



HAL
open science

Caractérisation de la fissuration des roches par amortissement d'ondes ultrasonores

Jean Paul Molina

► **To cite this version:**

Jean Paul Molina. Caractérisation de la fissuration des roches par amortissement d'ondes ultrasonores. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1981. Français. NNT : . tel-00762391

HAL Id: tel-00762391

<https://theses.hal.science/tel-00762391>

Submitted on 7 Dec 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.

205.142
1081
112
N° d'ordre

Triple
THÈSE

205142

présentée à

1981

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE

ET

L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ
(3^e Cycle de Mécanique des Solides)

par

Jean-Paul MOLINA

Ancien Elève de l'E.N.S.E.T.

Agrégé de l'Université



S U J E T

**Caractérisation de la fissuration
des roches par amortissement
d'ondes ultrasonores**

Soutenu le 26 Juin 1981 devant la Commission d'Examen

M. PIERRARD	Président
M. PERRIER Mme PIAU	Examineurs
M. MORLEVAT	Rapporteur Extérieur
M. GUELIN M. WACK	Rapporteur

GRENOBLE

TRIPLE

205142

1981

112

N° d'ordre

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE

ET

L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE

DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ
(3^e Cycle de Mécanique des Solides)

par

Jean-Paul MOLINA

Ancien Elève de l'E.N.S.E.T.
Agrégré de l'Université



S U J E T

**Caractérisation de la fissuration
des roches par amortissement
d'ondes ultrasonores**

T. 81/274

Soutenue le 26 Juin 1981 devant la Commission d'Examen

M. PIERRARD	Président
M. PERRIER Mme PIAU	Examineurs
M. MORLEVAT	Rapporteur Extérieur
M. GUELIN M. WACK	Rapporteur

GRENOBLE



0520292207

161

161

161

161

161

"Je prends beaucoup plus de plaisir
à m'instruire moi-même que non pas
à mettre par écrit le peu que je sais"

René DESCARTES (Correspondance)

AVANT-PROPOS

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur PIERRARD, directeur de l'Institut de Mécanique de Grenoble, qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence de ce jury.

Monsieur le Professeur PERRIER a bien voulu participer à ce jury et je l'en remercie très vivement.

Madame PIAU m'a apporté une aide très précieuse dans le domaine théorique, je voudrais l'assurer ici de ma sincère reconnaissance.

Je remercie Monsieur MORLEVAT d'avoir bien voulu être le rapporteur extérieur de l'étude présentée. Ses compétences, et sa grande cordialité, m'ont encouragé pour mener à bien mes travaux d'analyse d'images au CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE GRENOBLE.

Je tiens à remercier également Monsieur GUELIN d'être le rapporteur du travail effectué.

Monsieur WACK est à l'origine de cette étude. Ses compétences scientifiques, sa très grande rigueur dans la méthode expérimentale, m'ont guidé tout au long de cette recherche. Il m'a initié à cette méthode et m'a soutenu dans les moments de découragement. Sa grande disponibilité témoigne de l'intérêt qu'il éprouve à suivre l'évolution d'une recherche. Il a dirigé mon travail tout en me laissant une grande part d'initiative.

L'étude a été financée dans le cadre d'un contrat de l'Action Thématique Programmée "Fissuration-Rupture" et a été effectuée à l'Institut de Recherches Interdisciplinaires de Géologie et de Mécanique.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur VIALON, directeur de l'I.R.I.G.M., pour m'avoir accueilli et apporté l'aide matérielle de son laboratoire.

Je remercie également Monsieur DELAGENIERE, censeur du Lycée Technique d'Etat VAUCANSON de GRENOBLE, et certains de mes collègues, qui, en acceptant un aménagement de mon emploi de temps d'enseignant, ont facilité mon travail.

Ce mémoire est le résultat d'un travail d'équipe. Outre Monsieur WACK et Madame PIAU, je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur JAY pour la conception de la cellule d'essai, Monsieur FELIX et son équipe pour la réalisation, Monsieur BAUDOIN et ses collaborateurs pour la partie électronique, Monsieur ELBERG qui m'a aidé tout en me faisant profiter de son expérience, Monsieur BRAULT et Madame JULIEN pour les très nombreux travaux photographiques, Messieurs ORENGO, GARNIER et GUIGET pour la préparation des échantillons de roche, Monsieur JOLIVET du C.E.N.G. pour l'aide et les conseils en analyse d'images.

Madame ELBERG a réalisé la frappe de ce mémoire, qu'elle en soit remerciée.

Beaucoup de personnes, par leurs conversations, par leurs écrits m'ont aidé. Leur nombre m'empêche de les citer. Ceux qui m'ont apporté leur concours le savent, je leur en suis profondément reconnaissant.

SOMMAIRE

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 - SITUATION DU PROBLEME	3
1. Evolution de la fissuration dans les roches soumises à un essai de compression simple	5
2. Ondes de contrainte	7
2.1. Propagation en milieu élastique	
2.2. Propagation en milieu réel : atténuation	
A - Définitions de l'atténuation	
B - Géométries de mesure	
C - Méthodes de mesures classiques	
D - Méthode de mesure adaptée à notre étude	
3. Analyse d'images	17
3.1. Rappels bibliographiques	
3.2. Paramètres de fissuration	
3.3. Paramètres mesurés par l'analyseur d'images	
CHAPITRE 2 - METHODE EXPERIMENTALE	23
1. Les échantillons de roche	25
2. La cellule d'essai	26
2.1. Principe - Réalisation	
2.2. Problème de l'anti-fretage	
3. La chaîne de mesures ultrasonores	31
3.1. Les transducteurs	
3.2. Le générateur d'impulsions	
3.3. La sélection des signaux	
3.4. L'analyseur de fréquences	
4. Conduite de l'essai	34
4.1. Mode opératoire	
4.2. Réglage des mesures ultrasonores	
A - Définition de l'impulsion	
B - Analyse spectrale de l'impulsion	
4.3. Influence du fluage	
5. Quantification du réseau de fissures	37
5.1. Traitement des échantillons après essais	
5.2. Relevé du réseau de fissures	
5.3. Contraintes imposées par l'analyseur d'images	
5.4. Détermination de la rose des directions	

CHAPITRE 3 - RESULTATS THEORIQUES	43
1. Hypothèses	45
2. Distribution de fissures circulaires parallèles	46
3. Distribution axisymétrique de fissures circulaires	47
4. Distribution aléatoire de fissures circulaires	48
5. Remarques	51
CHAPITRE 4 - LES RESULTATS	53
1. Résultats des mesures acoustiques	55
1.1. Calcaire de Villette	
1.2. Calcaire de Carrare	
2. Résultats de l'analyse d'images	65
3. Corrélacion des résultats	68
CONCLUSION	71
ANNEXES	75
BIBLIOGRAPHIE	101

INTRODUCTION

Il est maintenant largement admis par les chercheurs et les ingénieurs que le comportement mécanique d'une roche dans le domaine fragile est caractérisé du point de vue physique par un réseau de fissures préexistantes et par son évolution avec la charge appliquée (BERNAIX [4], HOUPERT [10]).

L'étude expérimentale de la loi de comportement de ce matériau nécessite donc de pouvoir appréhender le développement du champ de fissures le long de chemins de sollicitations imposés.

La méthode classique de caractérisation du champ des fissures s'effectue par examen de coupes pratiquées dans un échantillon (lames minces ou faces polies). La quantification des paramètres du réseau de fissures était effectuée initialement par des méthodes de relevé manuel (HOUPERT [12]); elle est devenue plus systématique depuis l'apparition de l'analyseur d'images (GATEAU [5]).

Mais cette analyse directe est destructive et limite beaucoup les possibilités d'expérimentation. Afin de réaliser des études plus complètes, une méthode non destructive s'avère donc souhaitable.

La transmission d'ondes ultrasonores est envisagée : la vitesse de transmission d'ondes longitudinales ou transversales a déjà été utilisée, mais elle ne procure pas suffisamment d'informations sur les paramètres du réseau de fissures (HABIB [6], TOURENQ [37]). Il est admis (PAPADAKIS [23]) que la perte d'énergie d'ondes ultrasonores, se propageant à travers un milieu, dépend du rapport de la longueur d'onde à la distance entre les discontinuités présentes dans le milieu. Par conséquent, une étude de l'amortissement des ondes ultrasonores en fonction de la fréquence devrait donc apporter des informations précieuses sur le réseau de fissures existant dans une roche.

Le but de l'étude présentée ici est de mettre en évidence les possibilités et les limites de cette méthode par comparaison avec la méthode destructive classique.

CHAPITRE 1

SITUATION DU PROBLEME

Dans cette étude, on suppose le matériau rocheux constitué d'une matrice homogène, isotrope, comportant des discontinuités. Une hypothèse classiquement admise est de supposer que la matrice a un comportement élastique ; cette hypothèse sera utilisée ultérieurement pour établir les résultats théoriques (chapitre 3).

Les géologues ont coutume de classer les discontinuités dans les roches en fonction de leurs formes et de leurs échelles. Ils distinguent les discontinuités macrographiques (diaclasses, joints de stratification, failles) à l'échelle d'un massif rocheux, des discontinuités micrographiques observées à l'échelle des grains de la roche (pores, fissures) :

Le travail effectué a pour seul objectif l'étude de cette fissuration à l'échelle des grains ainsi que son évolution en fonction de l'effort de compression exercé sur un échantillon de roche. La porosité intrinsèque de la roche n'est pas considérée outre-mesure.

1 - Evolution de la fissuration dans les roches soumises à un essai de compression simple.

MORLIER [21], reprenant les travaux de BIENIAWSKI [2] décrit l'évolution de la fissuration d'une roche lors d'un essai de compression simple ainsi que l'influence de cette fissuration sur le comportement de cette roche avant la rupture.

La figure 1 met en évidence plusieurs étapes.

La zone OA correspond à la fermeture de microfissures initialement présentes dans la roche (fissures orientées (*) principalement suivant une parallèle à l'axe de compression).

(*) On définit la direction d'une fissure par la normale au plan tangent à la fissure.

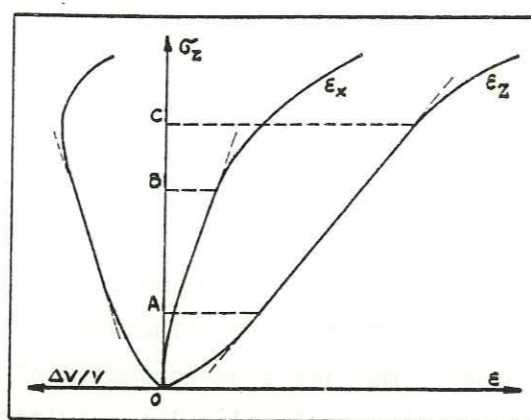


Fig.1 - Schéma d'évolution de la fissuration
(σ : Contrainte ; ϵ : Déformation unitaire ;
 $\Delta V/V$: dilatation volumique ; Z direction de compression)

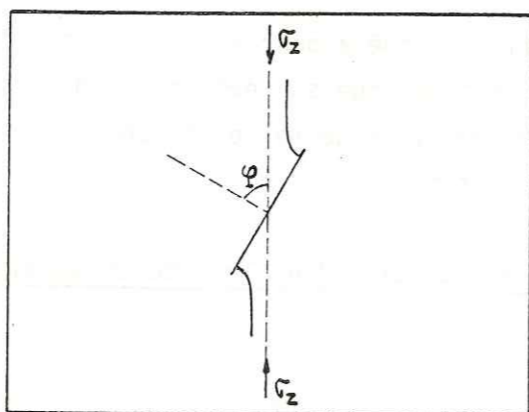


Fig.2 - Evolution à l'échelle d'une microfissure (d'après HOEK)

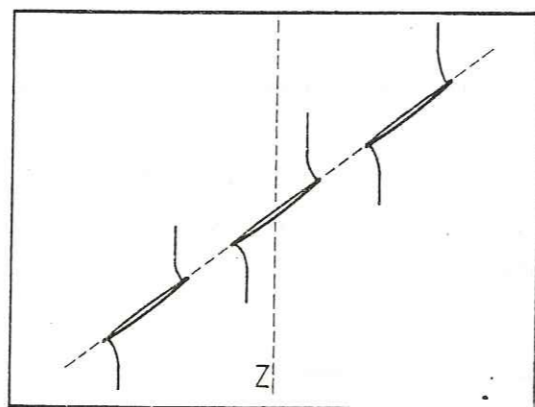


Fig.3 - Fissures alignées

De A à B, ϵ_z est linéaire ainsi que ϵ_x : le comportement de la roche est quasi-élastique. En B, la microfissuration et la dilatance débutent (BRACE, PAULDING, SCHOLZ [3]).

De B à C, ϵ_z est toujours linéaire, ϵ_x ne l'est plus : les fissures se développent avec une direction perpendiculaire à Z. De plus, on constate que le comportement est stable dans cette zone.

A partir de C, ϵ_z n'est plus linéaire : des fissures progressent avec des directions qui ne sont plus perpendiculaires à Z et le maintien d'une contrainte $\sigma_z > \sigma_{zB}$ amène forcément la rupture de l'échantillon au bout d'un temps plus ou moins long.

La description précédente est globale et en partie incomplète. Une analyse à l'échelle des microfissures (HOEK [9]) met en évidence une évolution un peu plus complexe. En effet, une microfissure préexistante de direction quelconque (fig.2) commence à évoluer suivant une direction liée à ϕ et s'oriente progressivement de telle sorte que sa normale soit perpendiculaire à la direction Z : dans le schéma précédent, la déformation ϵ_z due au début de l'évolution est négligée dans la zone BC.

Au-delà de l'état C, l'évolution des fissures dépend de plus en plus de leur influence mutuelle. En plus d'une évolution du type précédent, les fissures ont tendance à se rejoindre et en général les ponts entre fissures se rompent brutalement, ce qui explique le caractère instable de l'évolution de cette zone (fig.3).

2 - Ondes de contrainte

2.1. Propagation en milieu élastique

La plus ancienne méthode de caractérisation physique des propriétés d'un massif contenant des fissures (et même des failles) fait appel à la propagation d'ondes sismiques (ondes de contrainte créées au moyen d'une explosion).

Les premiers travaux théoriques concernant la propagation d'ondes élastiques dans un solide sont dus à CAUCHY et à POISSON en 1828. RAYLEIGH (1885) et LOVE (1911) ont décrit, puis expliqué l'apparition et la propagation d'ondes se déplaçant parallèlement à la surface d'un solide.

Les premières tentatives expérimentales remontent à 1892 et sont dues à MILNE.

Rappelons dans une première étape, les résultats théoriques qui définissent les ondes de contrainte.

Dans un milieu élastique, isotrope, infini, deux principaux types d'ondes sont considérés : les ondes de compression et les ondes de cisaillement. Pour le premier type, le mouvement vibratoire a lieu suivant la direction de propagation. Pour le second type, le mouvement vibratoire a lieu dans un plan normal à la direction de propagation. Dans la réalité, les mouvements vibratoires ne sont pas aussi distincts, il y a combinaison des deux types précédents. De plus, RAYLEIGH a montré l'existence d'ondes particulières, ondes de surface se propageant dans un milieu semi-infini.

La caractérisation de ces différents types d'ondes est obtenue à partir des équations de mouvement.

Si l'on considère les efforts agissant sur un élément de volume d'un milieu élastique de masse volumique ρ et dont le vecteur déplacement d'une particule est U , la condition d'équilibre donne :

$$\text{div } \bar{\sigma} = \rho \ddot{U} \quad (1)$$

où $\bar{\sigma}$ représente le tenseur des contraintes
 \ddot{U} représente la dérivée seconde par rapport au temps du vecteur déplacement.

D'autre part, en admettant un comportement linéaire élastique, on a :

$$\bar{\sigma} = 2\mu \bar{\epsilon} + \lambda \Theta \bar{I} \quad (2)$$

où $\bar{\epsilon}$ est le tenseur des déformations
 Θ la dilatation volumique
 \bar{I} le tenseur identité
 λ et μ les coefficients de LAME.

Sachant que :

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{2} [\text{grad } U + \text{grad}^T U] \quad (3)$$

on obtient l'équation caractéristique suivante :

$$\mu \Delta U + (\lambda + \mu) \text{grad div } U = \rho \ddot{U} \quad (4)$$

par association de (1), (2) et (3).

L'équation (4) a été résolue par LOVE (1927) qui a exprimé le vecteur déplacement U en introduisant un potentiel scalaire Φ et un potentiel vecteur Ψ de telle sorte que :

$$U = \text{grad } \Phi + \text{rot } \Psi \quad (5)$$

avec $\text{div } \Psi = 0$

Cette dernière relation permet de séparer les ondes de compression et les ondes de cisaillement. En effet, pour le premier type, $U = \text{grad } \Phi$ et il s'en suit que $\text{rot } U = \text{rot grad } \Phi = 0$. Pour le second type, $U = \text{rot } \Psi$ et il est clair que $\text{div } U = \text{div rot } \Psi = 0$. On peut alors séparer l'équation (4) en deux expressions distinctes.

Pour les ondes de compression :

$$(\lambda + 2\mu) \Delta U = \rho \ddot{U} \quad (6)$$

ce qui donne :

$$\Delta \Phi = \left[\frac{1}{V_L^2} \right] \ddot{\Phi} \quad (7)$$

où le terme $V_L = \left[\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \right]^{1/2}$ représente la vitesse de propagation de l'onde de compression dans un milieu élastique homogène.

Pour les ondes de cisaillement, on obtient :

$$\text{rot rot } \Psi + \left[\frac{\rho}{\mu} \right] \ddot{\Psi} = 0 \quad (8)$$

ou encore :

$$\Delta \Psi - \text{grad div } \Psi = \left[\frac{1}{V_T^2} \right] \ddot{\Psi} \quad (9)$$

avec $V_T = \left[\frac{\mu}{\rho} \right]^{1/2}$ la vitesse de propagation de l'onde de cisaillement.

Dans ce dernier cas, il n'y a pas de contraction ou d'expansion du milieu, du fait de l'indépendance en λ de (9).

Dans le cas d'un milieu élastique anisotrope, la relation (2) n'est plus valable et une équation plus générale doit lui être substituée. Les équations de mouvement qui en résultent montrent qu'il existe trois ondes indépendantes qui se propagent avec des vitesses distinctes et dont les vecteurs déplacements sont mutuellement orthogonaux. S'il apparaît que l'un des trois vecteurs déplacements coïncide avec la normale au front d'onde, les deux autres appartiennent au plan d'onde ; il en résulte une onde de compression et deux ondes distinctes de cisaillement.

2.2. Propagation dans un milieu réel : atténuation

Une roche réelle comporte des discontinuités qui absorbent une partie de l'énergie de l'onde qui la traverse et atténue ainsi l'intensité de l'onde et l'énergie qu'elle transporte. On distingue des pertes par absorption (par exemple, pertes par frottement des lèvres d'une fissure) et des pertes par diffusion (au niveau des joints de grain, des fissures ou des pores). A ces pertes, il faut ajouter celles dues à la diffraction du faisceau et celles dues à l'absorption par la matrice.

Dans l'étude réalisée, nous ne nous sommes intéressés qu'à la variation des pertes d'énergie entre un état initial et un état avec fissuration supplémentaire induite. De ce fait, seuls interviennent les phénomènes d'absorption et de diffusion dues aux fissures induites.

A - Définitions de l'atténuation [39]

Les divers mécanismes d'atténuation des ondes de contrainte peuvent être exprimés au moyen de trois types de paramètres : le coefficient d'atténuation α , le décrément logarithmique δ ou le coefficient de dissipation Q .

Si l'on suppose que l'on génère une onde plane, une solution des équations de mouvement s'écrit :

$$\sigma(x, t) = \sigma_0 \exp\{i(\omega t - kx)\}$$

où x est la direction de propagation
 ω la pulsation
 k le nombre d'onde tel que

$$k^2 V_L^2 = \omega^2$$

V_L étant la vitesse de propagation.

Une façon d'obtenir une expression d'onde atténuée consiste à supposer que le nombre d'onde et la vitesse de propagation sont des nombres complexes.

Dans ce cas, on pose $V_L = V_1 + i V_2$ et $k = k_1 - i \alpha^*$; ce qui permet d'écrire :

$$\sigma(x, t) = \sigma_0 e^{-\alpha^* x} e^{i(\omega t - k_1 x)}$$

α^* est ainsi défini comme la partie imaginaire du nombre d'onde complexe k et possède la dimension de l'inverse d'une longueur.

Si l'on considère le maximum σ_M de $\sigma_0 e^{i(\omega t - k_1 x)}$, l'expression peut s'écrire

$$\sigma_M(x) = \sigma_0 e^{-\alpha^* x}$$

On en déduit α^* à partir de deux signaux successifs, c'est-à-dire :

$$\alpha^* = \frac{1}{x_2 - x_1} \text{Log} \left[\frac{\sigma_M(x_1)}{\sigma_M(x_2)} \right] \quad \text{avec } x_1 < x_2$$

α^* est alors exprimé en Nepers par unité de longueur.

En pratique, on définit le coefficient d'atténuation à partir de l'énergie E emmagasinée par le signal permettant d'utiliser le décibel par unité de longueur comme unité :

$$\alpha = \frac{1}{x_2 - x_1} 10 \log_{10} \left[\frac{E_1}{E_2} \right] \quad \text{avec } x_1 < x_2$$

et comme l'énergie emmagasinée par le signal est proportionnelle au carré de l'amplitude, on a :

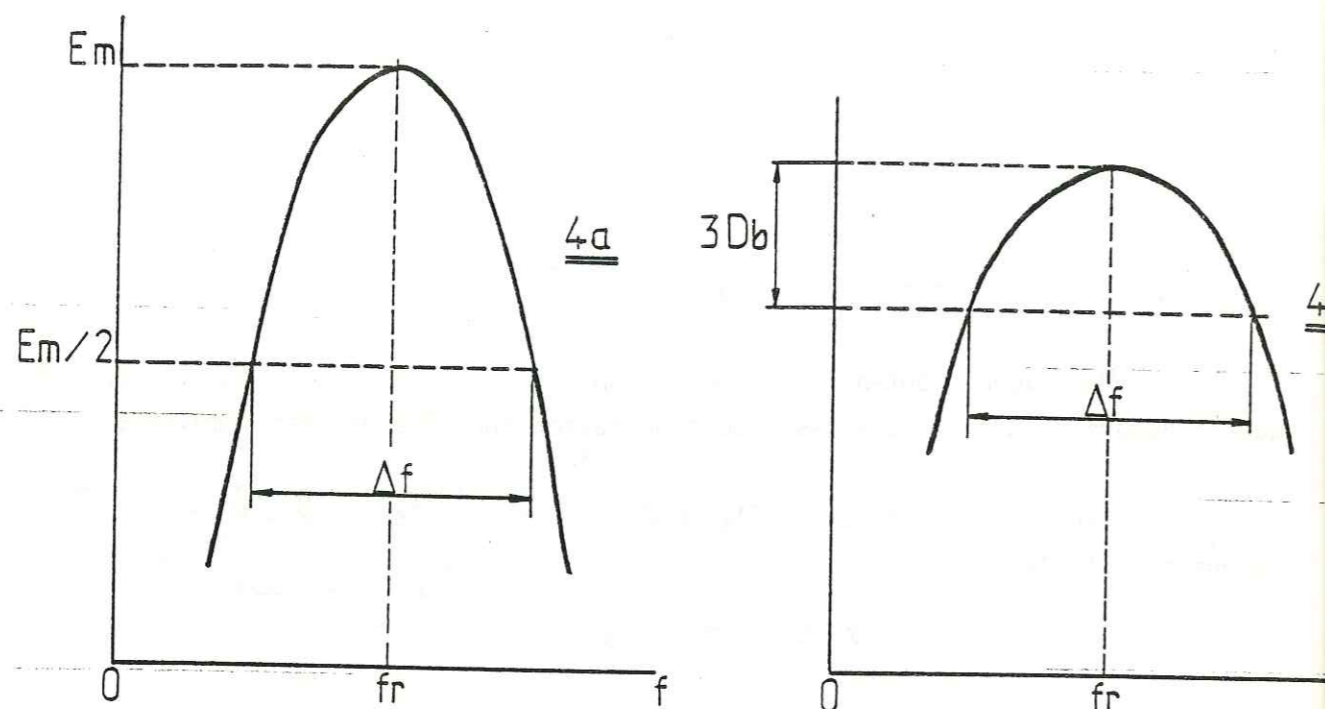


Fig.4 - Caractérisation du facteur de qualité
(4-a : Echelle linéaire - 4b : Echelle logarithmique)

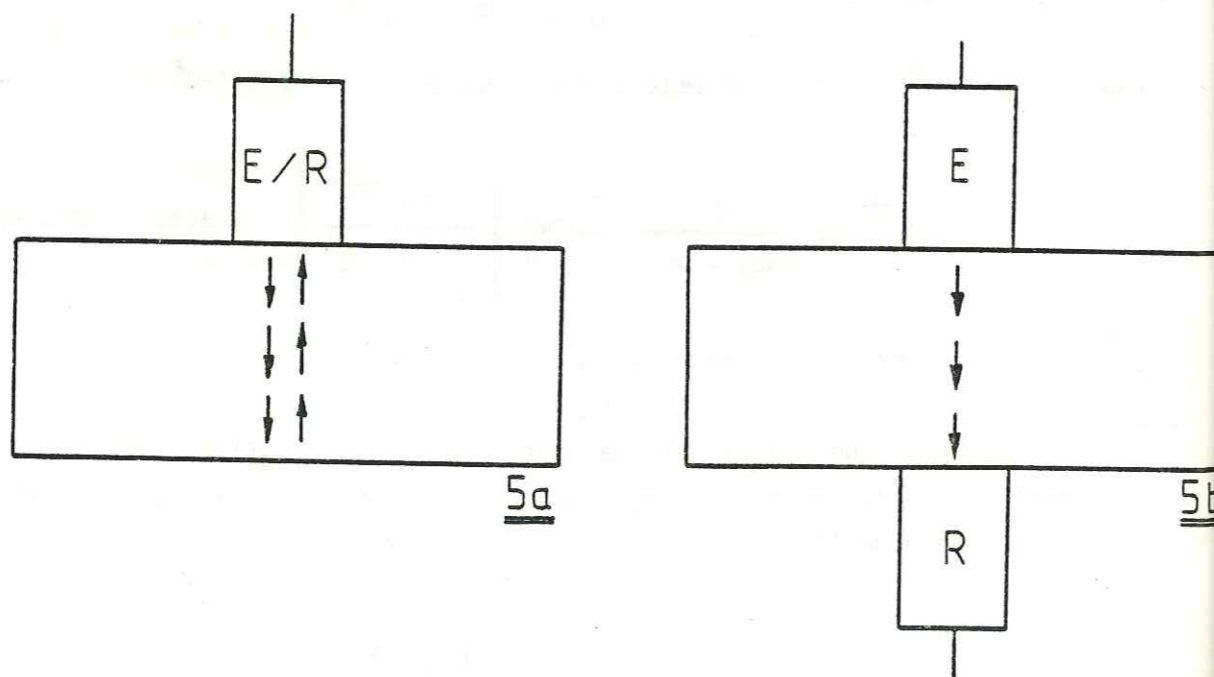


Fig.5 - Géométries de Mesures
(5-a : Echographie - 5-b : Transmission)

$$\alpha = \frac{1}{x_2 - x_1} 20 \log_{10} \left[\frac{\sigma_M(x_1)}{\sigma_M(x_2)} \right]$$

Le second paramètre également utilisé est le décrément logarithmique défini par des amplitudes de deux signaux successifs :

$$\delta = \text{Log} \left[\frac{\sigma_n}{\sigma_{n+1}} \right]$$

Enfin, le dernier paramètre utilisé est le facteur de qualité Q : lorsqu'une contrainte périodique est appliquée à un solide, une déformation périodique en phase avec la contrainte apparaît et sur une gamme de fréquences, un phénomène de résonance est observé. Q est alors défini à partir d'une courbe énergie-fréquence, où Δf représente l'écart de fréquences entre deux points situés à mi-distance du maximum et où f_r est la fréquence de résonance (Fig.4a)

$$Q = \frac{f_r}{\Delta f} \quad \text{avec} \quad \Delta f \ll f_r$$

Si le décibel est utilisé comme unité, Δf est la bande de fréquences à -3dB du maximum (fig.4b).

B - Géométries de mesure

L'atténuation est mesurée en introduisant des ondes de contrainte de haute fréquence (ultra sonores), au moyen d'une impulsion de très courte durée, dans un solide et perpendiculairement à deux faces parallèles. Un transducteur convertit l'énergie emmagasinée par une impulsion électrique fournie par un générateur en une énergie mécanique par vibration d'une pastille de quartz. Dans ce cas, le transducteur se comporte en émetteur. Il se comportera en récepteur dans le cas inverse de conversion d'énergie mécanique en énergie électrique.

Deux géométries sont rencontrées : échographie et transmission. Dans la première, un seul transducteur est utilisé : il se comporte en émetteur puis en récepteur. Il permet d'étudier l'atténuation à partir des échos successifs dans le solide (fig.5a). Dans la seconde géométrie, deux transducteurs, placés en vis-à-vis (fig.5b) permettent d'étudier le premier signal transmis, puis les échos successifs.

C - Méthodes de mesures classiques

Deux méthodes de mesure d'atténuation sont décrites dans la littérature scientifique : la méthode par comparaison d'impulsions et la méthode par analyse spectrale. Ces méthodes sont principalement utilisées en échographie et ne sont valables que si le coefficient d'atténuation α est constant ou encore si le milieu

ne possède pas une atténuation trop forte (dans ce dernier cas, le nombre d'échos est insuffisant pour définir α avec précision).

Rappelons les principes de celles-ci. La première méthode utilise une impulsion étalonnée, de même fréquence, que celle envoyée au transducteur, et permet de suivre la décroissance en amplitude des échos successifs, donc de vérifier si cette décroissance est exponentielle (fig.6). En outre, elle permet d'éviter les erreurs dues à la non linéarité de certains amplificateurs.

Cette méthode a été améliorée par REDWOOD, LAMB [32] et MAC-SKIMIN [14] en utilisant le milieu traversé comme guide d'ondes (dimensions transversales identiques à celles des transducteurs) et en transmission. Les formes complexes de propagation dues au guide d'onde introduisent des diffractions du faisceau d'ondes ; des corrections s'avèrent alors nécessaires (PAPADAKIS [22]).

La seconde méthode, dite par analyse spectrale, est fondée sur l'analyse des composantes fréquentielles d'une impulsion large bande atténuée après traversée d'un milieu. Naturellement, quelle que soit la géométrie de mesure, il est nécessaire de posséder le moyen de sélectionner un signal quelconque en vue de son analyse. Le coefficient d'atténuation α a été introduit au § A :

$$\alpha = \frac{1}{\alpha_2 - \alpha_1} 10 \log_{10} \left[\frac{E_1}{E_2} \right]$$

Ici $\left[\frac{E_1}{E_2} \right] = \left[\frac{A_1}{A_2} \right]^2$ où A_i est l'aire sous l'enveloppe du spectre du signal (i) (i = 1, 2) exprimé en amplitude.

L'inconvénient principal de cette méthode est dû au transducteur : celui-ci va affecter les mesures à partir du second signal car il absorbe une partie de l'énergie et transmet de fausses réverbérations au niveau de l'appui. Ainsi, le spectre du second signal représentera l'effet du milieu mais aussi l'effet du transducteur lors de la première réflexion. PAPADAKIS [25] a apporté une amélioration en interposant un tampon entre le milieu à étudier et le transducteur et a adapté la méthode de corrections dues à la diffraction du faisceau d'ondes. [28]

D. - Méthode de mesure adaptée à notre étude

Les deux méthodes, décrites précédemment, ne permettent pas de différencier les diverses causes d'atténuation pour une géométrie donnée ; il faut alors

modifier cette géométrie pour étudier les paramètres qui influencent la propagation d'ondes ultrasonores dans un milieu. Elles supposent en outre que le coefficient d'atténuation α est constant et que le milieu n'a pas une atténuation trop forte, le nombre de signaux détectés n'étant pas suffisant pour mesurer α de façon précise.

Des mesures absolues dans les milieux rocheux ont montré que ceux-ci possèdent un très fort amortissement et il est naturel d'estimer que la création de fissures va accentuer ce phénomène : on ne peut donc utiliser que le premier signal transmis, d'où le choix de la méthode de mesure par transmission. D'autre part, des études antérieures (MERKULOV [18], MASON, MAC SKIMIN, PAPADAKIS [23]) ont montré que l'atténuation due à la diffusion des grains dans un milieu polycristallin exempts de discontinuités (pores, fissures) dépend de la fréquence f et de la dimension moyenne de grain \bar{D} . LIFSHITS et PARKHOMOVSKII (1950) ont établi que pour :

$$\lambda > 2\pi \bar{D} \quad \alpha = A f + B \bar{D}^3 f^4$$

$$\lambda < 2\pi \bar{D} \quad \alpha = C \bar{D} f^2$$

$$\lambda \ll D_{min} \quad \alpha = E f + G f^2 + H \bar{D}^{-1}$$

λ : longueur d'onde

Malgré les différences constatées en ce qui concerne les bornes du rapport λ / \bar{D} (MERKULOV [18]) les lois précédentes sont admises par la plupart des auteurs. On peut donc s'attendre à ce que l'atténuation d'ondes ultrasonores se propageant à travers un milieu multifissuré dépende de la dimension moyenne de fissure, de la distribution de fissures et donc de la fréquence des ondes : on a alors retenu une méthode par analyse spectrale et par transmission.

Le très fort amortissement des roches utilisées ainsi que la présence d'échos multiples parasites liée à la géométrie de la chaîne mécanique d'essai (chapitre 2) rendent impossible la localisation du second signal transmis : il a donc fallu adapter la méthode classique et ceci est rendu possible par le fait que seule la variation $\Delta\alpha$ du coefficient d'atténuation nous préoccupe puisque l'on souhaite caractériser l'évolution du réseau de fissures liée à l'augmentation de la charge appliquée.

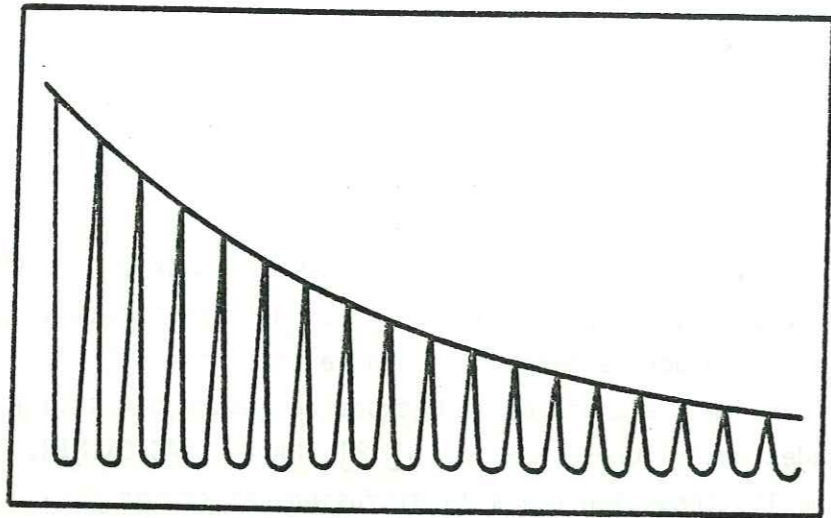


Fig. 6 - Détermination du coefficient d'atténuation par comparaison d'impulsion

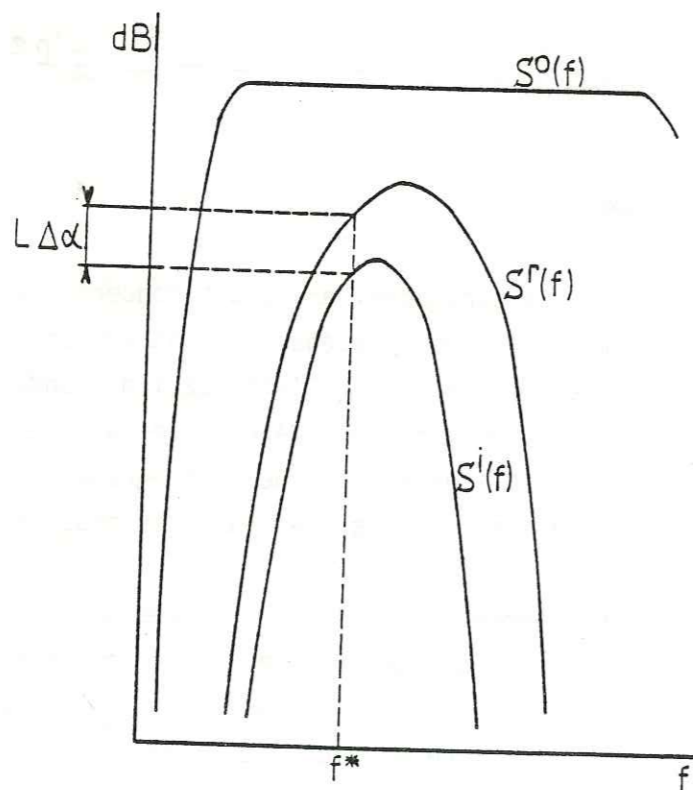


Fig. 7 - Définition de la variation du coefficient d'atténuation

Par conséquent, si l'on appelle (fig. 7) :

$S_0(f)$ le spectre de l'impulsion initiale,

$S_R(f)$ le spectre du premier signal transmis pour un état de contrainte de référence

$S_i(f)$ le spectre du premier signal transmis pour un état de contrainte final d'essai

L la longueur initiale de l'échantillon,

alors, on définit :

$$\Delta\alpha(f) = \alpha_i(f) - \alpha_R(f) = \frac{S_R(f) - S_i(f)}{L}$$

Dans cette relation, apparaît la longueur initiale L de l'échantillon ; en réalité on aurait dû écrire :

$$\Delta\alpha(f) = \frac{S_0(f) - S_i(f)}{L'} - \frac{S_0(f) - S_R(f)}{L}$$

où $L' = L(1 - \Delta L/L)$ est la longueur de l'échantillon après compression de celui-ci jusqu'à l'état σ_i . Comme $\Delta L/L$ est de l'ordre de 1% au maximum, on peut admettre ici $L' \sim L$.

3 - Analyse d'images

3.1. Rappels bibliographiques

De nombreux auteurs (STROEVEN [36] notamment) ont donné l'histoire des méthodes stéréologiques, la première contribution importante dans l'interprétation en volume de structures examinées en surface (faces polies, par exemple) étant due à SALTIKOV (1945). [34]

La méthode de SALTIKOV des "coupes aléatoires" est établie à partir du fait que la distribution de surfaces, créées par des sections arbitraires pratiquées dans un solide, dépend de leurs formes sous certaines hypothèses (éléments distribués aléatoirement, de même forme et coupés une seule fois par un plan quelconque). Des relations sont obtenues ; elles permettent de définir l'intensité de la fissuration dans un matériau.

$$S_V = 4/\pi L_A = 2 P_L$$

$$L_V = 2 P_A$$

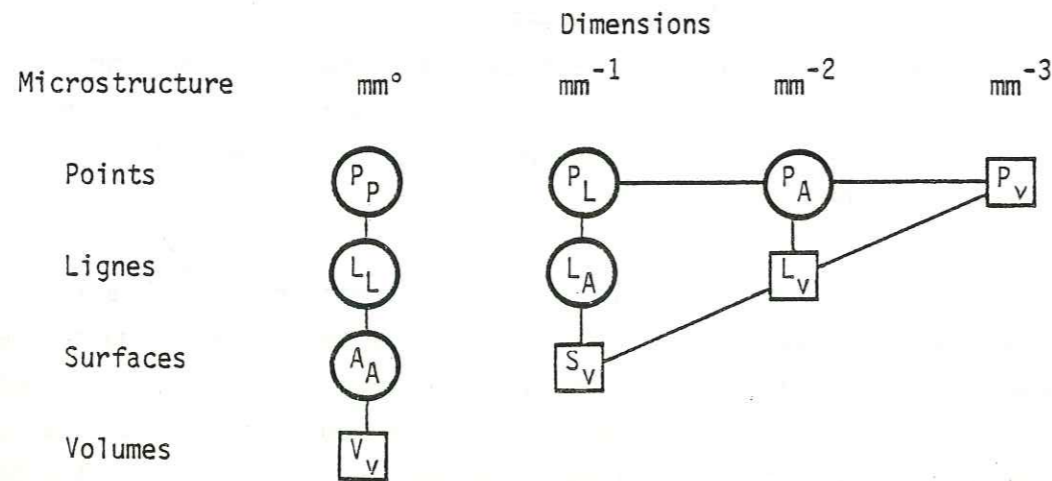
$$P_V = 1/2 L_V S_V = 2 P_A P_L$$

où S_V représente la surface totale des fissures par unité de volume ; L_A la longueur totale des traces de fissures par unité de surface ; P_L le nombre total de points d'intersections des traces de fissures avec une grille de référence par unité de longueur de la grille ; L_V , la longueur totale des traces de fissures par unité de volume ; P_A le nombre total de points d'intersections précédents par unité de surface et P_V le nombre total de points d'intersections par unité de volume.

Mentionnons une autre relation, établie par DELESSE (1848), ROSIWAL (1903) et THOMSON (1930) qui permet d'étudier n'importe quel type d'élément distribué aléatoirement.

$$P_P = L_L = A_A = V_V$$

où P_P représente le rapport du nombre de points-éléments qui coïncident avec les points d'une grille de référence, sur le nombre total de points de la grille ; L_L est le nombre d'éléments linéiques par unité de longueur de la grille ; A_A est le nombre d'éléments surfaciques par unité de surface et V_V le nombre d'éléments volumiques par unité de volume. Le tableau suivant résume les relations possibles entre les paramètres calculés \square et les paramètres mesurés \bigcirc . (d'après UNDERWOOD [40][41]).



3.2. Paramètres de fissuration

La définition effective d'un réseau de fissures existant dans un milieu rocheux est complexe. Néanmoins, il est admis que les principaux paramètres qui définissent le réseau sont :

- le nombre de fissures par unité de volume,
- les dimensions caractéristiques,
- les distances entre fissures,
- l'orientation des fissures.

A propos de ce dernier paramètre, il faut noter que différentes structures d'orientations peuvent être rencontrées : distribution aléatoire ou distribution privilégiée suivant une ou plusieurs directions.

Les relations définies dans le paragraphe précédent ne sont valables que dans le cas d'une distribution aléatoire de fissures et par conséquent ont un champ d'application limité [13].

HILLIARD [8] a envisagé le cas d'autres distributions (une seule orientation privilégiée et orientation dans des plans conjugués) en définissant l'orientation d'une surface par sa normale (elle-même repérée par deux angles : colatitude θ et longitude λ). Les relations fondamentales qu'il a mises en évidence sont :

$$S_V = \int_0^\pi \int_0^\pi S_V(\theta, \lambda) \sin \theta \, d\theta \, d\lambda$$

$$\bar{P}_L = \int_0^\pi \int_0^\pi S_V(\theta, \lambda) |\cos \gamma| \sin \theta \, d\theta \, d\lambda$$

où γ représente l'angle formé par chaque normale avec un réseau de lignes parallèles d'orientation (θ_t, λ_t) tel que :

$$\cos \gamma = \sin \theta \sin \theta_t \cos(\lambda - \lambda_t) + \cos \theta \cos \theta_t$$

Ainsi, pour une seule orientation privilégiée :

$$S_V(\theta, \lambda) = S_V \cdot \delta(\theta - \theta_0, \lambda - \lambda_0)$$

où $\delta = 0$ si $\theta = \theta_0$ et $\lambda = \lambda_0$

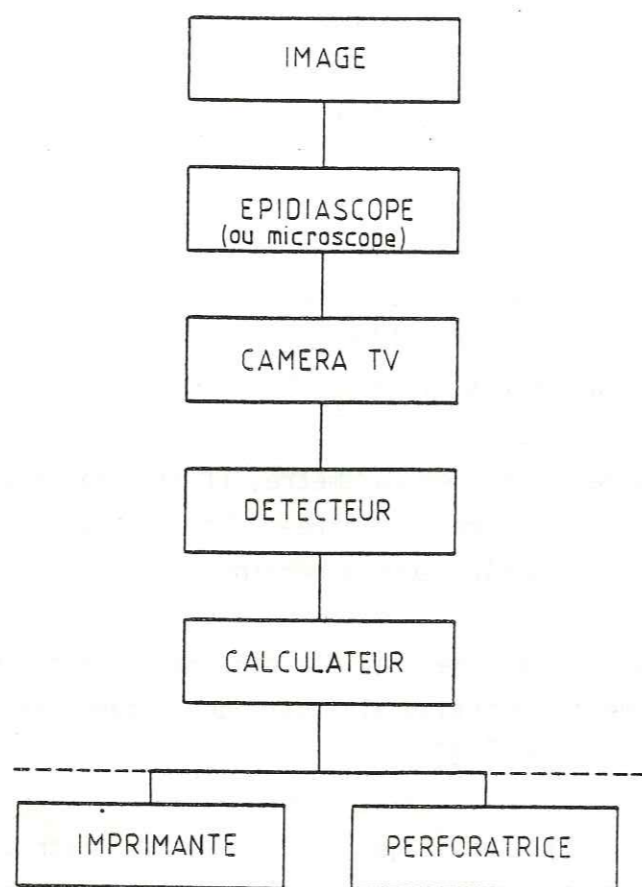


Fig.8 - Processus de l'analyse d'images

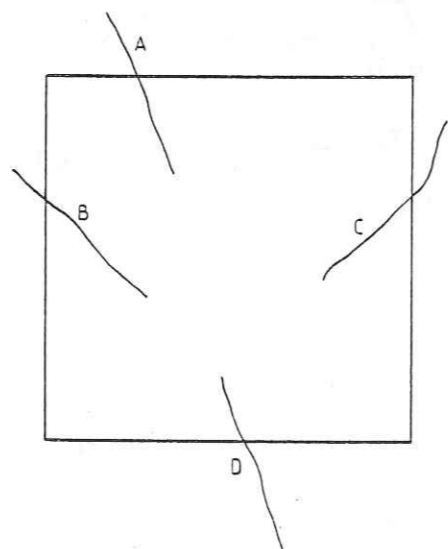


Fig.9 - Limites de détection

ce qui donne

$$S_{V_{\text{orienté}}} = \frac{\bar{P}_L}{|\cos \gamma|}$$

3.3. Paramètres mesurés par l'analyseur d'images

La figure 8 résume le processus qui permet de définir les paramètres géométriques introduits dans le paragraphe 3.1.

L'analyseur d'images fournit directement des valeurs moyennes et les informations concernant chaque élément sont perdues à la fin du traitement. L'analyseur d'images utilisé permet de mesurer :

- la surface occupée par les fissures à l'intérieur de l'image donc la longueur totale de fissures, à condition que celles-ci aient toutes la même épaisseur ;
- le périmètre des fissures, donc la longueur totale de fissures sans condition restrictive (L_A) ;
- le nombre de fissures qui finissent dans la zone de détection (fig.9). Compte-tenu du balayage horizontal qui a lieu du haut vers le bas, les fissures A, B, C sont prises en compte, tandis que la fissure D, qui se termine vers le bas, et en dehors de la fenêtre d'analyse, ne l'est pas ;
- un histogramme, en surface et en nombre, des fissures (classement par taille et par nombre) ;
- le nombre d'intercepts pour différentes orientations θ du réseau par rapport à une direction de référence ($P_L(\theta)$), ce qui permet d'établir la rose des directions.

CHAPITRE 2

METHODE EXPERIMENTALE

Le dispositif expérimental permet d'appliquer une contrainte de compression uniaxiale à un échantillon de roche et d'effectuer des mesures ultrasonores au cours de l'essai mécanique.

1 - Les échantillons de roche

Nous avons procédé à des essais sur trois types de roches : calcaire micritique de la Visse, calcaire de Villette, calcaire de Carrare.

Ces trois roches peuvent être considérées, à l'échelle du laboratoire, comme étant isotropes. Comme elles sont bien connues [1], [38], [42], les paramètres mécaniques seront seuls rappelés ici .

	MICRITE	VILLETTE	CARRARE
Module d'Young (Mpa)	$68 \cdot 10^3$	$45 \cdot 10^3$ à $60 \cdot 10^3$	$60 \cdot 10^3$ à $93 \cdot 10^3$
Coefficient de Poisson	0,28	0,2 à 0,3	0,3
Résistance à la compression (Mpa)	250 à 265	100 à 150	110
Dmoyen grain	$1 \mu\text{m}$	0,15 à 0,3 mm	0,1 à 0,3 mm

Les échantillons utilisés sont de forme cubique (4 cm d'arête).

Ils ont été découpés à partir d'un bloc prélevé dans un massif dont on a repéré au préalable la direction normale au plan de stratification. Celle-ci constituera la direction de compression lors de l'essai mécanique.

Les cubes présentant une hétérogénéité apparente (joints styloolithiques, par exemple) ont été systématiquement rejetés.

Après découpage, ces échantillons ont été rectifiés pour obtenir une bonne précision des cotes et un bon état de surface. Sur une vingtaine d'échantillons, l'écart maximum dans le parallélisme des faces est de 5/100 mm, l'écart de rugosité R_a est de $1,7 \mu\text{m}$ et l'écart de perpendicularité a été relevé comme étant égal à $0,7.10^{-3}$.

2 - La cellule d'essai

La cellule d'essai est conçue pour être placée entre les deux plateaux d'une presse de compression. La presse utilisée est une presse hydraulique AMSLER de capacité maximum 3000 kN. Un vérin à simple effet, situé dans la partie inférieure du bâti, soulève directement le plateau inférieur. Le plateau supérieur, monté avec une liaison sphérique sur une vis centrale, est fixé pendant l'essai et peut être amené à la hauteur souhaitée par une commande à moteur. Cette presse est en outre équipée d'un dynamomètre à ressort relié hydrauliquement au vérin. La précision de mesure de celui-ci est telle que l'erreur maximum soit égale à 1% de la valeur de l'effort indiqué depuis 10% jusqu'à 100% de chaque échelle de mesure. La valeur de la rigidité de la presse n'est pas fournie par le constructeur. Compte-tenu d'essais préliminaires sur les diverses roches (échantillons de 16 cm^2 de section), la gamme 0-300 kN de la presse de compression a été retenue ; chaque graduation correspondant à une contrainte de 3 MPa.

2.1. Principe - Réalisation

La cellule d'essai a pour fonction de permettre l'essai en compression simple d'un échantillon de roche et d'assurer la transmission d'ondes ultrasonores suivant trois directions orthogonales (dont l'une est confondue avec la direction de charge).

Pour réaliser effectivement une propagation d'ondes planes ultrasonores, on a choisi la forme cubique pour les échantillons : les faces des transducteurs étant planes et les ondes ultrasonores se propageant très difficilement dans l'air (impédance acoustique très faible), le contact du transducteur avec l'échantillon doit être maintenu en permanence.

A priori, le fluide de couplage est à proscrire au niveau de l'échantillon : la pression de contact permettrait à ce fluide de pénétrer à l'intérieur de celui-ci et de combler les microfissures pré-existantes en modifiant les mesures physiques.

La figure 10 illustre le principe initial de la cellule.

Les deux conditions : essai de compression simple et transmission d'ondes ultrasonores, ont été simultanément réalisées en implantant les transducteurs de la ligne verticale dans une pièce intermédiaire appelée "enclume". Celle-ci a donc pour rôle de transmettre à l'échantillon une charge de compression, aussi homogène que possible, et d'assurer la propagation des ondes ultrasonores.

Pour ce qui concerne les lignes horizontales, il avait été prévu initialement un montage identique en vue d'une prolongation de l'étude vers des essais de compression avec pression latérale (essai triaxial de révolution). Le contact permanent avec l'échantillon avait été obtenu en montant les 4 enclumes latérales sur des pistons guidés dans des cylindres remplis d'air comprimé (0,8 MPa), en maintenant une légère pression au niveau de l'échantillon (1,6 MPa). Les difficultés rencontrées au cours des premiers essais : contacts non simultanés lors de la mise en place de l'échantillon, coincement des pistons lors de l'essai de compression, couplage difficile de l'enclume avec l'échantillon, nous ont amené à simplifier le montage.

Sur les lignes latérales, les transducteurs ont été placés directement au contact de l'échantillon et la qualité du couplage a été définie par un réglage de la pression de contact : bagues et rondelles élastiques, et par l'interposition d'une graisse spéciale aux silicones (figure 11).

Les figures 12 et 13 donnent une vue d'ensemble et rapprochée de la cellule. Celle-ci est constituée d'un corps cylindrique en acier (\varnothing ext = 250 mm ; \varnothing int = 190 mm) dans lequel sont assemblés les quatre fûts latéraux et la semelle.

La figure 14 montre une enclume et le transducteur qui lui est associé. Elle a été réalisée en acier de limite élastique 710 MPa. D'autre part, les formes ont été conçues de façon à limiter les concentrations de contrainte ; et un calcul élastique approché a montré qu'une distance de 30 mm, entre la face du transducteur et la face d'appui de l'enclume, permettrait de limiter la flèche de cette face d'appui à une valeur de $1 \mu\text{m}$ environ pour une charge maximale de 40 kdaN.

Des difficultés rencontrées dans la qualité de transmission des ondes ultrasonores nous ont conduit à réaliser des enclumes en deux parties, puis à les assembler par collage (§ 3.1).

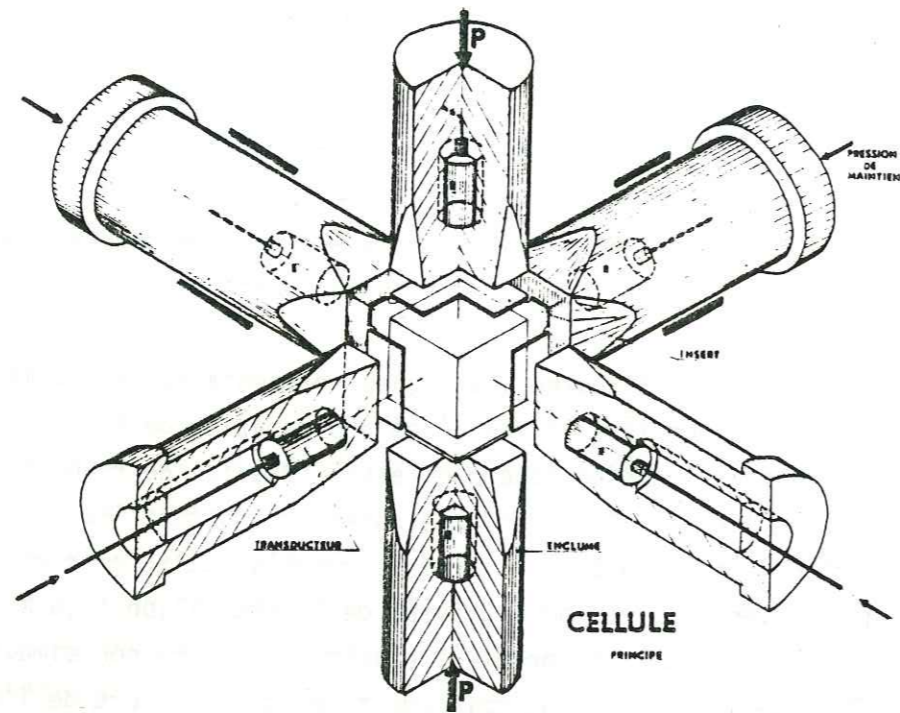


Fig.10 - Cellule d'essai : premier principe

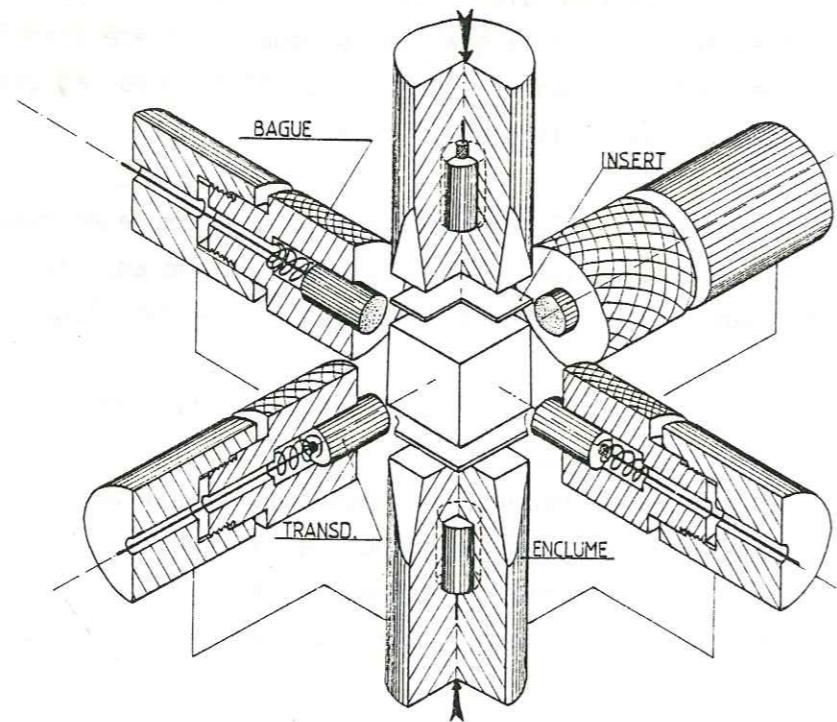


Fig.11 - Cellule d'essai : Principe modifié

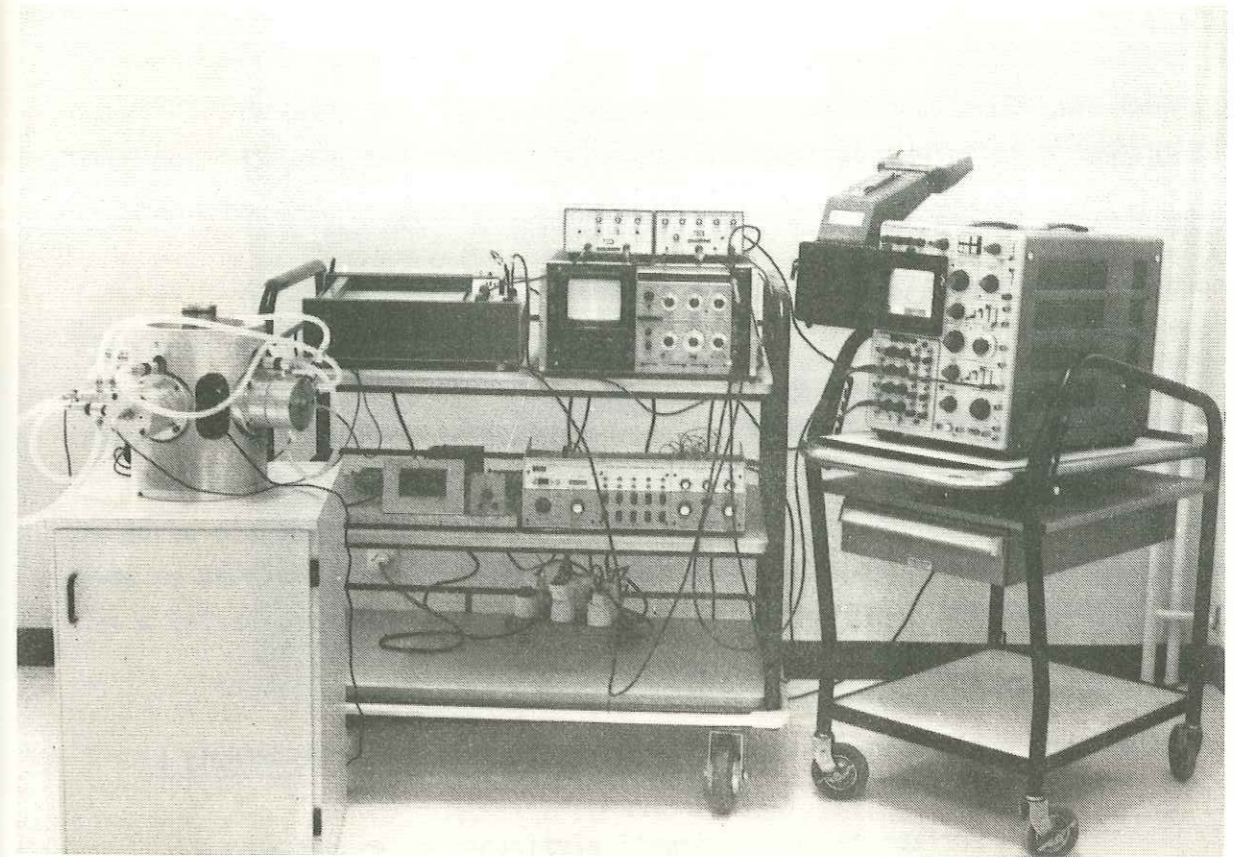


Fig.12 - Vue d'ensemble de la Cellule d'essai

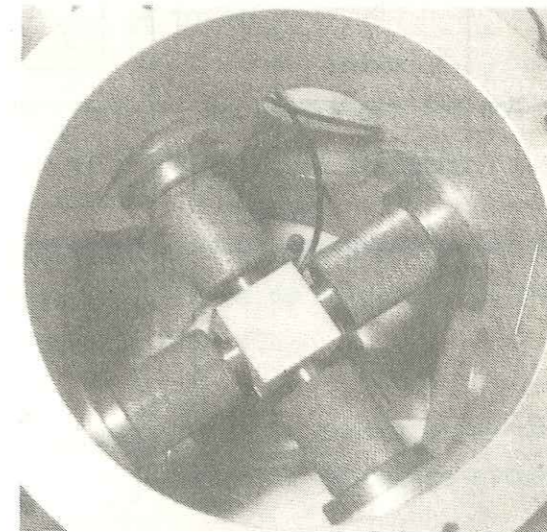


Fig.13 - Vue rapprochée de la cellule d'essai

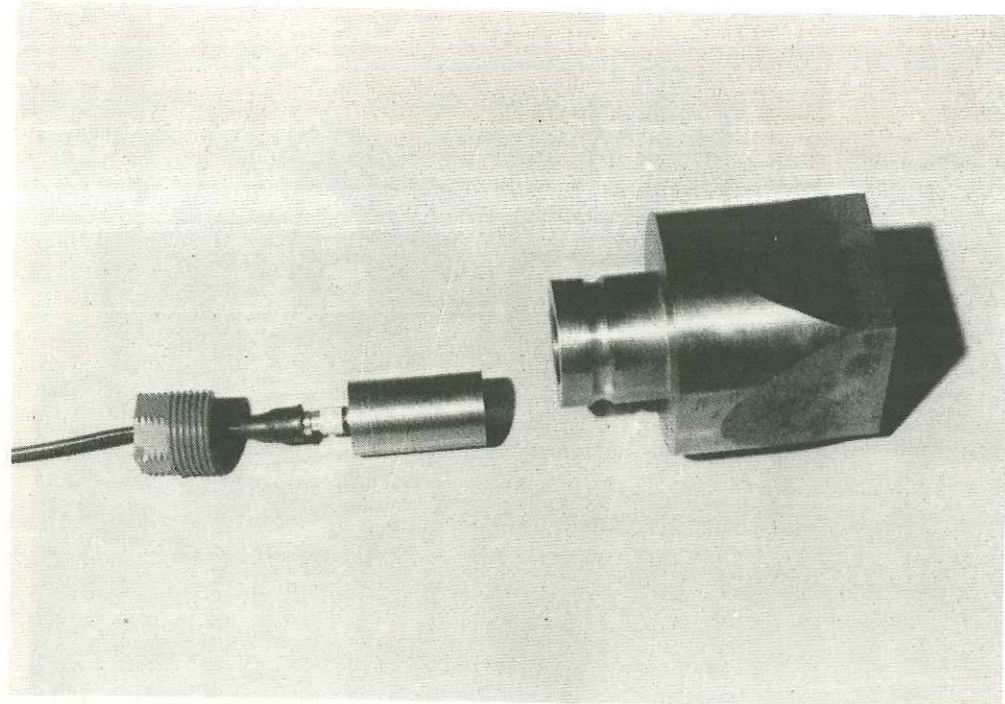


Fig.14 - Une enclume et le transducteur associé (ligne verticale)

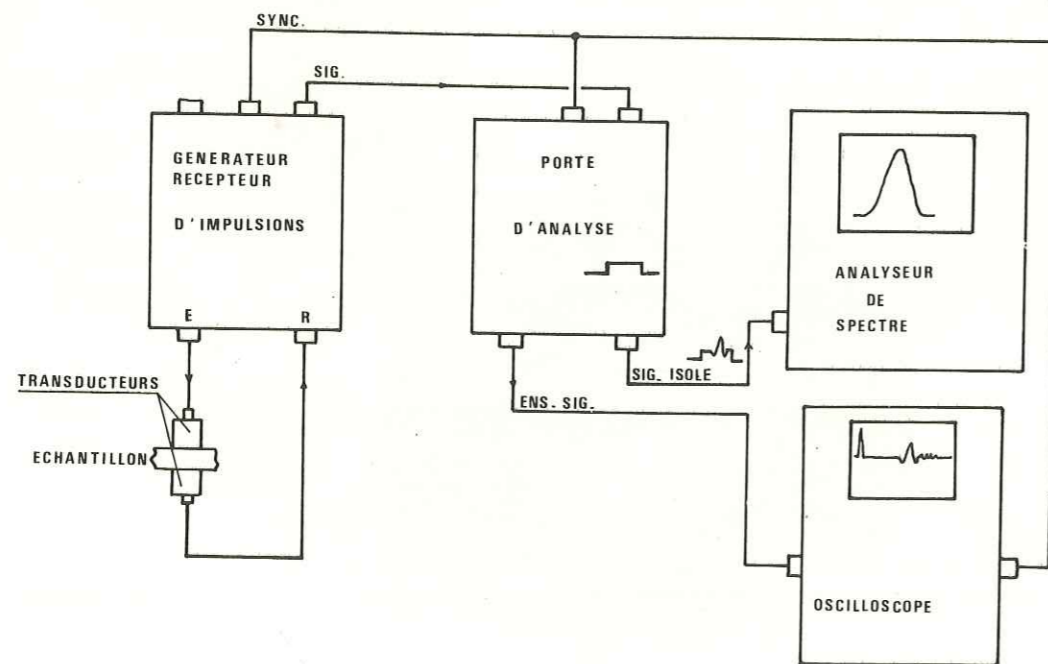


Fig.15 - Diagramme de la chaîne de mesures ultrasonores

2.2. Problème de l'anti-fretage

Ce problème n'est pas nouveau, il apparaît dans tous les essais de compression : il s'agit d'éliminer le plus possible les contraintes tangentielles qui se créent au contact enclume-échantillon.

Dans notre étude, l'interposition d'un insert en cadmium a apporté une amélioration du fait des propriétés voisines de celles des roches étudiées, mais elle induit un phénomène gênant du point de vue acoustique. En effet, la faible épaisseur de l'insert est à l'origine d'échos parasites qui suivent immédiatement le premier signal transmis, d'où la difficulté d'isoler correctement celui-ci avec la porte d'analyse. La vitesse longitudinale de propagation des ondes ultrasonores dans le cadmium étant de 2300 m/s, nous avons utilisé un insert d'épaisseur 1,4 mm, qui a laissé apparaître le premier écho $1,2\mu\text{s}$ après le premier signal transmis.

3 - La chaîne de mesures ultrasonores

La figure 15 récapitule l'ensemble du dispositif.

3.1. Les transducteurs

Les transducteurs utilisés possèdent une pastille de quartz de 12,7 mm de diamètre. Deux types ont été employés, ils ne diffèrent que par leur fréquence de résonance : 2,25 MHz et 10 MHz.

Les transducteurs de 10 MHz ont été utilisés pour les essais avec le calcaire micritique et le calcaire de Villette.

Les transducteurs 2,25 MHz ont été implantés sur la ligne verticale pour les essais avec le calcaire de Carrare, les transducteurs 10 MHz étant conservés pour les lignes latérales.

Ce choix a résulté de la constatation suivante : le premier signal transmis possédait une fréquence de résonance située au voisinage de 2 MHz.

La réponse spectrale de chaque transducteur a été établie par le constructeur à partir d'un écho dans un échantillon de silice de 12,7 mm d'épaisseur (figures 16 - 17). Nous avons vérifié ces réponses par analyse d'un écho dans un bain de mercure.

Le problème essentiel a été d'assurer la meilleure transmission possible des ondes ultrasonores donc de définir parfaitement la géométrie de l'enclume et d'obtenir le meilleur couplage transducteur-enclume. La solution finalement adoptée a consisté à fabriquer des enclumes en deux parties, puis à les centrer et assembler par collage : un parallélisme rigoureux ainsi qu'un bon état de surface a pu être obtenu pour la face de contact avec le transducteur et pour la face de contact avec l'insert. On peut noter que le remplacement d'une surface rectifiée par une surface rodée ($3\mu\text{m}$) a apporté un gain moyen de 6dB dans l'énergie transmise. En outre, des essais ont montré qu'une pression de contact de 0,1 MPa assurait une transmission optimum (vérifiable directement sur un oscilloscope) ; cette pression a été obtenue par un empilage de rondelles élastiques. Le fluide de couplage utilisé est une huile de vaseline.

Les transducteurs relatifs aux lignes latérales sont au contact de l'échantillon par l'intermédiaire d'une graisse spéciale aux silicones. Ils sont appairés avec des bagues de réglage, ce qui permet un alignement rigoureux, et un empilage élastique (comme décrit précédemment) permet de régler la pression de contact.

3.2. Le générateur d'impulsions

Celui-ci émet des impulsions électriques de courte durée, à haute fréquence. Les caractéristiques des impulsions sont les suivantes : impulsions large bande (100 Hz à 30 MHz), fréquence de répétition réglable (200 à 5000 Hz) par un dispositif interne, ou plus élevée par une commande externe, énergie réglable (amplitude et durée) suivant quatre positions.

La partie réceptrice de l'appareil est un double amplificateur 20 db ($\times 10$) ou 40 db ($\times 100$) dont la sortie est linéaire jusqu'à ± 1 V en circuit ouvert et jusqu'à $\pm 0,5$ V en circuit chargé 50Ω .

La présence d'un atténuateur (gamme 0 - 68 dB par pas de 2 dB) permet de limiter l'amplitude des signaux reçus en-deça des valeurs critiques énoncées précédemment (contrôle par l'oscilloscope).

3.3. La sélection des signaux

Une porte électronique permet d'isoler un signal électrique choisi, en vue de son analyse fréquentielle. La position de cette "porte" (temps de retard par rapport au top de déclenchement de l'impulsion) varie de 100 ns jusqu'à plus de

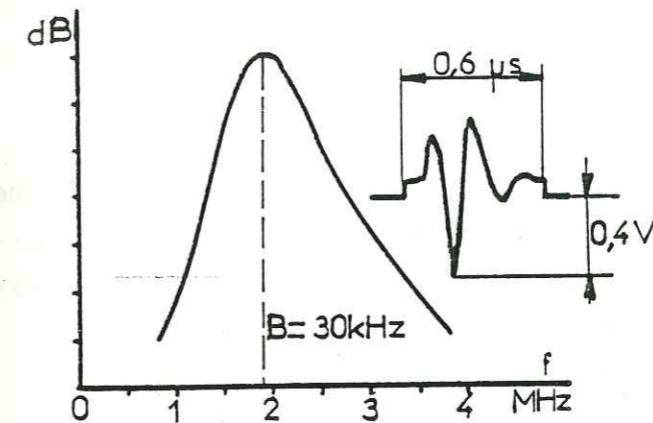


Fig.16 -

Caractéristiques d'un transducteur 2,25 MHz

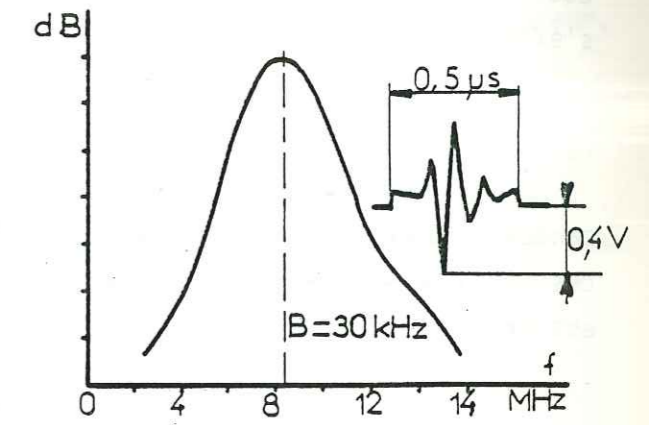


Fig. 17 -

Caractéristiques d'un transducteur 10 MHz

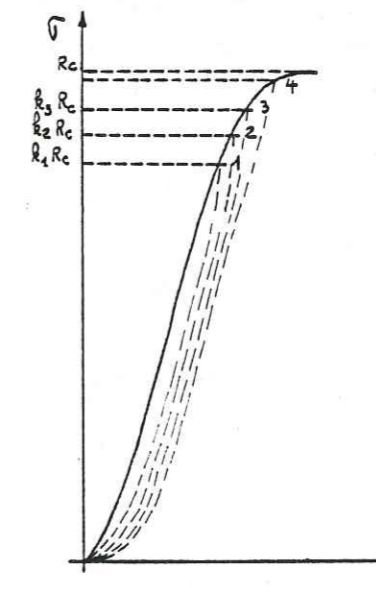


Fig. 18 - Conduite des essais

200 μs ; l'amplitude étant toujours limitée à 25 mV. Le réglage de la porte s'effectue par visualisation du signal sur l'écran cathodique d'un oscilloscope.

3.4. L'analyseur de fréquences

Dernier élément de la chaîne de mesures, cet appareil fournit les composantes fréquentielles du signal isolé par la porte électronique. L'enveloppe de ces composantes constitue le spectre de fréquences ; la visualisation de celui-ci est effectuée sur un écran cathodique : courbe énergie fréquence (dB/f).

4 - Conduite de l'essai

4.1. Mode opératoire

L'intensité de la fissuration est induite dans les échantillons par un essai de compression simple et les spectres de fréquences relatifs au premier signal transmis sont relevés suivant les trois directions à différents stades de l'essai de compression.

Chaque échantillon est chargé jusqu'à un niveau de contrainte kR_C (R_C : résistance à la compression simple), puis déchargé et coupé pour examen. L'utilisation de différentes valeurs de k (de 0 à 1) permet d'obtenir des champs de fissures différents tout en suivant la courbe de compression (figure 18).

4.2. Réglage des mesures ultrasonores

Des essais ont été effectués afin de définir les réglages optima des appareils de mesure. Ils demeureront inchangés pendant toute la durée de l'essai.

A - Définition de l'impulsion

On a utilisé une méthode par impulsion et non une méthode par trains d'ondes continus, cette dernière pouvant induire un échauffement de l'échantillon. Chaque fois que l'impulsion large bande franchit un milieu, celui-ci agit comme un filtre et altère la forme de celle-ci. Au cours de l'essai de compression, la réponse de l'échantillon va varier, ce qui permet de définir la variation d'atténuation de celui-ci.

L'impulsion est caractérisée par :

- son amplitude,
- sa durée effective (calculée à partir de la demi-largeur du lobe

principal du spectre de fréquences) c'est la "largeur" de l'impulsion rectangulaire de même amplitude que l'impulsion envoyée à l'analyseur, - sa fréquence de répétition F.R.I.

Pour les essais, on a choisi une durée effective de 0,4 μs et une fréquence de répétition de 5 kHz ; alors l'échantillon est traversé par les impulsions pendant 0,2 % du temps, éliminant ainsi les risques d'échauffement de l'échantillon. La figure 19 illustre ce qui précède.

B - Analyse spectrale de l'impulsion

Deux types de spectres peuvent être visualisés sur l'analyseur de fréquences ; la bande passante B de celui-ci, comparée à la fréquence de répétition de l'impulsion permet de les distinguer : spectre de raies si $B < \text{FRI}$ ou spectre d'impulsion si $B > \text{FRI}$ [17]. Ce dernier type a été imposé par les conditions de mesure : l'analyseur fournit la transformée de Fourier de l'impulsion.

L'analyseur a été réglé de sorte que l'amplitude crête de l'impulsion soit légèrement en-deçà du point de saturation de l'amplificateur d'entrée et de façon que le rapport signal/bruit soit suffisamment grand pour que le signal le plus faible (obtenu lorsque l'échantillon est fortement fissuré) puisse être enregistré. Des abaques (établis par le constructeur) ont permis de choisir une bande passante de 100 kHz, 20 fois supérieure à la fréquence de répétition de l'impulsion.

4.3. Influence du fluage

Compte-tenu des réglages différents pour chaque ligne acoustique, les mesures nécessitent un certain temps : dix minutes environ pour l'enregistrement des spectres par palier de contrainte.

Pour des raisons techniques, les essais ont été contrôlés en force ; en effet, le contrôle en déplacement n'était pas stable et induisait des oscillations parasites sur la force.

De ce fait, nous avons eu des difficultés pour effectuer des mesures près du pic de contrainte : pour quelques essais, la rupture s'est produite pendant le relevé des spectres.

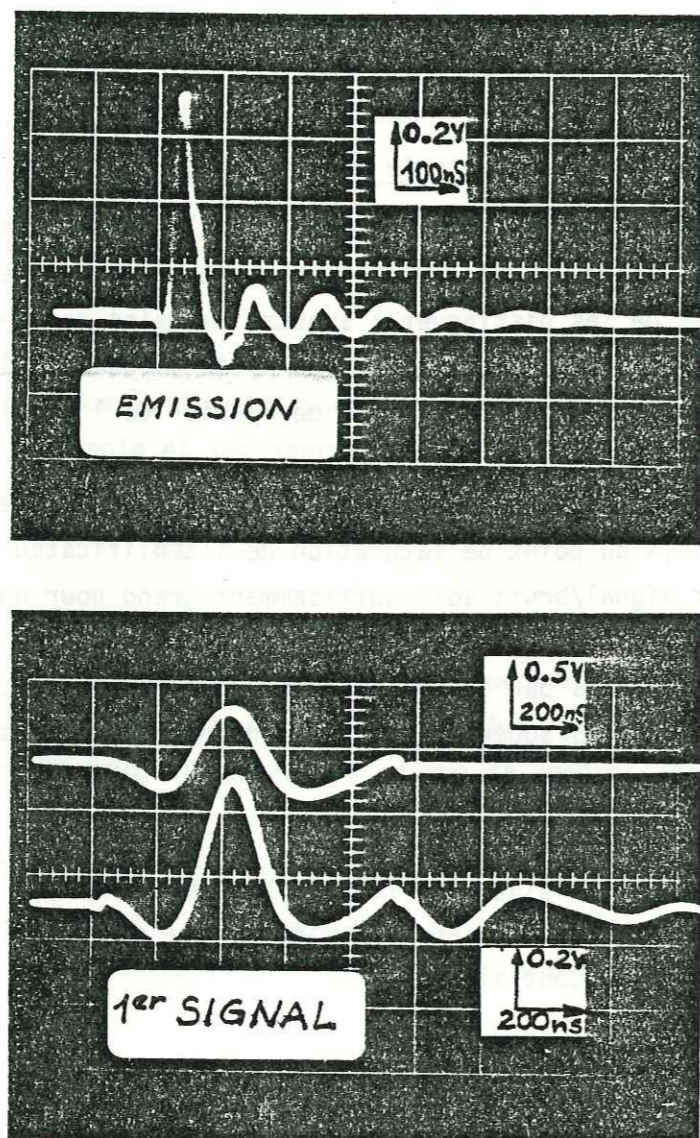


Fig.19 - Impulsion type et exemple de premier signal transmis

5 - Quantification du réseau de fissures

5.1. Traitement des échantillons après essais

L'essai de compression étant achevé, on effectue deux coupes parallèlement à chacune de trois faces orthogonales de l'échantillon (on utilise une petite scie diamantée d'épaisseur 0,8 mm). Ce découpage permet d'obtenir 27 petits éléments cubiques, dont un situé à l'intersection des volumes de mesure.

Après sciage, les éléments cubiques sont nettoyés et séchés pour éliminer les particules ayant pénétré dans les fissures mises à jour.

Après séchage, débute la mise en évidence du réseau de fissures. Plusieurs méthodes ont été essayées (examen au banc métallographique après polissage, ressuage, examen sous lumière ultra violette après injection d'un liquide fluorescent, ...). Elles n'ont pas donné satisfaction.

La méthode retenue est adaptée de celle pratiquée par le B.R.G.M. d'Orléans : elle consiste à injecter sous vide par goutte à goutte un monomère (métacrylate de méthyle stabilisé*), un catalyseur (A.Z.D.N. qualité P) et un pigment fluorescent (Uvitex OB) sur un élément cubique placé à l'intérieur d'un moule) puis de maintenir l'ensemble sous vide jusqu'à disparition des bulles d'air et enfin à effectuer la polymérisation de l'ensemble sous pression d'air de 1 MPA dans une cellule spéciale placée dans une étuve.

Les moules ont été fabriqués spécialement à partir de barreaux cylindriques en téflon pour garder une face plane de référence en vue du polissage ultérieur. Les dosages utilisés sont les suivants :

- 1 mole de monomère (164 g)
- 1 % de catalyseur (1,64 g)
- 0,1 % de pigment fluorescent

La polymérisation dure environ 48 heures à la température de 65°C.

Après démoulage et élimination des surplus de résine, les éléments imprégnés sont adaptés sur un montage de polissage de façon à obtenir un bon fini et un bon parallélisme des faces. La pâte diamant a été préférée à la poudre d'alumine :

* Des précautions particulières doivent être prises pour la manipulation du monomère et du catalyseur avant polymérisation.

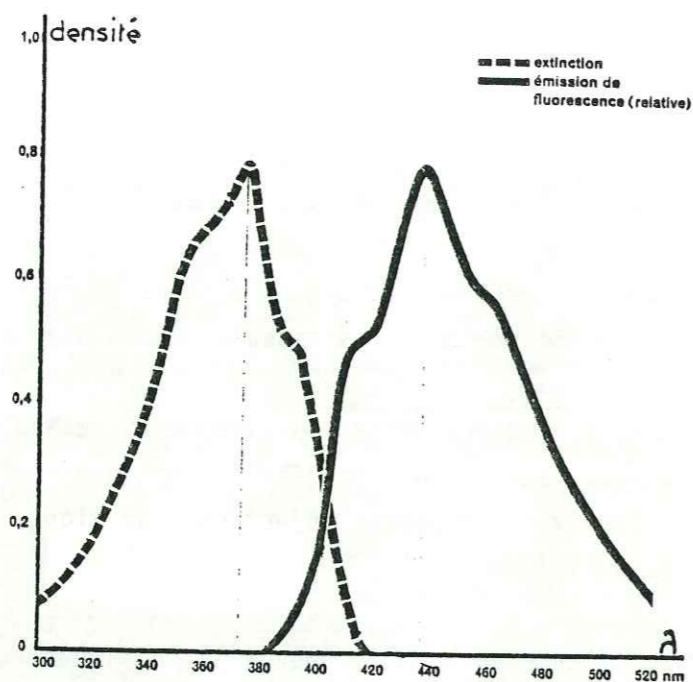


Fig.20 - Courbes d'extinction et d'émission de fluorescence de l'UVITEX OB (densité = $\log_{10} (1/\text{Transmission})$; Transmission en %).

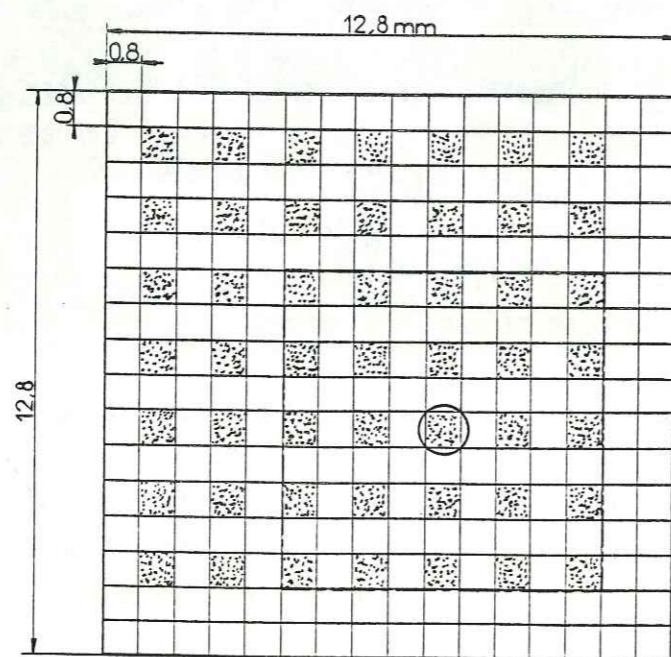


Fig.21 - Echantillonnage d'une facette

la première laisse subsister de fines rayures non détectées par le microscope compte-tenu de la finesse du diamant ($1\mu\text{m}$) et du pouvoir séparateur de l'objectif utilisé, la seconde crée des petits cratères sur une surface mate.

5.2. Relevé du réseau de fissures

L'examen au microscope sous lumière ultraviolette impose la définition d'éléments tels :

- Les filtres [4]

La figure 20 montre la courbe d'extinction et la courbe d'émission de fluorescence de l'UVITEX OB. L'absorption maximale a lieu pour $\lambda = 375\text{ nm}$, la fluorescence maximale a lieu pour $\lambda = 435\text{ nm}$. Pour obtenir un bon contraste entre les fissures et le fond, on a retenu un filtre d'excitation (340-380 nm) et un filtre d'arrêt (430 nm).

- Le grossissement

Pour définir le champ de fissures au microscope, il faut un objectif d'ouverture numérique A convenable, et une image présentée à l'œil sous un angle suffisamment grand. De plus, une combinaison judicieuse de l'objectif et des oculaires permet d'obtenir une image nette et contrastée. Ainsi, après quelques essais, le choix s'est porté sur : objectif x 10, $A = 0,25$, oculaires x 10.

Compte tenu des choix précédents, le pouvoir séparateur de l'objectif est $\lambda/2A = 0,87\mu\text{m}$ (avec $\lambda = 435\text{ nm}$).

Des relevés photographiques ont été effectués, ils n'ont pas donné satisfaction dans la mesure où le contraste n'était pas suffisant pour le système de détection de l'analyseur d'images. Il a donc fallu procéder à un relevé manuel des réseaux de fissures en interposant une chambre à dessin dans le circuit optique du microscope.

Ce procédé est délicat, fastidieux et subjectif. Pour limiter les défauts (sous-estimation ou surestimation), le relevé est effectué à la plus grande échelle possible, ce qui permet ainsi de conserver la direction des fissures avec une bonne précision. Alors une distance de $1\mu\text{m}$ sur l'objet observé est traduite par 0,2 mm sur le dessin.

5.3. Contraintes imposées par l'analyseur d'images

Deux facteurs sont essentiels pour le traitement à l'analyseur d'images : le temps passé (incidence sur le coût) et la définition géométrique de l'image.

On a estimé que six échantillons étaient nécessaires pour tenter de caractériser l'évolution des fissures le long d'une courbe de charge. Chaque échantillon fournit 54 facettes. Comme le diamètre du champ-objet vu au microscope est égal à 1,152 mm, il n'était pas envisageable d'examiner toute la surface de l'ensemble des facettes.

En conséquence, il a été décidé de limiter l'examen à 3 facettes orthogonales du cube central (il appartient au volume de mesures ultrasonores) et, sur ces surfaces, de procéder par échantillonnage. En effet, un essai à l'analyseur a montré que l'on pouvait se limiter à l'étude de 25 dessins par facette sans perte d'information (comparaison entre un échantillonnage de 49 images et un échantillonnage de 25 images). On a effectué un échantillonnage de 31% de la surface occupée par une grille représentant également 31% de la surface de la facette (fig.21). Cela permet de ne pas prendre en compte les fissures induites près des bords par l'opération de sciage. Finalement, l'évolution des fissures a nécessité le relevé et l'analyse de 460 dessins pour les 6 échantillons.

D'autre part, le seuil minimum de détection de l'analyseur d'images est 2 points image (2 P.I.), soit 0,6 mm sur l'écran vidéo, pour la mesure du périmètre et 16 P.I.² pour la mesure de surface : en conséquence, l'épaisseur minimale du trait sur le dessin doit être de 0,77 mm, ce qui nous a conduit à uniformiser à la valeur 4 μm toutes les fissures d'épaisseur comprise entre 1 et 4 μm (soit 0,8 mm sur le dessin).

5.4. Détermination de la Rose des Directions

La méthode de détermination utilise la rotation de l'image par pas angulaire, la caméra T.V. étant fixe. Compte-tenu du système employé (épidiascope et caméra), la surface extrême de l'image est celle d'un cercle circonscrit à un carré de 5 cm de côté : les dessins tracés sous microscope ont donc été réduits par procédé photographique de façon à respecter cette contrainte.

Le problème essentiel est venu du choix du pas angulaire de rotation et de l'ajustement des mesures pour obtenir une rose des directions sans aberration.

La méthode utilisée (MAIRE [15]) et développée par le Centre de Morphologie Mathématique de l'Ecole des Mines de Paris, montre de quelle façon ces paramètres interviennent ; elle est rappelée ici : la rose des directions associée à une figure X représente la longueur cumulée $\rho(\theta)d\theta$ des portions du contour de X, ayant une direction comprise entre θ et $\theta + d\theta$. L'intégration de $\rho(\theta)d\theta$ donne le périmètre de X ou la longueur totale d'un réseau de lignes. On démontre que :

$$\frac{1}{k} \rho(\theta) = D(\theta) + D''(\theta)$$

où $D(\theta)$ est le nombre d'intercepts

$D''(\theta)$ la dérivée seconde par rapport à θ de $D(\theta)$.

k un coefficient constant caractéristique de l'analyseur.

Une technique de lissage doit être envisagée pour l'estimation de $D''(\theta)$: elle est fondée sur l'assimilation locale en θ_0 de la courbe $D(\theta)$ à une parabole d'équation :

$$a_{\theta_0} (\theta - \theta_0)^2 + b_{\theta_0} (\theta - \theta_0) + c_{\theta_0}$$

Les coefficients a , b et c sont optimisés par un ajustement du type moindres carrés sur $2n+1$ mesures encadrant $D(\theta_0)$:

$$D(\theta_0 - n\beta); \dots; D(\theta_0); \dots; D(\theta_0 + n\beta)$$

Avec les résultats du lissage, l'équation précédente écrite localement en θ_0 devient :

$$\frac{1}{k} \rho(\theta_0) = 2 a_{\theta_0} + c_{\theta_0}$$

La qualité de l'ajustement dépend donc du choix de n et de β , puisque a et c sont fonctions de n et de β ; ce choix est empirique : les résultats ont été obtenus pour $n = 5$ et β égal à 2 ou 4°.

CHAPITRE 3

RESULTATS THEORIQUES

Le but de ce chapitre est de proposer des expressions permettant de relier les atténuations des ondes ultrasonores dans un milieu multifissuré (observées expérimentalement) aux caractéristiques du signal émis et du champ de fissures.

Une étude théorique a été développée (PIAU [29],[30],[31]) dont les principaux résultats sont rappelés ici.

1 - Hypothèses

L'atténuation provoquée par des fissures circulaires recevant des ondes planes élastiques de compression a été considérée sous les hypothèses suivantes :

- * le milieu étudié est supposé homogène et isotrope
- * le milieu possède une concentration de fissures planes suffisamment diluée pour que l'on puisse négliger les diffractions multiples
- * les conditions de Rayleigh sont satisfaites pour l'onde plane excitatrice

$ka \ll 1$ où k représente le nombre d'onde et "a" la dimension caractéristique de la fissure

- * la charge statique appliquée au milieu est suffisamment élevée pour que l'on soit assuré que les lèvres des fissures n'entrent pas en contact pendant l'excitation du milieu.

Ainsi, différentes relations ont été établies pour les modèles suivants de distribution de fissures circulaires :

- distribution de fissures circulaires parallèles,
- distribution axisymétrique de fissures circulaires,
- distribution aléatoire de fissures circulaires.

2 - Distribution de fissures circulaires parallèles

Une onde harmonique plane de la forme

$$\exp \{ i k_i (\sin \Theta_0 \cdot x + \cos \Theta_0 \cdot z) \}$$

est incidente sur les fissures, l'angle d'incidence Θ_0 étant relatif à la normale z au plan de fissure, où k_i ($i = 1$ onde de compression

$i = 2$ onde de cisaillement)

représente le nombre d'onde.

L'atténuation par unité de longueur a pu être mise en évidence sous la

forme :

$$\alpha = \frac{2\pi}{9} n_0 k_1^4 \langle a^6 \rangle \left\{ f_1 + 4 \sigma^2 (h_1 - f_1) \sin^2 \Theta_0 - 4 \sigma^2 (h_1 - \sigma^2 f_1) \sin^4 \Theta_0 \right\}$$

où n_0 est le nombre de fissures par unité de volume.

$$\langle a^6 \rangle = \frac{1}{n_0} \int_0^{a_{\max}} a^6 N_V(a) da$$

$N_V(a) da$ est le nombre de fissures, par unité de volume, dont le rayon est compris entre a et $a + da$

$$f_1 = \frac{4}{3\pi^2(1-\sigma^2)^2\sigma^5} \left\{ \frac{2}{5} + \frac{3\sigma}{4} - 2\sigma^3 + \frac{3\sigma^5}{5} \right\}$$

(fig.22)

$$h_1 = \frac{32}{15\pi^2(3-2\sigma^2)^2\sigma^3} \{ 3 + 2\sigma^5 \}$$

σ représente le rapport des nombres d'onde k_1/k_2 , il est relié au coefficient de POISSON ν du milieu par la relation :

$$\sigma^2 = \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \Rightarrow 0 < \sigma < \sqrt{2}/2$$

On peut alors considérer les deux cas extrêmes d'incidence : incidence normale et incidence rasante.

- Dans le cas où les ondes se propagent parallèlement à la normale z au plan de fissures ($\Theta_0 = 0$) le coefficient α s'écrit :

$$\alpha(0) = \frac{2\pi}{9} n_0 k_1^4 \langle a^6 \rangle f_1$$

- Dans le cas où les ondes ont une direction de propagation parallèle aux plans de fissures ($\Theta_0 = \pi/2$), on obtient :

$$\alpha(\pi/2) = \frac{2\pi}{9} n_0 k_1^4 \langle a^6 \rangle f_1 \{1 - 2\sigma^2\}^2$$

Par exemple, pour une roche de coefficient de POISSON $\nu = 1/3$, $\sigma = 1/2$ et le rapport $\alpha(0) / \alpha(\pi/2)$ est égal à $\{1 - 2\sigma^2\}^{-2} = 4$ (fig.23).

Ainsi dans le cas de cette distribution de fissures, une onde incidente normale est quatre fois plus atténuée qu'une onde incidente rasante.

3 - Distribution axisymétrique de fissures circulaires

Les fissures sont réparties uniformément dans différents plans méridiens de telle sorte que pour chacune d'elles un diamètre soit parallèle à l'axe z . On intègre alors l'expression précédente par rapport à l'angle θ que fait chaque fissure avec un méridien de référence.

Les deux cas extrêmes susceptibles d'être rencontrés sont ici : incidence orthogonale à la direction z et incidence parallèle à la direction z .

- Dans le premier cas, $\Theta_0 = \pi/2$, l'atténuation devient :

$$\alpha'(\pi/2) = \frac{2\pi}{9} n_0 k_1^4 \langle a^6 \rangle f_r$$

$$\text{où } f_r = f_1 (1 - \sigma^2)^2 + \sigma^2 h_r$$

$$\text{et } h_r = \frac{1}{2} (h_1 + \sigma^2 f_1)$$

- Dans le second cas, $\Theta_0 = 0$, toutes les fissures reçoivent une onde incidente rasante et l'on a seulement :

$$\alpha'(0) = \frac{2\pi}{9} n_0 k_1^4 \langle a^6 \rangle f_1 (1 - 2\sigma^2)^2$$

Ce résultat correspond évidemment à celui trouvé pour $\alpha(\pi/2)$ puisque les conditions d'incidence sur les fissures sont identiques.

Par exemple, le calcul du rapport $\alpha'(\pi/2) / \alpha'(0)$ pour une roche de coefficient de Poisson $\nu = 1/3$ donnerait une valeur égale à 2,5 (fig.24).

Dans ce type de distribution, la différence est moins nette. Elle s'explique par le fait que dans le cas d'une onde incidente orthogonale à la direction z , un seul plan de fissures reçoit l'onde sous incidence normale.

4 - Distribution aléatoire de fissures circulaires

Dans ce cas, on intègre par rapport aux deux variables Θ_p et Φ_p représentant respectivement l'angle d'incidence avec la normale à la p ième fissure et l'angle que fait la p ième fissure avec un plan de référence. L'atténuation vaut alors :

$$\langle \alpha \rangle = \frac{2\pi}{9} n_0 \langle a^6 \rangle k_1^4 \left\{ \langle (1 - 2\sigma^2 \sin^2 \Theta)^2 \rangle f_1 + 4\sigma^3 h_1 \langle \sin^2 \Theta \cos^2 \Theta \rangle \right\} \\ \times \left\{ 1 + \frac{16}{3} n_0 \langle a^3 \rangle d_m(\sigma) \right\}^{-1/2}$$

où
$$d_m(\sigma) = \frac{1 - \frac{8\sigma^2}{3} + \frac{32\sigma^4}{15}}{4\sigma^2(1 - \sigma^2)} + \frac{8\sigma^2}{15(3 - 2\sigma^2)}$$

et
$$\langle \alpha \rangle = \frac{2\pi}{9} n_0 k_1^4 \langle a^6 \rangle \left\{ f_1 \left(1 - \frac{8\sigma^2}{3} + \frac{32\sigma^4}{15} \right) + \frac{8\sigma^2 h_1}{15} \right\}$$

Pour une roche $\nu = 1/3$, on obtient (fig.25).

$$\frac{\langle \alpha \rangle}{\frac{2\pi}{9} n_0 k_1^4 \langle a^6 \rangle} = 1,5$$

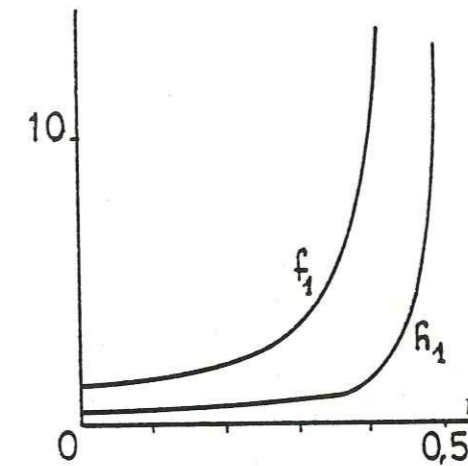


Fig.22- Evolution des paramètres h_1 et f_1 en fonction du coefficient de POISSON

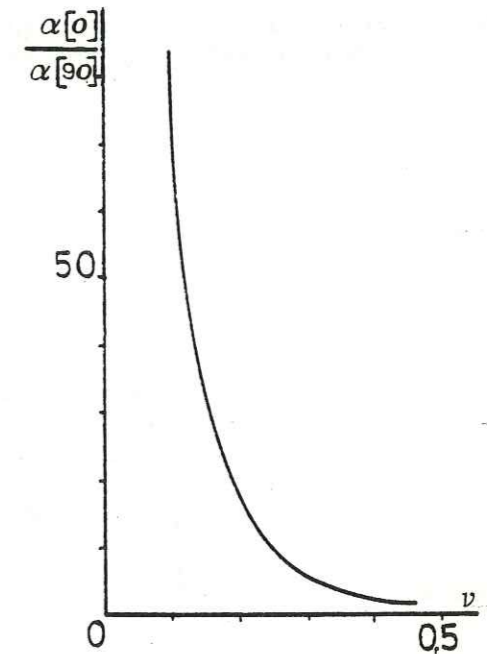
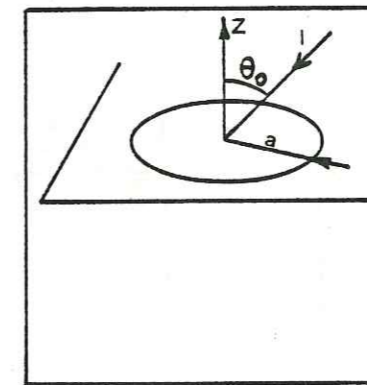


Fig. 23- Fissures circulaires parallèles : évolution du rapport des atténuations (onde normale/onde rasante) en fonction du coefficient de POISSON.

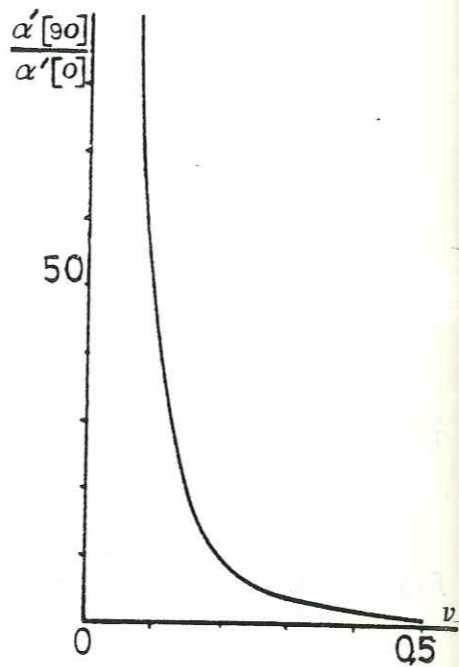
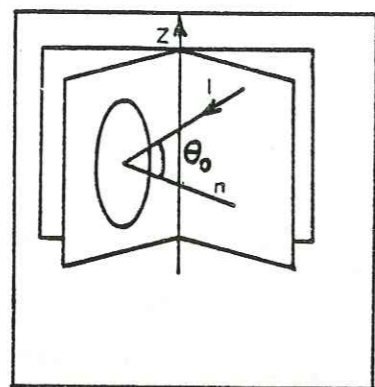


Fig.24- Distribution axisymétrique : évolution du rapport des atténuations (onde normale à Z/onde rasante) en fonction du coefficient de POISSON

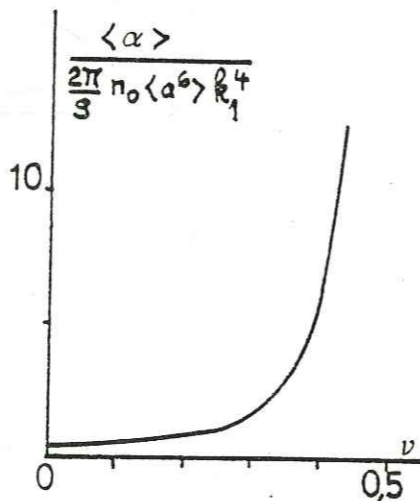
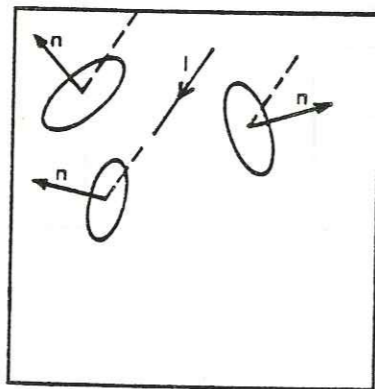


Fig.25- Distribution aléatoire de fissures circulaires

5 - Remarques

5.1. Si l'on considère des fissures planes circulaires de rayon a et de demi-ouverture c , l'effet de celles-ci sur les expressions des atténuations (correspondant aux diverses distributions) est décrit à partir de la notion de porosité effective de fissuration $\epsilon = n_0 V / \varphi$ où $V = \frac{4}{3} \pi a^2 c$ représente le volume d'une fissure et $\varphi = c/a$ le rapport d'aspect.

Ainsi, il suffira de remplacer les termes $(2\pi/9) n_0 R_1^4 \langle a^6 \rangle$ par $(1/6) \epsilon R_1^4 \bar{a}^3$ où $\bar{a}^3 = \langle a^6 \rangle / \langle a^3 \rangle$; mais du fait que les diffractions multiples entre fissures ont été négligées, les expressions des atténuations ne seront valables que pour $\epsilon < 10^{-1}$.

5.2. La notion de porosité effective peut être avantageusement étendue au modèle de fissure elliptique en définissant $\epsilon = \frac{2}{3} n_0 (A^2/P)$ où A et P représentent respectivement l'aire et le périmètre de l'ellipse.

Ainsi, la définition donnée dans le cas des fissures circulaires constitue un cas particulier.

5.3. Par ailleurs, lorsque les deux dimensions caractéristiques d'une fissure ne sont plus du même ordre de grandeur, on peut se ramener à une fissure infiniment longue, dite fissure de GRIFFITH et le problème est à peu près bidimensionnel.

La porosité effective est alors $\epsilon = (N/S) \pi b^2$ où b est la demi-longueur de fissure et N/S le nombre de fissures par unité de surface.

Si ces fissures rectangulaires infiniment longues sont réparties de façon aléatoire, une porosité effective tridimensionnelle est envisagée. Elle vaut $\epsilon = (3\pi/3) n_0 a b^2$. Les résultats obtenus pour les vitesses de propagation, mais non pas pour les atténuations qui sont en f^3 et non plus f^4 , sont alors très voisins de ceux que l'on obtient en considérant des fissures elliptiques infiniment longues et de même rapport $\frac{A^2}{P}$.

Par contre, si les fissures de GRIFFITH se développent dans des directions privilégiées, la relation n'est plus immédiate. Des calculs ont été effectués

[4] ; et, dans le cas d'une onde de compression à incidence normale, l'expression suivante a été proposée : $\alpha(0) = \frac{N}{S} \pi R_1^3 \langle b^4 \rangle \frac{(1-\sigma^2)^2 + (1/32)\sigma^4}{8\sigma^4(1-\sigma^2)^2}$

CHAPITRE 4

LES RESULTATS

Trois roches ont donc été étudiées :

- calcaire micritique de la Visse
- calcaire de Villette
- calcaire de Carrare.

Le comportement extrêmement fragile de la micrite n'a pas permis de suivre l'évolution d'un réseau de fissures. En effet, l'énergie emmagasinée dans l'échantillon est suffisante pour que l'apparition d'une fissure soit suivie immédiatement par sa propagation instable, entraînant la rupture de l'échantillon.

Aucun résultat quantitatif n'a pu être fourni. Le comportement, ainsi que l'absence de quantification, sont confirmés par WOJTKOWIAK [42] .

Le calcaire de Villette présente une zone de transition permettant de suivre l'évolution stable d'un réseau de fissures. Le comportement mécanique des deux lignes de mesure latérales n'a pas permis d'obtenir des mesures acoustiques valables suivant ces directions. Seuls seront donnés les résultats suivant la direction de compression. Ces mêmes échantillons ont d'autre part été utilisés pour la mise au point de la méthode de caractérisation directe du réseau de fissures.

Les résultats les plus complets ont été définis avec le calcaire de Carrare.

1 - Résultats des mesures acoustiques

1.1. Calcaire de Villette (20)

La figure 26 montre les variations $\Delta\alpha$ en fonction de la fréquence pour un échantillon soumis à une contrainte de compression maximale égale à 125 MPa, proche du pic de contrainte.

La contrainte de référence (définie à partir du spectre d'intensité maximum) est égale à 68,75 MPa. Elle semble cependant trop faible : en effet, ce

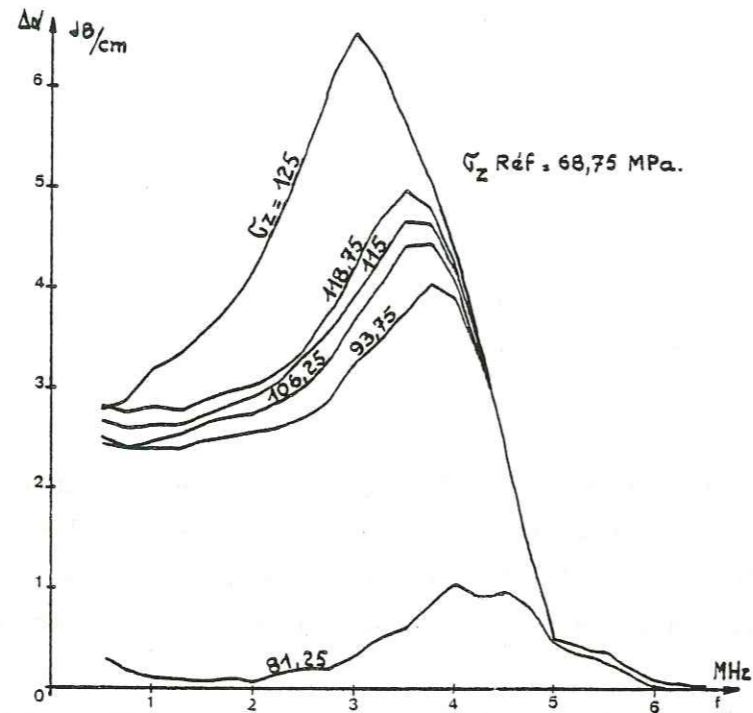


Fig.26- Variation du coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence pour un échantillon de calcaire de Villette ($k=0,95$)

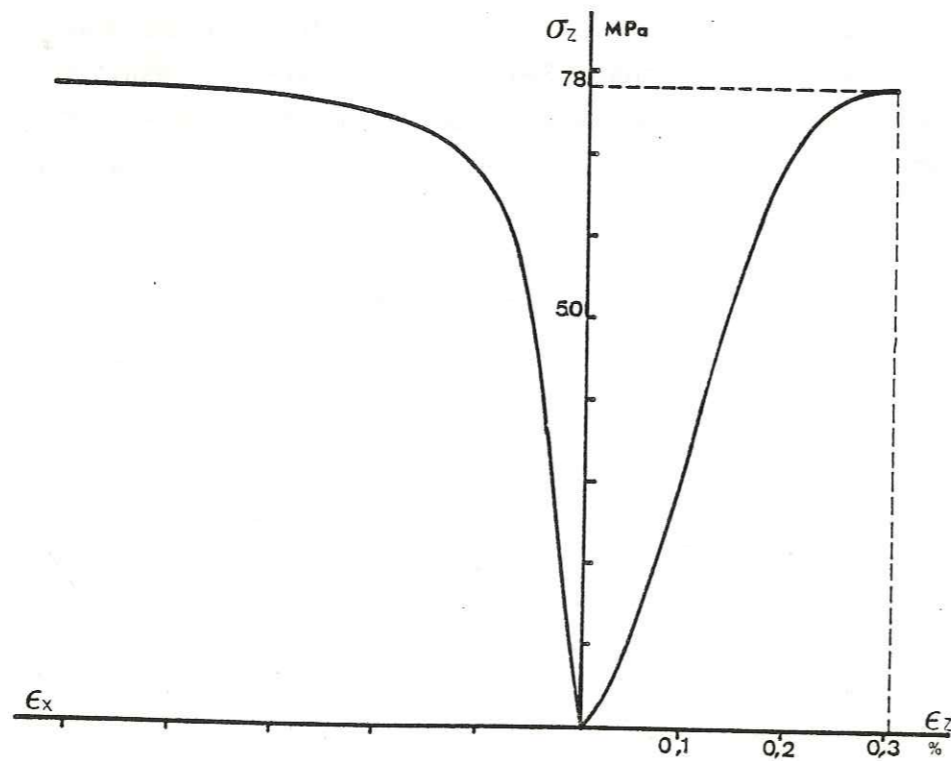


Fig.27- Courbe de compression simple d'un calcaire de Carrare (échantillon cubique 4 cm d'arête muni de jauges de déformation).

n'est qu'à partir de la valeur 93,75 MPa que les courbes semblent avoir un même point d'origine.

D'autre part, compte-tenu des résultats théoriques établis au chapitre 3, l'interprétation est limitée au domaine de fréquence 1 MHz, 3 MHz .

Jusqu'à la valeur 93,75 MPa, on observe une variation du coefficient d'atténuations qui ne peut être attribué à un simple phénomène de fissuration.

A partir de cette valeur, $\Delta\alpha$ varie comme la puissance quatrième de la fréquence jusqu'à la valeur 118,75 MPa. Dans la valeur maximale 125 MPa, proche de la rupture, on observe une variation suivant la puissance troisième de la fréquence.

Il semble donc que le modèle de fissures circulaires convienne pour les valeurs de contraintes suffisamment éloignées de la rupture (70 % à 90% de R_C) et qu'au contraire le modèle de GRIFFITH convienne pour la contrainte finale.

1.2. Calcaire de Carrare

L'étude de ce type de roche a permis d'établir les résultats les plus complets.

Un essai préliminaire avec un échantillon muni de jauges de déformation a permis de mesurer la valeur de la résistance à la compression simple compte-tenu des conditions particulières de l'essai mécanique (forme cubique, cellule, inserts d'anti-fretage) (fig.27).

La valeur trouvée est $R_C = 78$ MPa , elle est égale à 71 % de la valeur mesurée pour un échantillon cylindrique.

Une série d'essais a été définie pour différentes contraintes finales d'essai $\sigma_i = k_i R_C$.

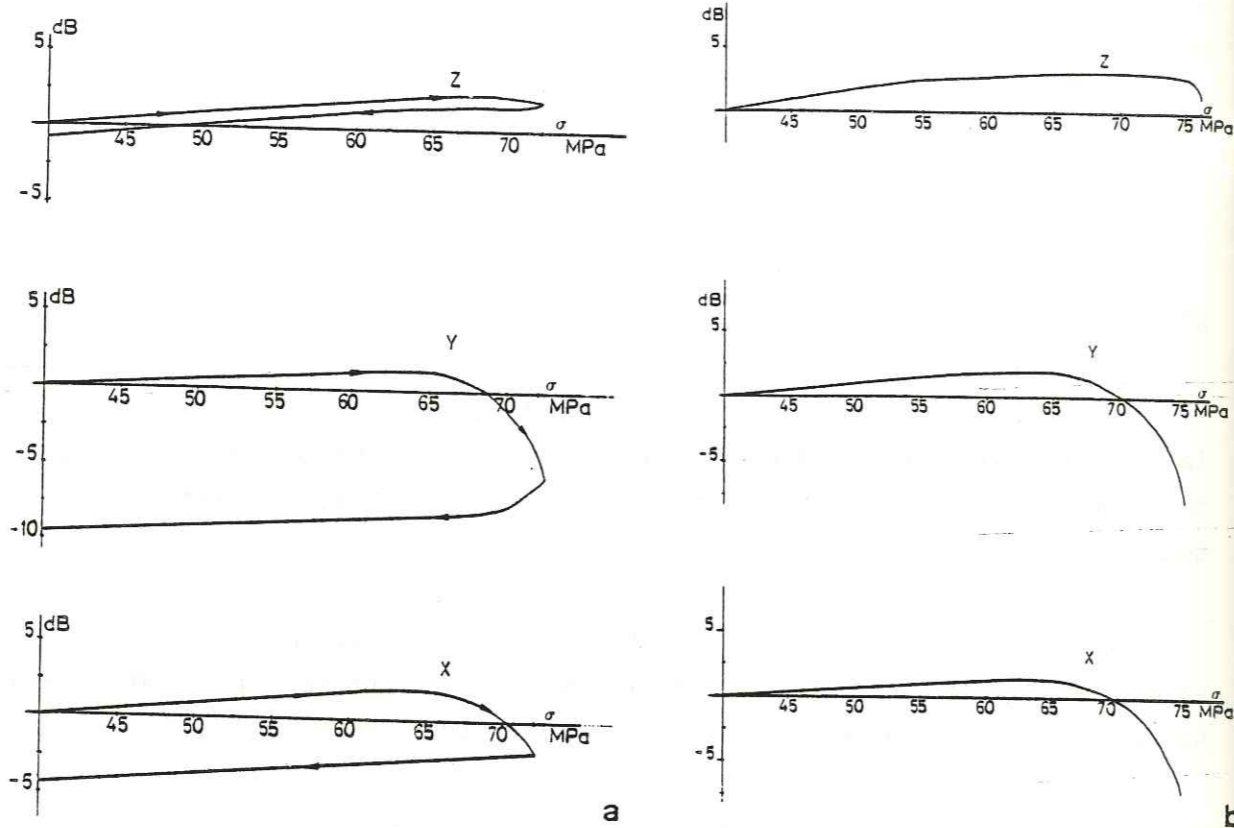


Fig.28- Evolution du niveau maximum d'énergie transmise en fonction de la contrainte (Calcaire de Carrare)
 28 a - Essai 5
 28 b - Essai 6

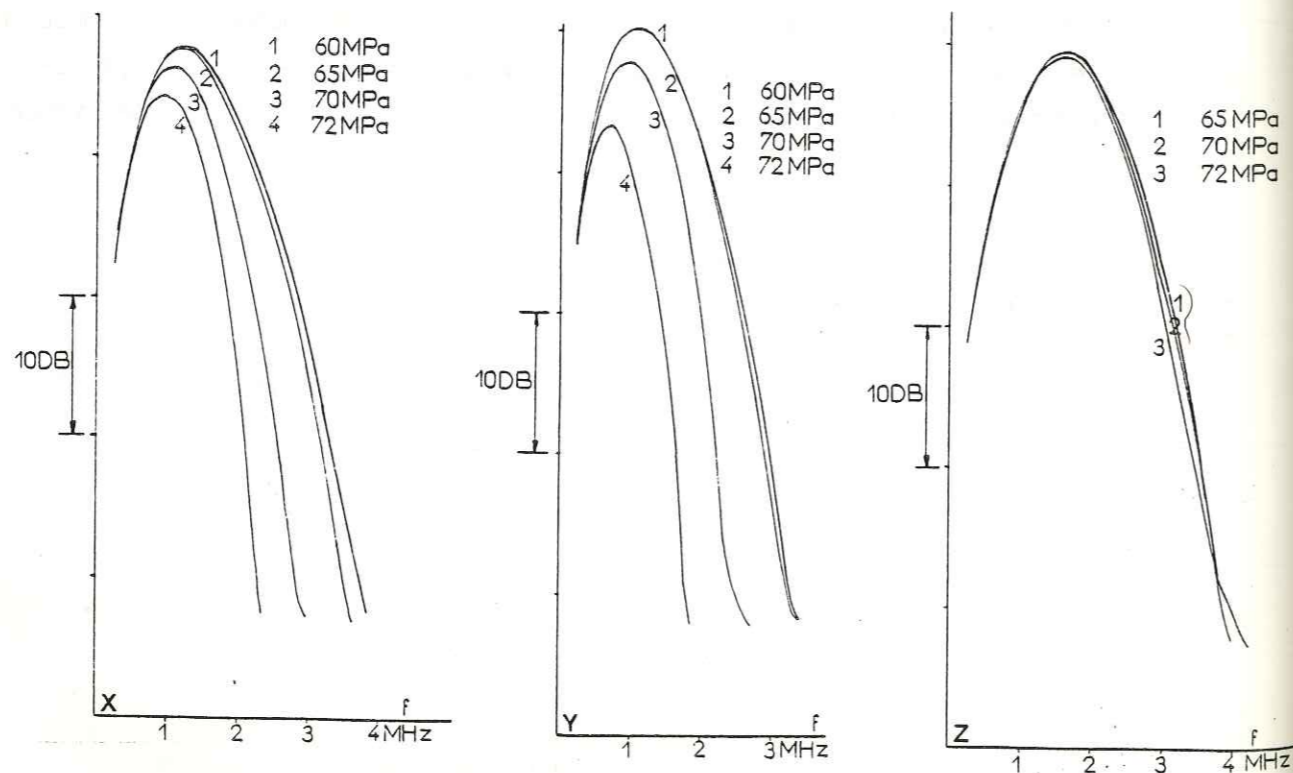


Fig.29 - Evolution du spectre du premier signal transmis suivant les trois lignes de mesure (essai 5)

Essai	σ (MPa)	k_i
1	56	0,72
2	60	0,77
3	64	0,82
4	68	0,87
5	72	0,92
6	76	0,97

Dans presque tous les cas, les spectres de fréquences ont été relevés aussi bien durant la charge que pendant la décharge de l'échantillon. Dans l'essai n°6, il a fallu décharger rapidement pour éviter une destruction totale de l'échantillon compte-tenu de l'asservissement en force de la presse de compression.

Les figures 28a et 28b donnent l'évolution du niveau maximum d'énergie transmise (indépendamment de la fréquence à laquelle ce niveau est établi) en fonction de la contrainte de compression (essais 5 et 6). On constate en début d'essai ($\sigma = 40$ MPa) une croissance linéaire de ce niveau maximum traduisant vraisemblablement une amélioration de la qualité du contact, donc de la propagation des ondes US aux frontières, puis une décroissance non linéaire jusqu'à la fin de l'essai, signe de l'apparition et de l'évolution d'un réseau de fissures.

Au début de la décharge, il y a décroissance non linéaire due à la poursuite de l'évolution du réseau de fissures, suivie d'une décroissance sensiblement linéaire due à la modification des contacts.

La figure 29 donne, pour l'essai 5, l'évolution du spectre du premier signal transmis entre le niveau extremum d'énergie ($\sigma = 65$ MPa) et le niveau atteint pour la contrainte finale $\sigma = 72$ MPa suivant les trois lignes de mesure. L'apparition d'un réseau de fissures est liée à la diminution de l'énergie transmise et à un décalage des spectres vers les basses fréquences. Elle permet ainsi de définir l'évolution de l'atténuation des ondes ultrasonores dans l'échantillon de plus en plus fissuré.

Les courbes de variation $\Delta\alpha$ du coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence ont été déduites de l'examen des spectres compte-tenu de la définition indiquée dans le chapitre 1 (§ 2.2).

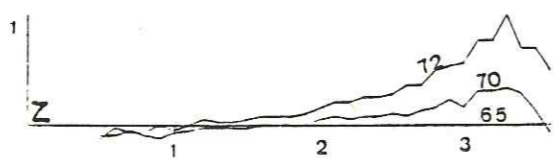
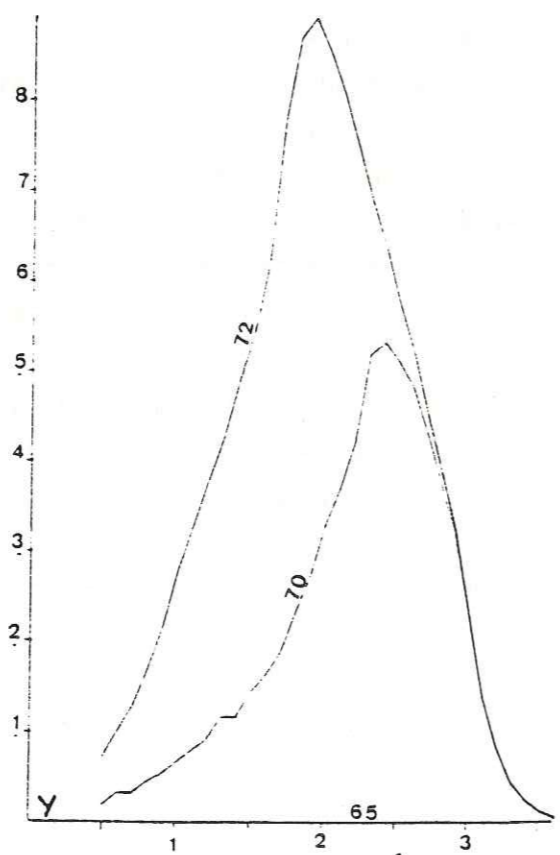
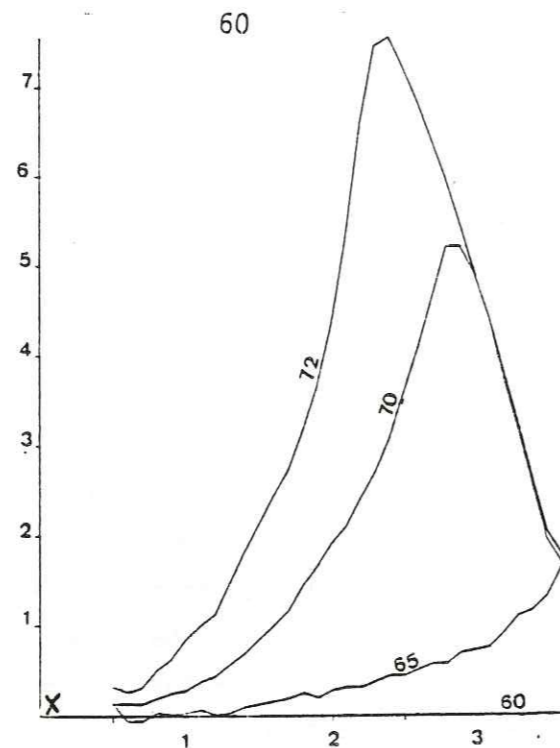


Fig.30- Evolution du coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence (essai 5)

La figure 30 donne pour l'exemple précédent, l'évolution en dB/cm du coefficient α . (On trouvera en annexe tous les résultats bruts).

Le dépouillement de ces courbes a été effectué en testant différents modèles $\Delta\alpha(f)$: ainsi, les courbes $\Delta\alpha = af^4$; $\Delta\alpha = af^3$; $\Delta\alpha = af^2$ ainsi que $\Delta\alpha = af + bf^4$ et $\Delta\alpha = af + bf^2$ ont été essayées.

Les ajustements de ces courbes avec les courbes expérimentales ont été pratiqués par régression linéaire type moindres carrés.

Par exemple, la courbe $\Delta\alpha = af^4$ est ajustée au points expérimentaux en posant :

$$Y = A + 4X \quad \text{où } Y = \log_e(\Delta\alpha) \quad , \quad X = f \quad ; \quad A = \log_e a$$

De même, la courbe $\Delta\alpha = af + bf^4$ est linéarisée de la manière suivante :

$$Y = a + bX \quad \text{où } Y = \Delta\alpha/f \quad \text{et} \quad X = f^3$$

Ces modèles ont été choisis en fonction des résultats théoriques rencontrés dans de précédentes études [35].

L'interprétation est difficile et complexe et par conséquent incomplète. En effet, compte-tenu des résultats théoriques (et des hypothèses suivant lesquelles ils ont été établis) l'interprétation est limitée à la partie croissante des courbes $\Delta\alpha(f)$. En outre, les échantillons ne sont pas rigoureusement identiques (géométriquement et mécaniquement) : les domaines de fréquence diffèrent légèrement.

Les corrélations les meilleures ont été trouvées pour la courbe $\Delta\alpha = af + bf^4$.

Les tableaux suivants résument les valeurs des coefficients ainsi que le domaine de fréquences et le coefficient de corrélation r .

Essai n°6 - σ final = 76 MPa

Ligne	a	b	r	Domaine
X	2,20760	0,25084	0,993	0 ; (0,9 MHz ; 1,8 MHz)
Y	2,90391	0,16541	0,976	0 ; (1,2 MHz ; 2 MHz)
Z	0,07501	0,06988	0,991	0 ; (1 MHz ; 2 MHz)

Essai n°5 - σ final = 72 MPa

Ligne	a	b	r	Domaine
X	0,68169	0,19194	0,993	0 ; (1 MHz ; 2,1 MHz)
Y	2,36231	0,41521	0,987	0 ; (1 MHz ; 1,8 MHz)
Z	Résultats non significatifs			

Essai n°4 - σ final = 68 MPa

Ligne	a	b	r	Domaine
X	0,45681	0,06763	0,979	0 ; (1,5 MHz ; 2,4 MHz)
Y	1,68404	0,29281	0,978	0 ; (0,8 MHz ; 2 MHz)
Z	Résultats non significatifs			

Essai n°3 - σ final = 64 MPa

Ligne	a	b	r	Domaine
X	1,13503	0,99486	0,998	0 ; (0,8 MHz ; 1,2 MHz)
Y	1,48806	0,11853	0,972	0 ; (1,2 MHz ; 2 MHz)
Z	Résultats non significatifs			

Une comparaison peut être effectuée entre un milieu multifissuré et un milieu polycristallin dont les discontinuités sont les joints de grain.

Il est généralement admis [16] [33] [19] que la variation linéaire en fréquence est due aux pertes par frottement interne dans le matériau (joints de grain, lèvres de fissures) tandis que la variation d'ordre supérieur en fréquence est due aux pertes par diffusion (réflexions multiples créées par les fissures).

Des travaux antérieurs [35] ont établi une fonction $\alpha(f)$ différente suivant le rapport λ/D où λ représente la longueur d'onde incidente et D le diamètre moyen de grain. Par exemple, dans le domaine de RAYLEIGH ($\lambda > 2\pi D$), on admet une fonction $af + bf^4$ du même type que celle que nous avons utilisée pour nos essais.

Les résultats établis dans le paragraphe suivant montrent que l'on se trouve toujours dans le domaine de RAYLEIGH en ce qui concerne la dimension caractéristique de fissure.

En effet, la longueur d'onde incidente est égale à 0,59 mm sur les lignes horizontales ($f = 10$ MHz ; $v = 5900$ m/s) et égale à 2,61 mm sur la ligne verticale ($f = 2,25$ MHz ; $v = 5900$ m/s).

Il y a donc concordance entre les résultats établis dans le domaine de RAYLEIGH pour l'atténuation due aux grains et les résultats établis pour l'atténuation due aux fissures.

L'évolution de l'amortissement des ondes ultrasonores avec la fissuration est mise en évidence par l'évolution de α , pour une fréquence donnée, avec la contrainte maximum subie par l'échantillon. Pour la ligne X (figure 31) et la ligne Y, on constate bien une augmentation de α avec k ; pour la ligne X, la variation est quasi parabolique (les résultats de l'échantillon $k = 0,82$ doivent être considérés comme erronés), alors que pour la ligne Y la variation est quasi-linéaire. Cette différence de comportement s'explique vraisemblablement par une anisotropie initiale de la roche dont l'influence diminue au fur et à mesure que k augmente. Une autre explication possible peut être donnée par une différence des caractéristiques des deux lignes de mesure ultrasonores (Précisons toutefois que les directions X et Y correspondent toujours à une même direction par rapport au matériau et à une même orientation dans la cellule d'essai). La variation du coefficient d'atténuation est d'autant plus importante que la fréquence est élevée dans le domaine 1 à 2 MHz sur les lignes X et Y. Pour ce qui concerne la ligne Z, cette variation est très faible; des mesures significatives n'ont pu être effectuées que pour $k = 0,92$ et $k = 0,97$.

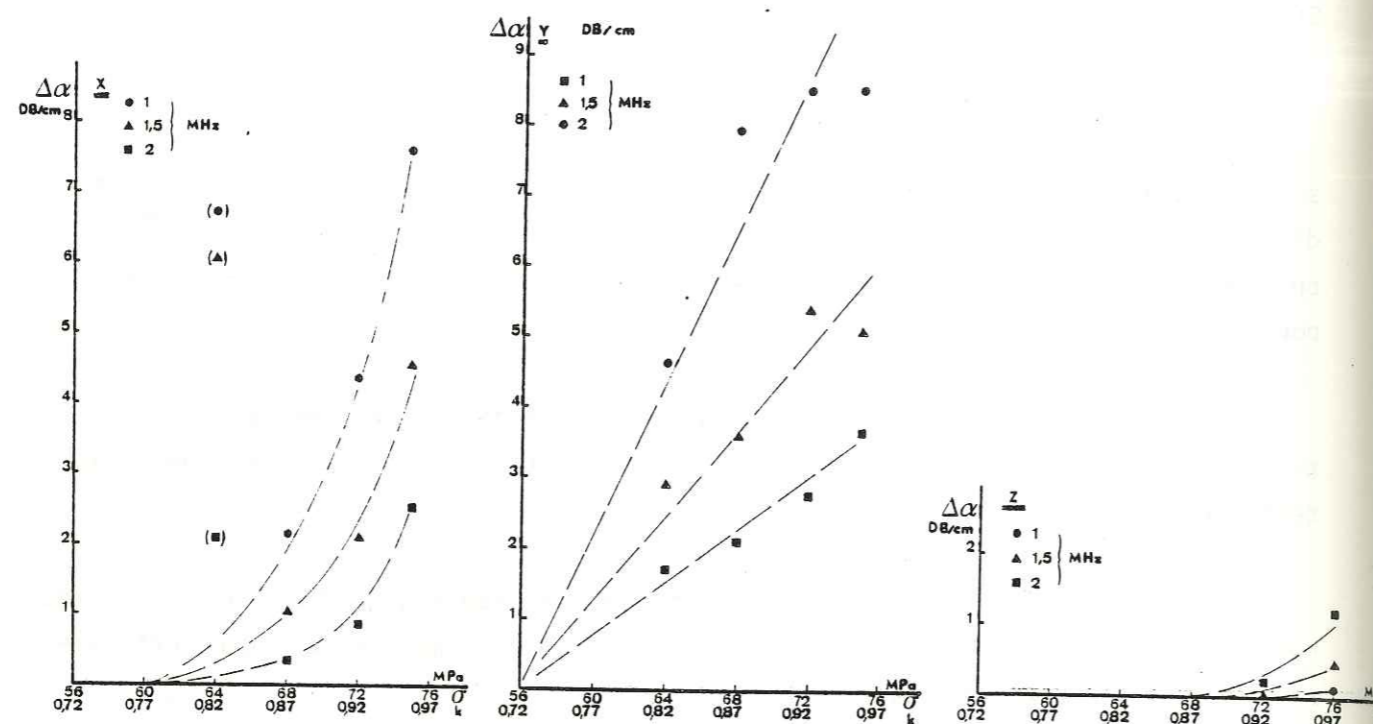


Fig.31 - Variation du coefficient d'atténuation en fonction de la contrainte (domaine de fréquences 1 MHz - 2 MHz)

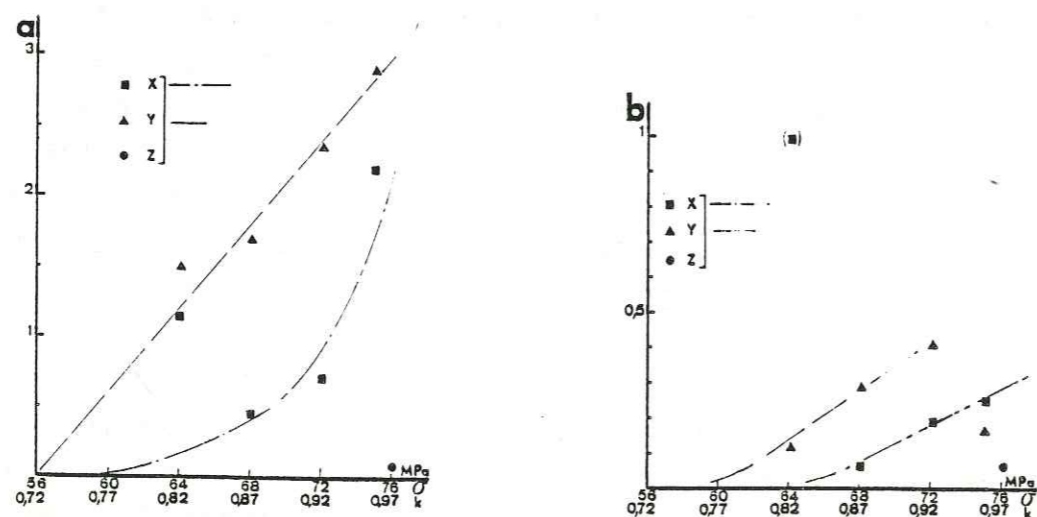


Fig.32 - Evolution des coefficients a et b en fonction de la contrainte.

En admettant que les résultats puissent être représentés par la formule

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

L'évolution des coefficients a et b est donnée par la figure 32. On constate pour les lignes de mesure X et Y, que les deux coefficients augmentent avec la valeur de k ; le point à k = 0,82 de la ligne X apparaît bien comme étant aberrant, ainsi que celui à k = 0,97 pour la ligne Y. Pour la ligne Z, une seule valeur a pu être définie pour k = 0,97.

2 - Résultats de l'analyse d'images

Les modèles théoriques de transmission d'ondes ultrasonores nous ont guidé pour le choix des paramètres physiques à déterminer :

- le nombre de fissures n' (Surface échantillonnée 25 mm²)
- la dimension moyenne de fissure <a'⁶> 1/6
- la rose des directions.

Un cumul des informations a été effectué suivant les facettes (X) et (Y) parallèles à la direction de compression Z.

Le tableau suivant résume les résultats.

σ final (MPa)	Face	n'	<a' ⁶ > 1/6 (μm)	écart-type (μm)
56	//Z	1812	21	11
	Z	900	22	15
60	//Z	1727	15	8,6
	Z	735	15	9
64	//Z	2645	30	16,5
	Z	1434	21	12
68	//Z	2138	32	17,5
	Z	1336	35	20
72	//Z	1730	36,5	20,5
	Z	1006	29,5	17,5
76	//Z	3476	55	29
	Z	2634	68	44,5

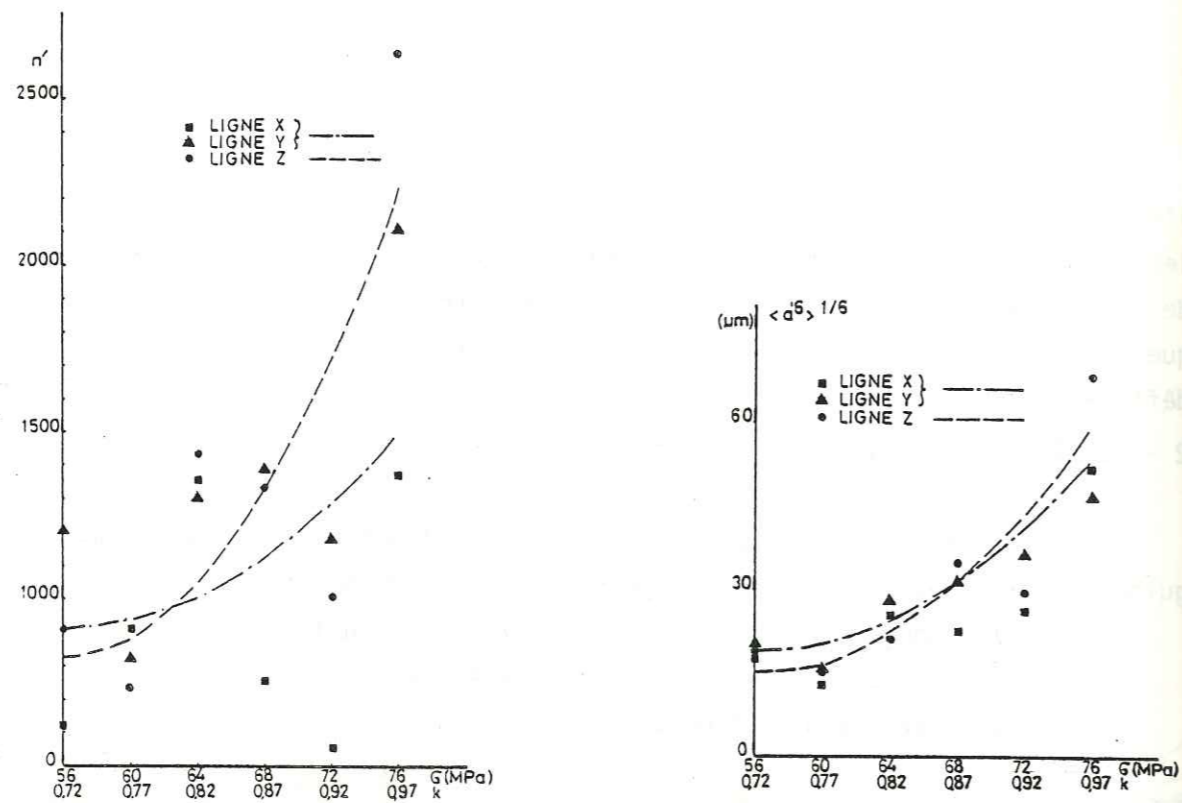


Fig. 33 - Evolution du nombre de fissures en fonction de la contrainte.

Fig. 34 - Evolution de la dimension caractéristique de fissure en fonction de la contrainte.

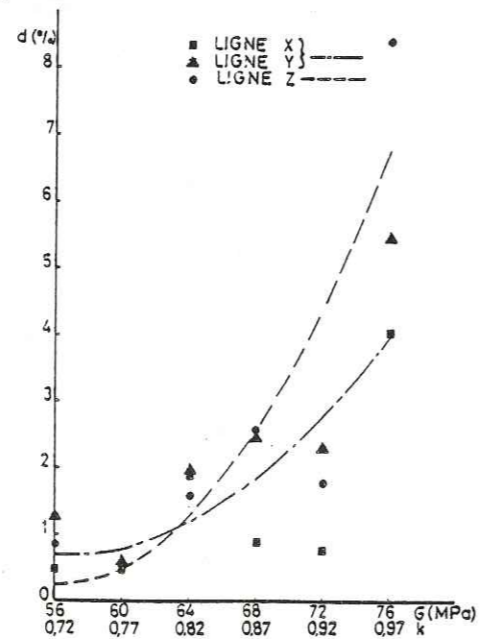


Fig. 35 - Evolution de la porosité de fissure en fonction de la contrainte.

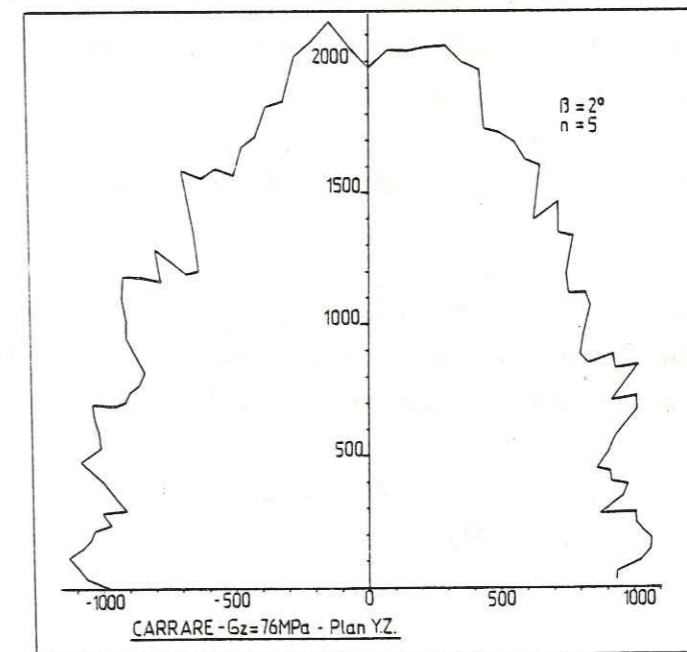
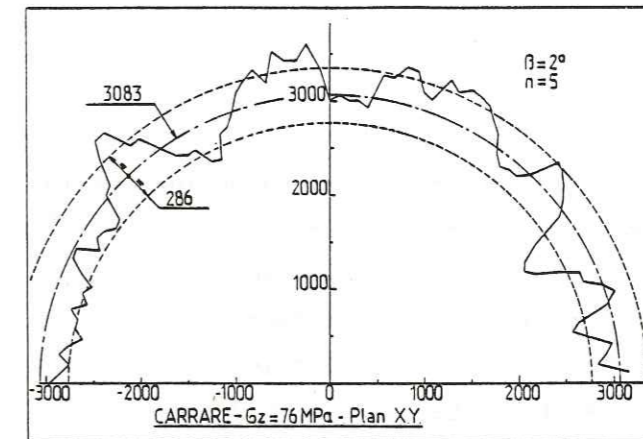


Fig. 36 - Roses des directions (Essai 6).

Le relevé manuel des réseaux à fissures tout en introduisant une part de subjectivité permet de suivre de façon plus significative le type d'évolution des microfissures : naissance au niveau des points faibles de grains, propagation inter-granulaire puis traversée des grains.

La comparaison des valeurs de n' et de $\langle a'^6 \rangle^{1/6}$ (fig.33-34) met en évidence une croissance moyenne avec la contrainte maximum subie par l'échantillon ainsi qu'une dispersion non négligeable autour d'une valeur moyenne. Les résultats expérimentaux suggèrent une évolution parabolique dans le domaine de contrainte considéré ($0,72 < k < 0,97$) avec une tangente horizontale à l'origine de ce domaine. Compte-tenu du faible nombre de résultats, l'interprétation statistique ne peut être poussée très loin. La dispersion des résultats peut s'expliquer par l'état initial différent de chaque échantillon : la répartition de celle-ci est identique pour n' et $\langle a'^6 \rangle^{1/6}$ (l'échantillon 72 est une valeur faible dans les deux cas). Il faut noter que les résultats suivant l'orientation des faces ne se distinguent pas systématiquement sauf pour le dernier échantillon pour lequel la face perpendiculaire à Z donne des valeurs plus grandes.

La porosité de fissure d varie évidemment d'une façon identique (fig. 35) puisque toutes les fissures ont été considérées avec une épaisseur minimum de $4 \mu\text{m}$.

Les roses de direction confirment une partie de ces résultats. Dans les cinq premiers échantillons, on constate un état isotrope de fissuration. Pour le dernier échantillon, un état orthotrope de révolution est observé (Figure 36).

Il faut toutefois noter (MAIRE [15]) que, pour les roses des directions, il y a sous-estimation de $\rho(\theta)$ lorsque deux fissures sont sécantes : au point d'intersection la fonction intercept ne détecte qu'un point pour les 2 fissures.

3 - Corrélation des résultats

Les résultats théoriques du chapitre 3 ont permis d'exprimer le coefficient d'atténuation α sous la forme :

$$\alpha_j = K_j n_o \langle a^6 \rangle f^4$$

où $j = 1, 2$ ou 3 suivant que l'on a respectivement des fissures circulaires parallèles, une distribution axisymétrique ou une distribution aléatoire de fissures circulaires ; K_j est un coefficient qui dépend du type de distribution de la fissuration, du coefficient de POISSON de la roche et de la vitesse de propagation des ondes ultrasonores dans la matrice rocheuse supposée non fissurée. Les coeffi-

icients K_j sont donc des constantes pour une roche donnée.

Sur la base de ce modèle, la variation du coefficient d'atténuation, pour un échantillon de roche entre un état de référence et un état (i) final de fissuration, est donc de la forme :

$$\Delta\alpha_i = K_3 \left\{ (K_j/K_3) n_i \langle a_i^6 \rangle - n_{oR} \langle a_R^6 \rangle \right\} f^4$$

en supposant une distribution aléatoire de fissures à l'état initial de référence.

La vérification expérimentale de cette relation s'effectue de la manière suivante :

- La variation du coefficient d'atténuation α est définie à partir du maximum de la charge appliquée dans la mesure où les conditions de mesure acoustique sont optimales.
- Par contre, les caractéristiques du champ de fissures sont relevées évidemment après décharge et découpage de l'échantillon.

On suppose qu'au cours de la décharge de l'échantillon, les variations éventuelles des caractéristiques du réseau de fissures sont négligeables. De plus, il faut noter que les relevés sont effectués à partir de surfaces créées dans les échantillons (n'_o et a') alors que les relations théoriques font intervenir des caractéristiques par unité de volume (n_o et a). On suppose donc, de plus, que le coefficient de passage entre n'_o et n_o , entre a' et a est constant : cette dernière hypothèse peut être considérée comme acceptable dans la mesure où elle est exacte dans le cas particulier d'une distribution aléatoire de grains [34].

Compte-tenu du résultat précédent (en particulier rose de direction), on suppose que le modèle de distribution aléatoire de fissures est valable pour les essais de 56 à 72 MPa (essais 1 à 5).

La comparaison est à effectuer entre $b = \Delta\alpha / f^4$ (fig.32) et la fonction différence :

$$X_i = n'_{oi} \langle a_i^6 \rangle - n'_{oR} \langle a_R^6 \rangle$$

Cette différence n'a pu être établie que pour trois points et l'origine (fig.37) : elle semble suggérer une variation parabolique de X avec la contrainte.

L'existence d'un coefficient de proportionnalité entre b et X signifierait que b varie de la même façon que X , ce qui n'était pas évident a priori

(fig.32). Le faible nombre de points expérimentaux que l'on peut retenir de façon sûre constitue la difficulté essentielle de l'interprétation.

L'essai 6 (76 MPa) est le seul essai pour lequel un modèle de distribution axisymétrique de fissures est retenu ; la fonction différence à comparer avec b est

$$\xi_i = (K_2/K_3) n_{0i} \langle a^6 \rangle - n_{0R} \langle a_R^6 \rangle$$

avec $(K_2/K_3) = 1,82$ pour les plans de direction X et Y et $(K_2/K_3) = 0,74$ pour le plan de direction Z.

Pour ce type de modèle, il conviendrait, en disposant de plus de points, de séparer l'interprétation en X, Y et celle en Z.

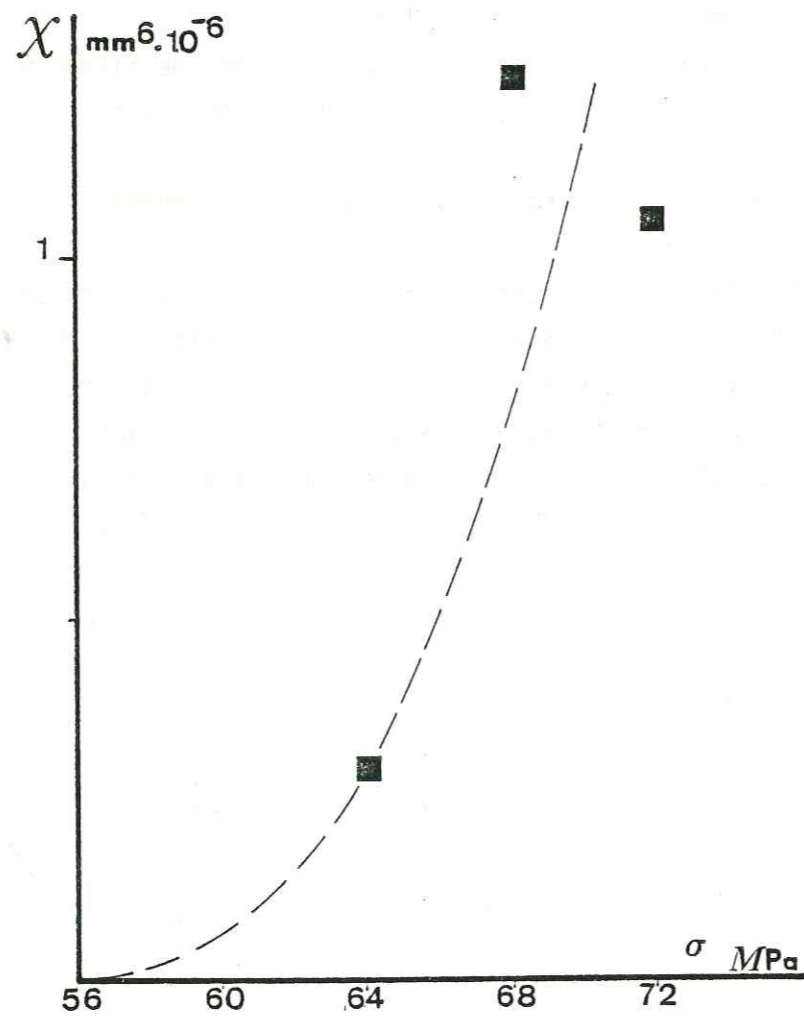


Fig. 37 - Evolution de X avec la contrainte

CONCLUSION

CONCLUSION

L'étude entreprise avait pour but de mettre en évidence dans une première étape l'intérêt d'une méthode de mesure par amortissement d'ondes ultra-sonores pour caractériser l'état de fissuration des roches. Dans ce but, des mesures d'amortissement par transmission ont été effectuées au cours d'essais de compression simple.

Les résultats des mesures acoustiques ont mis en évidence une nette influence de l'intensité de la fissuration sur l'amortissement des ondes lorsqu'elles se propagent dans le sens perpendiculaire à l'axe de compression.

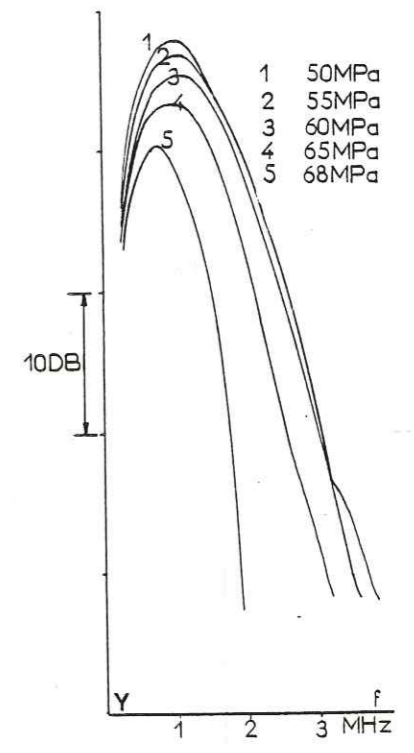
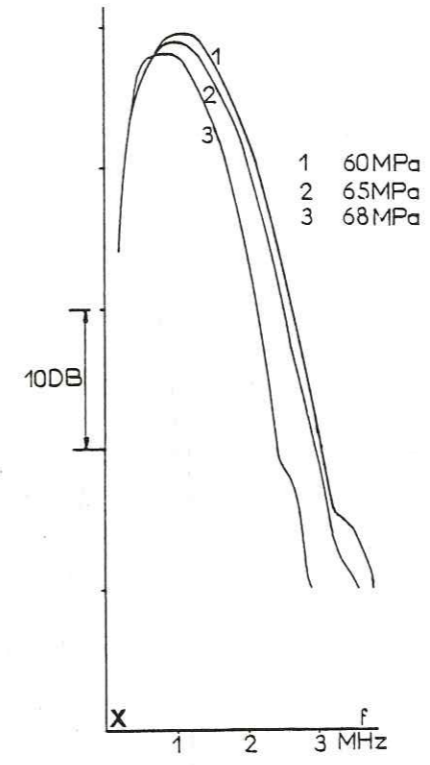
Dans une seconde étape, il s'agit de relier cet amortissement aux caractéristiques du réseau de fissures. Les difficultés expérimentales rencontrées ne permettent pas d'apporter une réponse précise et quantifiée : les résultats suggèrent bien une variation de $\Delta\alpha / f^4$ et de X parabolique en fonction de σ , pour le début de la courbe de charge lorsque la distribution des fissures est isotrope. Ceci permet d'envisager ultérieurement la détermination du facteur $n_0 \langle a^6 \rangle$ par la mesure de $\Delta\alpha$. Une relation du même type doit pouvoir s'établir pour la zone avec distribution axisymétrique des fissures, où un seul point de mesure a seulement pu être obtenu, compte tenu des conditions d'essai.

Enfin, une remarque doit être faite concernant l'analyse d'images : la transmission des informations à la machine a nécessité un relevé manuel : celui-ci à priori n'était pas prévu. Il faut noter que cette difficulté majeure ne nous est pas particulière et a été rencontrée pour toutes les études à caractère fin concernant la science des matériaux. Des progrès récents dans la technologie de l'analyse d'images, concernant la définition des contrastes, permettent d'envisager une prise de données directe sur l'objet ou éventuellement par l'intermédiaire d'une reproduction photographique.

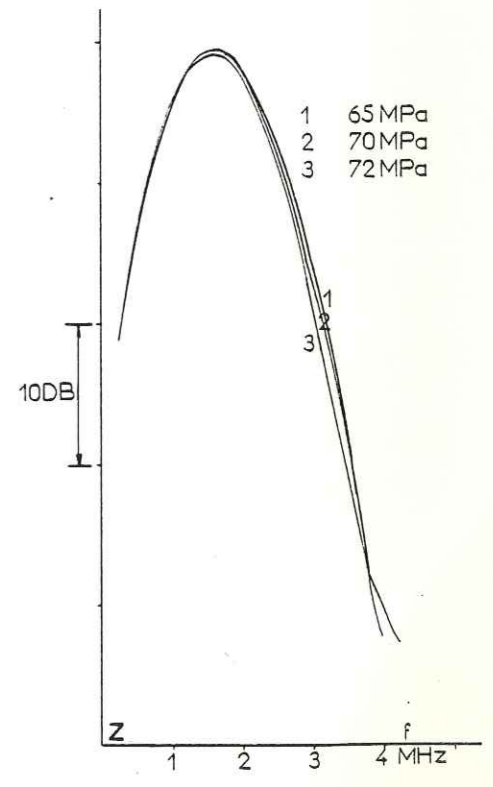
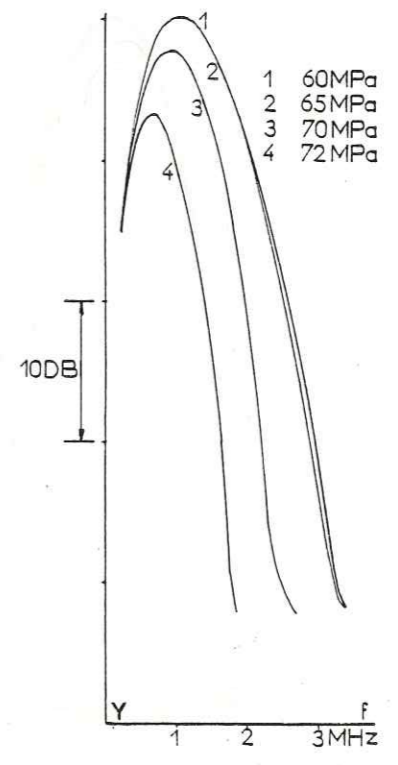
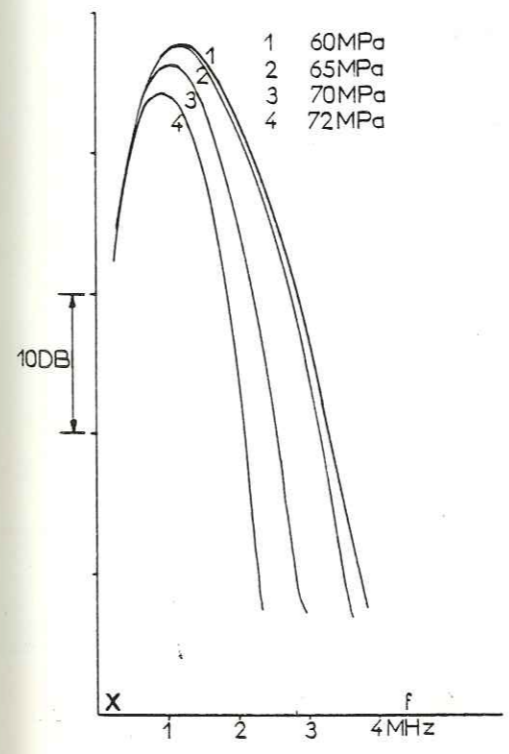
ANNEXE I

EVOLUTION DU SPECTRE DU PREMIER SIGNAL TRANSMIS

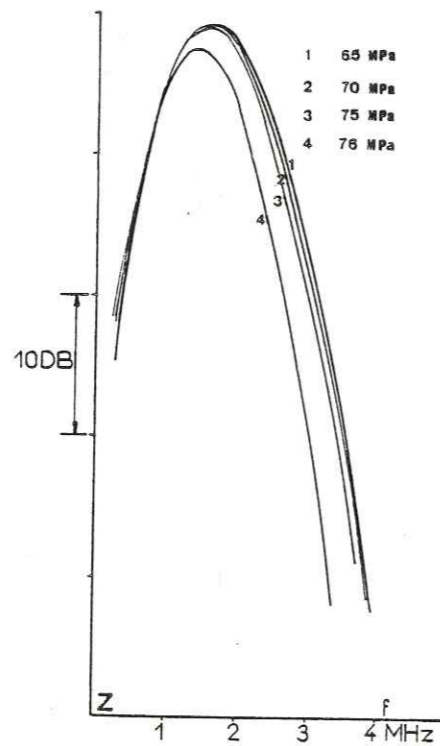
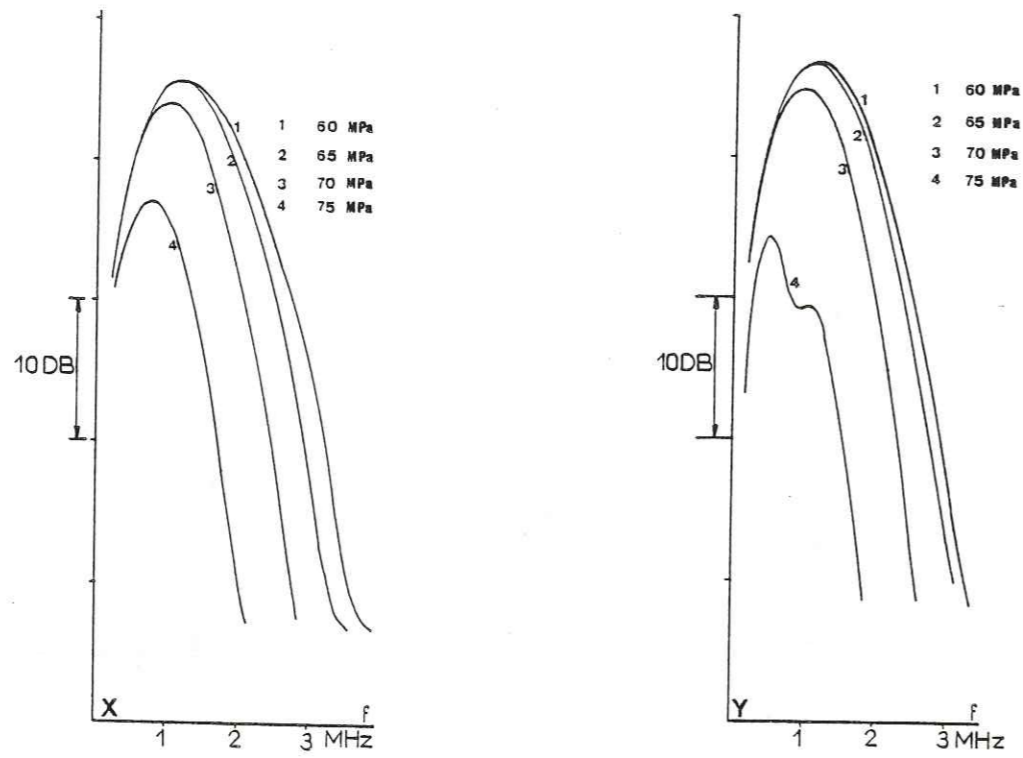
(PARTIE DECROISSANTE)



Essai n°4



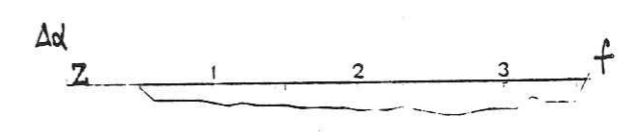
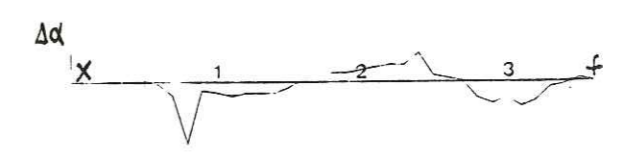
Essai n°5



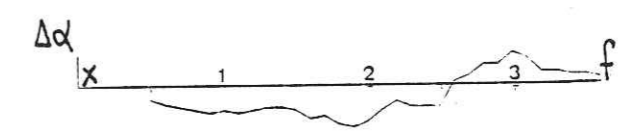
Essai n°6

ANNEXE II

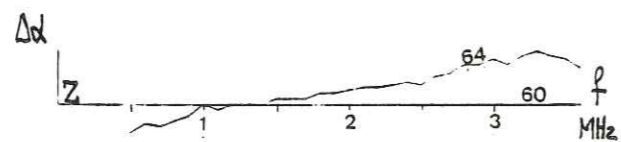
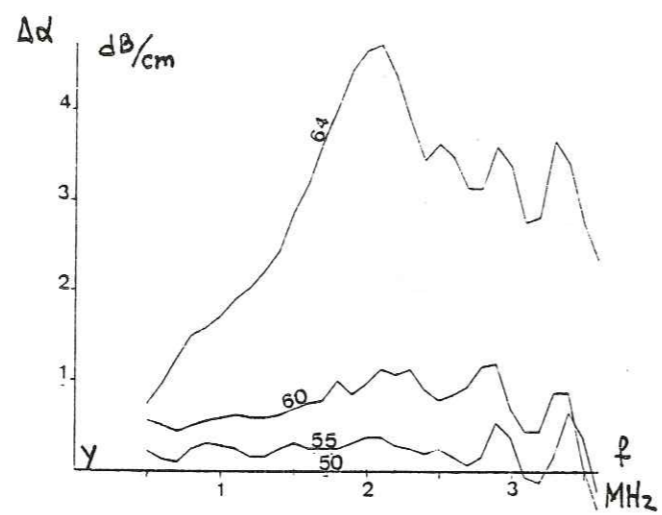
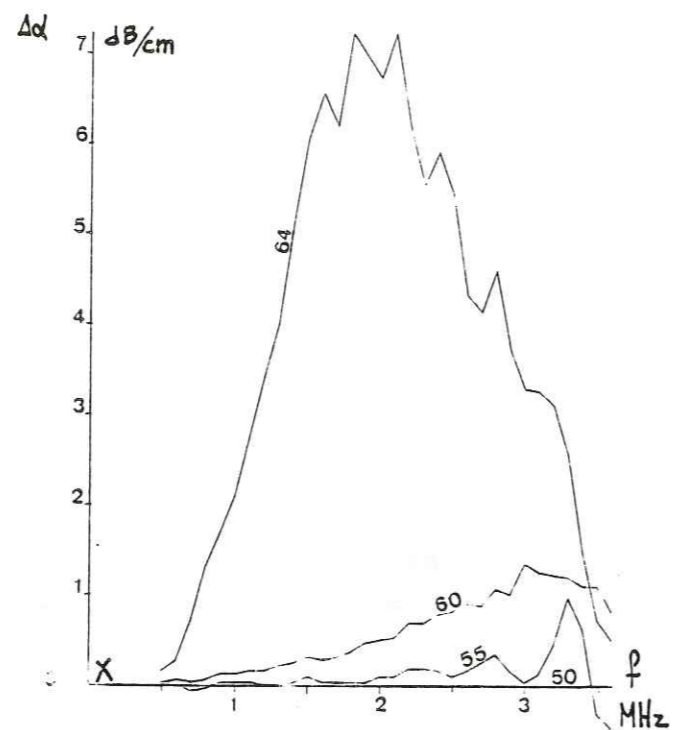
VARIATION DU COEFFICIENT D'ATTENUATION
EN FONCTION DE LA FREQUENCE



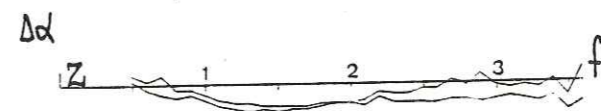
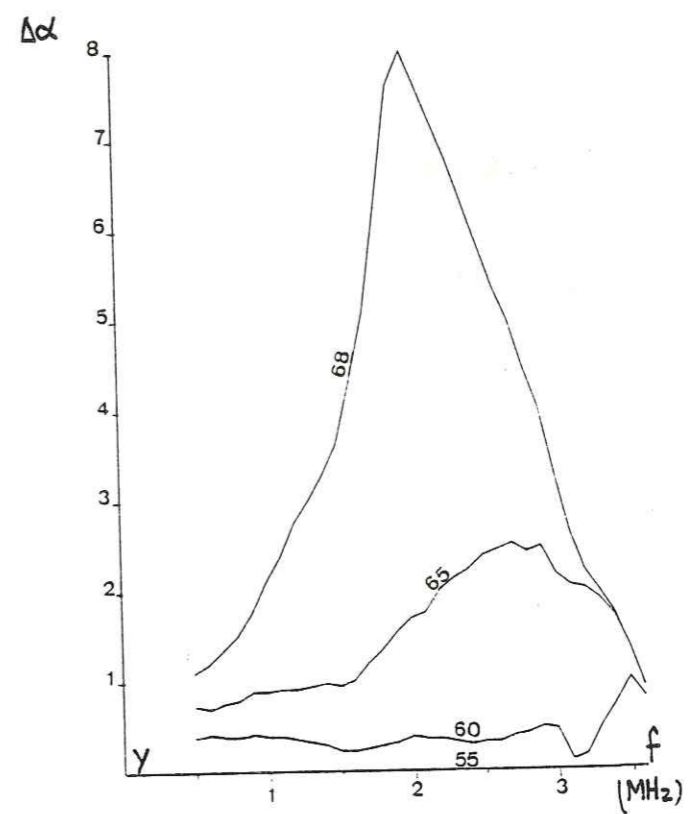
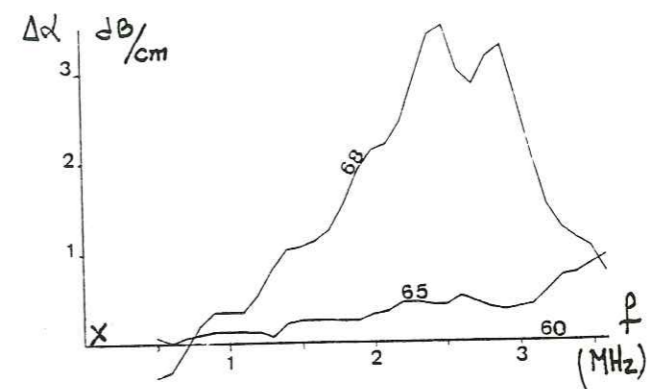
Essai n°1



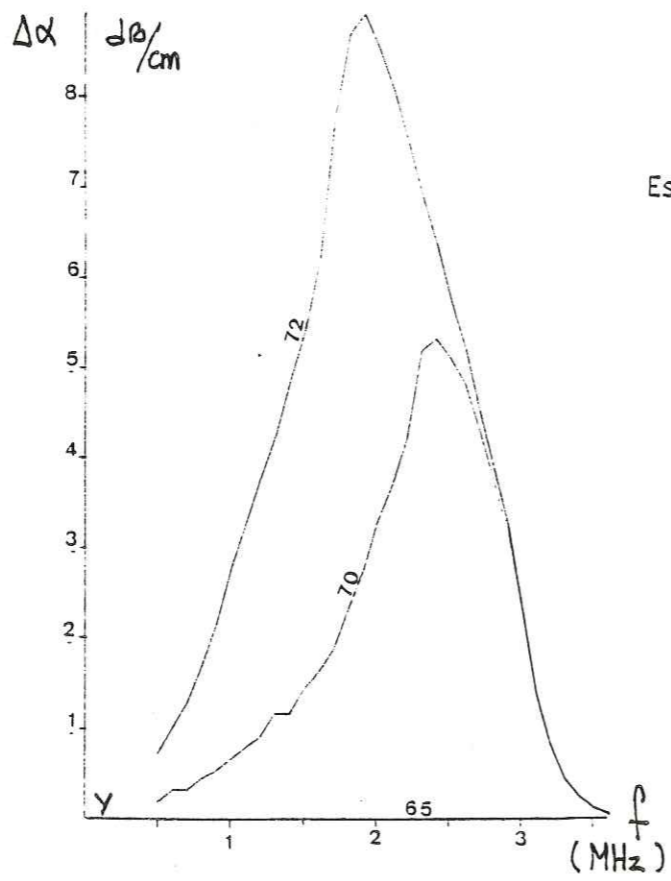
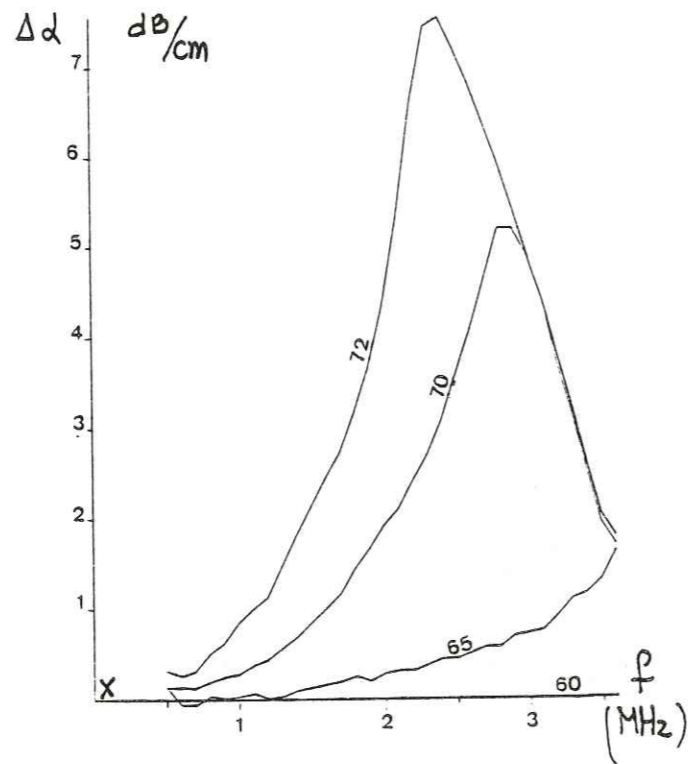
Essai n°2



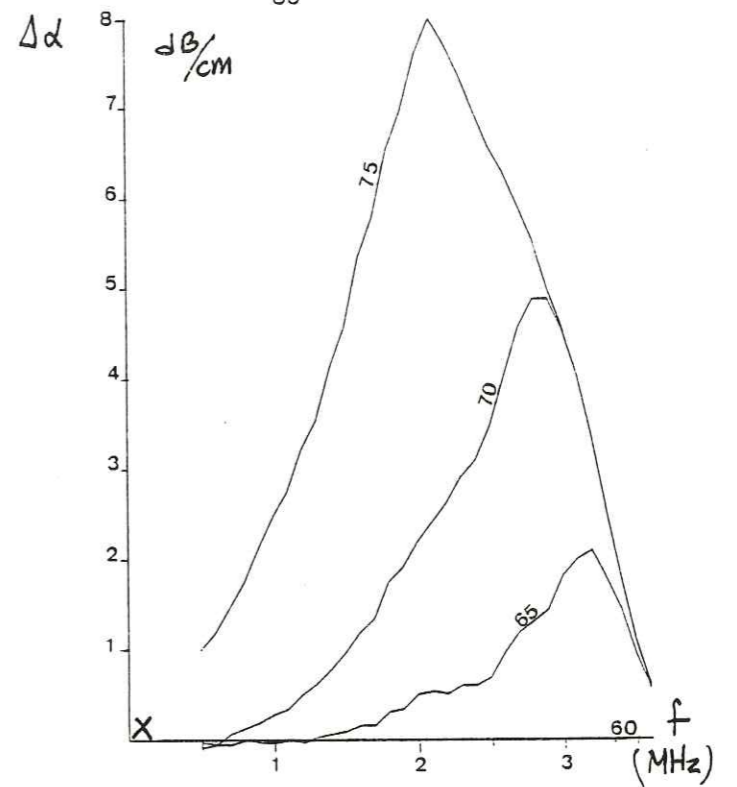
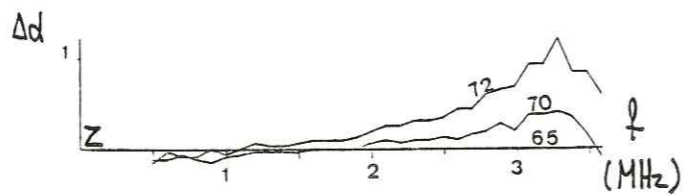
Essai n°3



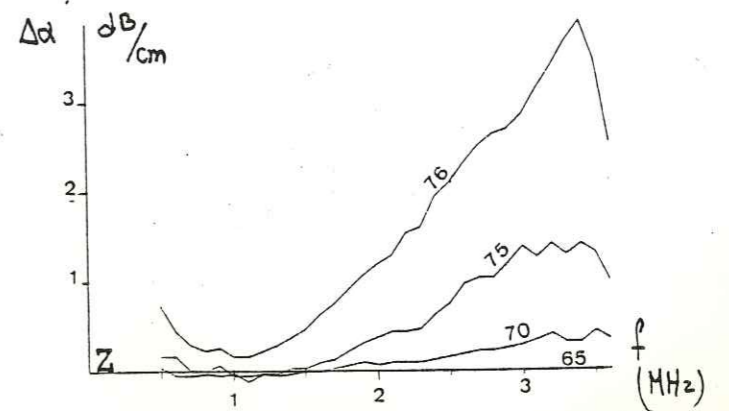
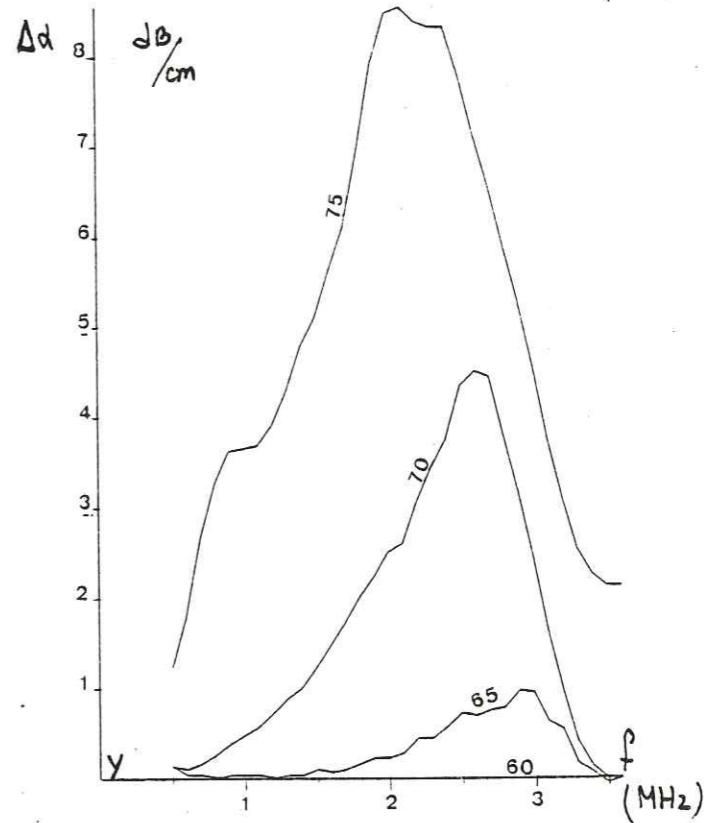
Essai n°4



Essai n°5

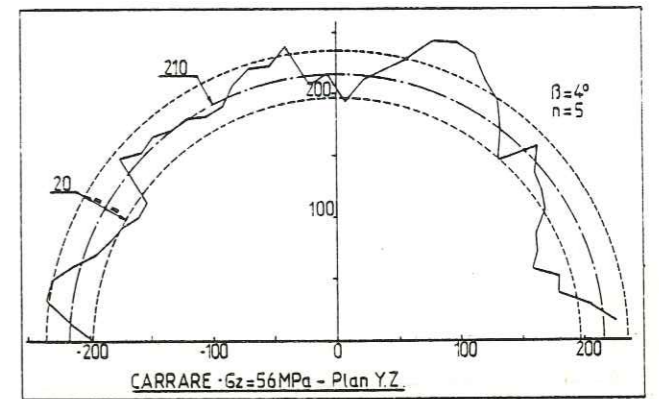
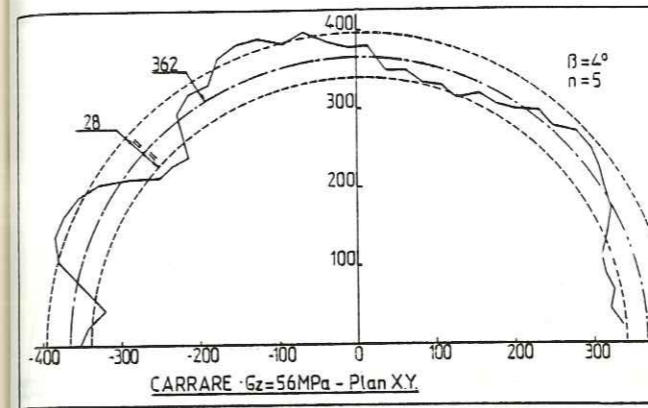


Essai n°6

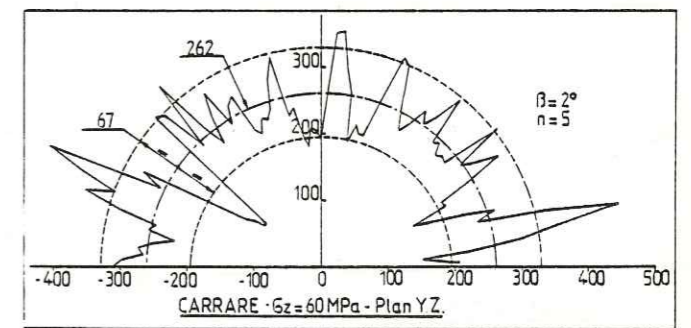
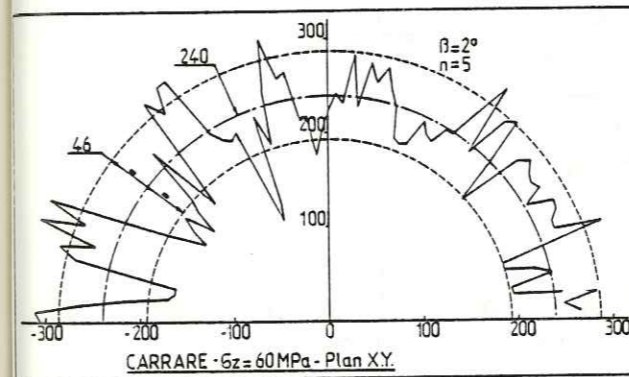


ANNEXE III

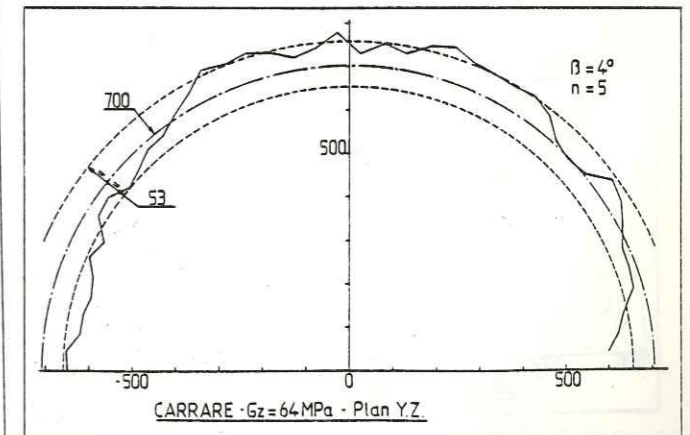
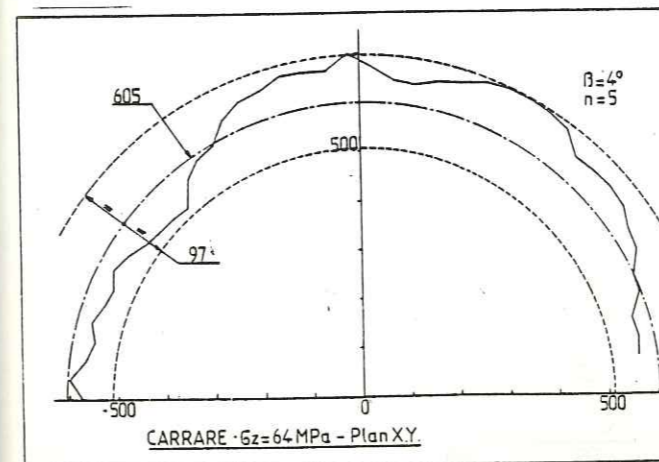
ROSE DES DIRECTIONS



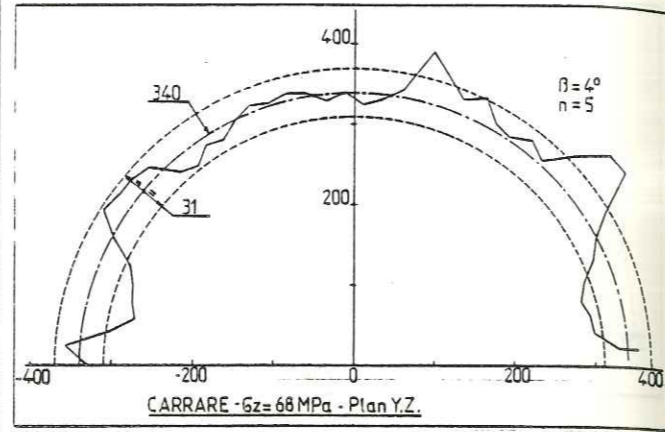
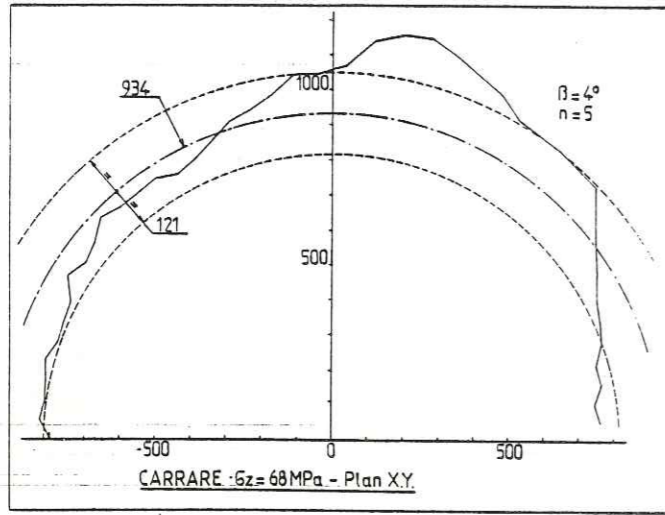
Essai n°1



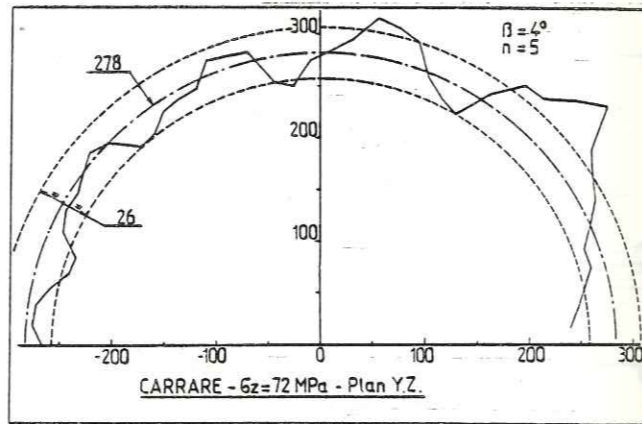
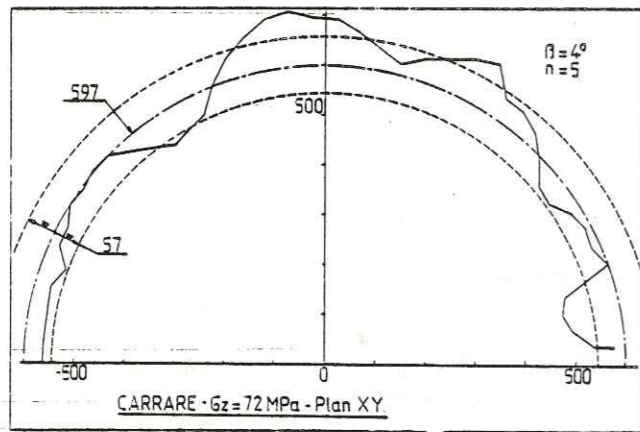
Essai n°2



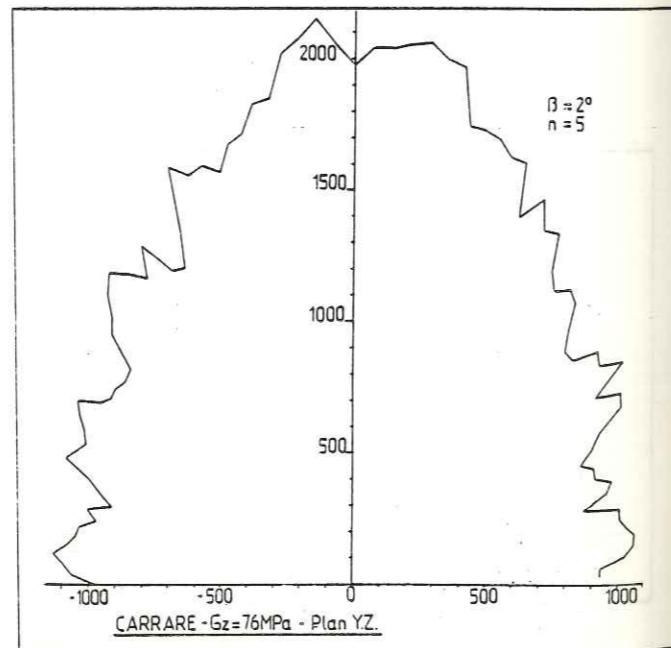
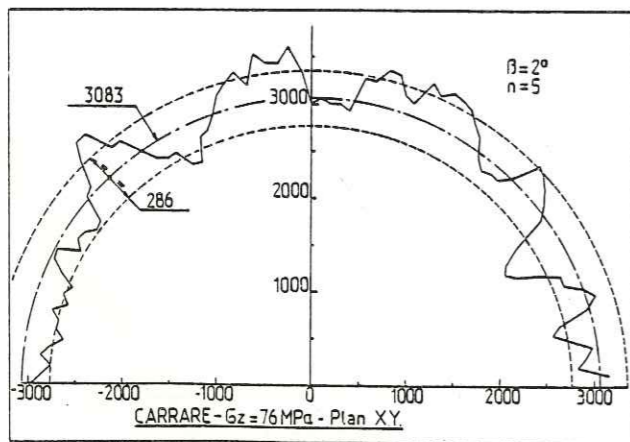
Essai n°3



Essai n°4

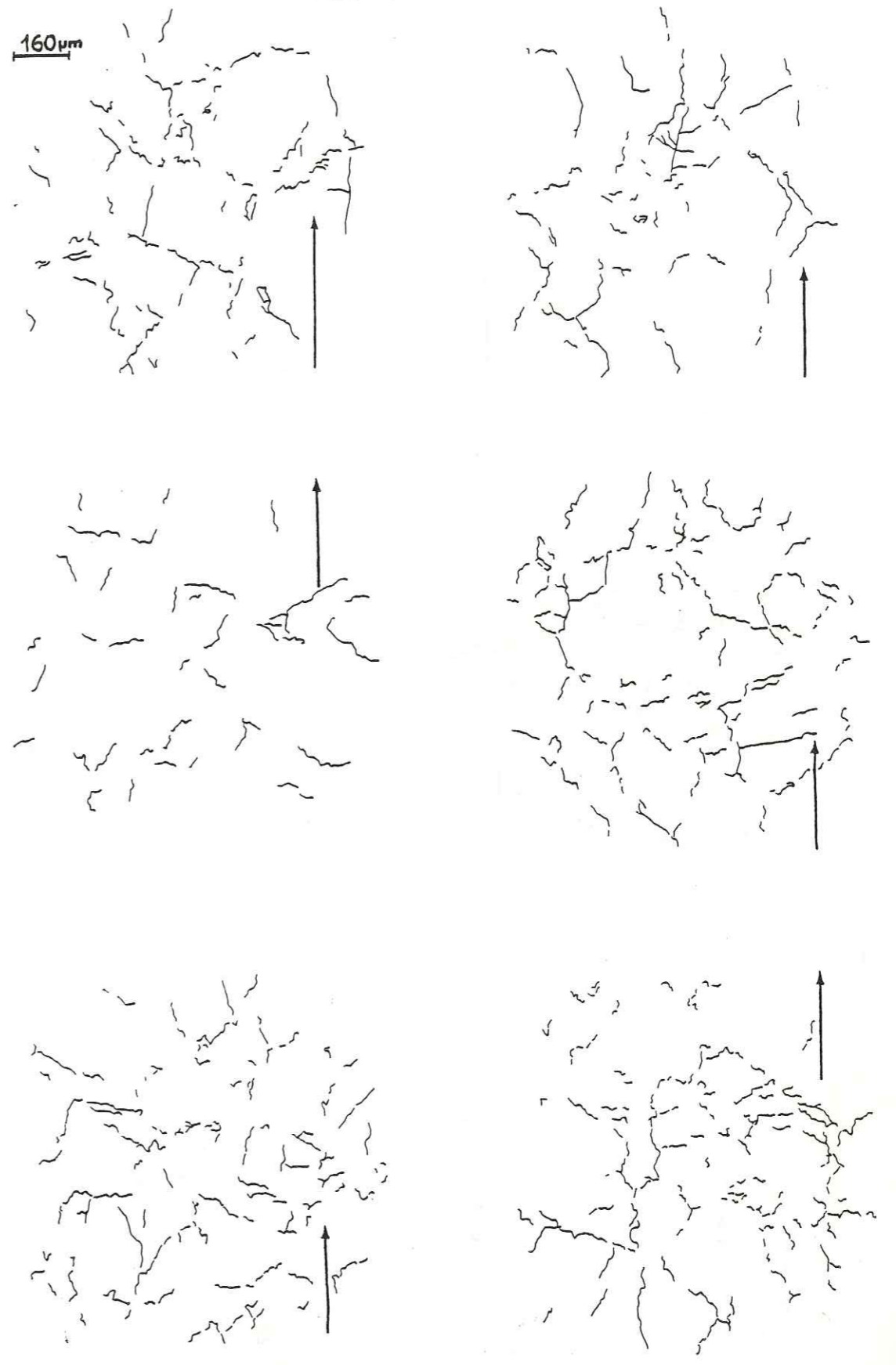


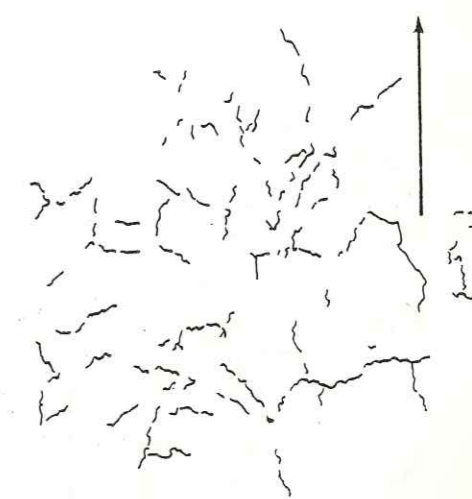
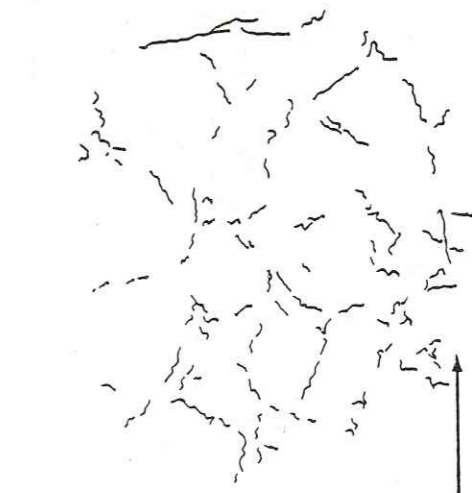
Essai n°5

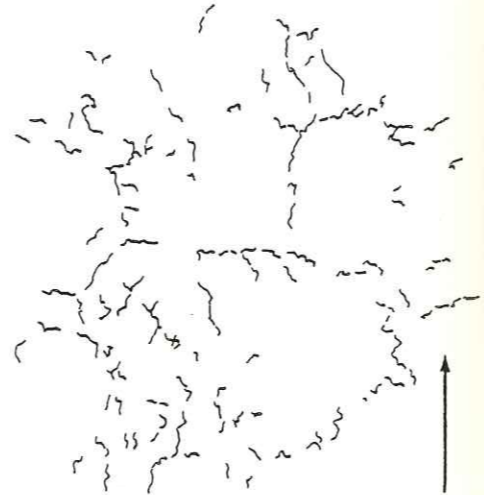
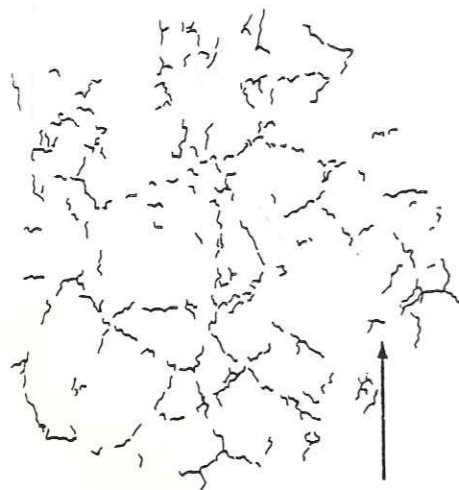
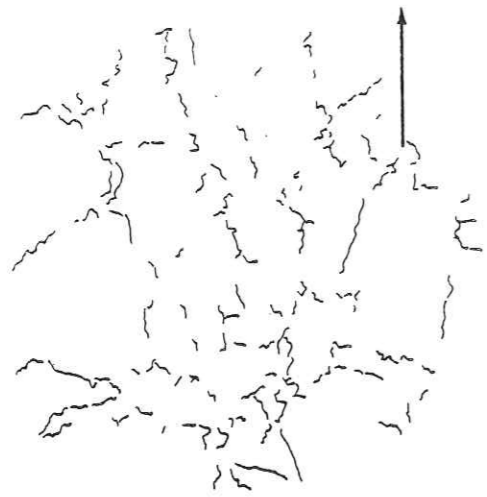


Essai n°6

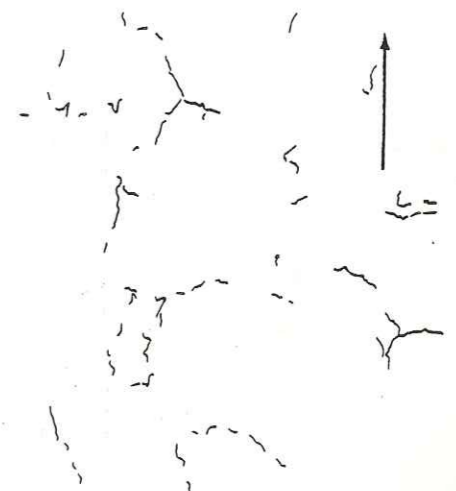
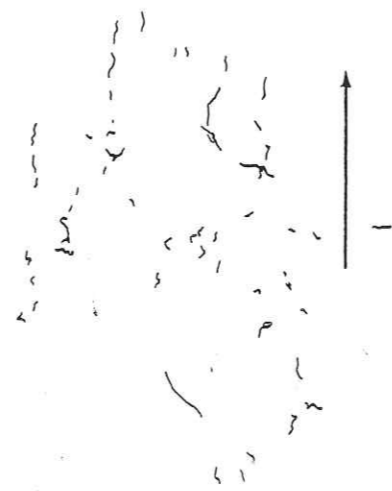
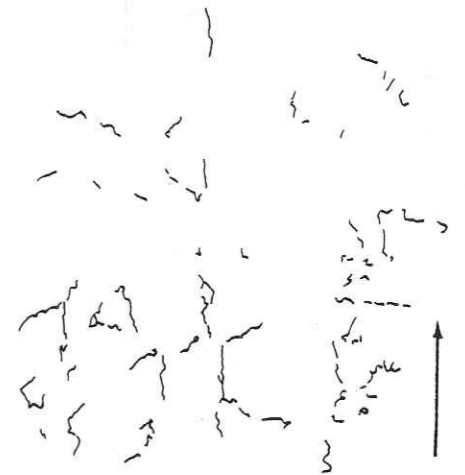
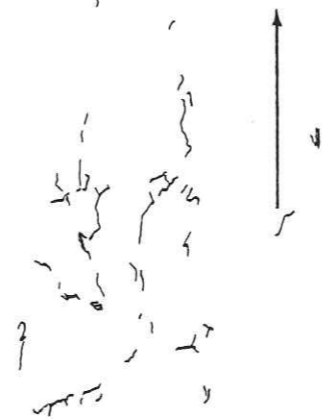
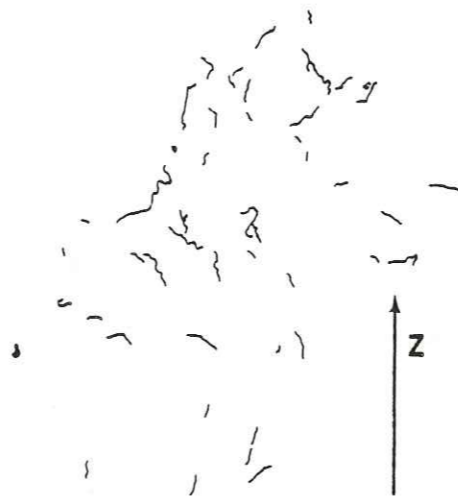
ANNEXE IV
RESEAUX DE FISSURES (ESSAI 6)

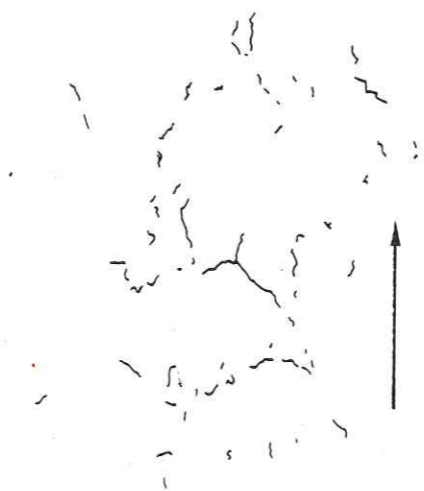
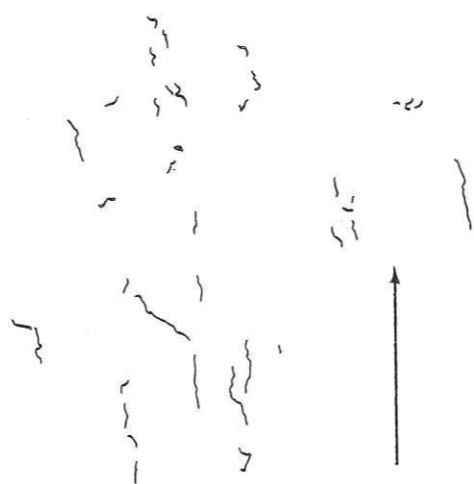


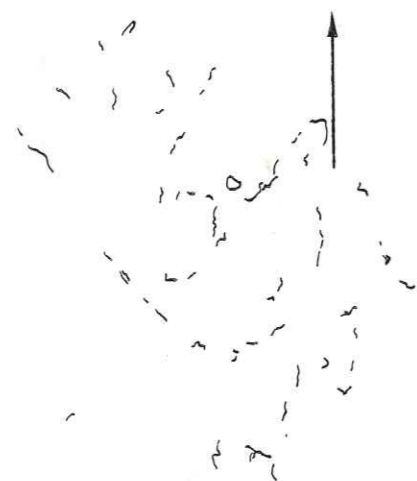




Plan paralièle a Z







BIBLIOGRAPHIE

- 1 BERNAIX J.
Propriétés des roches et massifs rocheux
Proc. 3ème Cong. I.S.R.M. Denver (1974).
- 2 BIENIAWSKI Z.T.
Mechanism of brittle fracture of rocks
Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 4 pp 395-406 (1967).
- 3 BRACE W.F., PAULDING B.W., SCHOLZ C.
Dilatancy in the fracture of crystalline rocks
J. of Geoph. Res., vol.71, n°16, 3939-3953 (1966).
- 4 CIBA-GEIBY
UVITEX OB - Circulaire 2205/3.
- 5 GATEAU C., HALFON J., LOUIS C., PREVOSTEAU J.M.
Paramètres de quantification de la fracturation par analyse d'images
Journées nationales géotechniques, Orléans (1975).
- 6 HABIB P.
Variation de la vitesse du son dans les roches soumises à des contraintes élevées.
C.R. Acad. Sci. Paris t-255, 2562.
- 7 HARUMI K.
J. Appl. Physics 33 (1962) 3588-3593.
- 8 HILLIARD J.E.
Specification and measurement of microstructural anisotropy
Trans. of AIME 224, 1201-1211, 1962.
- 9 HOEK G.
Rock fracture under static stress condition
Ph. D. University of Capetown (1965)

- 10 HOUPERT R., TISOT J.P., THOMAS A.
Comportement des roches après rupture
Symposium of the Int. Soc. for Rock Mech., Nancy 1971.
- 11 HOUPERT R.
Rupture fragile des roches contrôlée au moyen d'une machine d'essais
asservie.
C.R.A.S. (1972)
- 12 HOUPERT R.
La rupture fragile des roches (1975)
Am. Soc. Geol. Nord, vol.95, pp 145-153.
- 13 KARCZ I., DICKMAN S.R.
Determination of fracture intensity
Tectonophysics 56, T1-T7 (1979).
- 14 MAC SKIMIN H.J.
Propagation of longitudinal waves and shear waves in cylindrical
rods at high frequencies.
J. Ac. Soc. Am. 28, 484 (1956).
- 15 MAIRE Ph., GILLES P.
Caractérisation des réseaux linéaires par la rose des directions
2nd Symp. Eur. d'Anal. Quant. des Microstructures en Sciences des Mat.,
Biol. et Médecine. Oct. 1977.
- 16 MASON W.P., MAC SKIMIN H.J.
J. Appl. Physics 19, 940-946 (1948).
- 17 MATHY G.
L'analyse spectrale en impulsions
Toute l'électronique n°379 pp 58-62, n°380 pp 69-76.
- 18 MERKULOV L.G.
Absorption and diffusive scattering of US waves in metals
Soviet Physics - Tech. Phys. 2, 953-957 (1957).

- 19 MERKULOV L.Q.
The use of US waves in investigating the structure of steels
Soviet Physics - Tech. Phys. 2, 1282-1286 (1957).
- 20 MOLINA J.P., PIAU M., WACK B.
Amortissement des ondes ultrasonores dans les roches multifissurées.
Revue du Cethedec, Vol.17, NS 80-1, pp 117-124.
- 21 MORLIER P.
Sur le comportement des roches fragiles avant la rupture
Symp. of the Int. Soc. of Rock Mech., Nancy 1971.
- 22 PAPADAKIS E.P.
Correction for diffraction losses in the US field of a piston source
J. Ac. Soc. Am. 31, 150-152 (1959).
- 23 PAPADAKIS E.P.
I - Revised grain-scattering formulas and Tables.
II - US attenuation caused by scattering in polycrystalline metals
J. Ac. Soc. Am. 37, 703-717 (1965)
- 24 PAPADAKIS E.P.
US Diffraction loss and phase change in anisotropic materials
J. Ac. Soc. Am. 40, 863-876 (1966).
- 25 PAPADAKIS E.P.
Buffer rod system for US attenuation measurements
J. Ac. Soc. Am. 44, 1437-1441 (1968)
- 26 PAPADAKIS E.P.
Effects of input amplitude profile upon diffraction loss and phase
change in a pulse-echo system.
J. Ac. Soc. Am. 49, 166-168 (1971).
- 27 PAPADAKIS E.P., FOWLER K.A.
Broad band transducers : radiation field and selected applications
J. Ac. Soc. Am. 50, 729-745 (1971).

- 28 PAPADAKIS E.P., FOWLER K.A., LYNNWORTH L.C.
US attenuation by spectrum analysis of pulses in buffer rods : method
and diffraction corrections
J. Ac. Soc. Am. 53, 1336-1343 (1973).
- 29 PIAU M.
Crack scattering in polycrystalline media
Lett. Appl. Eng. vol.16, pp 565-570 (1978).
- 30 PIAU M.
Attenuation of a plane compressional wave by a random distribution of
thin circular cracks
Int. J. Eng. Sci. Vol.17 pp 51-167 (1979).
- 31 PIAU M.
Crack induced anisotropy and scattering in stressed rocks : effective
elastic moduli and attenuation
Int. J. Eng. Sci. vol.18 pp 549-568.
- 32 REDWOOD M., LAMB J.
On the propagation of high-frequency compressional waves in
isotropic cylinders
Proc. Phys. Soc. (London) B 70, 136 (1957).
- 33 ROTH W.
J. Appl. Physics 19, pp 901-910 (1948).
- 34 SALTIKOV S.A.
The determination of the size distribution of particles in an opaque
material from a measurement of the size distribution of their sections.
Proc. 2nd Int. Cong. for stereology, Chicago (1967).
- 35 SMITH R.T., STEPHENS
Effects of anisotropy on ultrasonic propagation in solids.
Progress in applied math. res. (1964) V 5 pp 41-64.
- 36 STROEVEN P.
Some aspects of the micromechanics of concrete
Delft University (transmis par l'auteur).

- 37 TOURENQ C., FOURMAINTRAUD D., DENIS A.
Propagation des ondes et discontinuités des roches
Symposium I.S.R.M., Nancy 1971.
- 38 TOURENQ C., DENIS A.
La résistance à la traction des roches
Compte-rendu du laboratoire des Ponts et Chaussées, Fev. 1970.
- 39 TRUPELL R., ELBAUM G., CHICK B.B.
US methods in solid state physics
Ac. Press N.Y. and London, 1969.
- 40 UNDERWOOD E.E.
Quantitative evaluation of sectioned materials
Proc. 2nd Int. Congr. for stereology, Chicago 1967, pp 49-60.
- 41 UNDERWOOD E.E.
Surface area and length in volume
Quantitative microscopy - pp 77-121, Ed. De Hopp & Rhines, 1968.
- 42 WOJTKOWIAK F.
Comportement mécanique d'une micrite
Thèse de spécialité. Orléans, 1978.

