DE 79-1 (Dunegan-Endevco)
- FILLON, C., 1976 - Contribution à l'étude des propriétés mécaniques des roches sous sollicitations non homogènes, Thèse 3ème cycle, Grenoble
- GERBERICH, W.W. et HARTBOWER, C.E., 1967 - Some observations on stress wave emission as a measure of crack growth, Int. Journal of Crac. Mech. vol. 3, pp 185-191
- GREENFIELD, R.J., 1977 - Amplitudes and spectra from underground sources, Proc. First Conf. Acoust. Em. Geol. Struct. Mat., TTP, Clausthal-Zellerfeld, pp 405-425
- GRIFFITH, A.A., 1921 - The phenomena of rupture and flow in solids, Phil. Trans. Royal Soc. A, 221, p 163
- HARDY, H.R., 1977 - Emergence of acoustic emission/microseismic activity as a tool in geomechanics, Proc. First. Conf. Acoust. Em. Geol. Struct. Mat. TTP, Clausthal-Zellerfeld, pp 13-19
- HASKELL, N.A., 1964 - Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, Bull. Seism. Soc. Am., 54, pp 1811-1841
- HATANO, H. et MORI, E. 1976 - Acoustic emission transducer and its absolute calibration, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 59, N° 2, pp 344-349
- HENRY, J.P., 1978 - Mécanique linéaire de la rupture appliquée à l'étude de la fissuration et de la fracture des roches calcaires, Thèse Docteur Sciences Physiques, Lille
- HERRMANN, R.B., 1975 - The use of duration as a measure of seismic moment and magnitude, Bull. Seism. Soc. Am., 65, pp 899-913
- HOEK, E. et BIENIAWSKI, Z.T., 1966 - in Proc. First Cong. Int. Society on Rock Mechanics, Lisbon, Vol 1, pp 243-249
- HOLCOMB, D.J. et STEVENS, J.L., 1980 - The reversible Griffith crack : A viable model for dilatancy, J. Geoph. Res., 85, pp 7101-7107
- HOUPT, R., 1974 - Le rôle du temps dans le comportement à la rupture des roches, C.R. 3ème Congrès Internat. Méc. Roches, Denver, Vol. 2, t. A, pp 325-329
- HOUPT, R., HOMAND-ETIENNE, F. et TISOT, J.P., 1976 - Mécanismes de propagation de la rupture en compression dans les roches cristallines, Bull. Soc. Géol. France, 7, pp 1583-1589

- HUET, C., 1973 - Méthode de détermination de l'énergie spécifique de rupture et application aux céramiques et à divers matériaux minéraux, Bases théoriques, Cahiers du Groupe Français de Rhéologie, 3, pp 128-142
- IRWIN, G.R., 1957 - Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plane, J. Appl. Mech. 24, pp 361-364
- ISHIDA, M. et KANAMORI, H., 1978 - The foreshock activity of the 1971 San Fernando earthquake, California, Bull. Seism. Soc. Am., 68, pp 1265-1279
- ISHIDA, M. et KANAMORI, H., 1980 - Temporal variation of seismicity and spectrum of small earthquakes preceding the 1952 Kern County, California, earthquake, Bull. Seism. Soc. Am., 70, pp 509-523
- JOHNSON, L.R. et Mc EVILLY, T.V., 1974 - Near-field observations and source parameters of central California earthquakes, Bull. Seism. Soc. Am., 64, pp 1855-1886
- JOHNSON, T., 1978 - Rupture and particle velocity during frictional sliding, Pageoph, 116, pp 954-963
- KAISER, J., 1950 - Untersuchungen über das auftreten von Geräuschen beim Zugversuch, Ph. D. thesis, Technische Hochschule, München, Germany
- KANEKO, K., INOUE, I., SASSA, K. et ITO, I., 1979 - Monitoring the stability of rock structures by means of acoustic wave attenuation, Proc. Fourth Internat. Congr. on Rock Mechanics, Montreux, Vol. 2, pp 287-292
- KELLEHER, J. et SAVINO, J., 1975 - Distribution of seismicity before large strike-slip and thrust-type earthquakes, J. Geoph. Res., 80, pp 260-271
- KNILL, J.L., FRANKLIN, T.A. et MALONE, A.W., 1968 - A study of acoustic emission from stressed rock, Int. J. Rock. Mech. Min. Sci., 5, pp 87-121
- KNOPOFF, L. et GILBERT, F., 1960 - First motions from seismic sources, Bull. Seism. Soc. Am., 50, pp 117-134
- KURITA, K. et FUJII, N., 1979 - Stress memory of crystalline rocks in acoustic emission, Geophys. Res. Lett., 6, pp 9-12
- LAMA, R.D. et VUTUKURI, V.S., 1978 - Handbook on mechanical properties of rocks, Vol. II, Trans. Tech. Publications
- LINO, M., 1979 - Un modèle de matériau microfissuré, Revue Française de Géotechnique, N° 11, pp 28-41
- LOCKNER, D. et BYERLEE, J., 1977 - Acoustic emission and fault formation in rocks, Proc. First. Conf. Acoust. Em. Geol. Struct. Mat., TTP, Clausthal-Zellerfeld, pp 13-19
- Mc CABE, W.M., 1978 - Acoustic emission in coal : A laboratory study, Proc. Second Conf. Ac. Em. Mic. Act. Geol. Struct. Mat., Pennsylvania State University, pp 35-53
- Mc CLINTOCK, F.A. et WALSH, J.B., 1962 - Friction on Griffith cracks in rocks under pressure, Proc. Fourth U.S. Nat. Congr. Appl. Mech., Berkeley, California, 2, pp 1015-1021
- Mc EVILLY, T., BAKUN, W. et CASADY, K., 1967 - The Parkfield, California, earthquake of 1966, Bull. Seism. Soc. Am., 57, pp 1221-1244
- MADARIAGA, R., 1976 - Dynamics of an expanding circular fault, Bull. Seism. Soc. Am., 66, pp 639-666
- MATUZAWA, T., 1964 - Study of earthquakes, 213 p. UNO Shoten, Tokyo, Japan
- MESCHERIKOV, J.A., 1968 - Recent crustal movements in seismic regions : Geodetic and geomorphic data, Tectonophysics, 6, p 29
- MIRABILE, M., 1974 - Application de l'émission acoustique à l'étude de la rupture des aciers, Mémoires Scientifiques rev. métallurg., LXXI, N° 9, pp 495-507
- MODIANO, T., 1980 - Sismotectonique des Pyrénées occidentales. Etude détaillée du contenu spectral des ondes de volume dans la région focale, Thèse 3ème cycle, Grenoble

- MOGI, K., 1962 - Magnitude-frequency relation for elastic shocks accompanying fracture of various material and some related problem in earthquakes, Bull. Earthquake Res. Inst., 40, pp 831-853
- MOGI, K., 1966 - Earthquakes and fractures, Tectonophysics, 5, pp 35-55
- MOKHNACHEV, M.P. et GROMOVA, N.V., 1970 - Laws of variation of tensile strength indices and deformation properties of rocks with rate and duration of loading, Sov. Min. Sci., 6, pp 609-612
- MOLINA, J.P., 1981 - Caractérisation de la fissuration des roches par amortissement d'ondes ultrasonores, Thèse 3ème cycle, Grenoble
- NAKAMURA, Y., VEACH, C.L. et Mc CAULEY, B.O., 1972 - Amplitude distribution of acoustic emission, ASTM STP 505, American Society for Testing and Materials, pp 164-186
- NAKAMURA, Y., 1977 - Detection and analysis of acoustic emission signals, Proc. First Conf. Ac. Em. Geol. Struct. Mater., TTP, Clausthal-Zellerfeld, pp 445-457
- NEMAT-NASSER, S. et HORII, H., 1982 - Compression-induced nonplanar crack extension with application to splitting, exfoliation, and rockburst, J. Geoph. Res., 87, pp 6805-6821
- NUR, A., 1974 - Tectonophysics: The study of relations between deformation and forces in the earth, Advances in Rock Mechanics (Proc. Third ISRM Congress, Denver, Vol. 1)
- PEKERIS, C.L., 1955 - The seismic surface pulse, Proc. Nat. Acad. Sci., 41, pp 469-480
- POLLOCK, A.A., 1978 - Physical interpretation of AE/MA signal processing, Proc. Sec. Conf. Acoust. Em. Mic. Act. Geol. Struct. Mat., Pennsylvania State University, pp 399-421
- RALEIGH, C.B., BENNETT, G., CRAIG, H., HANKS, T., MOLNAR, P., NUR, A., SAVAGE, J., SCHOLZ, C., TURNER, R. et WU, F., 1977 - The prediction of the Haicheng earthquake, EOS Trans. Am. Geoph. Union, 58, pp 236-272
- REYMOND, M.C., 1977 - L'étude et les applications par procédés acoustiques de la formation, la localisation, et la propagation de fissures dans les milieux fragiles, Thèse de Doctorat d'Etat, Paris VI
- RIKITAKE, T., 1968 - Earthquake prediction, Earth. Sci. Rev., 4, p 245
- ROBERTS, D.K. et WELL, A.A., 1954 - Engineering, vol. 178, p 820
- ROTHIG, H., 1974 - Influence of the radiation pattern on ultrasonic attenuation measurements of concrete, Materials evaluation, Avril 1974, pp 69-74
- SAVAGE, J.C. et MANSINHA, L., 1963 - Radiation from a tensile fracture, J. Geoph. Res., 68, pp 6345-6358
- SAVAGE, J.C. et HASEGAWA, H.S., 1964 - Some properties of tensile fractures inferred from elastic wave radiation, J. Geoph. Res., 69, pp 2091-2100
- SAVAGE, J.C., 1972 - Relation of corner frequency to fault dimensions, J. Geoph. Res., 77, pp 3788-3795
- SCHARDIN, H. - Velocity effects in fracture, Fracture, B.L. Averbach, ed. Wiley and sons, New York, 1959
- SCHOFIELD, B.H., 1958 - Acoustic emission under applied stress, WADC Tech. Rep. 58-194, ASTIA Doc. N° AD 155 674
- SCHOLZ, C.H., 1968 (a) - Experimental study of the fracturing process in brittle rock, J. Geoph. Res., 73, pp 1447-1454
- SCHOLZ, C.H., 1968 (b) - The frequency-magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes, Bull. Seism. Soc. Am., 58, pp 399-415
- SHARPE, J.A., 1942 - The production of elastic waves by explosive pressures. 1, Theory and empirical field observations, Geophysics, 7, pp 144-154
- SUTEAU, A.M. et WHITCOMB, J.H., 1979 - A local earthquake coda magnitude and its relation to duration, moment  $M_0$ , and local Richter magnitude  $M_L$ , Bull. Seism. Soc. Am., 69, pp 353-368

- SUZUKI, Z., 1959 - A statistical study on the occurrence of small earthquakes, Sci. Rept. Tohoku Univ. Geophys. Ser., 11, pp 10-54
- SUZUKI, T., SASAKI, K., SIOHARA, Z. et HIROTA, T., 1964 - A new approach to the prediction of failures by rock noise, Fourth Int. Conf. on Strata Control and Rock Mech., Columbia Univ.
- THIERCELIN, M., 1980 - Application de l'émission acoustique à l'étude de la fissuration et de la rupture des roches, Thèse Docteur Ingénieur, Grenoble
- TOURENQ, C. et DENIS, A., 1970 - La résistance à la traction des roches, rapport de recherche N° 4 des Lab. Ponts et Chaussées, 40 p.
- VINOGRADOV, S.D., 1957 - Acoustic observations in collieries of the Kizelsk Coal basin, Bull. Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser. pp 171-180
- VINOGRADOV, S.D., 1978 - Experimental observations of elastic wave radiation characteristics from tensile cracks and pre-existing shear faults, Pageoph, 116, pp 888-899
- WESSON, R.L. et ELLSWORTH, W.L., 1973 - Seismicity preceding moderate earthquakes in California, J. Geoph. Res., 78, pp 8527-8546.
- WIEDERHORN, S.M. et TOWNSEND, P.R., Crack healing in glass, J. Amer. Ceram. Soc., 53, pp 486-489
- WU, T., THOMSON, K.C. et KUENZLER, H., 1972 - Stick slip propagation velocity and seismic source mechanism, Bull. Seism. Soc. Am., 62, pp 1621-1628
- WYSS, M., HANKS, T.C. et LIEBERMANN, R.C., 1971 - Comparison of P wave spectra of underground explosions and earthquakes, J. Geoph. Res., 76, pp 2716 - 2729
- WYSS, M. et LEE, W.H.K., 1973 - Time variations of the average earthquake magnitude in central California, Proc. Conf. Tectonic Problems of the San Andreas fault system, Stanford Univ. Publ., Geol. Sci., 13, pp 24-42
- YOSHIKAWA, S. et MOGI, K., 1981 - A new method for estimation of the crustal stress from cored rock samples. Laboratory study in the case of uniaxial compression, Tectonophysics, 74, pp 323-339

Dernière page d'une thèse

---

VU

Grenoble, le 12 octobre 1982

Le Président de la thèse



Vu, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

Le Président de l'Université Scientifique et Médicale

## RESUME

Les phénomènes d'émission d'ondes acoustiques générées par les mécanismes de fissuration des échantillons de roche sous contrainte, sont étudiés expérimentalement, et les résultats interprétés comparativement avec les phénomènes sismiques de l'écorce terrestre.

On s'intéresse ici, dans une analyse de type statistique, à l'influence des conditions de sollicitations et celle des matériaux étudiés sur les caractéristiques diverses des événements microsismiques enregistrés. On a pu ainsi mettre en évidence les influences du facteur temps et de l'histoire de la sollicitation sur la taille des microséismes et leur répartition spatio-temporelle, les processus invoqués semblant présenter des analogies avec les phénomènes de terrain.

Les fréquences dominantes des spectres expérimentaux semblent correspondre à des tailles moyennes de source assez proches de la dimension des grains de la roche considérée. Une évolution du contenu spectral des signaux avec la contrainte appliquée (pouvant être éventuellement utilisée comme moyen de prédiction d'un phénomène majeur « in situ ») a pu être observée et interprétée en termes de mécanismes à la source.

## MOTS-CLES

Emission acoustique ; Sismogenèse ; Fissuration ; Microfissure ; Rupture ; Événement microsismique ; Mécanique des roches.