

Table des matières

Introduction générale	9
Chapitre 1 : Rupture et sismicité des roches	13
1. Introduction et définitions préliminaires	13
1.1. Introduction	13
1.2. Définitions	13
1.2.1. Rupture	13
1.2.2. Comportements fragile et ductile	14
1.2.3. Stabilité	16
2. Microfissuration et émission acoustique	18
2.1. Mécanique linéaire de la rupture	18
2.1.1. Facteurs d'intensité de contrainte	18
2.1.2. Critère de Griffith	19
2.1.3. Propagation stable et instable d'une fissure	20
2.1.4. Propagation instable de fissures et émission acoustique	21
2.2. Endommagement lié à la fissuration et EA	23
2.2.1. Endommagement élastique	23
2.2.2. Estimation de l'endommagement par EA	27
2.3. Conclusion	28
3. Taille de source et ondes sismiques	29
3.1. Amplitude d'un signal sismique	29
3.1.1. Magnitude	29
3.1.2. Moment sismique	30
3.1.3. Chute de contrainte	30
3.1.4. Energie sismique	31
3.1.5. Amplitude de l'onde émise	31
3.1.6. Conclusion	32
3.2. Contenu fréquentiel d'un signal sismique.	32
3.3. Effet de l'atténuation	34
3.4. Conclusion	37
4. Statistiques de la sismicité	37
4.1. Loi d'Omori	38
4.2. Loi de Gutenberg Richter	39
4.3. Dimension fractale et multifractale	41
4.3.1. Dimension fractale	41
4.3.2. Dimension multifractale	42
4.4. Relations entre b et D	44
4.5. Conclusion	45

5. EA et comportement mécanique des roches : études expérimentales.....	46
5.1. Activité acoustique et comportement non-linéaire	46
5.1.1. Activité acoustique et essai de compression d'éprouvette intacte	47
5.1.2. Activité acoustique au cours du cisaillement de discontinuités	49
5.1.3. Effet Kaiser	53
5.1.4. Conclusion.....	54
5.2. Variations de l'exposant b de la loi de Gutenberg-Richter	55
5.3. Localisation de l'endommagement et dimension fractale.....	60
5.4. Conclusion.....	63
6. Conclusion.....	64
Chapitre 2 : Etude en laboratoire de l'émission acoustique des roches	67
1. Introduction	67
2. Dispositif expérimental	67
2.1. Presse et cellule triaxiale	68
2.2. Système d'acquisition de l'émission acoustique	68
2.2.1. Comptage de l'EA.....	69
2.2.2. Numérisation	70
2.3. Capteur d'émission acoustique	71
2.4. Caractéristiques temporelles et fréquentielles des signaux numérisés.....	72
3. Compressions triaxiales d'éprouvettes initialement intactes	73
3.1. Roche étudiée : le granite du Sidobre	74
3.2. Comportement mécanique observé	74
3.2.1. Différentes phases du comportement mécanique.....	74
3.2.2. Apparition de la ductilité.....	77
3.3. Comportement inélastique et activité acoustique.....	78
3.3.1. Activité acoustique au cours des différentes phases	78
3.3.2. Corrélation entre l'activité acoustique et le comportement inélastique.....	80
3.3.3. Estimation du dommage par l'EA.....	81
3.3.4. Estimation de la déformation permanente par l'EA.....	85
3.3.5. Conclusion.....	87
3.4. Evolution du contenu spectral des signaux	87
3.5. Variations de l'exposant b de la distribution des amplitudes maximales	90
3.5.1. Diminution de l'exposant b avant le pic de contrainte.....	90
3.5.2. Effet de la pression de confinement sur l'exposant b	93
3.5.3. Conclusion et Discussion	95
3.6. Morphologie de l'endommagement	96
3.6.1. Différents aspects de l'endommagement	97
3.6.2. Granulométrie de la mylonite.....	101

3.6.3. Rugosité des surfaces de rupture.....	103
3.6.4. Distribution spatiale de la fissuration.....	107
3.6.5. Conclusion sur la morphologie de l'endommagement.....	111
3.7. Conclusion sur les éprouvettes intactes.....	112
4. Compression triaxiale d'éprouvettes initialement discontinues.....	113
4.1. Comportement mécanique.....	114
4.1.1. Cisaillement instable et activité acoustique prémonitoire.....	114
4.1.2. Effet de la pression de confinement sur le cisaillement instable	116
4.1.3. Estimation des angles de frottement statique et dynamique	119
4.1.4. Conclusion sur le comportement mécanique	121
4.2. Comportement inélastique et activité acoustique.....	121
4.3. Distribution de la taille des événements.....	122
4.3.1. Allure particulière des distributions d'amplitudes maximales.....	122
4.3.2. Variations de l'exposant b au cours du cisaillement.....	124
4.3.3. Effet de la pression de confinement sur l'exposant b	125
4.3.4. Conclusion.....	125
4.4. Conclusion sur les éprouvettes initialement discontinues.....	126
5. Conclusion.....	126
Chapitre 3 : Modèle numérique de la sismicité des roches.....	129
1. Introduction	129
2. Modèles existants : des simulations partielles de l'EA.....	129
2.1. Automates cellulaires	130
2.1.1. Simulation des distributions en loi puissance	131
2.1.2. Simulation de la localisation progressive des sources d'EA.....	133
2.1.3. Conclusion.....	135
2.2. Modèles d'EA associée à l'endommagement	136
2.2.1. Comportement ductile du modèle scalaire de Zapperi et al. (1997)	136
2.2.2. Comportement fragile du modèle tensoriel de Tang (1997)	138
2.3. Conclusion.....	140
3. Description du modèle proposé.....	141
3.1. Principe d'endommagement progressif.....	141
3.2. Critère d'endommagement	143
3.3. Méthode de résolution.....	144
3.4. Introduction de l'hétérogénéité	146
3.4.1. Nécessité d'introduire de l'hétérogénéité.....	146
3.4.2. Paramètres hétérogènes	147
3.4.3. Hétérogénéité initiale et/ou évolutive.	148
3.4.4. Fonction de distribution utilisée pour simuler l'hétérogénéité	149

3.5. Taille d'avalanche et taille d'EA.....	149
4. Résultats	150
4.1. Sensibilité au paramètre d'endommagement et au degré d'hétérogénéité.....	150
4.1.1. Sensibilité au paramètre d'endommagement	150
4.1.2. Sensibilité au degré d'hétérogénéité	154
4.1.3. Conclusion.....	157
4.2. Simulation de plusieurs observations expérimentales.....	158
4.2.1. Activité acoustique et comportement non linéaire	159
4.2.2. Distribution de la taille des événements en loi puissance	160
4.2.3. Variations de l'exposant b	161
4.2.4. Localisation progressive de l'endommagement et diminution de D_2	162
4.2.5. Conclusion.....	163
4.3. Effet de l'angle de frottement interne.	163
4.3.1. Transition ductile fragile	164
4.3.2. Transition diffus-localisé	165
4.3.3. Variation de l'exposant b et distributions sur-critique et sous-critique	168
4.3.4. Indépendance du comportement envers la résistance maximale et la pression de confinement	170
4.3.5. Simulation de la transition ductile-fragile en essai triaxial.....	172
4.3.6. Conclusion.....	173
4.4. Effet local de l'angle de frottement interne sur la propagation de l'endommagement.....	174
4.5. Conclusion.....	177
5. Discussion	178
5.1. Changement d'échelle et émergence de propriétés macroscopiques	178
5.2. Transition ductile-fragile induite par la transition diffus-localisé	179
5.3. Corrélations entre b et D_2	180
5.4. Limites du modèle actuel et développements envisagés.....	182
5.4.1. Validité des petites déformations	182
5.4.2. Effet du maillage sur la localisation.....	184
5.4.3. Endommagement isotrope.....	185
5.4.4. Résistance mécanique constante au cours de l'endommagement	185
5.4.5. Endommagement purement élastique	186
5.4.6. Comportement non dépendant du temps.....	187
6. Conclusions et perspectives	187
Chapitre 4 : Analyse de la sismicité induite par l'exploitation d'une mine	191
1. Introduction	191
2. Sismicité induite par les travaux souterrains.....	191
3. Présentation de la taille Irma 1250.....	194

3.1. Configuration de l'exploitation	194
3.2. Données sismiques disponibles	196
4. Répartition spatiale de la sismicité	196
4.1. Localisation des événements vis à vis de la taille.	196
4.2. Estimation de l'endommagement autour de la taille	201
4.2.1. Estimation de l'endommagement complet	203
4.2.2. Evolution de l'endommagement au cours de l'avancement du front.....	203
5. Analyse statistique de la sismicité.....	206
5.1. Distribution d'énergie des événements sismiques	206
5.1.1. Distribution d'énergie pour l'ensemble de la période étudiée	206
5.1.2. Evolution de la distribution d'énergie au cours de l'exploitation.....	210
5.2. Corrélation spatiale des événements sismiques	213
5.2.1. Corrélations spatiales selon l'énergie sismique	213
5.2.2. Variations temporelles de la dimension de corrélation.....	218
6. Conclusion.....	219
Conclusion générale	221
Bibliographie	227
Annexes	238

Introduction générale

Lors de la sollicitation mécanique du matériau rocheux, la déformation globale comporte des déformations inélastiques localisées qui provoquent l'émission d'une onde élastique de déformation et de contrainte. A l'échelle de la croûte terrestre, ce phénomène constitue la sismicité. A l'échelle des massifs rocheux (travaux souterrains, creusement de mines de galeries souterraines, exploitations de gisements), on parle de micro-sismicité ou d'activité sismo-acoustique. A l'échelle de l'échantillon de laboratoire, c'est ce que l'on dénomme l'émission acoustique (EA).

Le point commun entre ces phénomènes, que l'on pourrait considérer comme très différents, réside dans le fait qu'une partie de l'énergie mécanique fournie au matériau est dissipée de manière irréversible et localisée. De plus, on observe, à ces différentes échelles, des distributions en loi puissance caractérisées par leurs exposants dans les trois domaines de la taille des événements sismiques (loi de Gutenberg-Richter, exposant b), de leur répartition spatiale (dimension fractale, exposant D) et temporelle (loi d'Omori, exposant p). Ces distributions indiquent une invariance d'échelle (Hirata, 1987) et donc une transposition possible des résultats à des échelles différentes (Main, 1996).

De ce fait, l'EA observée en laboratoire est considérée comme un modèle à petite échelle de la sismicité des ouvrages souterrains ou de la croûte terrestre (Scholz, 1968). Ainsi, son étude permet d'améliorer la compréhension de la sismicité et, dans un objectif plus appliqué, de rechercher des signes précurseurs utilisables pour la prévision des coups de terrains dans les mines ou des séismes de la croûte terrestre (Meredith et al., 1990). Une autre approche pour la compréhension de la sismicité consiste à utiliser des modèles numériques notamment pour l'étude de la statistique de la sismicité (Xu et al., 1992; Olami et al., 1992; Tang, 1997).

A l'échelle du laboratoire, la fissuration est considérée comme la principale source d'émission acoustique, pour les roches à température ambiante (Lockner, 1993). La nucléation et la propagation de fissures dans un matériau provoquent une modification de ses propriétés mécaniques, c'est à dire un endommagement (Kemeny et Cook, 1986). La coalescence de microfissures peut conduire à la formation d'une surface de rupture macroscopique, par localisation de l'endommagement (Reches et Lockner, 1994). L'EA constitue donc un outil d'observation de l'évolution de l'endommagement, depuis le stade où il est réparti de façon diffuse dans le matériau jusqu'à celui où il se localise le long d'une discontinuité macroscopique pour aboutir à la rupture de l'échantillon (Lockner et Byerlee, 1991).

L'EA apparaît donc, à la fois, comme un outil d'analyse de l'endommagement et comme un modèle pour la sismicité à plus grande échelle. Nous proposons, dans ce travail, d'associer l'analyse de l'endommagement et de la sismicité à travers l'observation de l'EA. Nous aurons pour cela recours à l'expérimentation en laboratoire et à la modélisation numérique. Les

résultats issus de ces études seront ensuite utilisés pour l'analyse de la sismicité induite par l'exploitation d'une mine.

Le premier chapitre sera consacré à la présentation des phénomènes d'émission acoustique et d'endommagement provoqués par la propagation de fissures lors de la sollicitation mécanique du matériau. Les relations entre la taille de la source et l'amplitude du signal d'EA permettront de montrer comment l'EA peut servir à estimer l'endommagement. Les distributions statistiques dans les domaines de la taille des événements sismiques, de leur répartition spatiale et temporelle seront ensuite décrites. Enfin, nous présenterons les principaux résultats des études expérimentales antérieures concernant l'EA au cours de la sollicitation mécanique des roches en laboratoire. Nous verrons alors dans quelle mesure ces résultats permettent de mieux comprendre la sismicité à plus grande échelle.

Le deuxième chapitre sera consacré à l'étude expérimentale du comportement mécanique et de l'EA d'éprouvettes de roche initialement intactes ou discontinues, au cours d'essais de compression triaxiale. Nous étudierons l'effet de la pression de confinement sur le comportement mécanique macroscopique, l'activité acoustique, le contenu fréquentiel des signaux et la statistique des EA.

Pour les éprouvettes initialement intactes, nous nous intéresserons particulièrement à l'effet de l'augmentation de la pression de confinement sur la fragilité de la macrorupture et sur l'exposant b de la loi de Gutenberg-Richter. Afin de mieux comprendre ces effets, nous étudierons la morphologie de l'endommagement sous ses différents aspects : granulométrie de la mylonite, rugosité des surface de rupture, distribution spatiale de la fissuration.

Dans le cas des éprouvettes contenant une discontinuité artificielle polie, nous étudierons l'effet de la pression de confinement sur le comportement de type « stick-slip ». Nous verrons également que ce type de comportement correspond à des distributions particulières des tailles d'EA.

Afin de mieux interpréter les comportements observés pour les éprouvettes initialement intactes, nous aurons recours, dans le troisième chapitre, à la simulation numérique. Les modèles existants ne simulant la sismicité des roches que de façon partielle, un modèle numérique original, basé sur la méthode des éléments finis (MEF) et sur l'endommagement progressif des éléments, sera proposé. Nous verrons que ce modèle permet de simuler les principales observations expérimentales concernant l'EA et le comportement mécanique des roches. En outre, nous étudierons comment il permet de simuler un comportement macroscopique allant du ductile au fragile, associé à une répartition de l'endommagement allant du diffus au localisé, avec un seul paramètre de contrôle : l'angle de frottement interne.

Le quatrième chapitre sera consacré à l'analyse de la sismicité induite par l'exploitation d'une mine. Nous analyserons, en particulier, la distribution de l'énergie des séismes et leur corrélation spatiale pour l'ensemble de la période d'étude ainsi que leurs évolution au cours de l'avancement de l'exploitation. Nous verrons comment les résultats expérimentaux et numériques permettent d'interpréter la sismicité minière.



Chapitre 1 : Rupture et sismicité des roches

1. Introduction et définitions préliminaires

1.1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter les concepts et les outils qui seront utilisés au cours de ce travail ainsi que les principaux résultats expérimentaux concernant l'émission acoustique au cours de la sollicitation mécanique des roches.

Nous présenterons d'abord les phénomènes de microfissuration qui donnent lieu à l'émission d'une onde acoustique (section 1.2). Nous aborderons ensuite les relations qui permettent d'associer la taille de la source et les caractéristiques de l'onde émise en amplitude et en fréquence (section 1.3). Les distributions statistiques qui caractérisent la sismicité seront présentées en section 1.4. Nous verrons en particulier les différentes lois puissance qui décrivent la sismicité en taille, en temps et dans l'espace. Enfin la section 1.5 sera consacrée à une revue bibliographique des principaux résultats concernant l'EA observée en laboratoire au cours de la sollicitation d'éprouvettes intactes ou discontinues.

Au cours de ce travail, nous aurons recours aux notions de rupture, de fragilité et d'instabilité. Ces termes utilisés dans des contextes différents sont parfois ambigus. Il nous a paru nécessaire d'en donner une définition pour en clarifier l'usage qui en sera fait ici.

1.2. Définitions

1.2.1. Rupture

Le terme de rupture est employé dans des contextes très différents et pour des échelles très variées. On parle notamment de rupture pour la propagation de fissures. A l'échelle des grains constituant une roche il s'agit de microrupture ou de microfissuration (rupture des liens interatomiques). A l'échelle de l'échantillon de laboratoire, le terme de rupture concerne la formation d'une discontinuité macroscopique appelée macrorupture. Par extension, on parle de rupture pour désigner la perte de résistance de l'échantillon qui accompagne la macrorupture. Dans ces deux cas, le terme de rupture concerne l'apparition d'une discontinuité matérielle.

On parle également de rupture pour désigner le mouvement de cisaillement le long d'un joint rocheux ou d'une faille. Lorsque ce mouvement donne lieu à un séisme, on parle de rupture sismique. Le terme de rupture concerne alors une discontinuité de déplacement. Notons que l'on observe en laboratoire que la formation d'une discontinuité matérielle peut être accompagnée d'une discontinuité de déplacement.

Une définition générique de la rupture pourrait être *l'apparition d'une discontinuité au sein*

du matériau, qu'elle soit matérielle ou de déplacement. La notion de rupture sert également à définir la fragilité.

1.2.2. Comportements fragile et ductile

La notion de fragilité est particulièrement ambiguë. En effet, selon les domaines, elle prend des significations différentes, voire opposées. Par exemple, l'ouvrage de De Gennes et Badoz (1994), « les objets fragiles », traite des polymères que l'on qualifierait, en mécanique, d'objets ductiles et non fragiles. Une définition macroscopique, couramment utilisée en science des matériaux, est basée sur le type de déformation (élastique ou plastique) qui précède la rupture. Une rupture est dite fragile si elle survient sans déformation plastique, c'est à dire permanente ou inélastique. Au contraire, si la rupture survient après une phase de déformation plastique, elle est dite ductile (Figure 1).

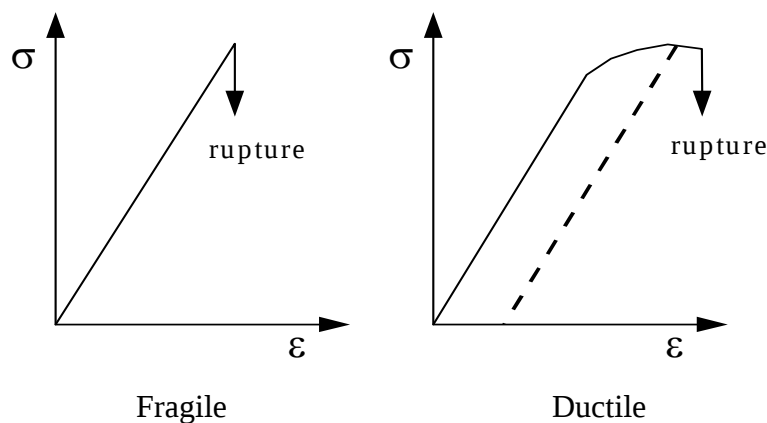


Figure 1 : Comportement dit « fragile » et comportement « ductile ».

Un matériau est donc d'autant plus ductile que la déformation permanente avant la macrorupture est importante.

Cette définition macroscopique peut être appliquée, à l'échelle microscopique, pour la propagation de fissures. On considère alors que la microrupture est fragile si elle n'est pas précédée par une déformation plastique.

Notons que la fragilité n'est pas une caractéristique intrinsèque du matériau. Dans le cas des roches, elle dépend de la vitesse de déformation, de la température et de la pression de confinement. La Figure 2 montre l'effet de la pression de confinement sur le type de comportement obtenu pour un calcaire en compression triaxiale. L'augmentation de la pression de confinement entraîne une transition continue du comportement fragile vers le comportement ductile.

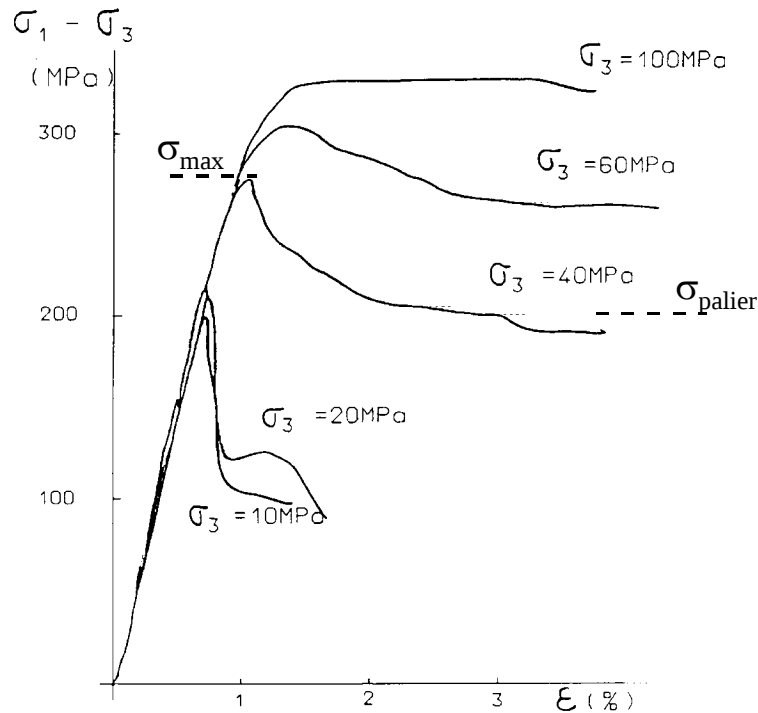


Figure 2 : Transition fragile-ductile due à l'augmentation de la pression de confinement pour un calcaire en compression triaxiale, d'après Fabre et al. (1991).

La définition précédente de la fragilité se base sur le comportement avant la macrorupture. Dans le cas des roches, les comportements ductile et fragile se distinguent également par la macrorupture elle-même. Un comportement fragile se caractérise par une chute de contrainte brutale importante au cours de la macrorupture. La chute de contrainte post-pic est d'autant plus faible que le comportement est ductile. Un comportement purement ductile se caractérise par l'absence de chute de contrainte et de macrorupture. Le matériau reste continu tout au long de la sollicitation.

On peut alors proposer un critère, F , qui caractérise la fragilité d'une roche en fonction de la chute de contrainte en post-pic (cf. Figure 2).

$$F = \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\text{palier}}}{\sigma_{\max}} \quad \text{I. 1}$$

avec $\sigma_{\max}$: contrainte maximale

σ_{palier} : contrainte de palier

$F=1$ correspond à un comportement purement fragile alors que $F=0$ correspond à un comportement purement ductile

Le comportement post-pic à court terme a été utilisé par Wawersick et Fairhurst (1970) pour établir une classification des roches. Ces auteurs distinguent deux types de roches selon le mode de chargement nécessaire pour propager la rupture :

- Les roches de type I, pour lesquelles un apport d'énergie est nécessaire pour la propagation de la rupture.
 - Les roches de type II, pour lesquelles la rupture se propage sans apport d'énergie.
- L'arrêt de la propagation nécessite un déchargement pour extraire de l'énergie.

La Figure 3 présente l'allure des courbes force-déplacement correspondant à ces deux types de roches.

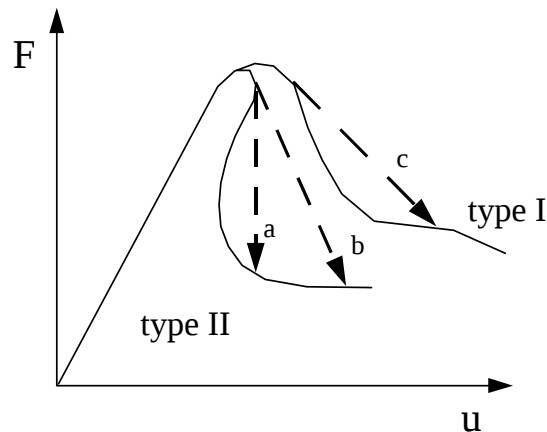


Figure 3 : Classification des roches selon leur comportement post pic, d'après Wawersick et Fairhurst (1970). F est la force et u , le déplacement. Les flèches indiquent le comportement obtenu à déplacement imposé avec un système de chargement infiniment rigide (a) et de moins en moins rigide (b et c).

Les courbes de type I et II représentent le comportement intrinsèque de la roche. Le comportement de type I peut être observé avec un chargement à vitesse de déformation longitudinale constante. Le comportement de type II peut être observé avec un chargement à vitesse de déformation transversale constante. Ce mode d'asservissement nécessite une presse d'une grande rigidité et un déchargement très rapide. Nous verrons ce type d'essai dans le deuxième chapitre.

L'observation de l'ensemble de la courbe intrinsèque force-déplacement, de type I ou II, nécessite que la propagation de la rupture soit contrôlée, c'est à dire que le comportement mécanique soit stable. Il convient donc ici de définir le terme de stabilité.

1.2.3. Stabilité

La stabilité d'un système peut être associée à l'unicité de sa réponse à la sollicitation imposée (Chambon, 1996; Chossat, 1996). Le système est dit stable si *sa réponse à la sollicitation imposée est unique*. Au contraire, si sa réponse n'est plus unique, il se produit une bifurcation : le système devient alors instable lors du passage du point de bifurcation. La Figure 4 donne l'exemple d'une instabilité associée à une bifurcation pour une barre en flambement. Le point de bifurcation correspond à la force critique pour laquelle le

flambement peut apparaître. Deux solutions stables existent pour le flambement, $\lambda > 0$ et $\lambda < 0$. Lorsque $\lambda = 0$, la position est instable.

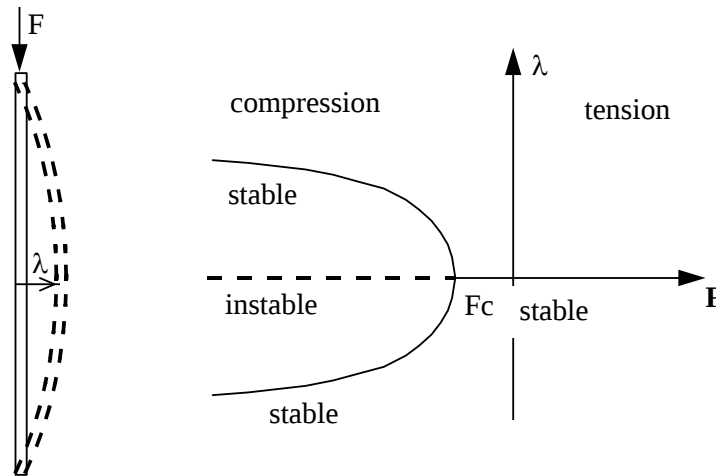


Figure 4 : Barre en flambement. Exemple d'une instabilité liée au passage d'un point de bifurcation. La bifurcation apparaît lorsque la réponse du système à la sollicitation n'est plus unique. Lorsque la barre est en traction, la réponse est unique. En compression, au-delà d'une force critique, F_c , la réponse n'est plus unique : une instabilité peut apparaître. Exemple tiré de Chossat (1996).

Notons que l'instabilité apparaît du fait de petites perturbations (défauts de la barre). Dans une position instable, ces perturbations vont tendre à s'amplifier pour amener le système dans une position stable (Chossat, 1996).

Dans le cas de la sollicitation mécanique d'une roche, on peut considérer qu'il s'agit d'un système qui répond mécaniquement (force ou contrainte) à une sollicitation imposée (déplacement ou déformation). Sur la Figure 3, les flèches en pointillés indiquent la réponse mécanique d'une éprouvette obtenue, à déplacement imposé, avec un système de chargement infiniment rigide (a), ou avec une rigidité limitée (b et c). La pente des flèches correspond à la rigidité du système de chargement. Lorsque la pente de la courbe $F-u$ intrinsèque de la roche devient supérieure à celle de la flèche, la réponse de l'éprouvette n'est plus unique et une instabilité apparaît. On voit alors que, lors d'un chargement à déplacement imposé, le comportement des roches de type II devient nécessairement instable. Pour les roches de type I, une instabilité peut apparaître si le système de chargement est trop peu rigide, c'est à dire si sa rigidité est inférieure à la pente de la courbe $F-u$ en post pic. Ceci s'interprète énergétiquement comme le fait que le système de chargement restitue plus d'énergie élastique que le matériau n'en consomme pour propager la rupture.

Notons que la fragilité est généralement associée à un comportement instable. Au contraire, la ductilité est associée à la stabilité du comportement mécanique.

Les notions de rupture, de fragilité et de stabilité vont nous permettre d'aborder les

phénomènes à l'origine de l'émission acoustique, en particulier la microfissuration.

2. *Microfissuration et émission acoustique*

Nous nous intéresserons, dans cette section, uniquement à la sismicité des roches à l'échelle de l'échantillon de laboratoire (EA) produite par la propagation de microfissures. En effet, à cette échelle, la microfissuration est considérée comme la principale source d'EA pour les roches à température ambiante (Kranz, 1991 ; Lockner, 1993).

L'étude de la propagation d'une fissure est l'objet de la mécanique linéaire de la rupture. La notion de facteur d'intensité de contrainte, couramment utilisée pour l'analyse de l'EA, sera présentée brièvement. L'analyse de Griffith permettra ensuite d'introduire facilement les phénomènes à l'origine de l'EA, en particulier la propagation instable de fissures. Nous aborderons ensuite les relations entre la microfissuration et l'endommagement élastique, c'est à dire l'effet de la microfissuration sur les propriétés élastiques des roches. Ceci permettra de voir comment l'EA peut être utilisée comme un estimateur de l'endommagement.

2.1. Mécanique linéaire de la rupture

Au cours de cette section, nous verrons d'abord la notion de facteur d'intensité de contrainte qui est utilisée par de nombreux auteurs pour l'analyse de l'EA. Le critère énergétique de Griffith nous permettra d'étudier la stabilité de la propagation d'une fissure. Nous verrons enfin que l'EA est liée à une propagation de fissure instable.

2.1.1. Facteurs d'intensité de contrainte

On considère différents modes de sollicitation d'une fissure.

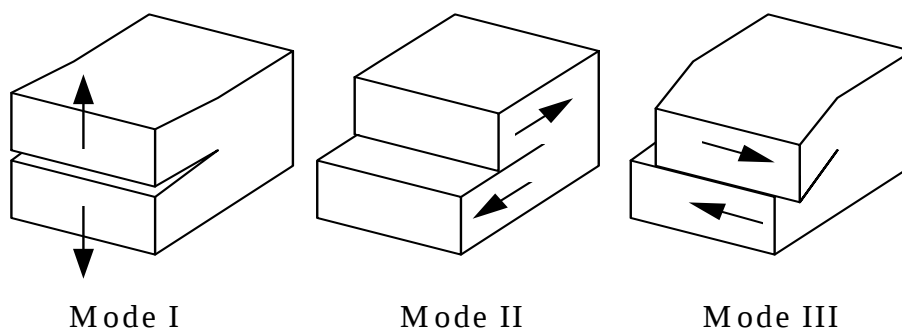


Figure 5 : Modes de sollicitation d'une fissure. I : mode en ouverture, II : mode plan, III : mode antiplan.

Les facteurs d'intensité de contrainte sont obtenus à partir des discontinuités de déplacement aux lèvres de la fissures. Ils permettent de calculer les contraintes et les déplacements à une distance r de la tête de la fissure.

$$\sigma_{ij} = K_n (2\pi \cdot r)^{-1/2} \cdot f_{ij}(\theta) \quad \text{I. 2}$$

$$|u_i| = \frac{K_n}{2E} (r / 2\pi)^{1/2} \cdot f_j(\theta) \quad \text{I. 3}$$

Avec σ_{ij} : contrainte

u_i : déplacement

K_n : facteur d'intensité de contrainte. Selon le mode, il s'agit de K_I et K_{II} ou de K_{III}

r : distance de la tête de la fissure

θ : angle avec le plan de la fissure

$f_{ij}(\theta)$ et $f_i(\theta)$ sont des fonctions de l'angle par rapport au plan de la fissure (voir Atkinson, 1991, pour l'expression de ces fonctions).

La propagation de la fissure se produit lorsque K_n atteint K_c , le facteur d'intensité critique.

K_c est la ténacité du matériau. Ce paramètre peut être mesuré au cours d'expériences de propagation stable de fissure (Atkinson, 1991).

2.1.2. Critère de Griffith.

Le critère de Griffith est basé sur une relation linéaire entre l'énergie dissipée par la propagation d'une fissure et l'aire de fissure (surface libre) créée lors de la propagation.

$$dWs = 2\gamma \cdot ds \quad \text{I. 4}$$

avec dWs : énergie dissipée par la propagation de la fissure

γ : énergie de surface, caractéristique du matériau

ds : surface de fissure créée

Ceci revient à considérer que l'énergie dissipée par la propagation est transformée en énergie de surface.

Pour un solide élastique contenant une fissure, on peut écrire la conservation de l'énergie totale du système lorsque la fissure se propage d'une surface élémentaire ds .

$$dW_{tot} = dW_{elast.} + dW_{ext.} + dWs + dW_{cin.} = 0 \quad \text{I. 5}$$

avec $dW_{elast.}$: variation de l'énergie élastique

$dW_{ext.}$: variation de l'énergie potentielle des forces extérieures

dWs : variation d'énergie de surface, $2\gamma \cdot ds$

$dW_{cin.}$: variation de l'énergie cinétique

Il y a propagation instable si $dW_{cin.} > 0$, c'est à dire si :

$$\frac{\partial}{\partial s} (W_{elast.} + W_{ext.}) + 2\gamma < 0 \quad \text{I. 6}$$

On définit G comme le taux de restitution d'énergie :

$$G = - \frac{\partial}{\partial \delta} (W_{elast.} + W_{ext.}) \quad \text{I. 7}$$

Cette relation montre que G dépend à la fois du matériau et des conditions de chargement
On en déduit le critère de Griffith. Il y a propagation de la fissure si :

$$G \geq 2\gamma \text{ ou } G \geq G_c \quad \text{I. 8}$$

avec $G_c = 2\gamma$, l'énergie critique d'avancement.

On peut relier G_c au facteur d'intensité de contrainte critique K_c .

$$G_c = \frac{K_c^2}{E} \quad \text{I. 9}$$

Selon l'évolution de G au cours de l'avancement de la fissure, le mode de propagation peut être stable ou instable :

$G = 2\gamma$ correspond à une propagation stable

et $G > 2\gamma$ à une propagation instable avec augmentation de l'énergie cinétique.

2.1.3. Propagation stable et instable d'une fissure

Berry (1960) propose une représentation du critère de Griffith pour un solide contenant une fissure de surface S soumis à un effort F dont le point d'application se déplace de u . La représentation dans le plan $F-u$ permet d'analyser les différents modes de propagation de la fissure (Figure 6).

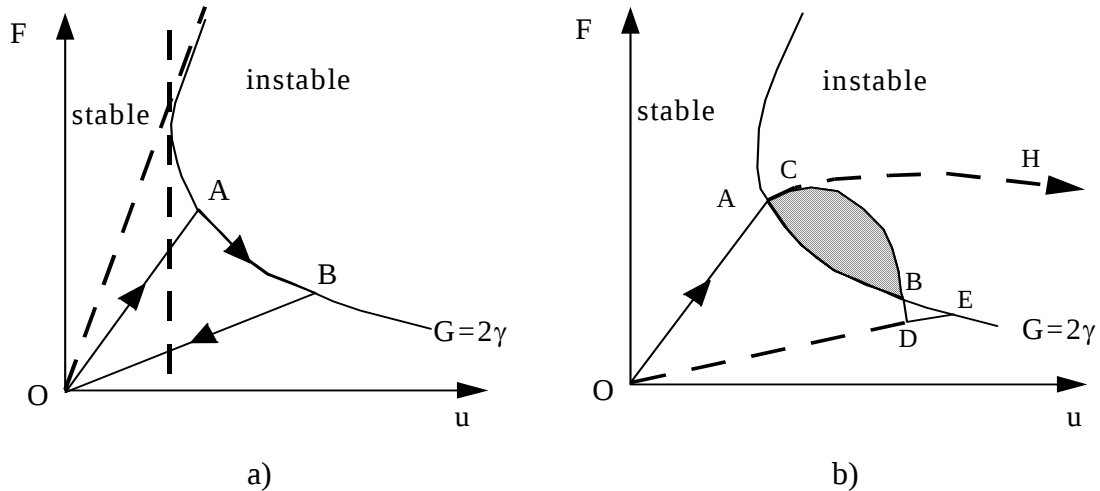


Figure 6 : Modes de propagation d'une fissure, stable (a) ou instable (b), représenté dans le plan force déplacement, $F-u$. La limite de propagation est donnée par la courbe $G=2\gamma$.

Dans le plan $F-u$, la courbe $G=2\gamma$ donne la limite entre la zone stable (pas de propagation) et la zone instable (propagation). Pour une charge faible, on reste en deçà de cette limite et la courbe de charge suit la loi de l'élasticité linéaire, $F=K.u$, avec K = rigidité du solide

(segment OA). Lorsque le critère de Griffith est atteint, la fissure se propage.

Si la courbe de charge suit le critère $G=2\gamma$, la propagation est dite stable (Figure 6a). La stabilité dépend de la forme du solide et des conditions de chargement. Il est possible de déterminer une forme d'éprouvette qui satisfasse cette stabilité afin d'étudier la propagation stable d'une fissure (Atkinson, 1991; Hatton et al., 1993). Ce type de dispositif permet en outre de mesurer expérimentalement G_c . Notons que la pente du segment OB est inférieure à celle du segment OA, ce qui indique que la rigidité, K , du solide diminue lors de la propagation de la fissure.

Si la courbe de charge dépasse le critère (Figure 6b, point A), la propagation ne suffit plus à consommer l'énergie restituée par le système de chargement. La propagation devient instable. Si la courbe reste dans le domaine instable, la fissure se propage jusqu'à la ruine du solide (trajet ACH). La fissure peut également retrouver une situation stable, après une certaine propagation (trajet ACBD). On parle alors de propagation semi-stable. La propagation reprendra lorsque le critère sera à nouveau atteint (point E).

D'autre part, on voit que la courbe $G=2\gamma$ possède deux asymptotes, l'une tend vers zéro, l'autre tend vers une droite croissante dont la pente est la rigidité du solide sans fissure (en pointillés sur la Figure 6a). Pour une fissure qui se propage, la courbe $G=2\gamma$ est décroissante et tend asymptotiquement vers zéro. De ce fait, un chargement à force imposée donne obligatoirement une propagation instable. Dans le cas d'un déplacement imposé, la propagation peut-être stable ou instable selon que l'on se trouve au-dessus ou en-dessous de la tangente verticale du critère de Griffith. En dessous de cette tangente verticale, un chargement à déplacement imposé permet théoriquement une propagation stable. Dans un cas réel, le système de chargement a une rigidité limitée qui ne permet pas un contrôle parfait du déplacement.

Remarque :

Nous avons jusqu'ici considéré un matériau homogène, c'est à dire pour lequel γ est constant au cours de la propagation. On peut également considérer, particulièrement dans le cas des roches, un matériau hétérogène pour lequel γ varie au cours de la propagation de la fissure. L'arrêt de la propagation peut alors être provoqué par la présence d'une zone plus résistante qui joue le rôle de barrière (par exemple des joints de grains).

Nous avons vu que la propagation instable d'une fissure implique l'augmentation de l'énergie cinétique. La section suivante présente comment cette variation de l'énergie cinétique donne lieu à une émission acoustique.

2.1.4. Propagation instable de fissures et émission acoustique

Dans le cas d'une propagation instable, l'énergie qui n'est pas consommée par la propagation

de la fissure est transformée en énergie cinétique. La surface hachurée sur la Figure 6b indique l'énergie cinétique acquise au cours de la propagation. Une partie de cette énergie permet à la fissure de se propager au-delà de la limite de stabilité (segment BD). Une partie est également dissipée en chaleur. Le reste de l'énergie cinétique est émise dans le matériau sous forme d'ondes élastiques. C'est précisément ce qui constitue l'émission acoustique (Pollock, 1975; Thiercelin, 1980). L'EA est donc liée à la variation d'énergie cinétique provoquée par la propagation instable de fissures.

Pollock (1975) a proposé une relation entre l'énergie cinétique et la longueur de propagation d'une fissure dans une plaque mince. Il considère que l'énergie cinétique et l'énergie d'EA sont égales.

$$U_{EA} = k \cdot \frac{\Delta l^2}{b \cdot l} \cdot G_c \quad \text{I. 10}$$

avec U_{EA} : énergie d'émission acoustique

k : constante fonction de la géométrie du solide, de ses caractéristiques mécaniques et du mode de chargement

l : longueur initiale de la fissure

Δl : variation de longueur de la fissure

b : épaisseur de la plaque

G_c : taux de restitution d'énergie critique, caractéristique du matériau

Cette relation permet de relier l'énergie d'EA et la longueur de propagation, c'est à dire la taille de la source.

Remarques:

Nous venons de voir que la propagation instable de fissures produit de l'EA. Or, l'EA est observée également au cours de la propagation stable de fissures macroscopiques dans des conditions de chargement sous-critiques maintenues constantes ($G = \text{constante} < G_c$; voir par exemple Hatton et al., 1993). Ces résultats appellent deux remarques.

D'une part, ils indiquent que la stabilité de la propagation dépend de l'échelle d'observation. En effet, bien que la propagation apparaisse macroscopiquement stable (vitesse constante donc pas de variation de l'énergie cinétique), des instabilités existent, à une l'échelle microscopique, qui donnent lieu à des EA.

D'autre part, on observe que la vitesse de propagation de la fissure macroscopique, dans des conditions sous-critiques constantes, est fonction du niveau de chargement (Hatton et al., 1993; Atkinson, 1983). Ceci indique l'existence de phénomènes dépendant du temps qui ne sont pas pris en compte dans l'analyse de la propagation d'une fissure présentée ici. Pour plus de précisions sur la propagation sous-critique de fissures, on pourra se référer à Atkinson (1991).

L'effet de la propagation de fissures au sein du matériau se traduit également par une modification de ses propriétés élastiques, c'est à dire par de l'endommagement. C'est ce que nous allons voir à présent.

2.2. Endommagement lié à la fissuration et EA

Nous présenterons d'abord la théorie de l'endommagement élastique appliquée à un solide contenant une population de fissures. Nous verrons ensuite comment l'EA peut permettre d'estimer l'endommagement d'une roche.

2.2.1. Endommagement élastique

La présence de vides dans un matériau, dans le cas qui nous intéresse les microfissures, a pour effet de modifier ses caractéristiques mécaniques à l'échelle macroscopique. L'endommagement élastique est défini comme le rapport entre les propriétés élastiques du matériau non endommagé et celles du matériau endommagé.

Pour cela, on considère un solide contenant des vides et soumis à des forces extérieures. A travers une section quelconque du solide, la surface qui transmet l'effort est la surface totale moins la surface de vides (Figure 7).

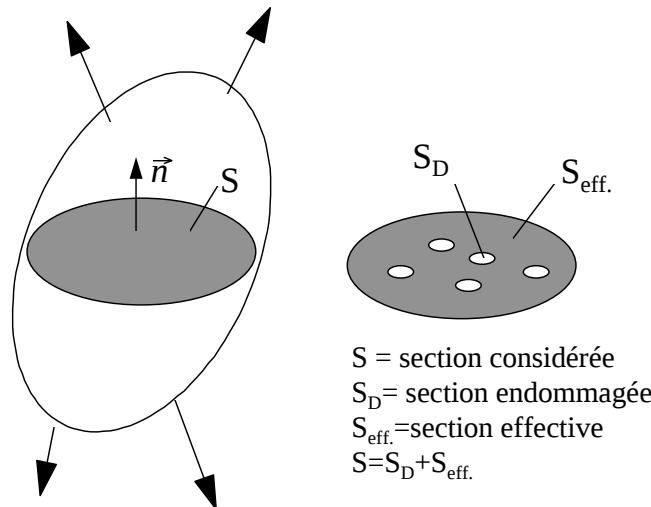


Figure 7 : Section effective d'un solide endommagé

En passant à la limite, on obtient la contrainte effective en fonction de la surface totale et de la surface endommagée.

$$\tilde{T}(\vec{n}) = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{\vec{F}}{S_{eff.}} = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{\vec{F}}{S - S_D} \quad \text{I. 11}$$

$\tilde{T}(\vec{n})$ est la contrainte effective sur la facette de normale $\vec{n}$.

On définit alors le dommage, D , comme le rapport entre S_D et S .

$$D = \frac{S_D}{S} \quad \text{I. 12}$$

où $D = 0$ pour un matériau intact

et $D = 1$ pour un matériau entièrement endommagé

On peut exprimer la contrainte effective en fonction de la contrainte totale et de la surface effective ou de l'endommagement D :

$$\vec{T}(\vec{n}) = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{\vec{F}}{S \left(1 - \frac{S_D}{S}\right)} = \frac{\vec{T}(\vec{n})}{\left(1 - \frac{S_D}{S}\right)} = \frac{\vec{T}(\vec{n})}{(1 - D)} \quad \text{I. 13}$$

Pour un endommagement non isotrope il faudrait recourir à une expression tensorielle de l'endommagement pour exprimer l'état de contrainte effectif.

Dans le cas d'un endommagement isotrope (section effective indépendante de l'orientation de la section), on peut généraliser le résultat précédent pour obtenir l'état de contrainte effectif en fonction d'un endommagement scalaire, D .

$$\tilde{\sigma} = \frac{\sigma}{1 - D} \quad \text{I. 14}$$

où $\tilde{\sigma}$ est le tenseur de contrainte effective

On peut alors relier l'endommagement aux propriétés élastiques en faisant l'hypothèse de l'équivalence en déformation. C'est à dire que l'on considère que la déformation du matériau endommagé est égale à celle du matériau intact soumis à la contrainte effective.

Matériau non endommagé :

$$\varepsilon = F(\sigma, t)$$

Matériau endommagé :

$$\varepsilon = F(\tilde{\sigma}, t) = F\left(\frac{\sigma}{1 - D}, t\right)$$

Il faut, en outre, une loi d'évolution de D (en fonction de la contrainte, de la déformation, du temps, etc.) pour décrire entièrement le comportement du matériau au cours de l'endommagement.

Si l'on considère un matériau qui suit la loi de l'élasticité linéaire, on peut définir le module de Young effectif en fonction du dommage, soit :

Matériau non endommagé :

$$\varepsilon = \frac{1 + \nu}{E} \sigma - \frac{\nu}{E} (tr \sigma) \delta$$

avec E : module élastique

ν : coefficient de Poisson

Matériau non endommagé :

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{1+\nu}{E} \frac{\tilde{\sigma}}{1-D} - \frac{\nu}{E} \left(\frac{tr \tilde{\sigma}}{1-D} \right) \tilde{\delta}$$

$$\tilde{E} = E.(1-D)$$

I. 15

où $\tilde{E}$ est le module de Young effectif.

La Figure 8 donne une illustration du concept d'endommagement élastique à une dimension.

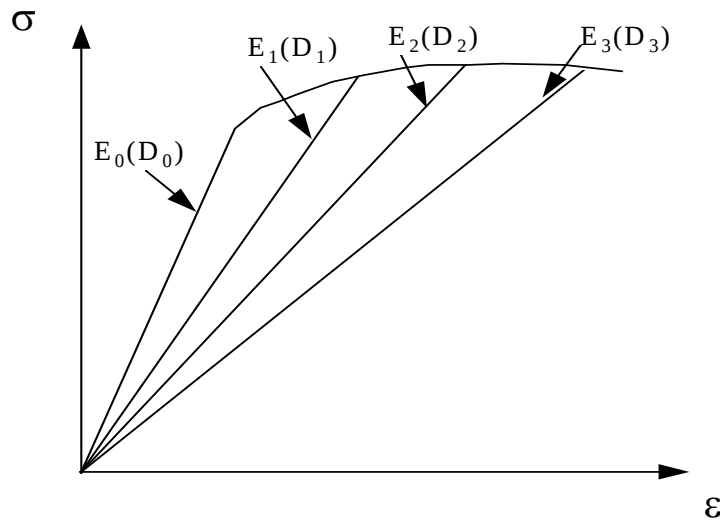


Figure 8 : Illustration du concept d'endommagement élastique, module élastique pour différents stades d'endommagement. E_0 est le module élastique initial, le module élastique décroît, $E_0 > E_1 > E_2 > E_3$, à mesure que le dommage augmente, $D_0=0 < D_1 < D_2 < D_3$.

Le comportement est non linéaire à partir d'un certain seuil au-delà duquel l'endommagement augmente. La plasticité est modélisée par une diminution du module élastique. L'endommagement élastique ne rend donc pas compte de la déformation permanente observée expérimentalement.

A partir du concept d'endommagement élastique, on peut établir analytiquement une relation entre le module effectif d'un solide et la densité de fissures qu'il contient (pour une revue des modèles existants, voir Kemeny et Cook, 1986). Nous présenterons ici le modèle de Walsh (1965) qui est établi pour une population de fissures distribuées aléatoirement dans le solide.

$$\frac{\tilde{E}}{E} = \frac{1}{1 + \pi \cdot \chi (1 - \nu^2)}$$

I. 16

avec ν : coefficient de Poisson

χ : densité de fissures utilisée par Walsh

$$\chi = \frac{N \cdot \bar{c}^2}{V} \text{ en 2 dimensions} \quad \text{I. 17}$$

$$\chi = \frac{N \cdot \bar{c}^3}{V} \text{ en 3 dimensions} \quad \text{I. 18}$$

avec N : nombre de fissures contenues dans le solide

$\bar{c}$: longueur moyenne des fissures

V : volume du solide

La Figure 9 suivante représente l'évolution du module effectif en fonction de la densité de fissures, calculée avec la relation I.16.

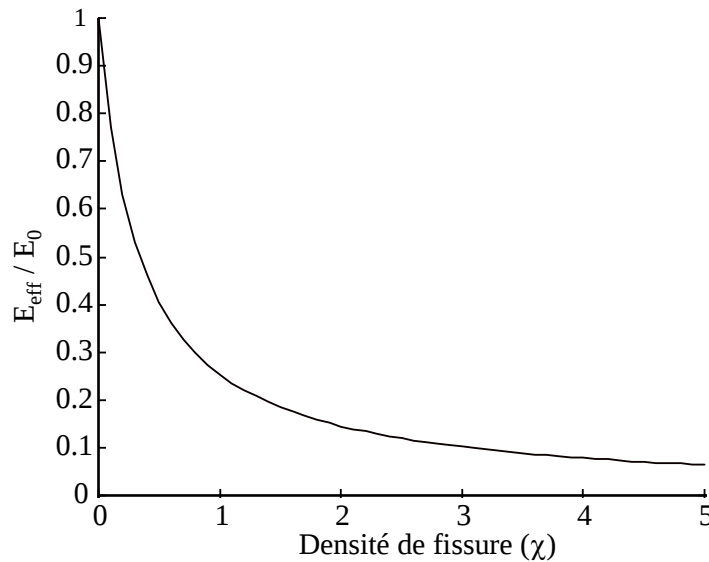


Figure 9 : Rapport entre les modules élastiques effectif et initial en fonction de la densité de fissures, calculé selon le modèle de Walsh (1965).

On peut remarquer que le module effectif décroît rapidement avec la densité de fissures. Kemeny et Cook (1986) proposent une extension de cette approche en prenant en compte les fissures en contact avec la surface libre du solide. Ce paramètre supplémentaire ne change pas qualitativement les résultats et n'influe que sur la vitesse de décroissance du module effectif. Notons que les auteurs considèrent que leurs résultats sont principalement utilisables pour une sollicitation où les fissures restent ouvertes. Dans le cas d'une sollicitation en compression, il faut donc faire l'hypothèse supplémentaire que les fissures restent ouvertes.

En dehors de cette approche analytique, il existe des modèles numériques qui permettent d'estimer le module effectif d'un solide contenant une population de fissures. Notamment, le modèle proposé par Scavia (1995) permet ce type de calculs (Re et Scavia, 1998).

Les relations établies entre le module effectif d'un solide et la population de fissures qu'il contient montre la relation entre l'EA et l'endommagement. La section suivante montre comment l'EA peut servir pour estimer l'endommagement.

2.2.2. Estimation de l'endommagement par EA

Cox et Meredith (1993), s'appuyant sur les résultats présentés par Kemeny et Cook (1986), ont utilisé l'EA pour estimer l'endommagement d'une éprouvette de roche au cours de sa sollicitation mécanique en laboratoire.

Les auteurs considèrent que l'EA est produite par la propagation de fissures. Ils font l'hypothèse de la relation d'échelle suivante entre l'amplitude de l'onde émise et la taille de la fissure.

$$A_{EA} = k.l^3 \quad \text{I. 19}$$

avec A_{EA} : amplitude d'une onde d'émission acoustique

l : longueur de la fissure

k : constante fonction de l'appareillage et du matériau.

Cette relation, pour l'EA, est équivalente à celle du moment sismique, pour les séismes. Elle sera discutée dans la section « Amplitude de l'onde émise ».

L'amplitude des EA permet ainsi d'estimer la densité de fissures créées au cours de la sollicitation.

$$\chi = c. \sum A_{EA} \quad \text{I. 20}$$

avec χ : densité de fissures

A_{EA} : amplitude d'un événement d'EA, en Volt

c : constante liée à l'appareillage et au matériau.

χ étant sans dimension, l'unité de c est le V^{-1} .

Les auteurs considèrent que c reste inchangée au cours de la sollicitation. En outre, notons qu'ils considèrent implicitement que les fissures restent ouvertes au cours de la sollicitation bien qu'ils s'agisse d'essais de compression monoaxiale.

La sommation qui permet d'estimer la densité de fissures suppose que toutes les fissures créées au cours de la sollicitation donnent lieu à une EA enregistrable. Or, du fait des limitations instrumentales, l'enregistrement n'est que partiel. Afin de pallier cette limitation, les auteurs estiment la somme des amplitudes d'EA à partir de la distribution statistique des amplitudes d'EA. Ils font pour cela intervenir les seuils de détection et de saturation du système ainsi que le taux d'activité acoustique.

Moyennant ce travail de traitement de données, cette approche permet de reconstruire la courbe contrainte-déformation à partir des EA enregistrées au cours de la sollicitation. Une

fois les corrections instrumentales réalisées, le calage se fait grâce au paramètre c . Les courbes contrainte-déformation reconstruites à partir de l'EA (en pointillées sur la Figure 10) sont assez proches des courbes contrainte-déformation obtenus à partir des données mécaniques. Ceci indique en outre que l'hypothèse de l'ouverture des fissures en compression est vérifiée, ou bien que les fissures qui restent ouvertes contribuent à elles seules à l'endommagement.

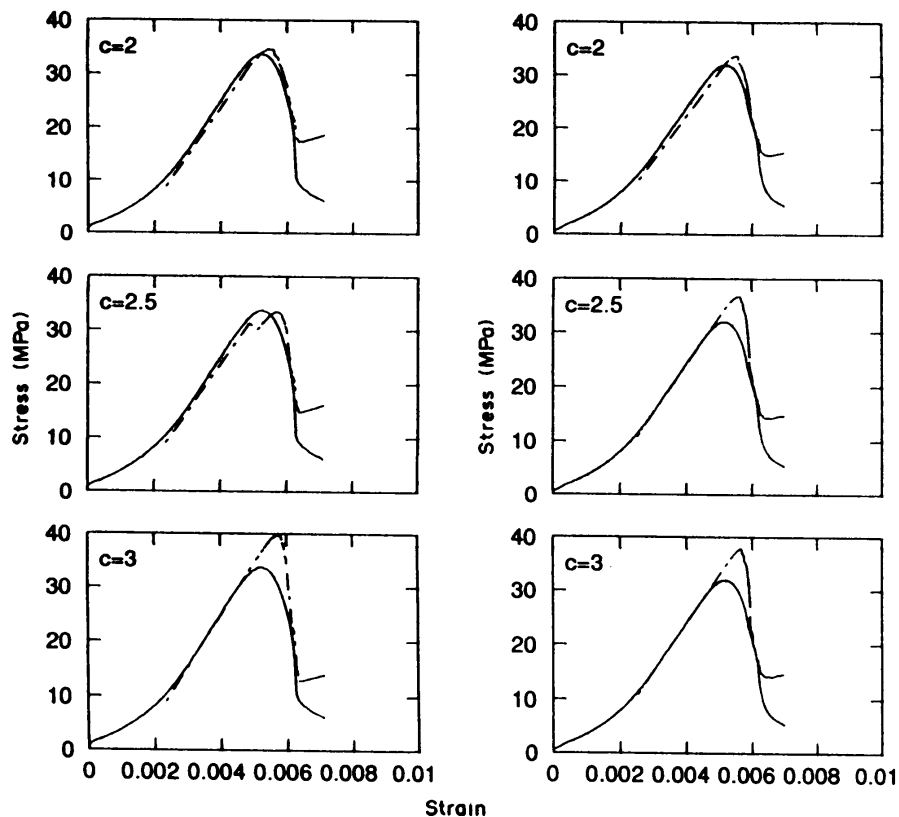


Figure 10 : Reconstruction de courbes contrainte déformation à partir de données d'EA (en pointillés) pour deux essais de compression monoaxiale sur du grès de Gosford et différentes valeurs du paramètre c . Résultats de Cox et Meredith (1993) obtenus avec le modèle de Walsh (1965).

On voit ici que l'EA peut être un moyen d'estimer l'endommagement d'une roche sans recourir à une instrumentation mécanique (contrainte-déformation). Cependant, selon les auteurs, pour que cette approche soit applicable, il faudrait constituer un catalogue des paramètres d'ajustement pour différents matériaux et différents types d'instrumentation.

2.3. Conclusion

Nous avons vu d'abord que l'émission acoustique est provoquée par la variation d'énergie cinétique lors de la propagation d'une fissure. De ce fait, l'EA n'apparaît que lors de la propagation instable de fissures. L'EA est donc un indicateur de la fissuration du matériau à

l'échelle microscopique. L'instabilité peut être due au mode de chargement. Par exemple lors de la sollicitation d'une éprouvette en laboratoire, un chargement à déplacement imposé avec un système à rigidité limitée peut engendrer une propagation instable. L'instabilité peut également être due à l'hétérogénéité du matériau, par exemple, à l'échelle microscopique, du fait de la diminution de la ténacité au cours de l'avancement de la fissure. D'autre part, la notion de stabilité de la propagation est fonction de l'échelle d'observation. En effet, l'EA apparaît également lors de la propagation de fissure macroscopiquement stable, ce qui indique des instabilités microscopiques.

La microfissuration provoque également une modification des propriétés élastiques du matériau. C'est ce qui constitue l'endommagement élastique, qui se mesure par les caractéristiques macroscopiques du matériau. L'EA étant provoquée par la microfissuration, elle permet d'estimer l'endommagement. L'EA permet donc d'associer la fissuration microscopique aux modifications de comportement macroscopique. Elle constitue ainsi un outil pour l'étude du changement d'échelle.

Pour cela, il est nécessaire d'établir des relations entre la taille des sources et celle de l'EA. C'est ce que nous allons voir dans la section suivante.

3. Taille de source et ondes sismiques

Nous venons de voir que l'EA est produite par la propagation instable de fissures. Nous allons voir à présent comment relier la taille de ces propagations (sources) aux caractéristiques des signaux émis (amplitude, contenu fréquentiel). Nous aurons recours à des relations quantitatives issues aussi bien de la sismologie que de l'EA étudiée en laboratoire, ces domaines concernant tous deux des ondes sismiques.

3.1. Amplitude d'un signal sismique

Nous verrons ici les relations qui permettent de relier la taille de source et l'amplitude du signal sismique. La plupart de ces relations sont issues de la sismologie. Certaines ont été appliquées à l'EA.

3.1.1. Magnitude

La magnitude est définie comme le logarithme du rapport entre l'amplitude de l'onde sismique mesurée et celle d'un signal de référence à une fréquence donnée, après correction de la distance à la source et de la réponse instrumentale. Il existe différentes magnitudes selon le mode d'estimation utilisé : amplitude ou durée du signal, énergie à la source, etc. (Scholz, 1990). Ceci conduit à des divergences importantes et la magnitude calculée pour un même séisme peut varier sensiblement selon la méthode et la station utilisée par le calcul. De ce fait, on a eu récemment recours au moment sismique qui est une mesure, non empirique, plus physiquement significative d'un séisme.

3.1.2. Moment sismique

Dans son écriture la plus générale, le moment sismique est un tenseur du deuxième ordre (tenseur des moments sismiques). Si on considère une rupture en cisaillement dans le plan de la faille, on peut écrire le moment sismique de façon scalaire (Scholz, 1990):

$$M_0 = \mu \cdot \overline{\Delta u} \cdot A \quad \text{I. 21}$$

avec μ : module de cisaillement

A : aire de la surface de rupture

$\overline{\Delta u}$: valeur du glissement moyen sur la surface de rupture

Le moment sismique, comme nous le verrons dans la section suivante, peut également être estimé à partir du contenu fréquentiel du signal sismique. Pour les séismes les plus importants, le déplacement peut parfois être mesuré en surface. La comparaison des résultats obtenus par analyse spectrale et des mesures de déplacement a permis de valider l'expression I.21 du moment sismique.

Ainsi, on observe empiriquement une relation entre la magnitude des ondes de surface (M_s) et le moment sismique qui dépend de la longueur d'onde observée (Scholz, 1990). Pour les longueurs d'ondes inférieures à 20 s, on observe la relation suivante.

$$\log M_0 = 1.5 M_s + 16.1 \quad \text{I. 22}$$

Pour les longueurs d'ondes supérieures à 20 s, cette relation sous estime le moment sismique.

3.1.3. Chute de contrainte

La chute de contrainte est la différence de contrainte avant et après le séisme. Elle dépend de la rigidité du milieu et du déplacement à la source. On peut l'exprimer en fonction de la longueur caractéristique de la rupture :

$$\Delta\sigma = C\mu \frac{\overline{\Delta u}}{\Lambda} \quad \text{I. 23}$$

avec C : constante qui dépend de la géométrie de la rupture

Λ : longueur caractéristique de la rupture

$\frac{\mu}{\Lambda}$ représente la rigidité reliant $\Delta\sigma$ et $\overline{\Delta u}$ dans un modèle de type bloc-ressort. Pour une surface de rupture circulaire, $\Lambda = \pi L$ où L est le rayon de la rupture et $C = 7\pi/16$. On peut alors exprimer le moment sismique en fonction de la taille de la rupture, pour une rupture circulaire :

$$M_0 = \frac{16}{7} \Delta\sigma \cdot L^3 \quad \text{I. 24}$$

avec L : rayon de la surface de rupture.

Pour les séismes de plus grande taille, l'expansion verticale de la rupture est limitée par l'épaisseur de la croûte terrestre, L^3 est alors remplacé par WL^2 .

$$M_0 = \frac{16}{7} \Delta\sigma \cdot WL^2 \quad \text{I. 25}$$

avec L : longueur de la surface de rupture.

W : largeur de la surface de rupture (épaisseur de la croûte).

On observe empiriquement que M_0 est proportionnel à WL^2 ce qui indique que $\Delta\sigma$ est constant pour tous les séismes (Scholz, 1990).

3.1.4. *Energie sismique*

L'énergie sismique se calcule à partir du glissement, de la chute de contrainte et de la taille de la source :

$$E_s \approx \frac{1}{2} \Delta\sigma \cdot \overline{\Delta u} A \quad \text{I. 26}$$

Avec $\Delta\sigma$: chute de contrainte

Elle peut également être exprimée en fonction du moment sismique.

$$E_s = \frac{\Delta\sigma}{2\mu} M_0 \quad \text{I. 27}$$

3.1.5. *Amplitude de l'onde émise*

Evans (1979), considérant une fissure se propageant par traction, propose une relation entre l'amplitude de l'onde de contrainte émise et la taille de la source.

$$A_0 = \mu \cdot \delta \cdot V \quad \text{I. 28}$$

avec A_0 : amplitude à la source

μ : module de cisaillement

δ : paramètre adimensionnel dépendant de la durée de l'événement et de la vitesse des ondes.

V : volume correspondant au déplacement normal de la fissure

$$V = \int_S u_z \cdot dS = \frac{8}{3} \frac{(1-\nu)\sigma_{zz}}{\mu} l^3 \quad \text{I. 29}$$

avec u_z : ouverture de la fissure

S : surface de la fissure

l : rayon de la fissure

σ_{zz} : contrainte de traction normale à la surface de la fissure

ν : coefficient de Poisson

On peut remarquer que l'expression de l'amplitude donnée ici est équivalente à celle du

moment sismique.

Pour une fissure elliptique sollicitée en mode I, on peut montrer que l'amplitude de l'onde de contrainte émise est fonction de la taille de la fissure et de la chute de contrainte (Evans, 1979).

$$A(r) \sim c_1 c_2^2 \sigma_{zz} \quad \text{I. 30}$$

avec $A(r)$: amplitude de l'onde de contrainte à une distance r de la fissure.

c_1, c_2 : demi axes majeur et mineur de la fissure elliptique

σ_{zz} : contrainte de traction normale à la surface de la fissure

En mode I, σ_{zz} correspond à la chute de contrainte. Si on considère que σ_{zz} est une constante fonction de la ténacité du matériau, on peut relier directement l'amplitude de l'onde à la taille de la source.

Notons que les expressions I.29 et I.30 donnent l'amplitude d'une onde de contrainte. La source étant en mode I, il s'agit d'une onde de compression, P. Or, l'on mesure, en général, expérimentalement une amplitude en volt qui est proportionnelle à l'amplitude de l'onde de déplacement, de vitesse ou d'accélération. La comparaison avec l'amplitude de l'onde de contrainte n'est donc pas immédiate. Certains fabricants donnent une calibration de leurs capteurs d'EA à la fois en contrainte et en vitesse, ce qui permet de réaliser cette comparaison.

3.1.6. Conclusion

On peut conclure des relations présentées ici que l'amplitude du signal sismique est proportionnelle à la taille de la rupture. Pour cela il faut faire l'hypothèse d'une chute de contrainte constante lors de la rupture. Celle-ci est vérifiée empiriquement dans le cas des séismes (Scholz, 1990), mais pas pour l'EA observée en laboratoire. L'hypothèse de la chute de contrainte constante revient alors, en mode I, à considérer que la ténacité du matériau est constante. Pour les roches, du fait de leur hétérogénéité, la ténacité peut varier selon les minéraux, dans le cas des ruptures intragranulaires, et selon le contact entre grains, dans le cas de ruptures intergranulaires.

La taille de la source influe également sur le contenu fréquentiel du signal sismique. C'est l'objet de la section suivante.

3.2. Contenu fréquentiel d'un signal sismique.

Nous présenterons ici le modèle de dislocation de Haskell. C'est un modèle cinématique, c'est à dire que le déplacement est imposé. Ce modèle permet de lier la taille de la source à la fréquence de coupure du spectre du signal sismique.

On considère un mouvement à la source de la forme suivante. Un front de glissement se propage à la vitesse V_r , simultanément sur toute la largeur W , jusqu'à la longueur $x=L_0$.

On peut écrire le déplacement

$$D(t) = L_0 \cdot f(t) \quad \text{I. 31}$$

avec $T = \frac{L_0}{V_r}$

$f(t)$ a l'allure suivante (voir Figure 11) :

$$\begin{aligned} f(t) &= 0 && \text{pour } t < 0 \\ f(t) &= t/T && \text{pour } 0 < t < T \\ f(t) &= 1 && \text{pour } t > T \end{aligned}$$

Le module du spectre de déplacement pour une telle source est de la forme suivante :

$$|F(\omega)| = c \cdot M_0 \left| \frac{\sin\left(\omega \cdot \frac{T}{2}\right)}{\omega \cdot \frac{T}{2}} \right|^2 \quad \text{I. 32}$$

avec c : constante
 M_0 : moment sismique
 ω : fréquence

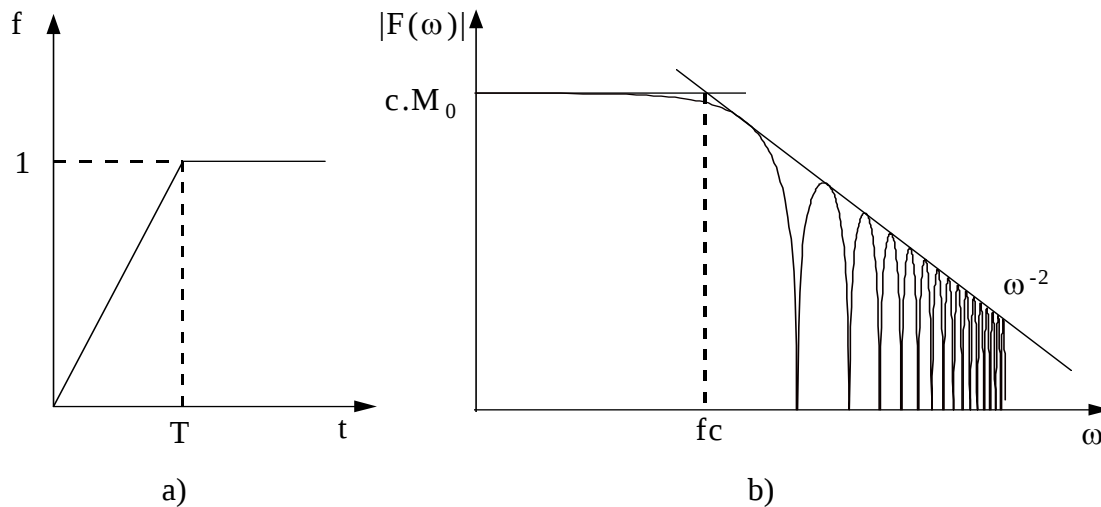


Figure 11 : Modèle de source sismique de Haskell. a) Déplacement à la source, b) Module du spectre de déplacement.

On peut définir une fréquence coupure, ou fréquence coin, f_c , en deçà de laquelle le spectre est pratiquement plat.

Pour $\omega < f_c$ $|F(\omega)| = c \cdot M_0$

Au delà de f_c , le spectre décroît en ω^{-2} .

Pour $\omega > f_c$ $|F(\omega)| = c \cdot M_0 \cdot \omega^{-2}$

La fréquence de coupure est l'inverse du temps de montée.

$$f_c = 1/T.$$

Le signal a donc un contenu fréquentiel jusqu'aux très basses fréquences.

Ce modèle de source a été utilisé pour caractériser le spectre de signaux d'EA (Blacic, 1977; Greenfield, 1977). A partir de ces résultats on peut estimer la largeur de bande nécessaire pour observer la fréquence de coupure d'un signal d'EA.

On considère généralement que le front de glissement se propage à la vitesse des ondes de surfaces, ou ondes de Rayleigh. Pour une vitesse de propagation de 3000 m/s (vitesse des ondes de Rayleigh pour un granite), on obtient :

Taille de source	Fréquence de coupure
1 mm (taille de grain)	3 MHz
1 cm	300 kHz
4 cm (diamètre d'une éprouvette)	75 kHz
1 m	3 kHz
10 m	300 Hz
1 km	3 Hz

Si l'on désire pouvoir observer la fréquence de coupure pour des tailles de sources allant de la taille du grain (fissuration intragranulaire) à celle de l'éprouvette (macrorupture) il faut donc un appareillage ayant une bande passante comprise entre 75 kHz et 3 MHz.

3.3. Effet de l'atténuation

Les ondes émises à la source vont se propager dans le milieu avec une vitesse qui est fonction des caractéristiques élastiques du matériau. On distingue les ondes de compression, P , ou longitudinales, et les ondes de cisaillement, S , ou transversales.

$$C_P = \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \right)^{1/2} = \left(\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)} \right)^{1/2} \quad \text{I. 33}$$

$$C_S = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2} = \left(\frac{E}{2\rho(1+\nu)} \right)^{1/2} \quad \text{I. 34}$$

avec C_P, C_S : vitesses des ondes P et S

λ, μ : coefficients de Lamé

E, ν : module de Young et coefficient de Poisson

ρ : masse volumique

L'impédance acoustique se définit de la façon suivante.

$$R = \rho C \quad \text{I. 35}$$

avec R : impédance acoustique

ρ : masse volumique

C : vitesse des ondes

Deux phénomènes vont tendre à diminuer l'amplitude de l'onde élastique au cours de sa propagation: l'expansion géométrique et la dissipation d'énergie dans le matériau. On peut exprimer l'amplitude de l'onde à une distance x de la source en fonction de l'amplitude à la source, en champ lointain dans un milieu infini.

$$A(x) = A_0 \frac{e^{-\alpha \cdot x}}{x} \quad \text{I. 36}$$

Avec $A(x)$: amplitude de l'onde à une distance x de la source.

A_0 : amplitude de l'onde à la source

x : distance de la source

α : coefficient d'atténuation.

Le terme en $1/x$ exprime l'atténuation par expansion géométrique. Le terme exponentiel exprime l'atténuation par dissipation d'énergie. Le coefficient d'atténuation dépend, dans le cas général, de la structure du matériau (porosité, fissuration) et de la fréquence de l'onde.

Cette dépendance envers la fréquence peut se montrer en étudiant l'influence d'une discontinuité sur l'amplitude d'une onde plane se propageant dans une direction perpendiculaire au plan de la discontinuité (Figure 12).

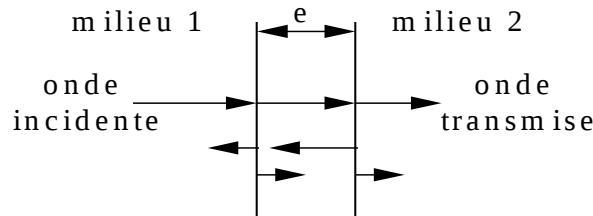


Figure 12 : Propagation d'une onde plane à travers une discontinuité.

On obtient la relation suivante :

$$\left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 = \frac{I_2}{I_1} = \frac{4 \cdot R_1 R_2}{(R_1 + R_2)^2 \cos^2 \left(\frac{2\pi \cdot e}{\lambda} \right) + \left(R + \frac{R_1 R_2}{R} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{2\pi \cdot e}{\lambda} \right)} \quad \text{I. 37}$$

avec A_1, A_2 : amplitude du signal dans le milieu 1 et 2

I_1, I_2 : intensité du signal dans le milieu 1 et 2

R_1, R_2, R : impédance acoustique du milieu 1, 2 et de la discontinuité

e : épaisseur de la discontinuité

λ : longueur d'onde du signal

La Figure 13 présente l'évolution du rapport d'intensité pour différents contrastes d'impédance acoustique, $C=R/R_{1,2}$. Les milieux 1 et 2 sont considérés identiques, $R_1=R_2$.

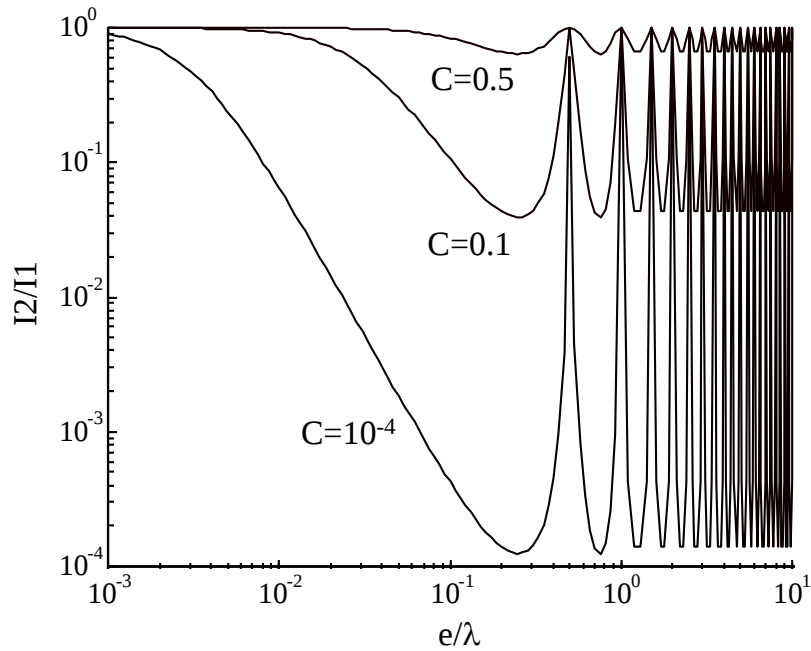


Figure 13 : Rapport de l'intensité de l'onde transmise, I_2 , sur celle de l'onde incidente, I_1 , en fonction du rapport e/λ , pour différents contrastes d'impédance acoustique, $C=R/R_{1,2}$ avec $R_1=R_2$. Les différentes courbes correspondent à un granite contenant une fissure remplie d'air ($C=10^{-4}$), remplie d'eau ($C=0.1$) ou remplie d'argile ($C=0.5$).

La Figure 13 montre que l'obstacle devient négligeable pour e/λ petit. Pour e/λ supérieur à 0.5, l'obstacle n'est négligeable que pour les valeurs entières de $e/2\lambda$. Si on considère une perte d'intensité d'un ordre de grandeur, une fissure devient négligeable à partir de $e/\lambda=0.1$, pour une fissure remplie d'eau, et à partir de $e/\lambda=0.01$, pour une fissure contenant de l'air. Pour un signal avec une fréquence de coupure égale à 3 MHz (taille de source de 0.1 mm), et une vitesse de propagation des ondes de 3000m/s, la fréquence de coupure ne sera observable que pour une fissuration ouverte de moins de 1 μ m. Dans le cas contraire, la fréquence de coupure sera due au filtrage par le matériau et non à la taille de la source.

Dans le cas d'une roche fissurée, les discontinuités ne sont pas forcément connectées entre elles. De plus, l'ouverture des fissures n'est pas constante et des points de contact peuvent exister le long d'une discontinuité. De ce fait, l'analyse précédente, qui considère une discontinuité de longueur infinie et d'épaisseur constante, surestime l'effet de la fissuration. Elle indique cependant que, pour l'EA observée en laboratoire, la troncature du spectre du signal peut aussi bien être due à la taille de la source qu'au filtrage du matériau. De ce fait, il faut estimer l'ouverture des fissures et prévoir de capter des fréquences plus basses si le milieu est fissuré.

Il est possible de corriger l'effet de l'atténuation lorsque la localisation de la source, et donc la distance parcourue par l'onde, est connue. La difficulté réside alors dans la détermination du coefficient d'atténuation (Molina, 1981). Ce type de traitement a été réalisé en laboratoire notamment par Lockner et Byerlee (1991) pour des essais de compression triaxiale.

3.4. Conclusion

Nous avons vu que le moment sismique et l'amplitude d'un signal sismique sont proportionnels à la taille de la source. Cette proportionnalité suppose que la chute de contrainte lors de la rupture est constante. Cette hypothèse est vérifiée empiriquement dans le cas des séismes mais pas pour l'EA observée en laboratoire. L'hypothèse de la chute de contrainte constante n'est alors valable qu'en mode I et revient à considérer que la ténacité du matériau est constante. Les relations proposées comprennent des constantes difficiles à quantifier. De ce fait, le moment sismique et l'amplitude du signal ne permettent qu'une estimation relative de la taille des sources.

Nous avons vu également que le spectre d'un signal sismique est fonction de la durée de la rupture à la source. Si on considère une vitesse de propagation de la rupture constante, la fréquence de coupure du spectre est inversement proportionnelle à la taille de la source. En deçà de cette fréquence de coupure, le spectre est plat. La détermination de la fréquence de coupure est donc une deuxième façon d'estimer la taille de la source, plus quantitative que le recours à l'amplitude du signal ou au moment sismique.

Cependant, l'étude de la propagation d'une onde dans un solide contenant des fissures perpendiculaire à la direction de propagation a montré que l'atténuation est fonction de la fréquence du signal et de l'ouverture des fissures. L'analyse spectrale peut être affectée par ce phénomène. En particulier, pour l'EA observée en laboratoire, la troncature du spectre pour les hautes fréquences peut être due soit à la taille de la source, soit à l'atténuation. La fissuration évoluant au cours de la sollicitation, on peut s'attendre à ce que les signaux soient de plus en plus basse fréquence, sans que la taille des sources ne change.

Pour ce qui concerne l'amplitude des signaux, le spectre étant plat jusqu'aux très basses fréquences, le problème du filtrage en fréquence dû à la fissuration peut être évité en utilisant un capteur dont la bande passante inclue les basses fréquences. La relation entre amplitude et taille de source sera donc la même au cours de la fissuration, ce qui permet une estimation de la taille relative des sources tout au long d'un essai.

Nous allons voir à présent les distributions statistiques qui caractérisent la sismicité, dans les différents domaines du temps, de la taille et de l'espace.

4. Statistiques de la sismicité

Les relations statistiques qui décrivent la sismicité sont caractérisées par des lois puissance à

des échelles allant du monocristal (Weiss et Grasso, 1996) à la croûte terrestre, en passant par l'EA des roches en laboratoire (Hirata, 1987) et la sismicité induite par les travaux souterrains (Xie et Pariseau, 1993). Ce type de distribution se retrouve pour le taux d'événements dans les séquences de séismes qui suivent un séisme fort (loi d'Omori), pour les tailles des séismes (loi de Gutenberg-Richter) et pour la répartition spatiale des événements (dimension fractale et multifractale). Nous aborderons chacun des domaines d'observation dans les sections suivantes. Nous verrons enfin les relations qui ont été proposées pour lier l'exposant de la loi de Gutenberg-Richter et la dimension fractale d'un réseau de faille.

4.1. Loi d'Omori

La loi d'Omori caractérise le taux d'événements dans les séquences de séismes qui suivent un séisme fort (« aftershocks »). Elle traduit une décroissance du taux de sismicité en loi puissance (Hirata, 1987).

$$N(t) = \frac{K}{(c + t)^p} \quad \text{I. 38}$$

avec $N(t)$: taux de séismes au temps t
 c : temps au moment du séisme fort
 K : constante
 p : exposant de la loi d'Omori

Cette formulation nécessite de distinguer les événements forts des séquences d'aftershocks.

Certains auteurs (Xu et al., 1992; Zapperi et al., 1997) présentent la loi d'Omori comme une distribution en loi puissance du temps entre séismes, sans distinction entre événements forts et séquences d'aftershocks.

$$N(\Delta t) = \Delta t^{-p} \quad \text{I. 39}$$

Avec $N(\Delta t)$: nombre de séismes séparés de moins de Δt
 Δt : temps entre deux séismes.

Nous préférons considérer que la relation précédente indique le caractère fractal de séries temporelles.

La loi d'Omori a été observée expérimentalement pour l'EA produite lors de la sollicitation d'éprouvettes rocheuses en laboratoire (Hirata, 1987; Rudajev et al., 1996). Les EA de plus fortes amplitudes sont assimilés aux événements forts et les EA suivantes à la séquence d'aftershocks. Des modèles numériques qui vérifient la distribution en loi puissance du temps entre les événements ont été proposés, par exemple par Xu et al. (1992) et Zapperi et al. (1997).

4.2. Loi de Gutenberg Richter

La loi de Gutenberg-Richter (1954) est basée sur l'observation empirique que le nombre de séismes de magnitude supérieure à M est fonction de M . Nous la présenterons ici dans sa version cumulée.

$$\text{Log}(N(> M)) = a - b.M \quad \text{I. 40}$$

avec $N(>M)$: nombre de séismes de magnitude supérieure à M
 M : magnitude des séismes
 a et b : constantes

$N(>M)$ est la distribution cumulée inverse de la magnitude des séismes.

Si on considère que la magnitude est proportionnelle au logarithme du moment sismique (Scholz, 1990).

$$\log(M_0) \propto c.M \quad \text{I. 41}$$

avec M_0 moment sismique

On peut alors exprimer la distribution des moments sismiques.

$$N(> M_0) = A.M_0^{-B} \quad \text{I. 42}$$

avec $B=b/c$.
 c : constante.

B est donc l'exposant de la loi puissance qui décrit la distribution cumulée inverse des moments sismiques.

Notons que la constante c dépend de la taille des séismes. Meredith et al. (1990) rapportent les valeurs proposées dans la littérature et donnent $c=3$ pour les expériences de laboratoire et $c=3/2$ pour les séismes.

La loi d'Ishimoto-Iida (1939) correspond à la distribution discrète inverse de la taille des séismes.

$$n(A)dA = kA^{-m}dA \quad \text{I. 43}$$

avec $n(A)dA$: nombre d'événements dont l'amplitude maximale est comprise entre A et $A+dA$
 k et m : constantes

En considérant que le moment sismique est proportionnel à l'amplitude maximale, on peut établir une relation entre les deux exposants B et m .

$$B=m-1 \quad \text{I. 44}$$

L'exposant b (ou B) peut être interprété qualitativement comme la proportion d'événements de faible et de forte taille.

b fort : forte proportion d'événements de petite taille
 b faible : proportion plus faible d'événements de petite taille.

La Figure 14 donne l'exemple de deux échantillons comportant 1000 événements, distribués en loi puissance avec deux exposant b différents.

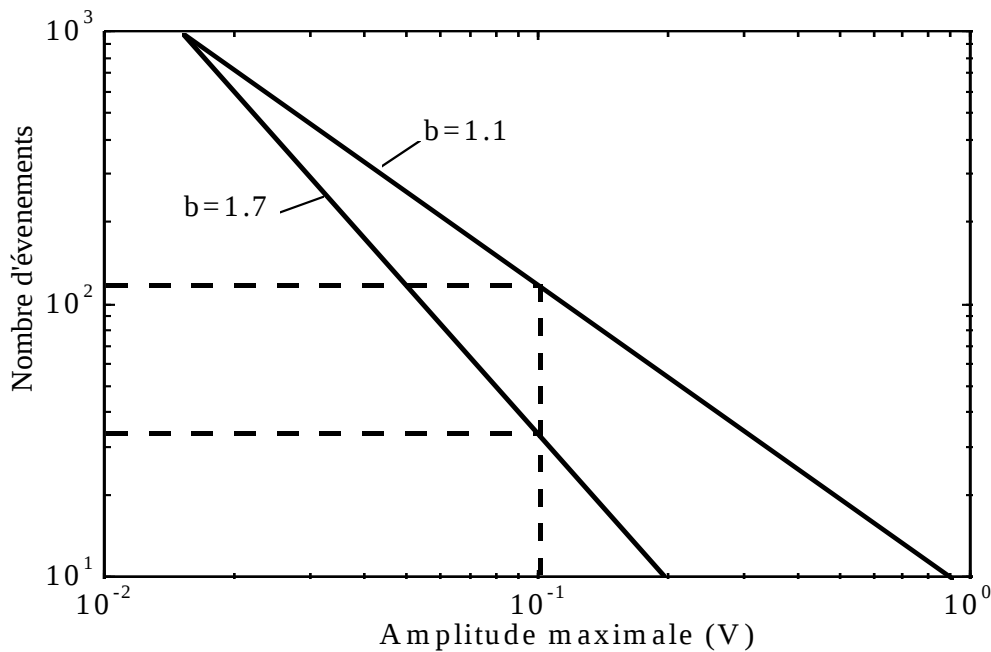


Figure 14 : Deux exemples de distributions en loi puissance. Dans les deux cas, l'échantillon est constitué de 1000 événements.

On peut constater que les événements d'amplitude maximale supérieure à 0.1 V sont plus nombreux pour $b=1.1$ (108 événements) que pour $b=1.7$ (32 événements). Dans les deux échantillons, les événements les plus faibles sont toujours les plus nombreux.

Selon cette constatation, les variations de b seraient le signe d'un changement de régime de la sismicité. En particulier, la baisse de b indiquerait une probabilité d'occurrence de séismes forts plus importante donc un risque sismique plus important.

La valeur de b observée pour la sismicité mondiale est selon les auteurs d'environ 2/3 (Scholz, 1990) ou d'environ 1 (Otsuki, 1998). Les écarts, régionaux ou temporels, à cette valeur moyenne, sont l'objet de nombreuses études.

Remarque:

Nous avons vu que le moment sismique et l'amplitude de l'onde émise sont tous deux proportionnelles à la taille de la source au cube. On peut donc considérer le moment sismique et l'amplitude de l'onde émise sont proportionnels. La distribution de la taille des EA, c'est à dire de l'amplitude maximale d'un événement, suit également une loi puissance. L'exposant de cette distribution est en général comparé à l'exposant b de la relation de Gutenberg-Richter. Or, en toute rigueur, il devrait être comparé à l'exposant B de la distribution des moments sismiques. En effet, les exposants b et B ne sont pas égaux. Il convient donc d'être

prudent lors de la comparaison de la valeur absolue de ces exposants selon qu'ils concernent l'EA observée en laboratoire ou la sismicité crustale. La comparaison de leurs variations respectives est quant à elle tout à fait possible.

Les distributions en loi puissance s'observent également pour les propriétés géométriques de certains objets naturels, tels que les réseaux de failles ou les surfaces de rupture. Ces distributions en loi puissance sont la caractéristique des objets fractals.

4.3. Dimension fractale et multifractale

4.3.1. Dimension fractale

Le terme de fractal a été inventé par Mandelbrot (1975) pour caractériser des objets dont la dimension topologique n'est pas entière, comme par exemple la côte de Bretagne. Ce type d'objet s'avère décrire particulièrement bien un grand nombre d'objets naturels comme les surfaces de rupture, le relief d'une montagne ou la morphologie d'une plante (Mandelbrot, 1983).

On peut définir la dimension d'un objet en termes de mesure, en considérant le nombre d'objets élémentaires (figures) de taille ε nécessaires pour recouvrir l'objet étudié (Walsh et Watterson, 1993). Cette méthode est dite du « box-counting ».

$$N(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-D} \quad \text{I. 45}$$

avec $N(\varepsilon)$: nombre de figures élémentaires de taille ε .

D : dimension de l'objet.

Si D n'est pas entière, il s'agit d'un objet fractal. D est alors la dimension fractale.

Notons que la dimension topologique de la figure utilisée pour la mesure dépend du support de l'objet étudié. Si l'objet est dans l'espace, il s'agit d'un cube de côté ε ; si l'objet est dans le plan, d'un carré de côté ε ; enfin, si l'objet est le long d'un ligne, d'un segment de longueur ε .

La dimension fractale D est théoriquement définie comme une valeur à la limite.

$$D = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log N(\varepsilon)}{\log(1/\varepsilon)} \quad \text{I. 46}$$

En pratique, la limite quand ε tend vers zéro n'est pas accessible. En effet, l'objet étudié résulte d'une mesure et ε est limitée à la résolution de la mesure. On peut alors estimer D par la pente de la distribution en représentation logarithmique. La linéarité de la distribution dans cette représentation est un test du caractère fractal de la distribution.

$N(\varepsilon)$ est une distribution cumulée en loi puissance. Mandelbrot (1997) parle de distribution scalante (francisation du terme anglais « scaling »). Ce type de distribution traduit une invariance d'échelle. D est alors l'exposant d'échelle. On dit également que le caractère fractal traduit l'auto-similarité. L'objet fractal est invariant par transformation homothétique. Hirata (1987) considère qu'une distribution en loi puissante traduit un processus stochastique auto-similaire.

Pour certains objets naturels, tels que les surfaces de rupture, on fait appel à la notion d'auto-affinité. Nous reprendrons ici l'explication présentée par Schmittbuhl et al. (1993) pour un profil. Un profil $h(x)$ est auto-affine s'il est invariant (statistiquement) par transformation affine :

$$x \rightarrow \lambda.x$$

$$h \rightarrow \mu.h$$

Et s'il existe un exposant ξ tel que :

$$\mu = \lambda^\xi$$

ξ est l'exposant de rugosité ou exposant d'auto-affinité.

On peut établir une relation entre l'exposant d'auto-affinité et la dimension fractale

$$D = (1 + \xi) / \xi \quad \text{I. 47}$$

L'auto-similarité est un cas particulier de l'auto-affinité ($\xi=1$). L'exposant ξ semble être invariant pour de nombreuses surfaces de rupture. La valeur classiquement obtenue pour ξ est 0.8 (Schmittbuhl et al., 1995).

4.3.2. Dimension multifractale

La notion de fractalité a été complétée récemment par celle de multifractalité (Hentshet et Procaccia, 1983; Mandelbrot, 1989). La dimension multifractale est utilisée notamment pour caractériser la distribution spatiale d'un ensemble d'éléments. Il peut s'agir, par exemple de fissures ou de sources de séismes.

La dimension fractale telle que définie précédemment est dite dimension de capacité.

$$D_c = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log N(\varepsilon)}{\log(1/\varepsilon)} \quad \text{I. 48}$$

avec D_c : dimension de capacité

$N(\varepsilon)$: nombre de boîtes occupées par au moins un élément.

Cette dimension caractérise l'objet qui contient l'ensemble des éléments étudiés, sans tenir compte de la répartition des éléments.

La dimension d'information, ou dimension d'entropie d'information, caractérise la distribution de l'entropie d'information. L'entropie d'information a été définie par Shannon

(1948) comme suit

$$E(p) = -p \cdot \log(p) \quad \text{I. 49}$$

avec p : probabilité d'occurrence d'un événement.

L'entropie ainsi définie caractérise le degré d'information fourni par l'occurrence d'un événement (Dion, 1997).

Dans le cas qui nous intéresse, p est la probabilité d'occupation d'une boîte.

$$D_I = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\sum_1^N p_i \log p_i}{\log(\varepsilon)} \quad \text{I. 50}$$

avec D_I : dimension d'information

p_i : probabilité d'occupation de chaque boîte i de taille ε .

N : nombre de boîtes

Cette dimension tient compte du nombre d'éléments dans chaque boîte, c'est à dire de la répartition des événements.

La dimension de corrélation tient compte de la manière dont un élément est corrélé spatialement aux autres (Legrand et al., 1996).

$$D_G = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log\left(\sum_1^N p_i^2\right)}{\log(\varepsilon)} \quad \text{I. 51}$$

avec D_G : dimension de corrélation

La dimension de corrélation permet en outre de caractériser le degré de localisation des éléments (« clustering »).

On peut définir une dimension fractale généralisée, D_q

$$D_q = \frac{1}{1-q} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log\left(\sum_1^N p_i^q\right)}{\log(\varepsilon)} \quad \text{I. 52}$$

$M_q(\varepsilon) = \sum_1^N p_i^q$ est le moment d'ordre q . L'expression précédente est donc la distribution cumulée des moments d'ordre q en fonction de ε .

Remarque:

La probabilité p , utilisée pour calculer les moments d'ordre q , peut concerner différentes caractéristiques selon les phénomènes étudiés. Il peut s'agir du nombre d'événements sismiques (Xie et Pariseau, 1993), de la longueur de fissure ou de faille (Weiss et Gay, 1998, Otsuki, 1998), ou du déplacement sur une faille (Cowie et al., 1995). Pour plus de clarté, p_i est parfois dénommé « poids » de la distribution étudiée.

On peut également obtenir D_q à partir de l'intégrale de corrélation d'ordre q

$$C_q(\varepsilon) = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left[\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N H(\varepsilon - \|\underline{X}_i - \underline{X}_j\|) \right]^{(q-1)} \right\}^{1/(q-1)} \quad \text{I. 53}$$

avec $\|\underline{X}_i - \underline{X}_j\|$: distance entre les éléments i et j

H : fonction de Heaviside (fonction échelon)

$\sum_{i=1}^N H(\varepsilon - \|\underline{X}_i - \underline{X}_j\|)$ est le nombre de points i distants du point j de moins de ε .

D_q est alors définie comme

$$D_q = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log(C(\varepsilon))}{\log(\varepsilon)} \quad \text{I. 54}$$

Les deux écritures de D_q sont équivalentes (Legrand et al., 1996). Le recours à l'intégrale de corrélation permet en outre d'étudier le caractère multifractale de séries temporelles.

On montre que pour $q = 0, 1$ et 2 , on obtient respectivement les dimensions de capacité, d'information et de corrélation (Legrand et al., 1996).

Dans le cas d'un objet monofractal toutes les dimensions multifractales sont égales : $D_0 = D_1 = D_2 = \dots = D_q$. On dit également qu'il s'agit d'un objet fractal homogène.

Au contraire, si la dimension multifractale décroît lorsque q est croissant : ($D_0 > D_1 > D_2 > \dots > D_q$), alors l'objet est dit multifractal. La multifractalité traduit le fait que la distribution spatiale des éléments n'est pas homogène mais localisée (« clustered »). En général, D_q se stabilise pour q grand.

4.4. Relations entre b et D

Du fait de la similarité des distributions qui caractérisent la taille des séismes et la distribution des longueurs de faille, de nombreux auteurs ont proposé des relations entre les exposants de ces distributions, c'est à dire entre b et D . Ces études se basent sur l'hypothèse forte selon laquelle la taille d'un événement sismique est déterminée par la structure du milieu. Il peut alors s'agir de la distribution de la taille des grains et des microfissures, pour un échantillon de roche, ou de la taille des failles tectoniques actives, pour la croûte terrestre. Cette hypothèse était déjà posée par Scholz (1968) pour expliquer l'origine de la loi de Gutenberg-Richter. Notons que l'on peut également considérer, à l'inverse, que la structure du milieu résulte de la taille des événements sismiques.

Meredith et al. (1990) ont considéré la sismicité associée à une population de failles dont la longueur suit une loi puissance.

$$N(L) = C.L^{-D}$$

avec L : longueur de la faille

C : constante.

D : dimension fractale. Il s'agit ici de la dimension de capacité du réseau de failles.

En considérant que le moment sismique est proportionnel au cube de la longueur de la faille, on obtient :

$$D=3B \quad \text{I. 55}$$

Notons que l'on fait ici l'hypothèse implicite que la rupture se produit sur toute la longueur de la faille.

Si on considère l'exposant b de la distribution des magnitudes, il faut faire intervenir la relation $B=b/c$.

$$D=3b/c \quad \text{I. 56}$$

Nous avons vu que deux valeurs sont proposées pour c selon l'échelle d'observation.

Pour les expérience de laboratoire

$$c=3 \quad D = b$$

Pour les séismes

$$c=3/2 \quad D = 2.b$$

Pour ce qui concerne l'EA, Lockner (1993) propose le même type de relation avec k , exposant de la distribution en loi puissance de la longueur de microfissures et β , exposant de la distribution de l'amplitude maximale des EA.

$$k=3\beta$$

Selon cette approche, c'est la structure du matériau, caractérisée par une loi puissance, qui serait à l'origine de la relation de Gutenberg Richter. Mais elle n'explique pas que la structure du matériau soit caractérisée par une loi puissance.

Remarque:

Ce raisonnement n'est valable que pour une dimension fractale qui caractérise la distribution de la longueur des failles. Il n'est pas valable notamment lorsque D caractérise la distribution spatiale des sources sismiques. Cette confusion est faite, par exemple, par Xie et Pariseau (1993), qui utilisent la relation $D=2b$ alors que D est la dimension de corrélation des sources sismiques. La relation entre b et la dimension de corrélation a été discutée par Main (1992). Cette relation est plus complexe et ne s'exprime pas simplement (voir plus loin section 5.3).

4.5. Conclusion

Nous avons vu que les distributions statistiques qui décrivent la sismicité sont caractérisées par des lois puissances dont le paramètre pertinent est l'exposant. Ce type de distributions se retrouve dans les trois domaines du temps (loi d'Omori, exposant p), de la taille (loi de

Gutenberg Richter, exposant b) et de l'espace (dimension fractale, exposant D). Ces observations sont confirmées par de nombreuses données expérimentales à des échelles allant de celle de l'échantillon de laboratoire à celle de la croûte terrestre. Une relation peut être établie entre l'exposant b de la loi de Gutenberg Richter et l'exposant de la distribution de la taille des sources (par exemple la dimension de capacité d'un réseau de faille). En dehors de cas particulier, il n'existe pas de relation générale entre ces trois exposants.

Pour les séismes de la croûte terrestre, ces différents exposants, en particulier b et D , ainsi que l'activité sismique, semblent fluctuer, sans que les processus qui les dirigent soient encore appréhendés. Les observations en laboratoire, où le mode de sollicitation mécanique peut être contrôlé, permettent d'étudier l'évolution de l'activité sismique et de ces exposants dans différentes configurations. La section suivante sera consacrée à la présentation de ces résultats expérimentaux.

5. EA et comportement mécanique des roches : études expérimentales

Nous avons vu dans les sections précédentes que l'EA a pour origine la microfissuration et que la sismicité en général est caractérisée par des distributions statistiques en loi puissance. Dans cette section, nous présenterons une revue bibliographique des principaux résultats expérimentaux concernant l'EA au cours de la sollicitation mécanique du matériau rocheux en laboratoire. Nous serons alors parfois amenés à comparer ces résultats avec des données issues de sismicité crustale ou induites par les travaux souterrains. Nous verrons, dans la première section, ce qui concerne l'activité acoustique, que ce soit pour des éprouvettes intactes ou initialement discontinues. La seconde section sera consacrée aux variations de l'exposant b de la loi de Gutenberg-Richter. Enfin, la troisième section montrera comment les variations de la dimension fractale de la répartition spatiale des sources d'EA permettent d'étudier la localisation de l'endommagement.

5.1. Activité acoustique et comportement non-linéaire

Nous avons vu précédemment que l'EA est liée à des processus de ruptures microscopiques, c'est à dire à des nucléations ou des propagations de microfissures. Ces processus microscopiques ont un effet sur le comportement macroscopique des roches, tel que celui observé en laboratoire. L'observation de l'EA au cours de la sollicitation va nous permettre de relier les paramètres macroscopiques – force, déplacement – aux paramètres microscopiques. En particulier, nous verrons que l'EA est associée à un comportement macroscopique non linéaire aussi bien lorsqu'il s'agit de la sollicitation d'une roche initialement intacte que lors du cisaillement d'une discontinuité. Les distributions statistiques qui caractérisent l'EA montrent également une évolution caractéristique au cours de la sollicitation du matériau rocheux.

5.1.1. Activité acoustique et essai de compression d'éprouvette intacte

Le comportement d'une roche sollicitée en compression est classiquement, depuis Wawersick et Brace (1971), décomposé en différentes phases successives qui traduisent des changements de processus élémentaires. Nous allons voir ici comment évolue l'activité acoustique au cours de chacune de ces phases.

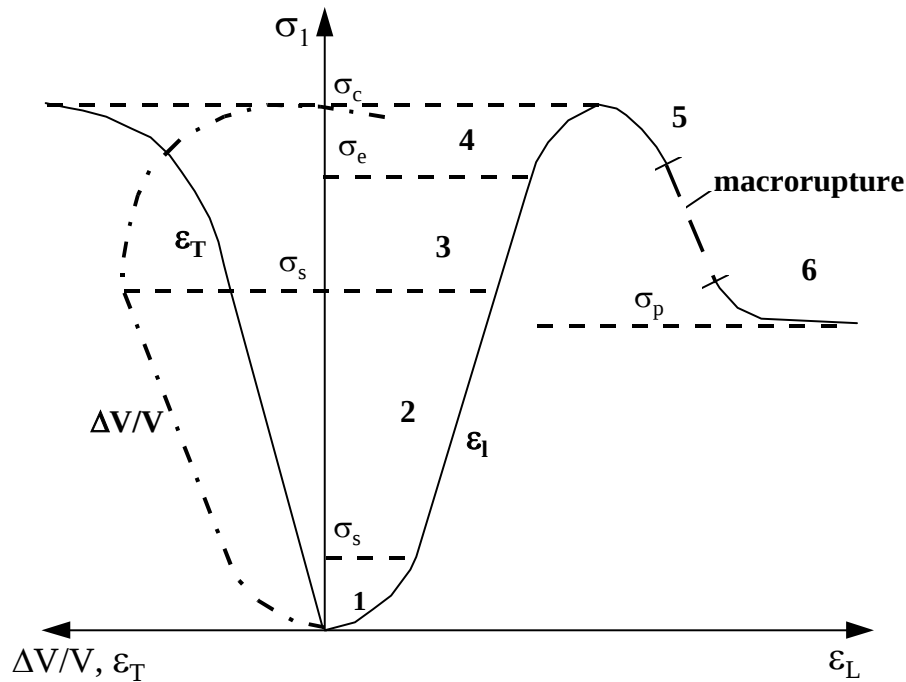


Figure 15 : Différentes phases du comportement mécanique d'une roche au cours d'un essai de compression, d'après Wawersick et Fairhurst (1970). ϵ_L , ϵ_T , et $\Delta V/V$: déformation longitudinale, transversale et volumique. σ_1 , contrainte de compression,

La phase 1 correspond à la fermeture des fissures perpendiculairement à la direction de sollicitation. La raideur de l'éprouvette augmente. L'EA enregistrée au cours de cette phase est en général attribuée aux glissements sur les fissures (Lockner, 1991).

La phase 2 correspond à un comportement linéaire des courbes $\sigma(\epsilon_L)$, $\sigma(\epsilon_T)$ et $\sigma(\Delta V/V)$: la déformation longitudinale, (ϵ_L), transversale (ϵ_T), et volumique ($\Delta V/V$) sont linéairement corrélées à la contrainte de compression, σ_1 . L'EA est très peu active durant cette phase.

La phase 3 correspond à l'initialisation de la dilatance. Dans le cas d'une compression monoaxiale, les fissures se propagent parallèlement à la contrainte principale. De ce fait, les déformations transversale et volumique deviennent non linéaires. Cette phase est associée à une augmentation significative de l'activité acoustique (Scholz, 1968; Thiercelin, 1980; Lockner 1991). La déformation longitudinale reste linéaire vis à vis de la contrainte de compression. Cette phase d'initialisation de la dilatance est particulièrement observable en compression monoaxiale. En essai triaxial, la contrainte de confinement a tendance à réduire

l'étendue de la phase de la dilatance.

La phase 4 correspond à la perte de linéarité de la déformation longitudinale. L'activité acoustique dans cette phase augmente de façon importante. Cette phase peut mener à une augmentation de volume de la roche. C'est au cours de cette phase qu'apparaît la localisation de la déformation, lorsque celle-ci se produit.

La phase 5 correspond au comportement post pic. La résistance de la roche diminue jusqu'à une éventuelle macrorupture. Celle-ci résulte d'une instabilité du comportement et est généralement observée pour les matériaux fragiles, particulièrement en compression monoaxiale.

Dans le cas d'un essai triaxial, un palier à contrainte constante peut être atteint (phase 6).

De nombreux auteurs ont étudié l'EA acoustique au cours d'essais de compression monoaxiale. Ce type d'essais ne permet d'observer que les phases 1 à 4. La phase 5 peut être observée dans le cas des roches les plus ductiles ou dans le cas de roches fragiles avec un système de chargement très rigide (Stavrogin et Tarasov, 1997). L'activité acoustique montre une augmentation très importante avant d'atteindre la rupture (Scholz, 1968; Thiercelin, 1980; Sala, 1982; Khair, 1991; Cox et Meredith, 1993, Shi et al., 1995). Certains auteurs considèrent que cette augmentation est exponentielle (par exemple, Rudajev et al., 1996). Thiercelin (1980) a proposé une relation linéaire entre le logarithme du nombre cumulé de coups et la contrainte principale, pour une roche en compression monoaxiale.

$$\log(N_{EA}) = k \cdot \frac{\sigma}{\sigma_C} \quad \text{I. 57}$$

avec N_{EA} : nombre de coups d'EA obtenus à la contrainte σ

σ : contrainte de compression

σ_C : contrainte de pic

k : constante intrinsèque au matériau

Cette relation a été testée pour un grand nombre de matériaux. Elle convient particulièrement pour les matériaux fragiles tels que le granite. Cependant, elle n'est plus valable lorsque l'on franchit le pic de contrainte. En effet, dans ce cas, la contrainte diminue alors que l'activité acoustique reste importante.

Les essais de compression triaxiale permettent, en revanche, d'observer les phases 5 et 6, même pour les roches considérées comme fragiles (Gowd, 1980; Main et al., 1989, 1994; Meredith et al., 1990; Fabre et al., 1991; Lockner, 1991; Liakopoulou-Morris et al., 1994; Read et al., 1995). Dans ce cas, l'activité augmente de façon importante avant le pic de contrainte. L'activité maximale est atteinte au pic de contrainte (fin de la phase 4). Elle reste généralement très importante au cours de la phase 5. Lorsque la phase 6 est observée, l'activité acoustique diminue au cours de la déformation. La Figure 16 montre un résultat

typique obtenu par Meredith et al. (1990).

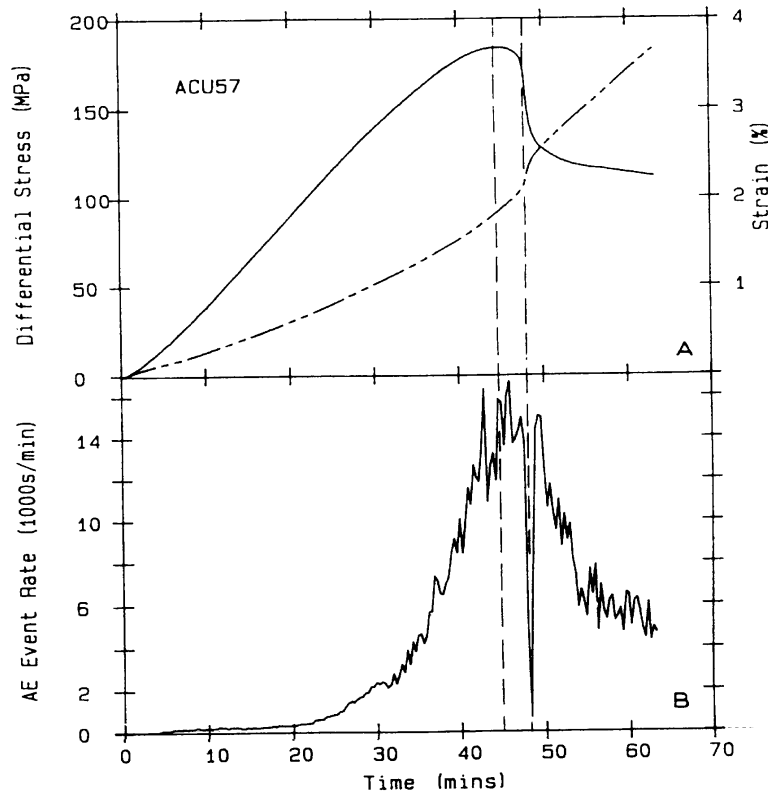


Figure 16 : Activité acoustique au cours d'un essai de compression triaxiale ($\sigma_3=100$ MPa), A) Différence de contrainte principale et déformation (pointillés) en fonction du temps, B) Activité acoustique en fonction du temps, d'après Meredith et al. (1990).

5.1.2. *Activité acoustique au cours du cisaillement de discontinuités*

Bien que les discontinuités jouent un rôle majeur dans la déformation des massifs rocheux et de la croûte terrestre, relativement peu d'études ont été menées concernant l'EA produite durant le cisaillement de joints rocheux (Josset, 1994). Avant de présenter quelques travaux concernant l'EA produite par le cisaillement de discontinuités, voyons le comportement des joints rocheux en cisaillement.

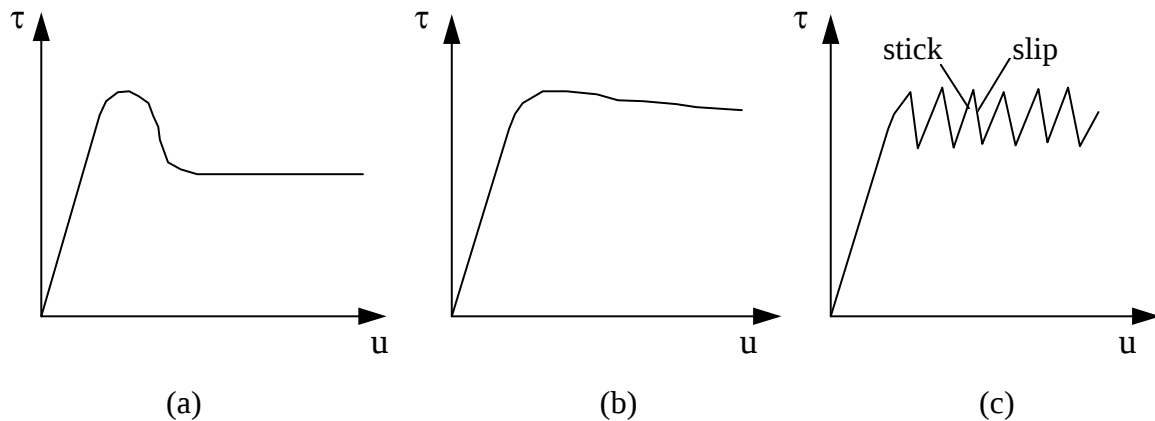


Figure 17 : Différents comportements observés lors du cisaillement de discontinuités rocheuses en laboratoire, selon la rugosité de la discontinuité. a) Rugosité forte et imbrication initiale, b) Rugosité moyenne ou forte sans imbrication initiale, c) Rugosité faible (Barton et Choubey, 1977).

La Figure 17 présente la courbe contrainte tangentielle en fonction du déplacement tangentiel selon la rugosité de la surface cisailée. Pour un joint à forte rugosité et avec une imbrication initiale, le pic de contrainte est suivi d'une baisse importante de la contrainte avant d'atteindre un palier. Dans le cas d'un joint moins rugueux ou sans imbrication initiale, le palier est atteint sans passer par un pic très marqué. Dans ces deux cas, si le déplacement est imposé, le glissement est stable. Pour une surface de faible rugosité, le comportement peut être caractérisé par des instabilités successives désignées par le terme de « stick-slip ». Il s'agit d'une alternance de phases d'adhérence et de phases de glissement instable, également appelée glissement dynamique. Chacun de ces comportements est associé à une activité acoustique caractéristique. C'est ce que nous allons voir à présent.

Le travail le plus ancien que nous avons recensé concernant l'EA produite par le cisaillement de discontinuités rocheuses est celui de Alheid et Rummel (1977). Il concerne des éprouvettes de grès et de marbre contenant des discontinuités préfabriquées de différentes rugosités : surfaces de rupture, surfaces sciées, surfaces sciées puis polies. Ces éprouvettes discontinues sont sollicitées en compression triaxiale avec des pressions de confinement comprises entre 50 et 150 MPa. L'activité acoustique est caractérisée par le nombre d'événements par seconde. Les signaux enregistrés sont dans la gamme de fréquence 100-200 kHz.

Dans le cas du grès, deux types de comportement apparaissent selon la rugosité de la surface cisailée (Figure 18) :

- glissement stable pour les surfaces sciées
- glissement instable, par « stick-slip », pour les surfaces polies.

Pour le marbre, les surfaces polies ne donnent pas systématiquement lieu à du « stick-slip ».

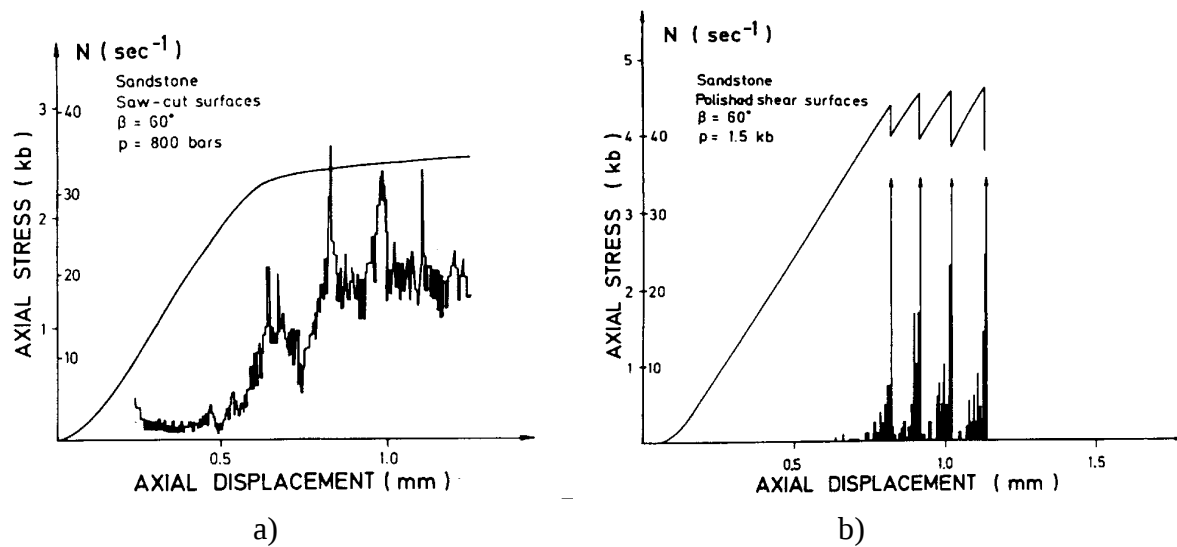


Figure 18 : Activité acoustique observée pendant le cisaillement stable (a) et instable (b) au cours du cisaillement d'une discontinuité selon sa rugosité (essais triaxiaux sur éprouvettes discontinues), d'après Alheid et Rummel (1977).

Dans le cas du glissement stable, l'activité acoustique est clairement associée à la phase de glissement, c'est à dire au comportement inélastique. Les auteurs font l'hypothèse que le glissement macroscopiquement stable est constitué par la somme d'événements de cisaillement discrets dans le temps et à petite échelle. Ces événements provoquent une redistribution continue de la contrainte sur l'ensemble de la surface, qui évite l'apparition d'une instabilité macroscopique : la contrainte macroscopique reste constante. A l'échelle locale, ces événements peuvent être considérés comme un cisaillement instable. Cette interprétation est confirmée par les résultats de Li et Nordlund (1990) qui ont observé les variations à petite échelle de la contrainte macroscopique, au cours de la phase de cisaillement stable (Figure 19). Ils ont constaté que l'EA est discontinue dans le temps et que chaque pic d'activité acoustique est associé à une petite chute de contrainte.

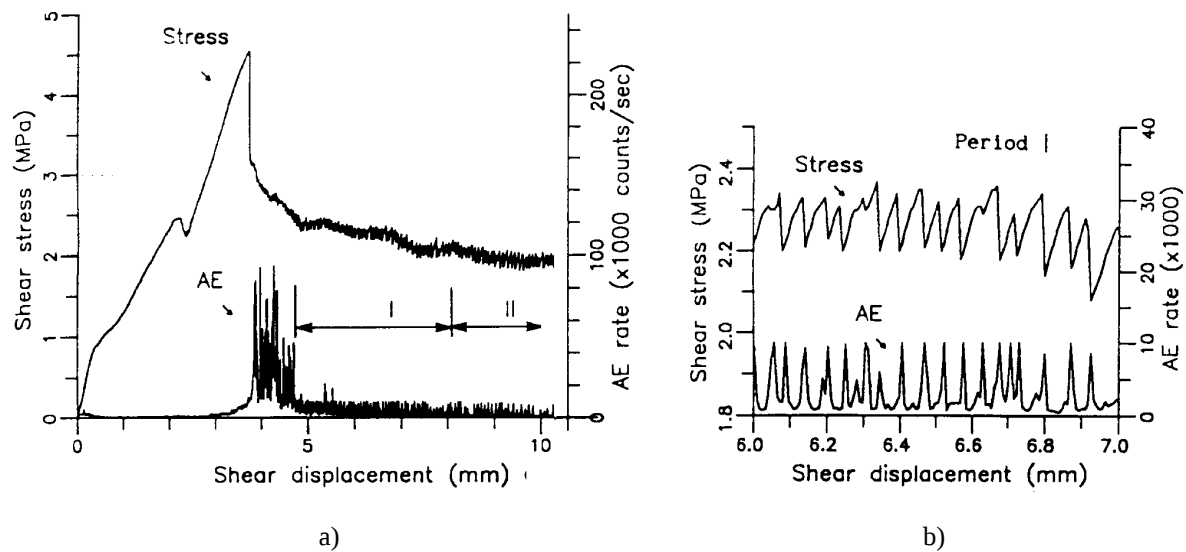


Figure 19 : Comportement macroscopiquement stable (a) et instable à petite échelle (b) au cours du cisaillement direct d'une discontinuité rocheuse (contrainte normale 5 MPa), d'après Li et Nordlund, 1990.

On peut remarquer ici que la notion de stabilité est fonction de l'échelle d'observation.

Pour ce qui concerne le stick-slip, Alheid et Rummel (1977) ont observé que l'activité acoustique ne survient que de façon prémonitoire avant un glissement instable. En dehors de ces périodes, elle reste très faible. Dans ce cas encore, les auteurs considèrent que l'EA est due à des événements de petite échelle. Cependant, ces événements locaux ne suffisent pas à relaxer suffisamment d'énergie pour éviter l'occurrence d'un glissement macroscopique instable causé par le glissement simultané sur des sites d'égale résistance.

Ces observations concernant l'activité acoustique associée au cisaillement des discontinuités rocheuses ont été confirmées par la suite dans différentes configurations expérimentales et pour différents matériaux.

Weeks et al. (1979) ont étudié l'EA produite au cours du cisaillement en essai triaxial d'éprouvettes de granite contenant une discontinuité sciée, pour un confinement variant de 50 à 100 MPa. L'essentiel de leur travail porte sur la distribution statistique de la taille des événements et l'application à la prévision sismique. Dans le cadre d'une recherche concernant le stockage de déchets radioactifs, Holcomb et Teufel (1981) ont réalisé des essais triaxiaux sur des échantillons sciés de tuf, avec des pressions de confinement variant de 10 à 40 MPa, et ont enregistré les émissions dans la gamme 100-2000 kHz. Plus récemment, Li et Nordlund (1990; 1993), dans le cadre d'une recherche concernant les ruptures brutales en travaux souterrains, ont réalisé des essais de cisaillement direct sur des joints granitiques obtenus par fendage diamétral et sur des joints naturels prélevés dans des ardoises. Les contraintes normales appliquées étaient comprises entre 2,5 et 7 MPa, et les fréquences enregistrées entre

100 et 2000 kHz. Enfin, très récemment, Sammonds et Ohnaka (1998) ont étudié l'EA produite au cours du cisaillement direct de surfaces de grès de différentes rugosités obtenues artificiellement. La contrainte normale était de 10 MPa et la gamme de fréquence des signaux enregistrés autour de 700 kHz.

Pour ce qui concerne le cisaillement stable, on pourra se référer aux travaux de Holcomb et Teufel (1981), Li et Nordlund (1990; 1993a), Sammonds et Ohnaka (1998). L'activité acoustique prémonitoire au glissement instable a été particulièrement observée par Weeks et al. (1979), Holcomb et Teufel (1981), et par Sammonds et Ohnaka (1998).

Certains de ces travaux font apparaître que des comportements stables et instables peuvent apparaître successivement au cours d'une même expérience. En effet, un comportement stable peut apparaître après un glissement instable (Holcomb et Teufel, 1981). À l'opposé un glissement instable peut apparaître après une phase de glissement stable (Holcomb et Teufel, 1981; Sammonds et Ohnaka, 1998).

Pour les surfaces obtenues par fendage diamétral, pour lesquelles la rugosité est forte et qui sont initialement imbriquées, Li et Nordlund (1990) ont observé un pic d'activité acoustique, au cours de la phase de baisse de contrainte, puis une diminution continue de l'activité acoustique au cours du glissement stable. Dans certains cas, un glissement instable peut survenir pour des surfaces obtenues par rupture en traction puis sollicitées en cisaillement.

Notons que dans l'ensemble de ces travaux, l'activité acoustique passe toujours par un pic avant que la contrainte n'atteigne sa valeur palier. L'activité acoustique diminue ensuite régulièrement au cours du palier de cisaillement.

L'ensemble de ces travaux concernent des discontinuités préexistantes qui sont créées par un mode différent du mode de sollicitation (sciage, polissage, rupture par traction). Le cisaillement d'une discontinuité peut également être étudié après une rupture par cisaillement, par exemple lors d'un essai de compression triaxiale. Dans ce cas, les modes de sollicitation et d'obtention de la discontinuité sont identiques.

Ce genre d'études a été réalisé par certains auteurs (Main et al., 1989, 1994; Meredith et al., 1990; Liakopoulou-Morris et al., 1994; Read et al., 1995) qui présentent des résultats concernant à la fois la nucléation de la discontinuité et le cisaillement de celle-ci après macrorupture au cours d'un même essai.

Le comportement observé dans ce cas est toujours stable. On peut expliquer ce comportement par la rugosité de la discontinuité qui est très importante. L'activité acoustique diminue au cours du palier de cisaillement conformément à ce qui est observé en cisaillement direct.

5.1.3. Effet Kaiser

L'effet Kaiser, découvert par Kaiser en 1948, traduit une mémoire de la roche observable par l'EA. En effet, lors de chargements cycliques, il apparaît que l'EA n'est perceptible que

lorsque l'on dépasse le niveau de contrainte précédemment atteint. Cet effet, d'abord mis en évidence dans les métaux, a été observé également pour les roches. Kurita et Fuji (1979) l'ont mis en évidence pour les roches cristallines. L'effet Kaiser est vérifié tant que l'on reste en dessous de la phase de dilatance. Lorsque le cycle dépasse cette limite, l'EA reprend avant que l'on dépasse la contrainte précédente (Kurita et Fuji, 1979).

Li et Nordlund (1993b) ont pour leur part étudié un grand nombre de roches pour lesquelles l'effet Kaiser est observable. Il ont également observé que l'effet Kaiser se conserve après 50 jours de latence entre deux cycles de chargement.

La localisation des sources d'EA au cours de chargements cycliques a permis d'associer l'effet Kaiser à la propagation des zones fissurées (Seto et al., 1995). Ces auteurs ont montré, lors de cycles successifs de chargement, que les sources d'EA se situent à la frontière de la zone contenant les sources d'EA lors du cycle précédent. Ceci indique que la propagation de fissures permet à l'éprouvette d'atteindre une situation macroscopiquement stable capable de supporter la contrainte appliquée. Si l'on reste en-deçà de ce niveau de contrainte, les fissures ne se propagent pas (pour des échelles de temps qui ne font pas intervenir de propagation sous-critique). Des résultats similaires ont été obtenus par Meglis et al. (1995 a-b).

L'effet Kaiser a été également observé pour des éprouvettes rocheuses contenant des discontinuités (Dunning et al., 1985).

Le chargement thermique d'une roche produit également de l'EA. L'effet Kaiser a été observé lors de ce type de sollicitation notamment par Pininska et Zubereck (1998) et Zubereck et al. (1998). Ces auteurs ont de plus étudié des temps de latence entre chaque cycle de chargement de 1 à 1000 heures. Il s'avère que l'effet Kaiser devient de moins en moins prononcé lorsque le temps de latence devient plus long. Ceci indique, selon les auteurs, l'existence de phénomènes de « cicatrisation » qui font se refermer les microfissures.

L'effet Kaiser montre que l'activité acoustique apparaît également au cours de la phase de déformation dite élastique, bien que dans des proportions beaucoup plus faibles que pour la phase de dilatance. Cependant, lors de la sollicitation cyclique d'éprouvettes, le déchargement fait apparaître une déformation permanente (Li et Nordlund, 1993b). Ceci indique que le comportement dans la phase linéaire est en partie inélastique. Lors du rechargement, si on reste en deçà de la contrainte précédente, la déformation permanente n'augmente pas et l'EA n'apparaît pas. On peut donc associer déformation inélastique et activité acoustique.

5.1.4. Conclusion

Nous avons vu que, pour des éprouvettes intactes, l'activité acoustique augmente significativement lors de l'apparition de la phase de dilatance qui correspond au début du comportement non-linéaire.

Pour des éprouvettes discontinues, l'activité acoustique est faible dans la phase de déformation élastique et augmente significativement lors du cisaillement de la discontinuité. Ceci indique que l'activité acoustique est liée à une déformation macroscopique inélastique. D'autre part, l'effet Kaiser montre que l'activité acoustique est liée à l'augmentation de la déformation permanente.

L'ensemble des résultats présentés ici montre que l'EA est associée à un comportement macroscopique inélastique.

5.2. Variations de l'exposant b de la loi de Gutenberg-Richter

L'ensemble des travaux présentés ici sont basés sur la distribution de l'amplitude maximale des événements d'EA. L'exposant b correspond donc à celui de la distribution des moments sismiques.

Mogi (1962) a été le premier à observer la loi de Gutenberg Richter au cours d'essais de laboratoire. Les capteurs d'EA étaient alors limités aux fréquences audibles. Il a associé ce type de distribution à l'hétérogénéité du matériau. Scholz (1968), utilisant des capteurs de bande passante adaptée à l'EA (100 kHz-1 MHz), a étudié l'EA au cours d'essais monoaxiaux et triaxiaux. Il a observé que b diminue avant la macro-rupture et a associé cette baisse à l'augmentation de contrainte, en particulier au rapport $\sigma/\sigma_{rupture}$.

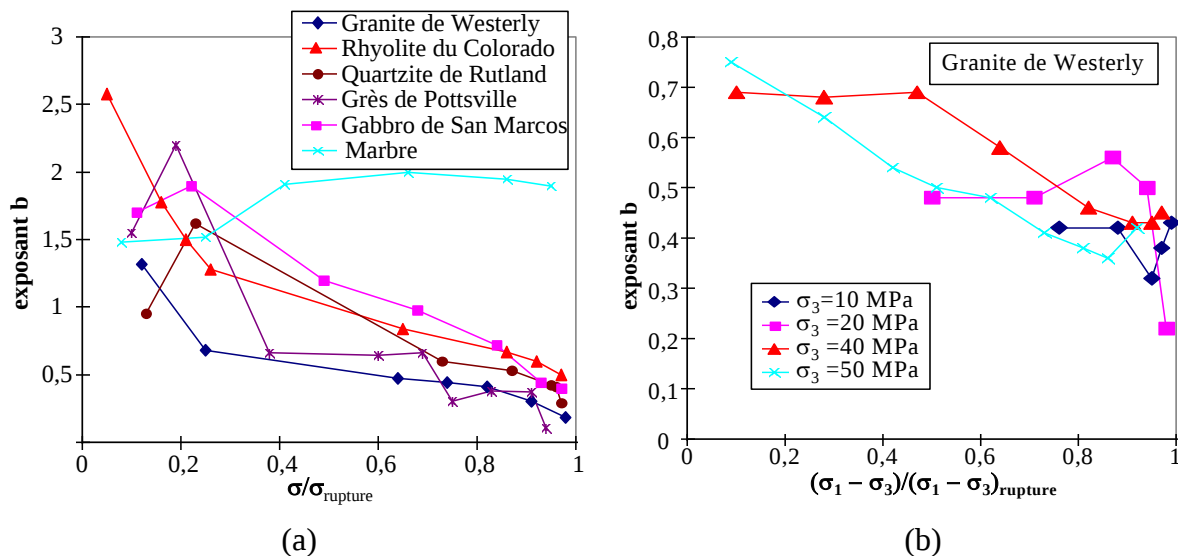


Figure 20 : a) exposant b en fonction de $\sigma/\sigma_{rupture}$, pour différents matériaux en compression monoaxiale. b) exposant b en fonction de $(\sigma_1 - \sigma_3)/(\sigma_1 - \sigma_3)_{rupture}$, pour le granite de Westerly en compression triaxiale. Données de Scholz (1968).

La Figure 20 montre l'évolution de b pour différents matériaux sollicités en compression monoaxiale. On peut remarquer que la baisse de b est effective pour l'ensemble des matériaux, excepté le marbre pour lequel b reste à une valeur constante relativement élevée.

La baisse de b est également observable en compression triaxiale (cf. Figure 20).

Depuis l'étude de Scholz, la baisse de b avant le maximum de contrainte a été observée par de nombreux auteurs. Main et al. (1989) ont étudié l'EA produite au cours de la compression triaxiale d'un grès de Darley Dale. Ils observent une diminution de b avant la macrorupture (« dynamic failure ») suivie d'une augmentation lorsque le palier post-rupture est atteint. Ces auteurs proposent une comparaison de ces résultats avec la sismicité qui a précédé le séisme de septembre 1984 au Japon. En effet, dans ce cas, l'exposant b a diminué avant le séisme puis a augmenté après celui-ci. A partir des mêmes données de laboratoire, Meredith et al. (1990) ont proposé différents modes de variations de b , selon le type de rupture (quasi-statique ou dynamique). Main et al. (1994), à partir de données issues d'essais de laboratoire et de la sismicité induite dans les mines, proposent une corrélation négative entre b et G/G_c . Meredith et Atkinson (1983) et Hatton et al. (1993) ont, pour leur part, observé une corrélation négative entre K/K_c et b au cours d'essais de propagation sous-critique de fissures en mode I. Rappelons que K est le facteur d'intensité de contrainte en tête de fissure et K_c , sa valeur pour laquelle la fissure se propage. $G=K^2/E$, avec E module élastique (voir section 2.1).

On peut également associer la baisse de b et la localisation des sources d'EA. En effet, Lockner et Byerlee (1991, 1993) ont réalisé des essais de compression triaxiale sur du granite de Westerly, au cours desquels ils ont localisé les sources d'EA. Ces données montrent clairement le passage de sources d'EA diffuses dans l'ensemble de l'échantillon à des sources localisées le long d'une bande, au moment du pic de contrainte. La baisse de b est clairement associée à la localisation des sources d'EA. Cette localisation de l'endommagement conduit à la formation d'une discontinuité macroscopique. Nous verrons ce travail plus en détail dans la section suivante.

Les variations de b ont également été observées au cours d'essais de cisaillement sur des discontinuités préexistantes.

Weeks et al. (1977) ont étudié l'EA produite au cours du cisaillement d'une discontinuité polie, en compression triaxiale (éprouvette cylindrique contenant une surface sciée et polie orientée de 30° par rapport à σ_1 , σ_3 compris entre 50 MPa et 100 MPa). Le cisaillement s'est fait par stick-slip. En regroupant les événements survenus avant et après un « slip », ils ont observé une valeur de b plus faible avant le slip. Ils proposent la baisse de b comme un précurseur des forts séismes.

Li et Nordlund (1993) ont étudié, pour leur part, l'EA produite par le cisaillement direct d'une surface rocheuse obtenue par fendage diamétral. Il ont observé la baisse de b à l'approche du pic de contrainte suivie par une relative augmentation et une valeur stable au cours du palier de cisaillement.

Plus récemment, Sammonds et Ohnaka (1998) ont étudié l'EA produite au cours d'essais de cisaillement sur des surfaces de rugosités différentes. Dans le cas de surfaces rugueuses, ils ont observé, comme les auteurs précédents, une baisse de b au moment du pic de contrainte suivie d'une valeur stable, au cours du palier de cisaillement. Pour les surfaces lisses, ils ont observé une baisse de b , pendant le palier de cisaillement avant l'occurrence de glissements par stick-slip. Ils observent des valeurs de b plus faibles pour les surfaces lisses, ce qui indique un effet de la rugosité sur ce paramètre. Ils tentent d'expliquer cette différence d'exposant par la différence de dimension fractale entre les surfaces lisses et rugueuses. Cependant, les dimensions fractales sont très proches pour les deux surfaces alors que b varie dans des proportions plus importantes ($D=1.0169$, b entre 1.5 et 1.9, pour les surfaces rugueuses et $D=1.0055$, b entre 1.4 et 0.5, pour les surfaces lisses).

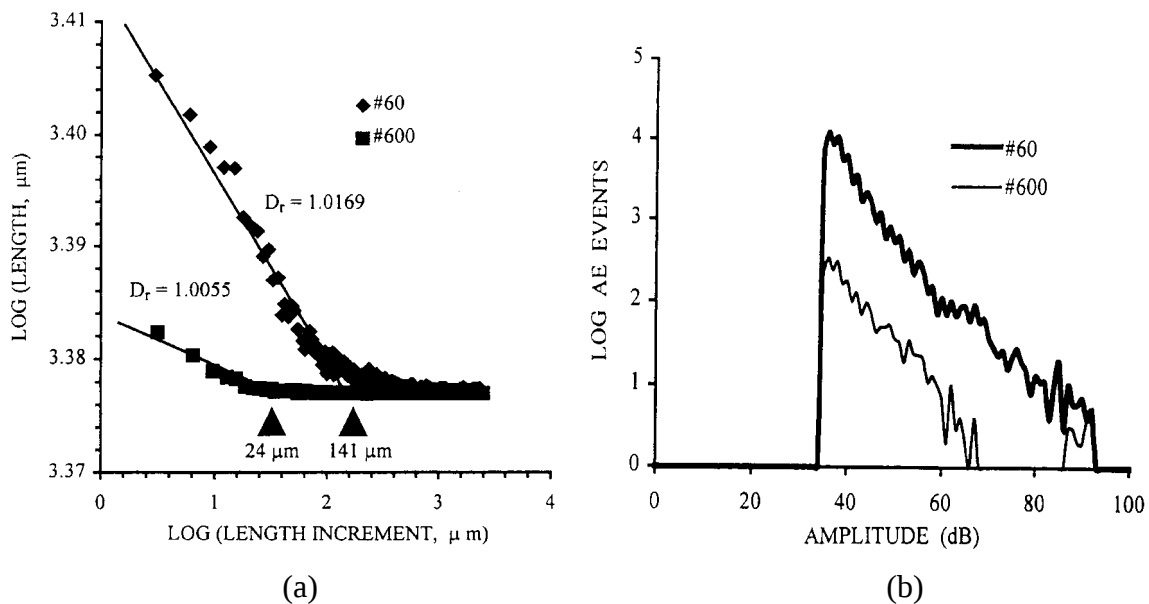


Figure 21 : Distributions utilisées par Sammonds et Ohnaka (1998) pour calculer la dimension fractale (a) et l'exposant b (b) pour des surfaces lisses (#60) ou rugueuses (#600).

La plupart des travaux présentés précédemment concernent soit le cisaillement d'une discontinuité, soit le processus qui mène à la macrorupture et parfois à la formation d'une discontinuité. Or, les conditions expérimentales sont en générale différentes dans chaque cas et les comparaisons entre ces résultats peuvent être délicates.

Certains travaux concernant des essais de compression triaxiale permettent d'étudier ces deux processus au cours d'une même expérience. Liakopoulou-Morris et al. (1994), par exemple, ont réalisé des essais de compression triaxiale sur des éprouvettes de grès de Clashach, qu'ils ont poursuivis, après la macrorupture, pour étudier le cisaillement de la discontinuité ainsi formée. Après un certain déplacement, la pression de confinement est augmentée pour étudier ce qu'ils intitulent le « re-sliding », que l'on pourrait traduire par la resollicitation en

cisaillement.

En plus du résultat classique de la baisse de b avant la macrorupture, leurs résultats montrent que b augmente après la macrorupture et reste stable au cours du cisaillement de la discontinuité. Lors du « resliding », b réaugmente légèrement pour retrouver sa valeur précédente lorsque le second palier est atteint.

Cette réaugmentation n'est pas toujours très marquée.

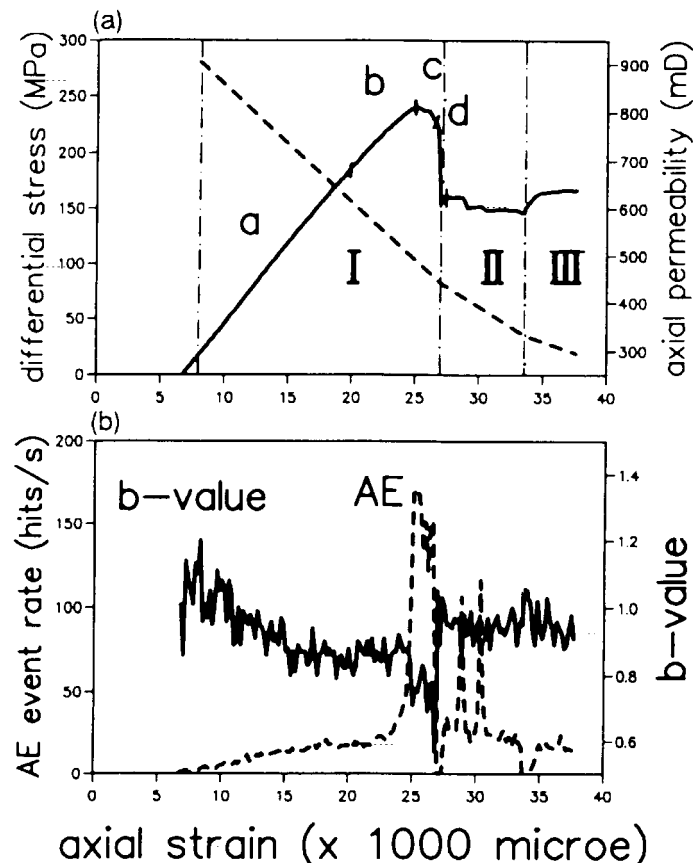


Figure 22 : Sollicitation complète d'un grès en compression triaxiale, $\sigma_3 = 48.3$ MPa au cours des phases I et II, $\sigma_3 = 55.2$ MPa au cours de la phase III. a) $\sigma_1 - \sigma_3$ est en trait continu et la perméabilité en pointillés. b) L'exposant b est en trait continu et le taux d'événements d'EA en pointillés. Données de Liakopoulou-Morris et al. (1994).

S'inspirant du travail de Main et al. (1994), Liakopoulou-Morris et al. (1994) proposent une corrélation entre b et G . Cependant, G est calculé à partir de la longueur moyenne de fissures, elle-même obtenue à partir du nombre d'événements et de b . On peut alors douter de l'indépendance de b et G .

D'autres auteurs ont étudié l'EA produite au cours d'essais triaxiaux poursuivis après la macrorupture (Main et al., 1989-1994; Meredith et al., 1990; Lockner et al., 1991; Lockner, 1993). L'ensemble de ces auteurs a observé, pour b , une valeur minimale au moment où le pic de contrainte est atteint, puis une augmentation, lors du palier de cisaillement, jusqu'à une valeur qui reste inférieure à celles observées en début d'essai.

Remarque 1:

Dans les travaux présentés ici, le traitement des données d'EA est généralement réalisé par le biais d'un analyseur d'EA (par exemple Meredith et al., 1990; Cox et Meredith, 1993; Main et al., 1994; Liakopoulou-Morris et al., 1994; Sammonds et Ohnaka, 1998). Ce type de matériel permet d'obtenir à la fois le comptage du nombre d'événements et la distribution de la taille des événements. L'exposant b de la loi de Gutenberg Richter est alors calculé à partir de cette distribution (parfois de façon automatique par l'analyseur). Cependant, la plupart des travaux ne précise pas la taille de l'échantillon utilisé pour ce calcul (par exemple Cox et Meredith, 1993). De ce fait, il est difficile de comparer la robustesse du calcul de b , dans les différents travaux présentés.

De même, la plage de la distribution pour laquelle b est calculé n'est pas toujours précisée. Or, la distribution fournie par un analyseur est plate pour les amplitudes inférieures au seuil de détection. Il convient donc d'exclure cette partie de la distribution. Dans le cas contraire, ceci peut conduire à des artefacts importants. Par exemple, Liakopoulou-Morris et al. (1994) indiquent que les valeurs de b qu'ils calculent sont fonctions du seuil de détection. Ceci indique que la partie plate de la distribution est prise en compte dans le calcul de b . Les auteurs évitent le problème en choisissant un seuil constant pour l'ensemble de leurs essais. Il serait préférable de choisir une plage de la distributions pour laquelle le calcul de b n'est pas sensible au seuil de détection.

Remarque 2:

Il est intéressant de noter que de nombreux auteurs tentent d'appliquer des résultats issus de l'EA observée en laboratoire à la sismicité de la croûte terrestre. Cette comparaison est justifiée par la similarité des phénomènes physiques (ondes élastiques émises par des relaxations de contrainte localisées), des distributions statistiques et des valeurs de b obtenues dans chacun des cas. De plus, une loi puissance traduit une invariance d'échelle. Le fait que l'on retrouve, à ces deux échelles très différentes, des valeurs d'exposant comparables peut indiquer que l'invariance d'échelle est vérifiée sur l'ensemble de ces échelles d'observation. Or, dans le cas d'un essai de laboratoire, la relation d'échelle entre l'éprouvette et les discontinuités qu'elle contient est difficile à définir.

En effet, dans les premiers stades de l'endommagement, les sources d'EA sont réparties de façon diffuse dans l'ensemble de l'échantillon et les discontinuités sont petites devant la taille de l'échantillon. L'EA peut être, dans ce cas, comparée à la sismicité observée à grande échelle comme celle associée à un réseau de failles actives à l'échelle d'une plaque tectonique.

La coalescence de microfissures va conduire à la formation d'une discontinuité macroscopique. Dès lors, l'échelle de la discontinuité est celle de l'éprouvette. On peut

considérer qu'il y a changement d'échelle des discontinuités de l'échelle micro à l'échelle macro. Les sources d'EA sont alors localisées sur la surface de la discontinuité. Si l'on poursuit la sollicitation par un cisaillement de la discontinuité, comme c'est possible en essai de compression triaxiale, alors l'EA peut être comparée à la sismicité d'une faille particulière. Lorsqu'on extrapole la baisse de b , observée en laboratoire avant la macro-rupture, aux séismes, on considère implicitement qu'un séisme fort est l'équivalent de la macrorupture. Ce serait effectivement le cas si le dit séisme résultait de la coalescence d'un grand nombre de failles qui formerait une faille d'échelle plus grande. Ce type d'événement dépasse largement l'échelle spatiale et temporelle à laquelle on considère les séismes forts.

Dans le cas d'essais de cisaillement d'une discontinuité préexistante, le problème de changement d'échelle ne se pose pas de la même façon et la comparaison entre EA et sismicité paraît plus évidente. On peut alors considérer qu'une telle expérience modélise l'activité sismique associée à une faille isolée.

La diminution de l'exposant b est parfois associée à la localisation de l'endommagement et donc à la diminution de la dimension fractale. La section suivante présente des résultats concernant l'évolution de la dimension fractale au cours de la sollicitation mécanique d'une roche.

5.3. Localisation de l'endommagement et dimension fractale

En dehors de la distribution temporelle (activité acoustique) et de la distribution de la taille des événements, la distribution spatiale de l'EA a été également l'objet d'études en laboratoire. L'EA étant associée à la microfissuration, ces études permettent d'étudier le phénomène de localisation de l'endommagement. On parle aussi de localisation de la déformation ou de la rupture.

La dimension fractale de la répartition spatiale des sources d'EA est proposé comme un paramètre quantitatif pour caractériser le degré de localisation de l'endommagement.

Hirata et al. (1987) ont étudié la répartition spatiale des sources d'EA au cours d'un essai de fluage avec un chargement triaxial (confinement 40 MPa et charge à 95 % de la rupture) réalisé sur du granite de Oshima. La dimension fractale est calculée à l'aide de l'intégrale de corrélation (dimension de corrélation ou D_2) pour les trois phases caractéristiques du fluage, primaire, secondaire et tertiaire. Cette dimension prend d'abord une valeur de 2.75 lors du fluage primaire, puis de 2.66 lors du fluage secondaire et enfin de 2.25 lors du fluage tertiaire précédant la rupture principale. Cette diminution de la dimension de corrélation est un indicateur de la localisation de l'endommagement. Les auteurs suggèrent que la diminution de la dimension de corrélation est un meilleur indicateur de la proximité de la rupture que celle de l'exposant b de la loi de Gutenberg-Richter. Malheureusement, les auteurs n'ont pas calculé b , ce qui aurait permis d'étayer cette argumentation.

Le travail de Lockner et Byerlee (1991) est particulièrement intéressant car il associe l'étude des variations de b et D_2 . Ces auteurs ont réalisé des essais de compression triaxiale (confinement 50 MPa) sur des éprouvettes de Granite de Westerly et de grès de Berea. La particularité de leurs essais réside dans le fait qu'ils sont réalisés en limitant le taux d'EA maximal. La Figure 23 représente la répartition des sources d'EA pour des phases successives de l'essai sur le granite de Westerly. Cette localisation des sources d'EA a permis de calculer, en plus de l'exposant b , la dimension de corrélation D_2 . La Figure 24 présente l'évolution, au cours du temps, de la contrainte $\sigma_1 - \sigma_3$ et des exposant b et D_2 , pour des essais sur le granite de Westerly et sur le grès de Berea.

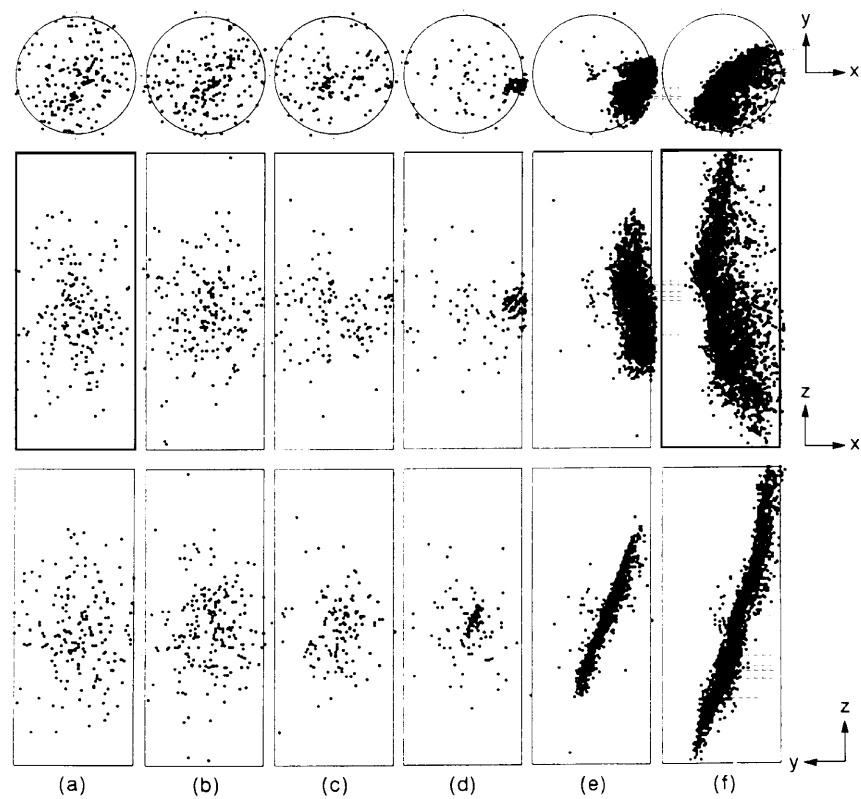


Figure 23 : Localisation des sources d'EA au cours de phases successives d'un essai de compression triaxiale d'un granite de Westerly ($\sigma_3 = 50$ MPa). a) phase de dilatance, b) pic de contrainte, c) 300 s avant la nucléation, d) 150 s avant la nucléation, e) entre 150 et 1150 s après la nucléation, f) entre 4150 et 6150 s après la nucléation. D'après Lockner et Byerlee (1991).

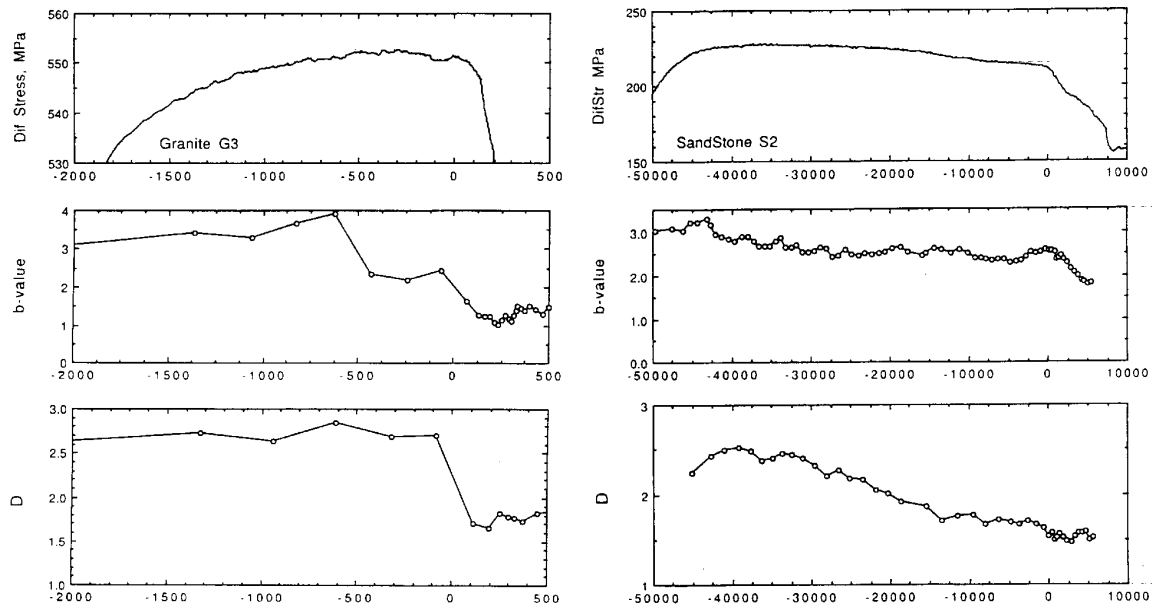


Figure 24 : Evolution de la différence de contrainte $\sigma_1 - \sigma_3$ et des exposants b et D_2 au cours du temps pour le granite de Westerly et pour le grès de Berea, à proximité du pic de contrainte, d'après Lockner et Byerlee (1991).

On peut remarquer que la dimension de corrélation est un bon indicateur du degré de localisation. Elle vaut trois pour une répartition diffuse dans le volume et tends vers deux lorsque la localisation plane de la rupture a lieu.

Notons par ailleurs que la corrélation entre b et D_2 n'est pas très forte bien que ces deux paramètres varient dans le même sens. Leurs diminutions respectives ne sont pas synchronisées.

Shah et Labuz (1995) ont, pour leur part, étudié la répartition spatiale des sources d'EA, mais au cours d'essais de compression monoaxiale. Ils ont, eux aussi, observé une diminution de la dimension de corrélation lorsque la localisation de la rupture se produit.

La répartition spatiale des sources sismiques a également été étudiée pour la sismicité induite dans les mines. En particulier, Xie et Pariseau (1993) ont étudié les variations de la dimension de corrélation pour la sismicité induite par l'exploitation d'une mine de charbon du Colorado. Les données sont issues de l'exploitation d'un panneau situé à 910 m de profondeur entre février et septembre 1983. Au cours de cette période, de nombreux coups de terrain ont perturbé l'exploitation. Les auteurs constatent une diminution de la dimension fractale avant l'occurrence d'un événement fort.

Les auteurs se basent ensuite sur une relation entre b et D ($D=2b$) pour expliquer ces événements forts, sans calculer l'exposant b . Notons que ce type de relation a été établie pour une dimension fractale qui caractérise la taille des sources sismiques (longueur ou surface de faille, taille de grains etc.) Dans le cas traité par les auteurs, D caractérise la répartition

spatiale des sources sismiques. Une telle relation entre b et D n'est donc pas directement applicable. De façon plus qualitative, on peut suggérer que lorsque les sources sont très localisées (D faible), elles peuvent plus facilement « coopérer » et donner lieu à des événements forts (b faible).

Volant et al. (1992) et Volant et Grasso (1994) ont étudié la sismicité induite par l'extraction de gaz sur le site de Lacq dans le sud ouest de la France. Ils observent des variations de D_2 et de b qui ne sont pas corrélées entre elles.

Pour ce qui concerne la sismicité crustale naturelle, des études récentes ont montré que la distribution spatiale des sources sismiques est multifractale (Legrand et al., 1996; Godano et al., 1996; Godano et Civetta, 1996).

Oncel et al. (1996) ont étudié la sismicité de la faille nord anatolienne entre 31°E et 41°E pour la période 1900-1992. Ils ont calculé la dimension de corrélation et l'exposant b de la distribution de la taille des séismes pour des fenêtres successives de 100 événements décalés de 10 événements. Les deux exposants varient dans des proportions assez importantes : D_2 est compris entre 0.6 et 1.4 et b entre 0.6 et 1. Ces deux exposants sont corrélés négativement ($r=-0.84$). Les auteurs considèrent qu'une valeur élevée de D_2 correspond à une forte localisation (clustering). De ce fait, la proximité géométrique des sources sismiques peut faciliter l'émergence d'événements forts, ce qui implique une valeur faible de b . L'interprétation de D_2 donnée par les auteurs est assez étonnante et inhabituelle. En effet, la majorité des travaux traitant de la dimension de corrélation l'interprète à l'inverse (Mandelbrot, 1989; Volant et Grasso, 1994; Cowie et al., 1995; Legrand et al., 1996; Godano et al., 1996; Godano et Civetta, 1996).

Ces différentes études montrent des divergences importantes en ce qui concerne les corrélations entre b et la dimension fractale. Dans le cas d'EA en laboratoire, au cours d'essais de compression, ces paramètres varient dans le même sens même si ces variations ne sont pas forcément synchronisées (Hirata et al., 1989 ; Lockner et Byerlee, 1991 ; Shah et Labuz, 1995). Pour la sismicité crustale, on observe des corrélations positives (Xie et Pariseau, 1993), négatives (Oncel et al., 1996) ou nulles (Volant et Grasso, 1994).

Les relations entre ces paramètres ne sont donc pour l'instant pas très bien comprises.

5.4. Conclusion

Nous avons vu que l'activité acoustique est liée à un comportement inélastique. Pour des éprouvettes intactes, l'augmentation significative de l'activité acoustique est liée à l'apparition de la phase de dilatance. L'activité acoustique atteint son maximum lors du pic de contrainte, ce qui constitue un précurseur de la macrorupture. Si la sollicitation est poursuivie après la macrorupture, comme cela est possible pour des essais de compression triaxiale,

l'activité acoustique diminue au cours du cisaillement.

Pour des éprouvettes discontinues, l'activité acoustique est liée au cisaillement de la discontinuité. Pour un glissement stable, l'activité acoustique est maximale lors du franchissement du pic de contrainte et diminue au cours du palier post pic. Dans le cas d'un glissement instable, « stick-slip », l'activité acoustique augmente sensiblement avant chaque phase de glissement, est restée très faible jusqu'au glissement suivant. Dans ce cas, l'augmentation importante de l'activité acoustique peut-être également considérée comme prémonitoire de la macrorupture.

Nous avons vu également que les événements d'EA sont caractérisés par des distributions en lois puissance aussi bien pour ce qui concerne leur taille (exposant b) que leur répartition spatiale (dimension fractale D). Ces exposants évoluent de manière caractéristique au cours de la sollicitation mécanique du matériau rocheux. L'exposant b diminue à l'approche du pic de contrainte et reste stable au cours du palier post pic. Ceci est vérifié aussi bien pour les éprouvettes initialement continues que discontinues. Pour les éprouvettes discontinues, l'exposant b est plus faible pour les surfaces de faible rugosité.

De même, la dimension fractale diminue lors de la localisation des sources d'EA. C'est ainsi un indicateur de la localisation de l'endommagement. Cette diminution est vérifiée pour des éprouvettes intactes aussi bien en essais de compression monoaxiale que triaxiale. Dans le cas d'essais de laboratoire, il apparaît une corrélation positive entre b et D . Pour ce qui concerne la sismicité crustale, les résultats concernant la corrélation entre b et D divergent. Selon les auteurs cette corrélation peut être positive, négative ou nulle.

6. Conclusion

Nous avons vu, au cours de ce chapitre que l'EA a pour origine la propagation instable de fissures. La stabilité de la propagation est une question d'échelle d'observation car l'EA est également observée lors de la propagation macroscopiquement stable de fissures. L'analyse du signal sismique permet d'obtenir des informations sur la taille de la source. En particulier l'amplitude du signal et la fréquence de coupure de son spectre sont fonction de la taille de la source.

Nous avons vu ensuite que la sismicité, à des échelles allant de celle du laboratoire à celle de la croûte terrestre, est caractérisée par des distributions statistiques en loi puissance dont le paramètre pertinent est l'exposant. Ce type de distributions se retrouve dans les trois domaines du temps (loi d'Omori, exposant p), de la taille (loi de Gutenberg Richter, exposant b) et de l'espace (dimension fractale, exposant D , dimension multifractale, exposant D_q). On peut établir une relation entre b et D dans le cas particulier où D caractérise la distribution de la taille des sources sismiques.

La synthèse bibliographique des résultats expérimentaux a abordé différents aspects de la sismicité des roches. Nous avons d'abord vu que l'activité acoustique est associée à un

comportement macroscopique inélastique aussi bien pour les éprouvettes initialement intactes que pour les éprouvettes initialement discontinues. L'activité acoustique est maximale à l'approche du pic de contrainte et peut être prémonitoire d'une rupture macroscopique.

Pour ce qui concerne la distribution de la taille des événements sismiques, nous avons observé que l'exposant b diminue à l'approche du pic de contrainte. Il est considéré de ce fait comme un précurseur de la macrorupture. Cette diminution est avérée dans un grand nombre d'études de laboratoire mais son application à la prévision des séismes forts est discutable.

La localisation des sources sismiques permet d'observer le phénomène de localisation de l'endommagement. Cette localisation peut se quantifier par le calcul de la dimension fractale de la répartition géométrique des sources, D . La diminution de D indique alors le passage d'une répartition diffuse à une répartition localisée des sources. Dans le cas d'études de laboratoire, on observe une corrélation positive entre b et D . Dans le cas de la sismicité crustale, on observe, selon les auteurs, des corrélations entre ces deux exposants qui peuvent être positives, négatives ou nulles. Les relations entre ces deux paramètres apparaissent donc complexes et ne se résument pas à une expression unique.

Nous n'avons pas trouvé, dans les travaux existants, d'étude de laboratoire qui concerne l'effet de la pression de confinement sur l'EA des roches. Nous nous proposons donc, pour compléter les résultats existants, d'étudier l'EA des roches pour une gamme de pression de confinement étendue. Le chapitre prochain présente les résultats obtenus pour des éprouvettes initialement intactes ou discontinues.

Chapitre 2 : Etude en laboratoire de l'émission acoustique des roches

1. *Introduction*

Nous avons vu, dans la synthèse bibliographique qui a été présentée à la fin du premier chapitre, différents aspects de l'EA induite par la sollicitation mécanique des roches. L'activité acoustique est liée à un comportement macroscopique inélastique à la fois pour les éprouvettes initialement intactes et pour les éprouvettes initialement discontinues. L'augmentation de l'activité acoustique peut être considérée comme un précurseur de la macrorupture lorsque celle-ci résulte de la localisation de l'endommagement. La taille et la répartition spatiale des événements sismiques sont caractérisées par des distributions en loi puissance. Les exposants de ces distributions diminuent à l'approche de la macrorupture et semblent liés à la localisation de l'endommagement.

Or, l'apparition d'une macrorupture résultant de la localisation de l'endommagement dépend des conditions de chargement et en particulier de la pression de confinement. Nous n'avons pas trouvé, dans les travaux existants, d'étude de laboratoire mettant en évidence un effet de la pression de confinement sur l'EA des roches. Nous nous proposons, au cours de ce chapitre, d'étudier expérimentalement l'effet de la pression de confinement sur le comportement des roches.

Nous étudierons, dans un premier temps, le comportement d'éprouvettes initialement intactes en tentant de le relier aux caractéristiques géométriques de l'endommagement. Nous compléterons cette étude par des essais sur des éprouvettes initialement discontinues, comportant des joints sciés dont la rugosité a été réduite par polissage.

2. *Dispositif expérimental*

Le dispositif expérimental utilisé ici se compose d'une presse hydraulique, entre les plateaux de laquelle est placée une cellule triaxiale, et d'un système d'acquisition de l'émission acoustique. L'ensemble du dispositif est représenté schématiquement sur la Figure 25.

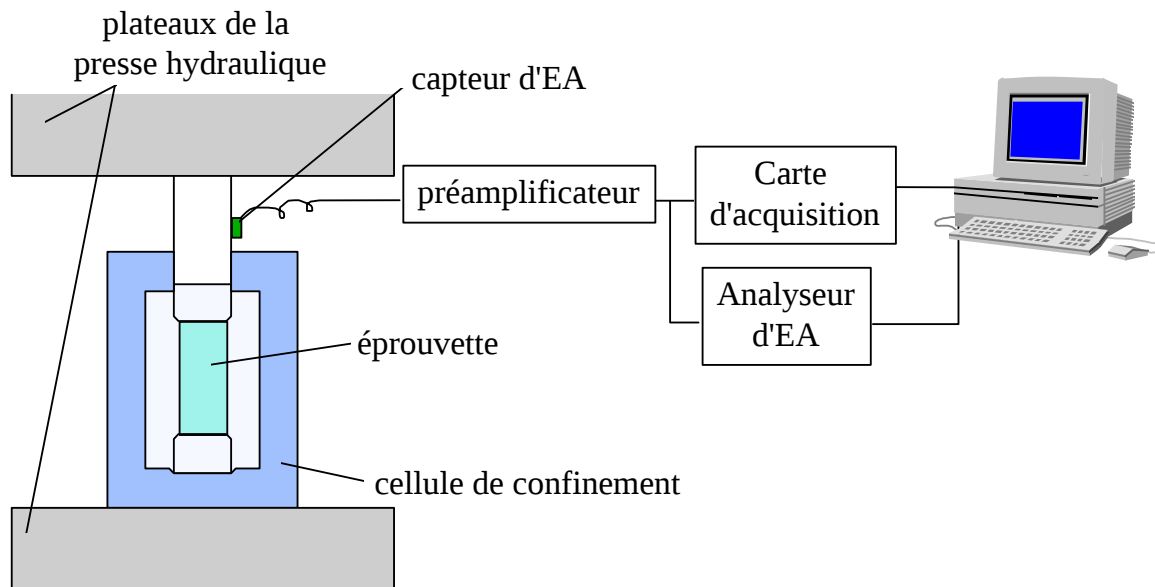


Figure 25 : Dispositif expérimental de compression triaxiale avec acquisition de l'émission acoustique.

2.1. Presse et cellule triaxiale

Les essais de compression triaxiale ont été réalisés avec une presse hydraulique AMSLER de capacité 3000 kN. Cette presse est utilisée pour appliquer l'effort vertical. Le plateau supérieur est fixe et un piston permet la montée du plateau inférieur. Il est possible d'imposer manuellement une vitesse de déplacement constante du plateau inférieur. La position du plateau inférieur est mesurée par un capteur de type LVDT avec une précision de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$. La force appliquée par la presse est mesurée par la déformation d'un ressort qui est proportionnelle à la pression dans le piston. Cette mesure mécanique est convertie en mesure électrique par un potentiomètre. La précision de la mesure est de l'ordre de 1 kN.

La pression de confinement est appliquée au moyen d'une cellule triaxiale. Le fluide de confinement utilisé est de l'eau. Il est mis en pression par un système pneumatique multiplicateur de pression. La pression de confinement est maintenue constante par deux vannes manuelles. La pression peut atteindre 100 MPa. Elle est mesurée par un capteur électrique avec une précision de l'ordre de 0,1 MPa.

La raideur de l'ensemble du système de chargement (presse, piston support d'éprouvette,) a été estimée, par la mesure de la déformation de la presse lors d'un chargement à vide, à environ $10^9\ \text{N/m}$. A titre indicatif, notons qu'une éprouvette de granite de module élastique 60 GPa, de diamètre 4 cm et de longueur 10 cm, possède une raideur de $0,75\ 10^9\ \text{N/m}$. Ce qui signifie que la raideur de la presse et de l'éprouvette sont du même ordre de grandeur.

2.2. Système d'acquisition de l'émission acoustique

Le système d'acquisition comprend un analyseur d'EA, (système analogique Dunegan-

Endevco, Série 3000), et une carte numérique (Imtec T2M50, 2 voies, 8 bits par voies, fréquence d'échantillonnage maximale 50 MHz par voie).

Le capteur est fixé à l'extérieur de la cellule sur le piston qui joue le rôle de guide d'onde. Il est connecté à un préamplificateur de 40 dB (Physical Acoustic Corporation 1220A) comportant des filtres adaptés, puis à l'analyseur d'EA. En parallèle, les signaux sont numérisés au moyen de la carte d'acquisition rapide installée sur un micro-ordinateur qui assure le pilotage de la carte et l'enregistrement des signaux numérisés.

Un second ordinateur assure l'enregistrement de données issues de l'analyseur et des mesures mécaniques

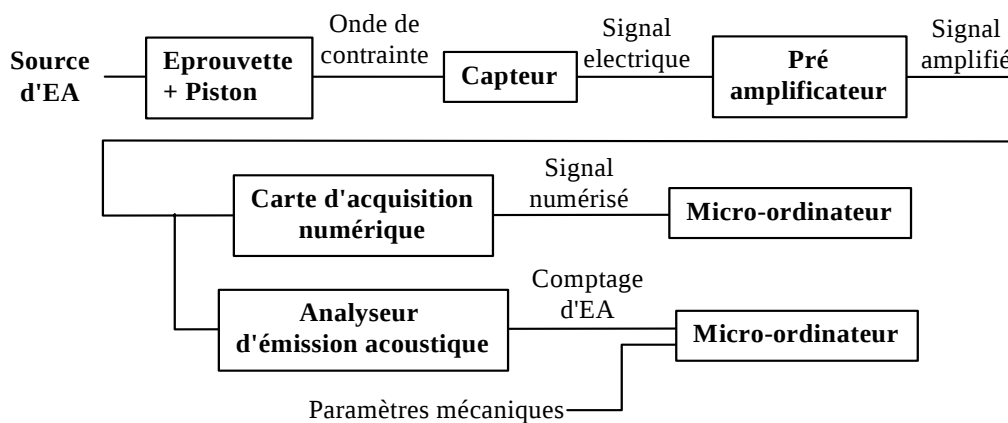


Figure 26 : Système d'acquisition de l'émission acoustique et des paramètres mécaniques

2.2.1. Comptage de l'EA

Le comptage de l'EA est assuré par l'analyseur d'émission acoustique. Après préamplification, le signal issu du capteur est à nouveau amplifié à l'entrée de l'analyseur (réglage possible entre 0 et 80 dB). Le seuil de détection de l'analyseur est fixe et vaut 1 Volt. Le nombre de coups d'EA est le nombre de dépassements de ce seuil. Il dépend donc du niveau d'amplification.

Un seul événement acoustique peut provoquer plusieurs coups. La Figure 26 montre un événement d'émission acoustique. A est l'amplitude maximale du signal, s est le seuil de déclenchement pour le comptage du nombre de coups.

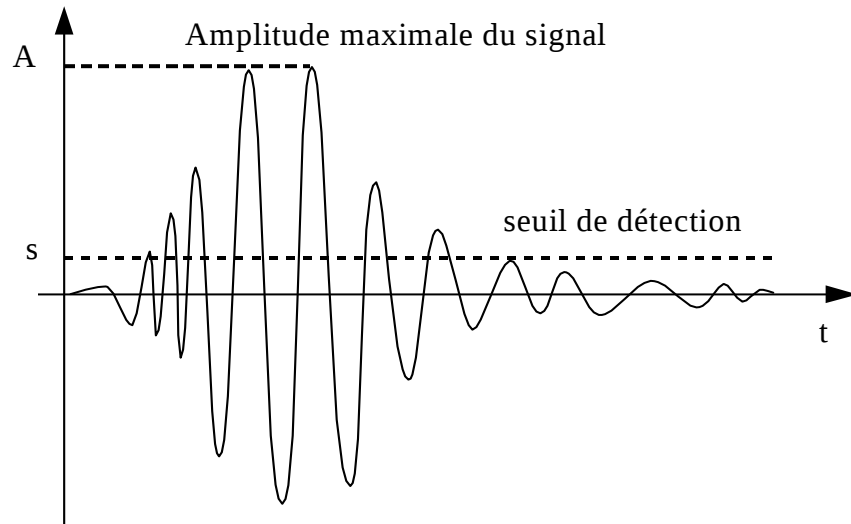


Figure 27 : Comptage du nombre de coups. Un seul événement d'EA peut provoquer plusieurs coups.

Le nombre de coups compté pour un seul événement dépend de son amplitude, de sa durée et de son contenu fréquentiel. C'est un estimateur de l'activité acoustique. L'analyseur utilisé ici permet de compter plusieurs centaines de milliers de coups par seconde.

2.2.2. Numérisation

La numérisation est assurée par la carte d'acquisition rapide Imtec T2M50. Les signaux sont numérisés sur 8 bits (256 points sur l'étendue de mesure). L'amplitude maximale peut être réglée de ± 0.1 V à ± 10 V. La résolution en amplitude est l'amplitude maximale divisée par 256. Le bruit de la carte installée sur le micro-ordinateur est de l'ordre 5 mV, lorsqu'elle n'est pas connectée, et de l'ordre de 10 mV, lorsqu'elle est connectée au préamplificateur et au capteur. La fréquence d'échantillonnage peut atteindre 50 MHz.

Pour que le signal échantillonné représente correctement le signal analogique d'entrée, il faut respecter la condition de Shannon :

$$f_e \geq 2 f_{\max} \quad \text{II. 1}$$

avec f_e : fréquence d'échantillonnage
 $f_{\max}$: fréquence maximale du signal réel.

Dans le cas présent, les capteurs utilisés ont une bande passante qui peut atteindre 1 MHz et les préamplificateurs utilisés filtrent le signal au-delà de 1.2 MHz. La fréquence d'échantillonnage a été choisie égale à 5 MHz pour assurer un sur-échantillonnage de 4.

L'acquisition est déclenchée lorsque le signal analogique dépasse un certain seuil réglable. La longueur d'acquisition est fixée en nombre de points (de 512 points à 512 K). La durée du signal dépend donc de la période d'échantillonnage ($T_e = 1/f_e$) et du nombre de points. La segmentation de la mémoire de la carte permet d'enregistrer une partie du signal avant le

déclenchement (prétrigger).

La mémoire disponible sur la carte d'acquisition permet le stockage de 500 Kilo-octets de données. La capacité d'enregistrement (nombre de signaux enregistrés par seconde) dépend de la vitesse de transfert vers le disque dur du micro-ordinateur. Au cours de périodes de forte activité acoustique, nous avons atteint une vitesse d'enregistrement d'environ une centaine de fichiers par seconde. Ceci ne signifie pas pour autant que tous les signaux émis ont été enregistrés.

2.3. Capteur d'émission acoustique

Les capteurs d'EA utilisés sont fournis par la société Euro-Physical Acoustics. L'ensemble des résultats présentés ici a été obtenu avec des capteurs de type S9220, dont la bande passante est comprise, d'après le constructeur, entre 100 kHz et 1 MHz, avec un pic de résonance à 150 kHz. Afin d'assurer un contact plus uniforme et une meilleure transmission des ondes à travers la surface d'application du capteur, d'une part, et l'interface du piston et de l'éprouvette, d'autre part, nous avons utilisé un couplant acoustique.

Nous avons caractérisé la fonction de transfert du capteur dans différentes configurations. La description de la méthode utilisée pour l'obtention de la réponse impulsionnelle est donnée en annexe 1. La Figure 28 présente les spectres d'amplitude normalisée, pour chaque configuration. Chaque spectre résulte de la moyenne de dix spectres.

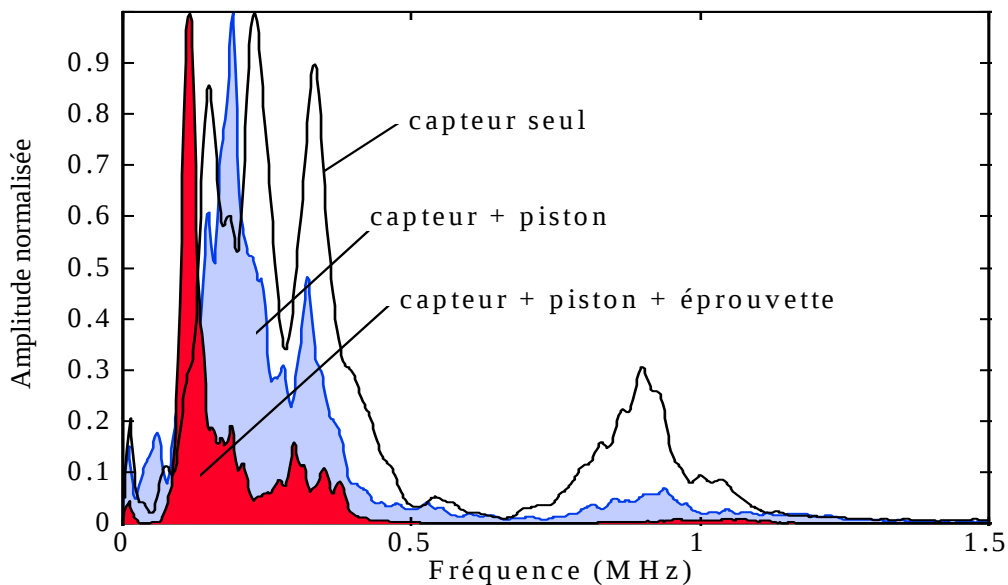


Figure 28 : Fonctions de transfert obtenues dans trois configurations : capteur seul; capteur et piston de la cellule; capteur, piston et éprouvette.

La fonction de transfert obtenue pour le capteur seul est proche de celle fournie par le constructeur, ce qui valide notre méthode de calibration. L'ajout du piston, puis de l'éprouvette, réduit la bande passante, particulièrement pour les hautes fréquences. Dans ce

deuxième cas, l'amplitude des réponses impulsionnelles enregistrées est plus faible. Ceci peut être dû à la présence d'interfaces entre la source et le récepteur, dont l'épaisseur n'est pas négligeable, notamment entre l'éprouvette et le piston. Au cours de la sollicitation, l'épaisseur de ces interfaces peut diminuer sensiblement du fait de l'effort normal.

Le calcul de la fonction de transfert que nous avons réalisé ici, nécessite l'hypothèse d'un *système linéaire invariant dans le temps*, SLIT. Ceci suppose que la réponse impulsionnelle du système reste inchangée au cours de la sollicitation. Cette hypothèse n'est pas vérifiée pour le système comprenant le capteur, le piston et l'éprouvette. En effet, l'évolution de la fissuration de l'éprouvette au cours de la sollicitation va modifier sa réponse impulsionnelle. De ce fait, dans la suite de l'étude, la déconvolution a été réalisée avec la réponse impulsionnelle du système capteur et piston.

2.4. Caractéristiques temporelles et fréquentielles des signaux numérisés

Les signaux numérisés sont traités après acquisition. Nous avons retenu ici des caractéristiques temporelles simples : amplitude maximale, énergie du signal, temps à l'amplitude maximale.

L'amplitude maximale est la valeur maximale de la valeur absolue du signal. L'énergie du signal est la somme du signal au carré multiplié par la période d'échantillonnage. La Figure 29 donne l'exemple d'un signal enregistré au cours d'un essai.

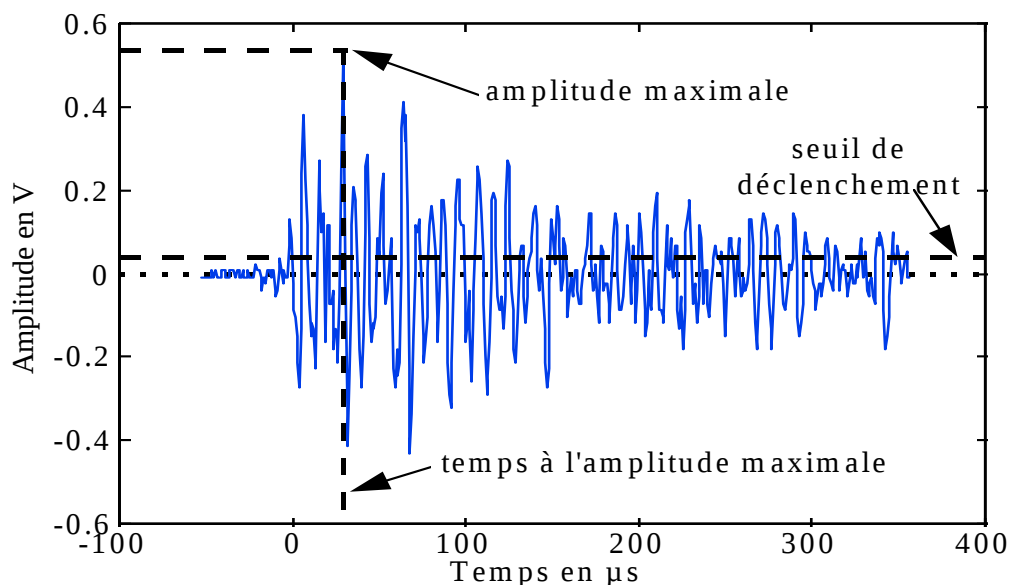


Figure 29 : Caractérisation temporelle d'un signal d'EA numérisé. $f_e = 5$ MHz, longueur = 2048 points, durée = 409.6 μ s, prétrigger = 40 μ s.

Si l'on néglige le temps pour passer du niveau de bruit au niveau de déclenchement, le temps à l'amplitude maximale correspond au temps de montée du signal. Remarquons ici que le temps de montée est de l'ordre de 40 μ s. Ce qui correspond, pour une vitesse des ondes de

compression de l'ordre de 5000 m/s, à un trajet de 20 cm. Pour une éprouvette de 10 cm, la première onde émise et sa première réflexion sur les bords de l'éprouvette arrivent avec un décalage maximal de 40 μ s. L'arrivée de la deuxième onde se produit donc au cours de la montée du signal. Ceci rend difficile la distinction entre la première onde et la première réflexion.

Le spectre déconvolué est caractérisé par la fréquence d'amplitude maximale, par les fréquences à 10 %, 50 % (fréquence centrale) et 90% de l'énergie spectrale cumulée.

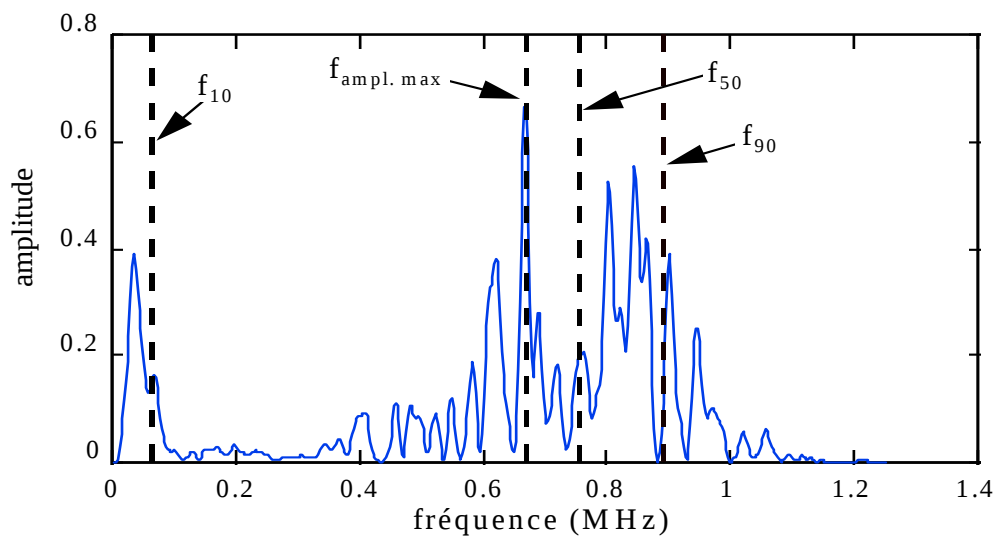


Figure 30 : Caractérisation du spectre déconvolué. f_{10} , f_{50} et f_{90} : fréquences à 10%, 50% et 90% de l'énergie spectrale cumulée. $f_{ampl\ max}$: fréquence d'amplitude maximale.

Ces caractéristiques permettent de décrire l'allure globale du spectre avec un faible nombre de paramètres.

3. Compressions triaxiales d'éprouvettes initialement intactes

Au cours de cette étude, nous nous sommes exclusivement intéressés au granite du Sidobre. Nous présenterons rapidement les propriétés de ce matériau (section 3.1).

Nous aborderons ensuite les résultats obtenus lors d'essais de compression triaxiale. Dans un premier temps, nous présenterons les résultats concernant le comportement mécanique (section 3.2). Nous verrons ensuite les relations entre l'EA et le comportement mécanique de la roche (section 3.3). Ceci nous permettra de proposer deux méthodes qui permettent d'estimer l'endommagement et la déformation permanente du matériau. La section 3.4 sera consacrée à l'évolution du contenu spectral des signaux d'EA au cours de la sollicitation. Nous aborderons ensuite les observations concernant l'évolution de l'exposant b au cours de la sollicitation et l'effet de la pression de confinement sur ce paramètre (section 3.5). Afin de comprendre la relation entre b et la pression de confinement nous étudierons, dans la section

3.6, la géométrie de l'endommagement sous différents aspects.

3.1. Roche étudiée : le granite du Sidobre

La roche étudiée est le granite du Sidobre. Cette roche contient environ 71% de feldspath, 24,5% de quartz, 4% de mica et 0,5% de chlorite. Sa densité est d'environ 2,65 et l'indice de continuité obtenu par mesure de la vitesse des ondes ultrasonores est d'environ 97%. La vitesse des ondes de compression est d'environ 4 800 m/s. La résistance à la compression monoaxiale moyenne est de 160 MPa, le module de Young moyen de 60 GPa et le coefficient de Poisson moyen de 0,24. Le diamètre des éprouvettes est de 40 mm et leur longueur de 80 à 100 mm.

3.2. Comportement mécanique observé

Nous avons réalisé plusieurs séries d'essais de compression triaxiale avec un confinement compris entre 20 et 80 MPa. Ces essais ont été complétés par des compressions monoaxiales. Le déroulement des essais est le suivant. La pression de confinement est augmentée progressivement jusqu'à la valeur désirée, le plateau inférieur de la presse restant immobile. Du fait de la configuration de la cellule triaxiale, σ_1 et σ_3 sont alors égaux et l'état de contrainte est isotrope. Le plateau inférieur est ensuite déplacé à une vitesse maintenue constante. Dans les essais présentés ici, la vitesse de déplacement a été maintenue entre 1 et 2 $\mu\text{m/s}$ ce qui correspond à une vitesse de déformation comprise entre 1 et 1.5 $10^{-5}/\text{s}$.

3.2.1. Différentes phases du comportement mécanique

Le comportement mécanique, pour les 32 essais de compression réalisés, a été décomposé en différentes phases caractérisées par l'allure de la courbe contrainte-déformation. La Figure 31 présente un exemple du type de comportement mécanique observé au cours d'un essai de compression triaxiale.

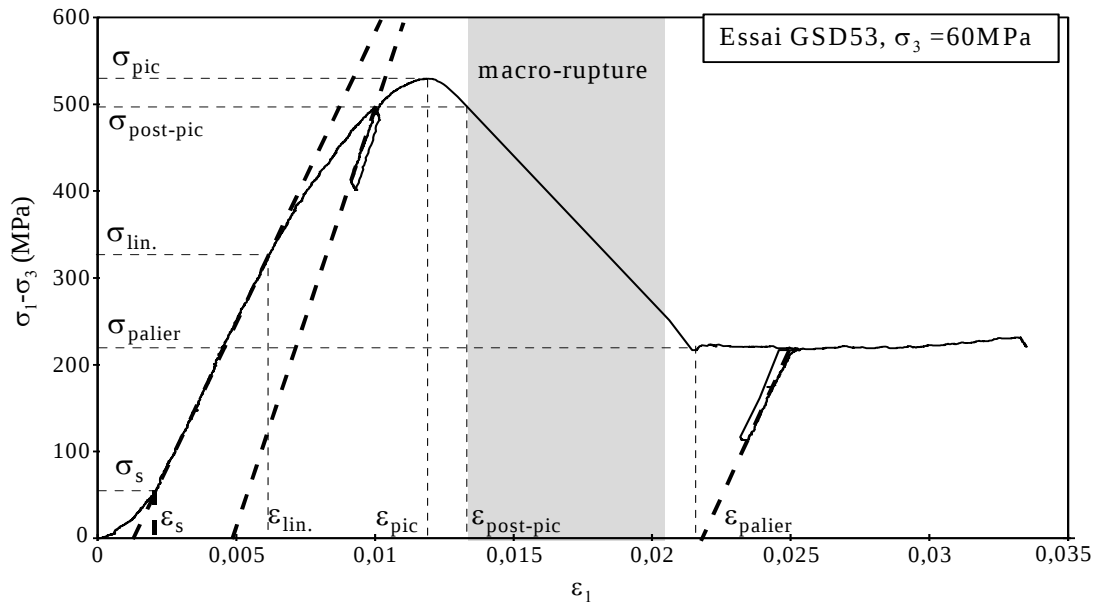


Figure 31 : Comportement mécanique au cours d'une compression triaxiale. ε_1 : déformation axiale, σ_1 : contrainte axiale, σ_3 : contrainte de confinement latéral.

Pour chaque phase nous avons calculé les valeurs de différence de contrainte ($\sigma_1 - \sigma_3$) et de déformation axiale (ε_1) en fin de phase.

- Phase de serrage : σ_s , ε_s
- Phase linéaire : $\sigma_{lin.}$, $\varepsilon_{lin.}$
- Phase non-linéaire pré-pic : σ_{pic} , ε_{pic}
- Phase non-linéaire post-pic : $\sigma_{post-pic}$, $\varepsilon_{post-pic}$
- Phase de palier de cisaillement : σ_{palier} , ε_{palier}

Un tableau reprenant l'ensemble des valeurs obtenues pour chaque essai est présenté en annexe 2. Notons que, du fait du dispositif expérimental utilisé, nous n'avons pas accès à la mesure de la déformation latérale. De ce fait, la phase de dilatance n'est pas observable.

Ces différentes phases sont associées classiquement à différents processus de déformation.

La phase de serrage correspond à la fermeture des fissures orientées perpendiculairement à l'axe de chargement. Nous avons observé, pour l'ensemble des essais réalisés, que la valeur de σ_s varie relativement peu. Sa valeur moyenne est de 46 MPa avec un écart type de 14 MPa. La phase linéaire est souvent assimilée à un comportement élastique. Cependant cette hypothèse n'est vérifiée que si le comportement est réversible. Pour nos essais, la réversibilité n'a été observée que lors des cycles de déchargement rechargement (Figure 31, 1^{er} déchargement). L'allure de $\sigma(\varepsilon)$ lors du rechargement indique alors que le comportement élastique de la roche est linéaire. La pente de la courbe $\sigma(\varepsilon)$ lors du rechargement est plus élevée qu'au cours de la phase linéaire. Ceci indique que la phase linéaire correspond à la somme d'une déformation élastique et d'une déformation permanente.

La phase non-linéaire pré-pic correspond à la nucléation et la propagation de fissures réparties

de façon diffuse dans l'ensemble du matériau. La phase non-linéaire post-pic correspond, quant à elle, à la coalescence de fissures. Cette phase aboutit généralement à la formation d'une discontinuité macroscopique de la taille de l'éprouvette (Reches et Lockner, 1994). Cette formation s'accompagne d'une macrorupture qui se caractérise par une chute de contrainte importante. La vitesse de déformation devient alors très importante. En effet, la rigidité limitée de la presse ne permet pas le contrôle de la vitesse de déplacement du plateau inférieur de la presse. Le rapport entre la variation de contrainte et la variation de déformation au cours de cette macrorupture permet d'estimer la valeur de la rigidité de décharge de la presse :

Rigidité de décharge moyenne sur 24 essais triaxiaux: $0,43 \cdot 10^9$ N/m, écart type $0,1 \cdot 10^9$ N/m.

Après la macrorupture, un palier à contrainte constante apparaît. Il correspond au cisaillement de la discontinuité macroscopique formée par la coalescence des micro-fissures. Le cycle déchargement-rechargement linéaire indique que l'éprouvette discontinuée possède encore un comportement élastique linéaire.

La Figure 32 représente les valeurs moyennes de σ_{lin} , σ_{pic} , $\sigma_{post-pic}$ et σ_{palier} , en fonction des valeurs moyennes de ε_{lin} , ε_{pic} , $\varepsilon_{post-pic}$ et ε_{palier} pour chaque pression de confinement.

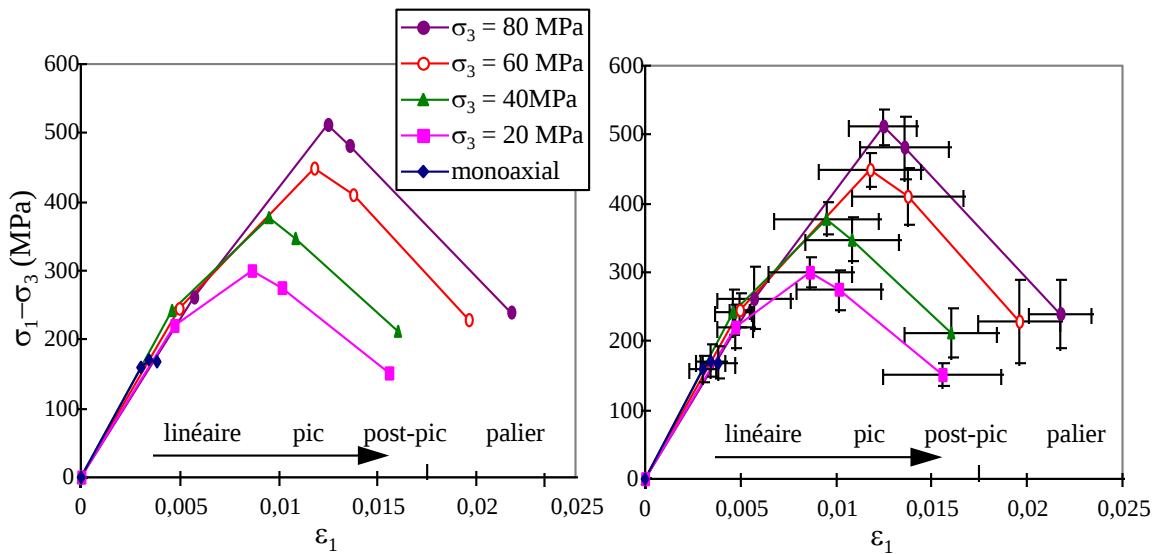


Figure 32 : Courbes $\sigma_1 - \sigma_3(\varepsilon_1)$ obtenues avec les valeurs moyennes de σ_{lin} , σ_{pic} , $\sigma_{post-pic}$ et σ_{palier} , en fonction des valeurs moyennes de ε_{lin} , ε_{pic} , $\varepsilon_{post-pic}$ et ε_{palier} pour chaque pression de confinement. Les barres horizontales et verticales indiquent l'écart type.

On observe que la contrainte de pic augmente avec la pression de confinement. On peut également remarquer que l'étendue de la phase non linéaire pre-pic augmente avec la pression de confinement. Nous allons voir à présent que cela indique l'apparition de la ductilité du matériau.

3.2.2. Apparition de la ductilité

Dans la plage de contraintes de confinement étudiée ici (entre 0 et 80 MPa), nous avons observé l'étendue de la phase non-linéaire avant et après le pic. Celle-ci est visible sur la Figure 33 qui présente les valeurs de contrainte et de déformation pour les différentes phases. Il s'agit des valeurs moyennes calculées pour chaque pression de confinement.

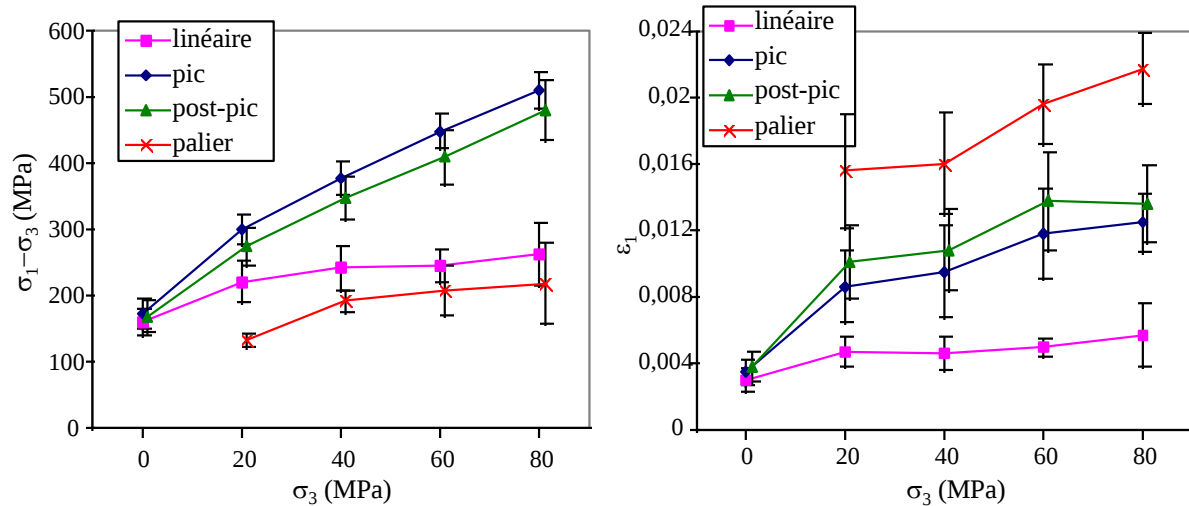


Figure 33 : Evolution des contraintes et des déformations axiales limites des différentes phases (élastique, pic, post-pic et palier) avec la pression de confinement. Les valeurs de σ_3 ont été décalées de ± 1 MPa pour une meilleure lisibilité. Les barres verticales indiquent l'écart type.

On observe classiquement que la contrainte de pic augmente avec la pression de confinement de façon linéaire à partir de $\sigma_3=20$ MPa. La pente de $\sigma_{pic}(\sigma_3)$, n'est pas constante. En particulier, la pente pour σ_3 entre 0 et 20 MPa est nettement supérieure à celle pour σ_3 entre 20 et 80 MPa. Nous avons calculé par ajustement linéaire les paramètres du critère de Mohr-Coulomb : l'angle de frottement interne, ϕ , et la cohésion, C , à partir des valeurs moyennes de contrainte de pic pour chaque pression de confinement (l'ajustement réalisé avec les valeurs brutes donne les mêmes résultats). Cet ajustement a été réalisé pour différentes plages de σ_3 .

σ_3 entre 0 et 80 MPa	$\phi = 43^\circ$	$C = 42$ MPa	$r^2=0.98$
σ_3 entre 0 et 20 MPa	$\phi = 49,5^\circ$	$C = 32$ MPa	$r^2=1$
σ_3 entre 20 et 80 MPa	$\phi = 37,5^\circ$	$C = 32$ MPa	$r^2=0.998$

D'autre part, on peut observer que la valeur de contrainte qui délimite la phase post pic augmente de la même façon que la contrainte de pic. L'étendue de la phase post-pic, durant laquelle la rupture est contrôlée n'augmente donc pas avec le confinement.

L'étendue de la phase élastique augmente jusqu'à $\sigma_3 = 40$ MPa, puis se stabilise. De ce fait, l'étendue de la phase non-linéaire pré pic, qui est pratiquement nulle pour les compressions monoaxiales, croît avec la pression de confinement. Cela est vrai mais dans une moindre

mesure pour les déformations. Le comportement devient donc plus ductile avec l'augmentation de la pression de confinement. Cette ductilité n'est pas visible dans la phase post pic.

La baisse de ϕ avec la pression de confinement, observée classiquement au cours de la transition fragile-ductile (Jaeger et Cook, 1979), est également un indicateur de l'apparition de la ductilité.

Ainsi, même pour le granite qui est une roche réputée fragile, on peut observer l'apparition de la ductilité pour un confinement compris entre 0 et 80 MPa.

3.3. Comportement inélastique et activité acoustique

3.3.1. Activité acoustique au cours des différentes phases

La Figure 34 montre l'évolution de l'activité acoustique, estimée par le nombre de coups, au cours des différentes phases du comportement mécanique.

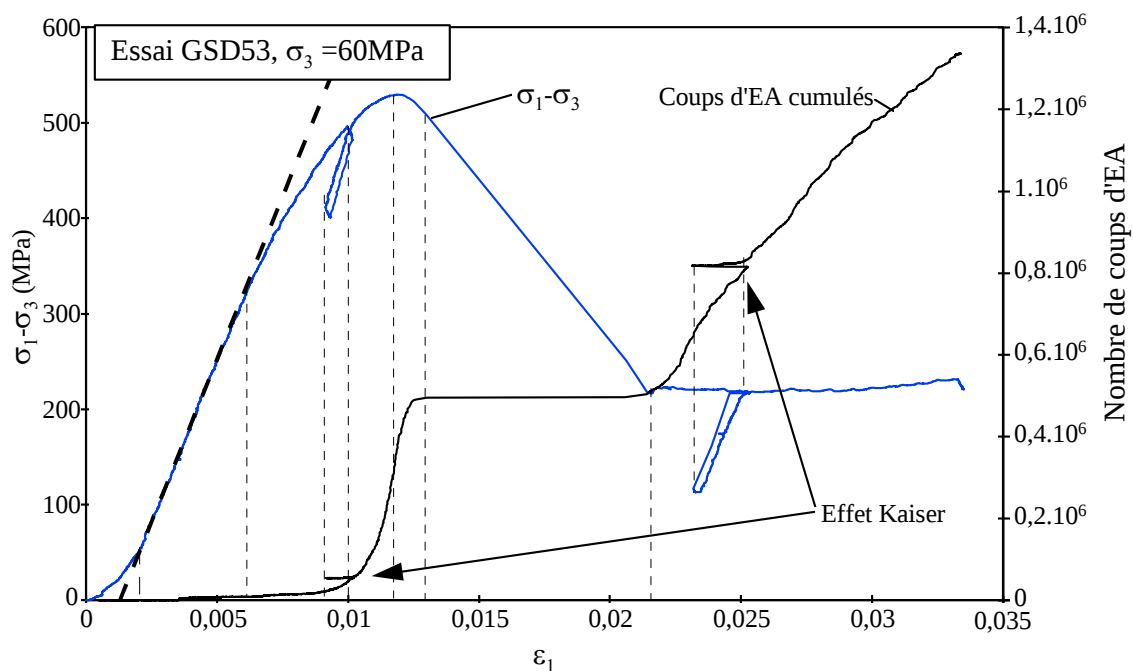


Figure 34 : Comportement mécanique et activité acoustique au cours d'une compression triaxiale.

On retrouve ici les observations classiques concernant l'activité acoustique observée en laboratoire. La phase linéaire est caractérisée par une activité acoustique très faible. Celle-ci augmente continûment au cours de la phase non-linéaire pré pic. Elle atteint son maximum lors du pic de contrainte. La macrorupture ne donne que peu d'activité acoustique en terme de nombre de coups. On peut attribuer ceci à l'apparition de phénomènes de dissipation

d'énergie qui ne provoquent pas d'EA, comme la dissipation thermique. D'autre part, dans ce cas, la taille de la source est de l'ordre de celle de l'éprouvette, ce qui correspond à des signaux plus basse fréquence, de l'ordre de 75 kHz, ce qui limite le nombre de coups.

Au cours de la phase de cisaillement, l'activité acoustique diminue progressivement.

La Figure 35 présente une synthèse des résultats concernant l'activité acoustique au cours des différentes phases du comportement mécanique selon la pression de confinement. Il s'agit de la valeur moyenne du nombre de coups à la fin de chaque phase en fonction de la déformation moyenne.

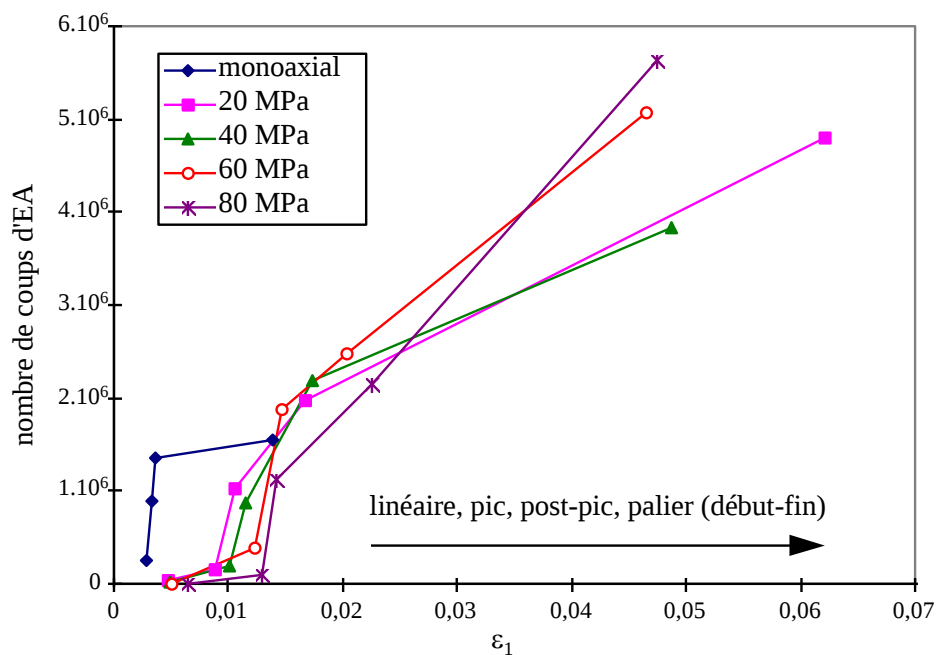


Figure 35 : Activité acoustique moyenne en fonction de la déformation moyenne à la fin de chaque phase (de (linéaire, pic post-pic, début et fin du palier), pour chaque valeur de la pression de confinement.

L'écart type du nombre de coups (non représenté) est de l'ordre de la valeur moyenne ce qui indique une forte variabilité des résultats. On n'observe pas d'effet de la pression de confinement sur l'activité acoustique. Ceci peut s'interpréter comme le fait que le nombre de fissures nécessaire pour aboutir à la macrorupture est indépendant de la pression de confinement.

Pour l'essai présenté sur la Figure 34, nous avons réalisé deux déchargements, un au cours de la phase non linéaire pré-pic, l'autre au cours du palier de cisaillement. On observe que l'activité acoustique cesse dès le début du déchargement et ne reprend que lors du rechargement, lorsque la contrainte atteint à nouveau son niveau maximal avant déchargement. Ceci correspond à l'effet Kaiser et indique que l'activité acoustique est liée à un comportement inélastique. Notons que la reprise de l'activité acoustique correspond à un

changement de pente de la courbe $\sigma(\varepsilon)$.

Cette observation nous a conduit à comparer quantitativement l'EA et le comportement inélastique de la roche.

3.3.2. Corrélation entre l'activité acoustique et le comportement inélastique

Afin d'analyser le comportement inélastique, nous avons calculé l'énergie inélastique, la déformation permanente et le dommage apparent en fonction de la déformation (Cf. Figure 36).

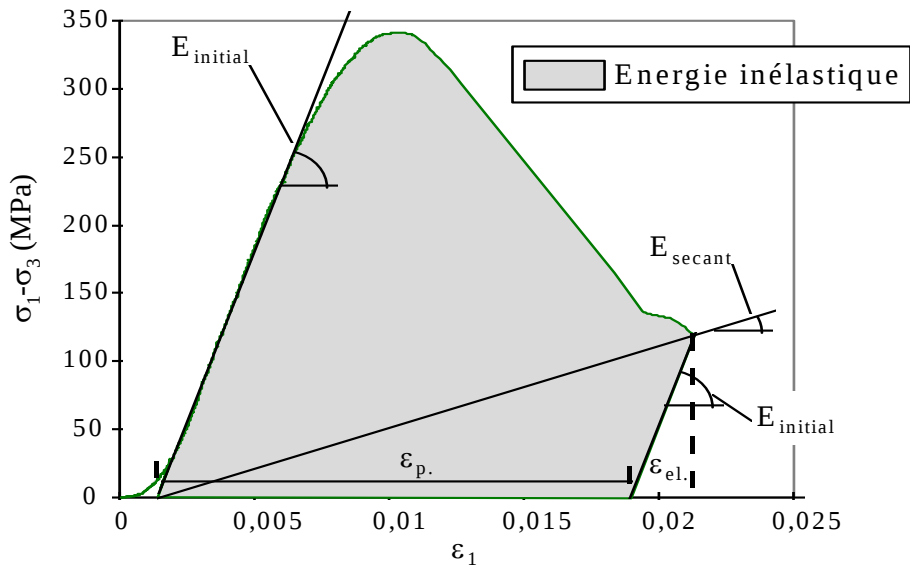


Figure 36 : Mode de calcul de l'énergie inélastique, de la déformation permanente et du dommage apparent.

Nous considérons ici que le comportement de la roche dans la phase linéaire est élastique. L'énergie inélastique est l'intégrale de la courbe contrainte déformation moins l'énergie élastique. Celle-ci est calculée en considérant que le module élastique reste constant. La déformation permanente est la déformation totale moins la déformation élastique. Le dommage apparent est calculé en fonction du rapport entre le module initial et le module sécant.

$$D = 1 - \frac{E_{initial}}{E_{secant}}$$

La Figure 37 représente l'évolution de l'énergie inélastique, de la déformation permanente, du dommage apparent et du nombre de coups en fonction de la déformation au cours de l'essai gsd53, présenté sur la Figure 34.

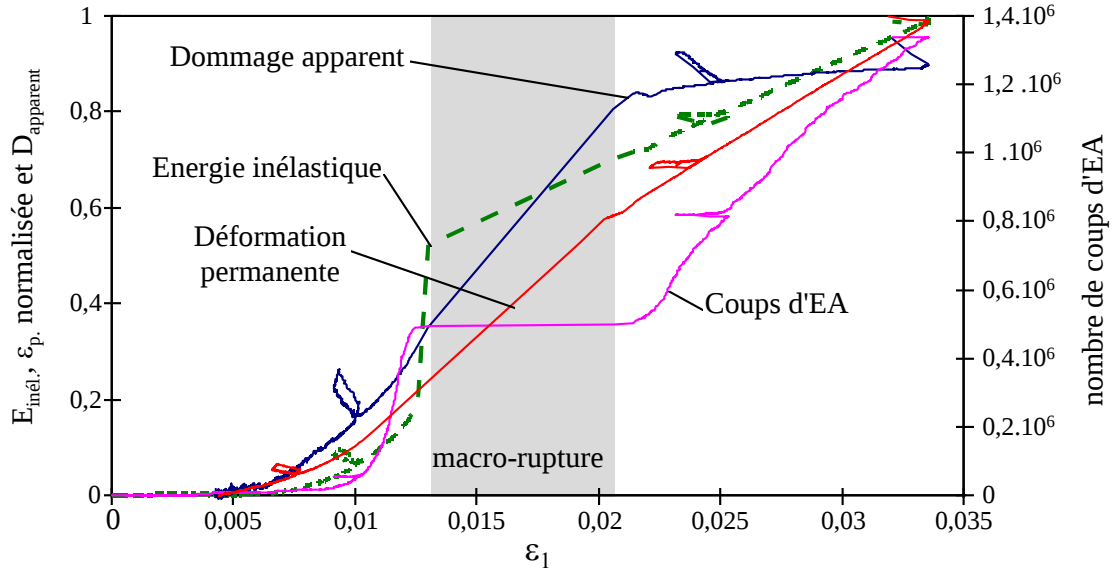


Figure 37 : Energie inélastique, $E_{inel.}$, déformation permanente, ε_p , dommage apparent, $D_{apparent}$, et activité acoustique en fonction de la déformation axiale. Essai gsd53, $\sigma_3=60\text{MPa}$.

La phase linéaire correspond à une énergie inélastique, un dommage apparent et une activité acoustique quasiment nuls. La phase non-linéaire se caractérise par une augmentation de l'énergie inélastique et du dommage apparent de plus en plus rapide jusqu'à la macro-rupture. Après la macro-rupture, on peut remarquer un changement de comportement. L'énergie inélastique croît linéairement avec la déformation, tandis que le dommage croît de plus en plus lentement.

On retrouve le fait que la macro-rupture ne donne que très peu de coups d'EA, tandis qu'elle provoque une augmentation très importante de l'énergie inélastique et du dommage apparent. Le même déficit d'activité acoustique est observé avec l'énergie des signaux numérisés.

Du fait de l'évolution semblable du nombre de coups, du dommage apparent et de la déformation permanente, on peut envisager d'estimer le dommage apparent ou la déformation permanente à partir de l'EA. Il est alors possible de calculer la contrainte dans le matériau à partir de la mesure de la déformation. C'est ce que nous allons voir dans les deux sections suivantes.

3.3.3. Estimation du dommage par l'EA

Nous reprendrons ici, pour partie, le travail de Meredith et Cox (1993) qui ont utilisé l'EA pour estimer le dommage d'une roche au cours de sa sollicitation mécanique. Leur travail se base sur la relation suivante entre la densité de fissures et le module effectif.

$$\frac{\tilde{E}}{E_0} = (1 - D) = \frac{1}{1 + \pi \cdot \chi (1 - \nu^2)}$$

avec $\tilde{E}$: est le module élastique effectif.

E_0 : Module élastique initial

D : dommage

ν : coefficient de Poisson

χ : densité de fissures

L'amplitude des EA est utilisée pour estimer la densité de fissures au cours de la sollicitation.

$$\chi = c. \sum A_{EA} \quad \text{I. 58}$$

avec χ : densité de fissures

c : constante liée à l'appareillage et au matériau.

A_{EA} : amplitude des EA

Pour notre part, nous avons observé que le nombre de coups d'EA est proportionnel à la somme des amplitudes maximales (Cf. annexe 1.2). Nous utiliserons donc le nombre de coups pour estimer le dommage :

$$(1 - D) = \frac{1}{1 + k. N_{EA}}$$

Avec N_{EA} : nombre de coups d'EA

k : constante

Pour valider cette estimation du dommage, nous avons calculé la différence de contrainte.

$$\sigma_1 - \sigma_3 = \varepsilon_1 \frac{E_0}{1 + k. N_{EA}}$$

La Figure 38 montre les courbes contrainte-déformation ainsi obtenues pour deux essais de compression triaxiale.

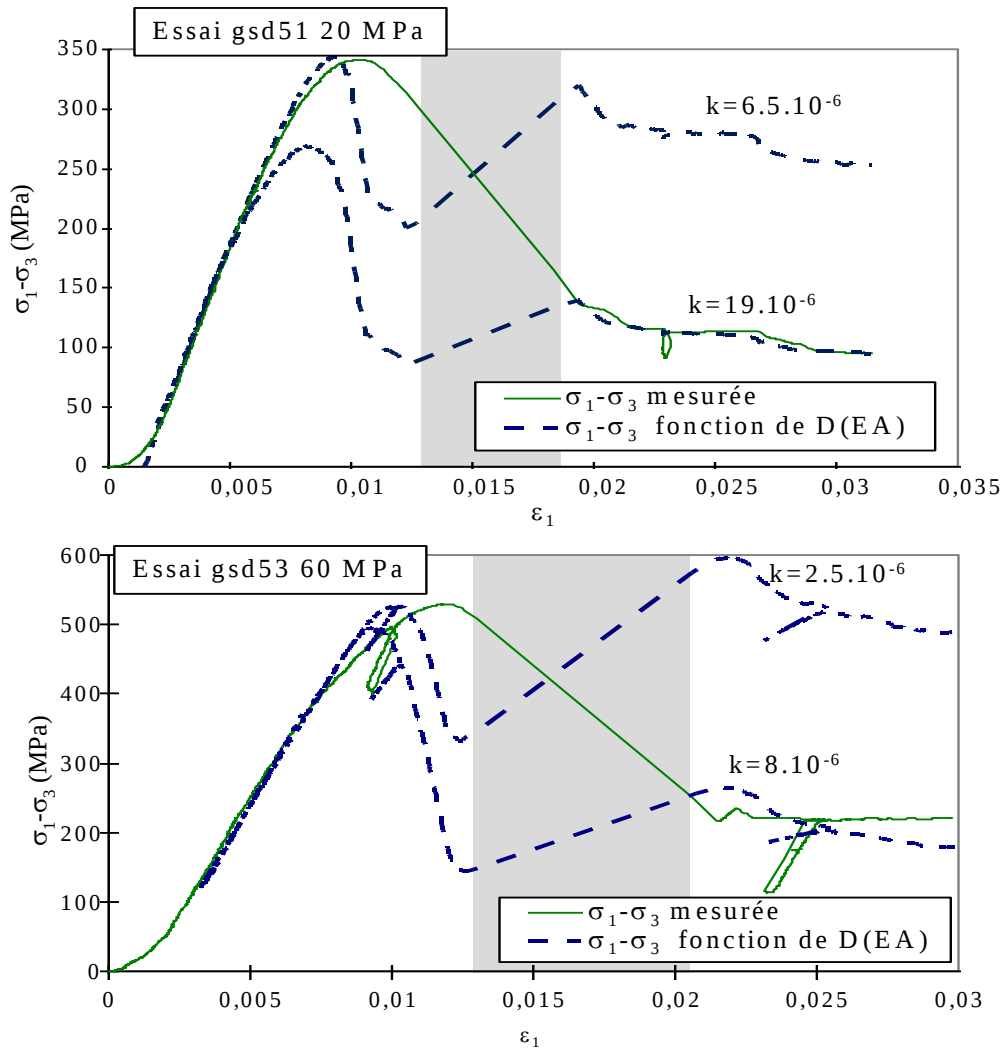


Figure 38 : Reconstruction de la courbe contrainte déformation à partir du dommage estimé par EA, pour deux essais de compression triaxiale.

Pour chaque essai, nous avons ajusté le paramètre k pour obtenir la contrainte de pic ou la contrainte de palier mesurée au cours de l'essai. La valeur de k ne modifie pas l'allure générale des courbes calculées qui est relativement proche de celle des courbes mesurées, avant la macrorupture.

Cependant, la contrainte calculée chute beaucoup plus rapidement que la contrainte mesurée et atteint un minimum pour la déformation correspondant au début de la macrorupture. En cela, elle est en avance sur la macrorupture observée. On peut attribuer ce décalage au fait que l'endommagement élastique, utilisé pour le calcul ne prend pas en compte la déformation permanente qui est intégrée dans la mesure de la déformation totale. Néanmoins, la précocité de la chute de contrainte calculée permet de prévoir la macrorupture. Ceci pourrait constituer une méthode pour la prévision de ruptures rocheuses en travaux souterrains.

D'autre part, l'endommagement élastique utilisé ici suppose que la fissuration est répartie dans l'ensemble du solide. Or, la localisation de l'endommagement se produit à l'approche du

pic de contrainte et au cours de la phase post pic. La zone endommagée ne concerne donc plus l'ensemble du solide. La méthode utilisée surestime alors l'endommagement global. De ce fait, l'erreur d'estimation devient très importante en post pic.

La forte divergence entre les valeurs calculées et mesurées après la macrorupture, pour une même valeur de k , peut être due au fait que la macrorupture génère peu de coups d'EA. Ce paramètre ne permet donc pas de rendre compte de l'endommagement important qui se produit en réalité.

Le caractère dynamique de la macrorupture est d'autant plus important que la raideur du système de chargement est faible. Dans le cas d'une grande rigidité ou d'un asservissement très rapide du système de chargement, la rupture peut être contrôlée. Dans le cadre d'un programme de coopération franco-polonais, nous avons réalisé des essais sur une presse très rigide, au Laboratoire de Mécanique des Terrains, de Cracovie, dirigé par le Professeur Gustkiewicz. Ces essais ont été réalisés par Andrejz Nowakowski, pour la partie mécanique. La presse utilisée permet un asservissement de la vitesse de déformation longitudinale ou circonférencielle. Ce dernier mode permet d'observer le comportement post pic des roches de type II (Cf. chapitre 1, section 1.2).

La Figure 39 présente les résultats pour des essais de compression monoaxiale réalisés selon les deux modes d'asservissement. La somme des amplitudes maximales, nécessaire pour le calcul de la contrainte, est issue des signaux numérisés.

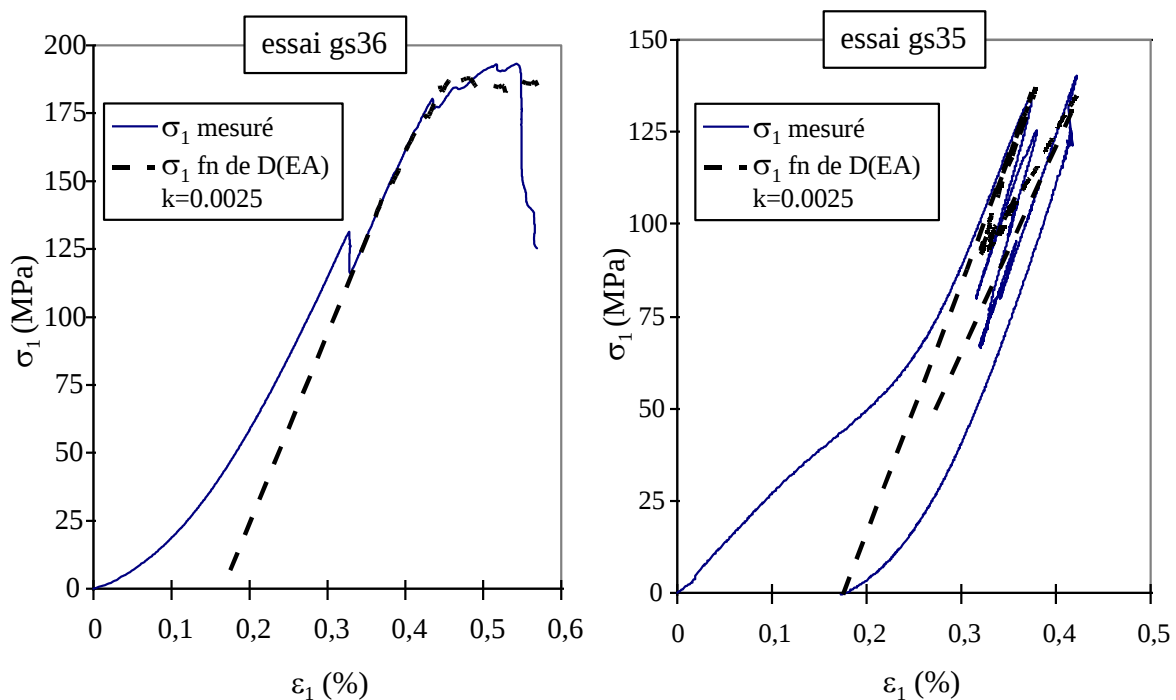


Figure 39 : Reconstruction de la courbe contrainte déformation à partir du dommage estimé par l'EA. Essais réalisés, à Cracovie, à vitesse de déformation axiale constante (gs36) et à vitesse de déformation circonférencielle constante (gs35).

Dans le cas d'un asservissement à vitesse de déformation axiale constante (essai gs36), on peut remarquer que le recours à une presse très rigide et à un asservissement très rapide permet d'observer un comportement non linéaire pré et post pic même pour une roche fragile telle que le granite en compression monoaxiale.

L'asservissement à vitesse de déformation circonférencielle constante implique des déchargements très rapides pour maintenir cette condition. Dans ce cas, l'EA permet d'estimer relativement bien le comportement de la roche.

3.3.4. Estimation de la déformation permanente par l'EA

Nous avons vu que l'augmentation de la déformation permanente est liée à l'activité acoustique. Nous proposons donc d'estimer la déformation permanente à partir de l'EA et ainsi de recalculer la contrainte à partir de l'EA.

On considère que la contrainte est fonction du module élastique et de la déformation élastique.

$$\sigma_1 - \sigma_3 = (\varepsilon_{el})E_0$$

avec E_0 : module élastique initial

ε_{el} : déformation élastique

Si l'on considère que le module élastique reste constant et que la non linéarité du comportement provient uniquement d'une augmentation de la déformation permanente, la contrainte est fonction de la déformation totale moins la déformation permanente. Celle-ci est considérée comme proportionnelle au nombre de coups d'EA.

$$\varepsilon_{el} = \varepsilon_1 - \varepsilon_p = \varepsilon_1 - k \cdot EA$$

avec ε_p : déformation permanente

ε_1 : déformation totale mesurée

On peut alors calculer la contrainte en fonction du module initial, du nombre de coups d'EA , N_{EA} , et de la déformation totale.

Après la macrorupture, la déformation permanente due à la macrorupture ($\Delta\varepsilon_p$) est ajoutée à la déformation permanente calculée par EA.

Avant macrorupture :

$$\sigma_1 - \sigma_3 = (\varepsilon_1 - k \cdot N_{EA})E_0$$

Après macrorupture :

$$\sigma_1 - \sigma_3 = (\varepsilon_1 - k \cdot N_{EA} - \Delta\varepsilon_p)E_0$$

La figure suivante montre les résultats de ce calcul sur deux essais triaxiaux.

On peut remarquer que l'allure des courbes simulées n'est pas très différente de celles obtenues à partir du dommage. Cependant, les phases de déchargement sont mieux simulées avec la méthode utilisant la déformation permanente. L'essai gsd53 est mieux simulé avec la déformation permanente. Au contraire, dans le cas de l'essai gsd51, il faut recourir à deux

coefficients d'ajustement différents pour simuler l'ensemble de la courbe avant et après macrorupture. L'allure générale des courbes simulées, comme dans le cas de l'estimation par le dommage, est peu sensible au paramètre k . Ceci permet de prévoir la macrorupture pour une large étendue de valeurs de ce paramètre.

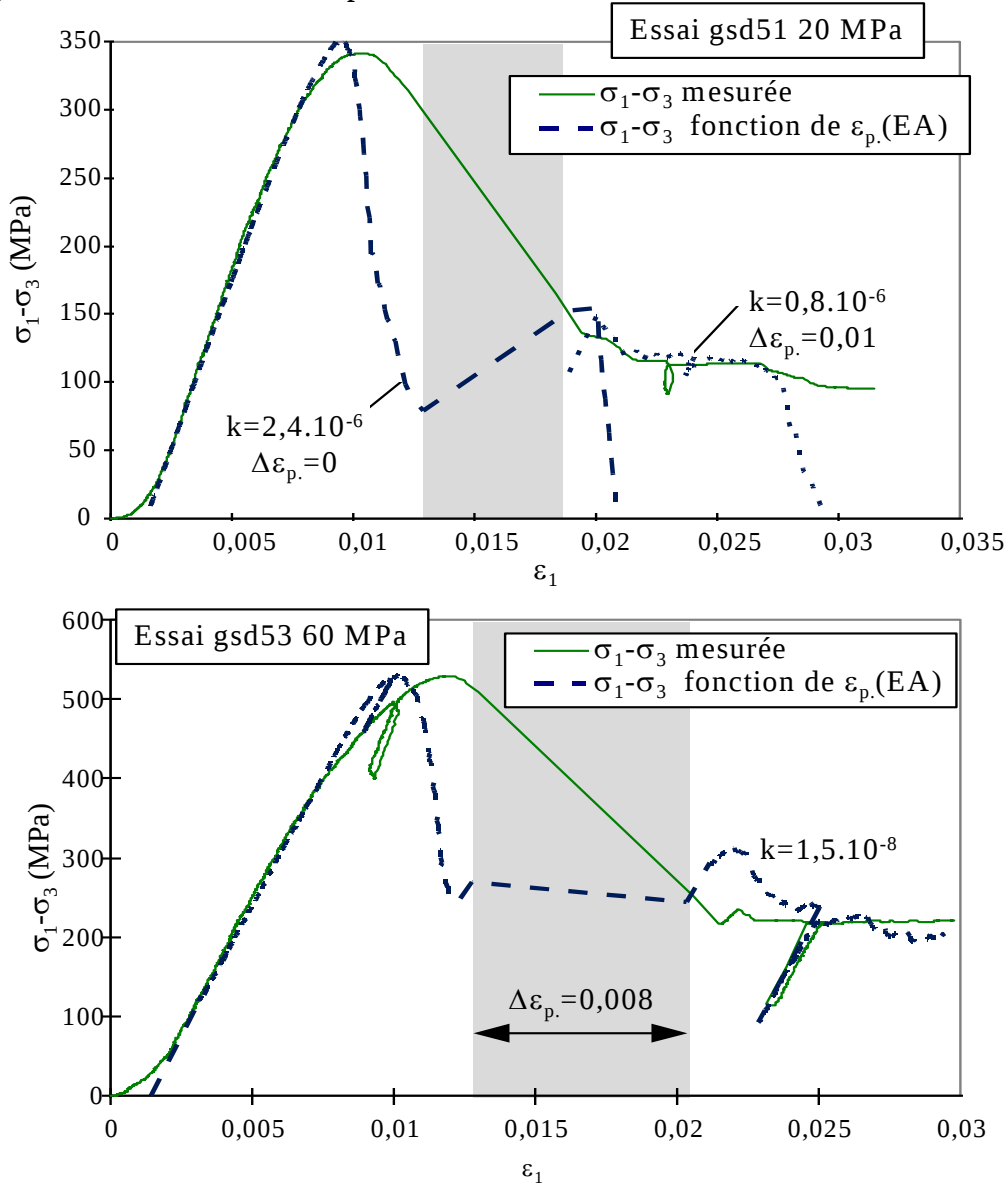


Figure 40 : Reconstruction de la courbe contrainte déformation à partir de la déformation permanente estimée par l'EA, pour deux essais de compression triaxiale. $\Delta\epsilon_p$ est la déformation permanente due à la macrorupture.

Cette méthode peut également être utilisée pour des essais monoaxiaux. La Figure 41 montre les résultats obtenus sur les deux essais gs35 et gs36. Dans le cas d'un chargement à vitesse de déformation circonférencielle constant (gs35), ce mode de calcul permet une meilleure simulation des phases de déchargement et de rechargement.

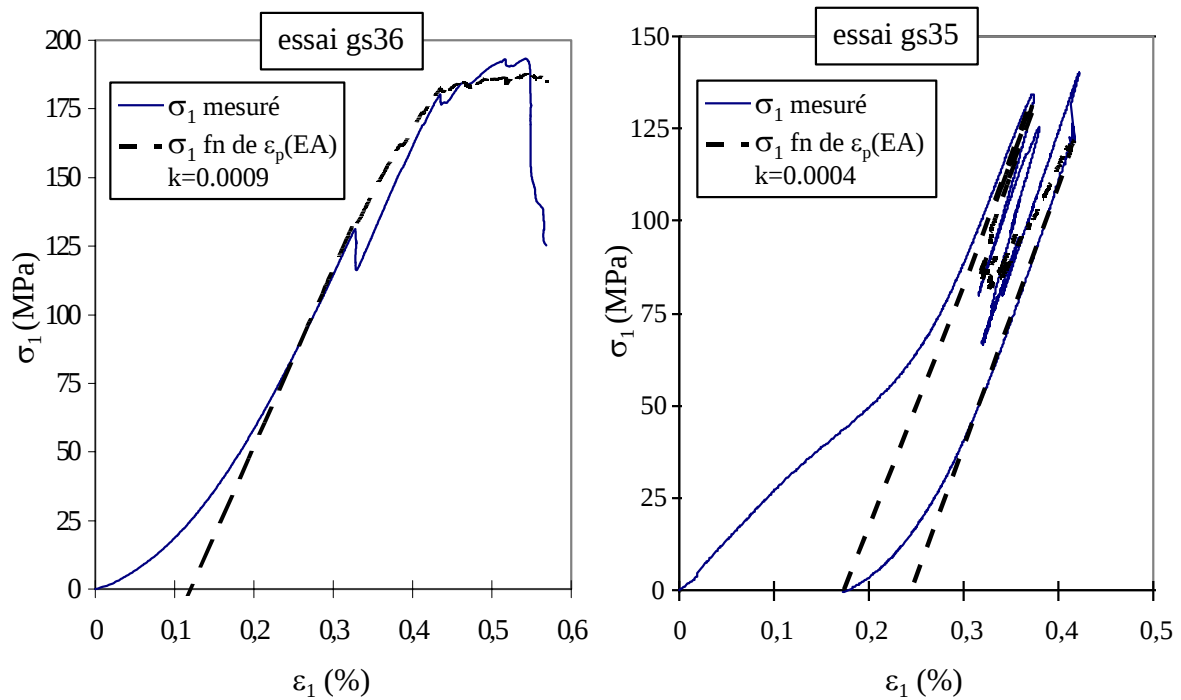


Figure 41 : Reconstruction de la courbe contrainte déformation à partir de l'EA. Essais réalisés, à Cracovie, à vitesse de déformation axiale constante (gs36) et à une vitesse de déformation circonférencielle constante (gs35).

3.3.5. Conclusion

Nous avons vu que l'activité acoustique est liée à un comportement inélastique. Celui-ci peut être quantifié par différents paramètres : dommage apparent, déformation permanente, énergie inélastique. Ces grandeurs sont plus ou moins bien corrélées au nombre de coups d'EA.

L'EA peut être utilisée pour estimer le dommage apparent ou la déformation permanente. A partir de ces deux estimations, nous avons proposé deux méthodes de calcul de la contrainte à partir de l'EA, de la mesure de la déformation et du module initial. Dans les deux cas, les variations de la contrainte estimée par EA permettent de prévoir la macrorupture, pour une large étendue de valeurs du paramètre de calage. En effet, la contrainte estimée chute de manière prémonitoire avant la macrorupture.

Transposées sur le terrains, ces méthodes pourraient permettre la prévision de la rupture dans une zone donnée où seraient mesurées la déformation et l'EA. L'estimation du dommage dans une zone particulière d'un massif pourrait être utilisée en modélisation numérique pour tenir compte de l'état d'endommagement du massif.

3.4. Evolution du contenu spectral des signaux

La numérisation des signaux a permis d'étudier le contenu spectral des événements d'EA. Cette analyse a été effectuée sur les spectres déconvolués de la réponse instrumentale. Parmi

les caractéristiques calculées pour chaque spectre déconvolué, la fréquence centrale est apparue comme la plus discriminante.

Dans un premier temps, nous avons observé la distribution des fréquences centrales, pour l'ensemble des événements enregistrés au cours de chaque essai. La Figure 42 présente les distributions concernant 4 essais réalisés pour des pressions de confinement comprises entre zéro et 60 MPa.

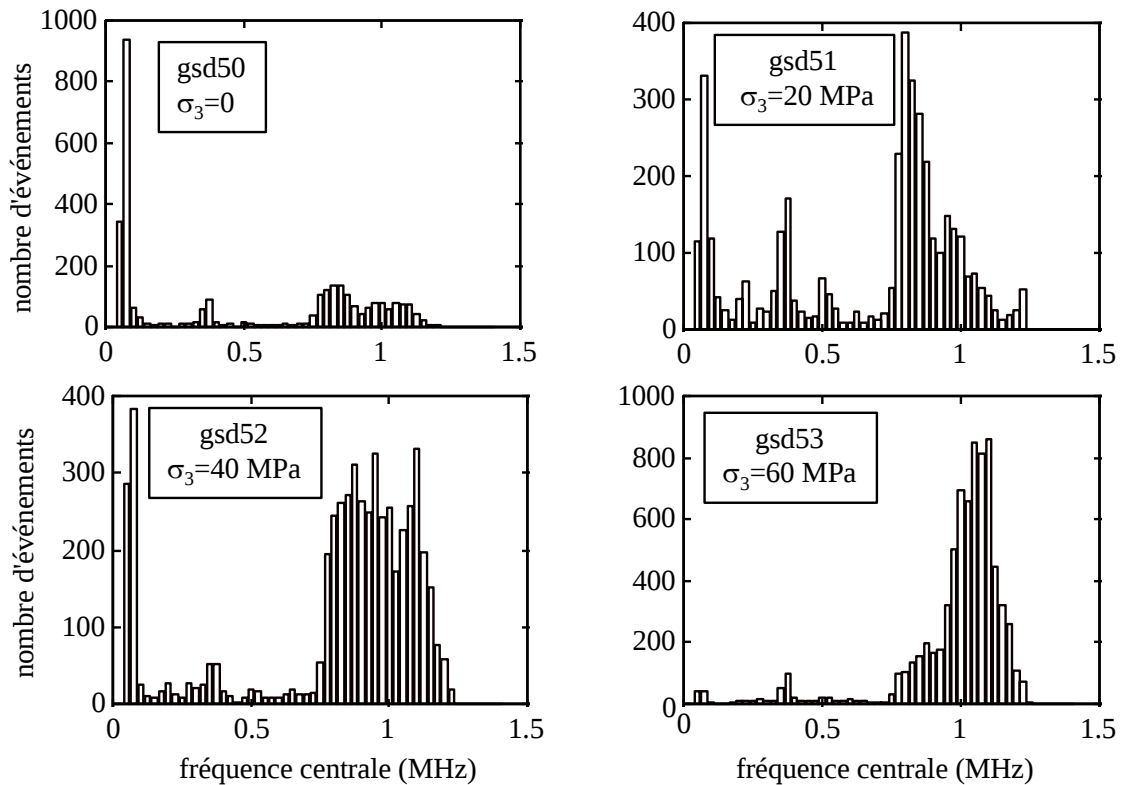


Figure 42 : Distributions des fréquences centrales pour l'ensemble des événements enregistrés au cours d'essais de compression pour des pressions de confinement comprises entre 0 et 60 MPa.

On peut remarquer que, pour l'essai monoaxial (gsd50), une majorité des signaux est basse fréquence. Plus la contrainte de confinement est importante, plus la distribution comprend une proportion importante de signaux haute fréquence. Pour l'essai gsd53, avec un confinement de 60 MPa, la distribution est pratiquement centrée autour de 1 MHz, qui est la limite supérieure de la bande passante du capteur.

Nous avons ensuite observé la distribution des fréquences centrales, au cours d'un même essai, pour des fenêtres successives comportant 200 événements. Les distributions ont été caractérisées par la fréquence centrale moyenne.

La Figure 43 présente l'évolution de la fréquence centrale moyenne au cours de la déformation pour les 4 essais présentés sur la Figure 42.

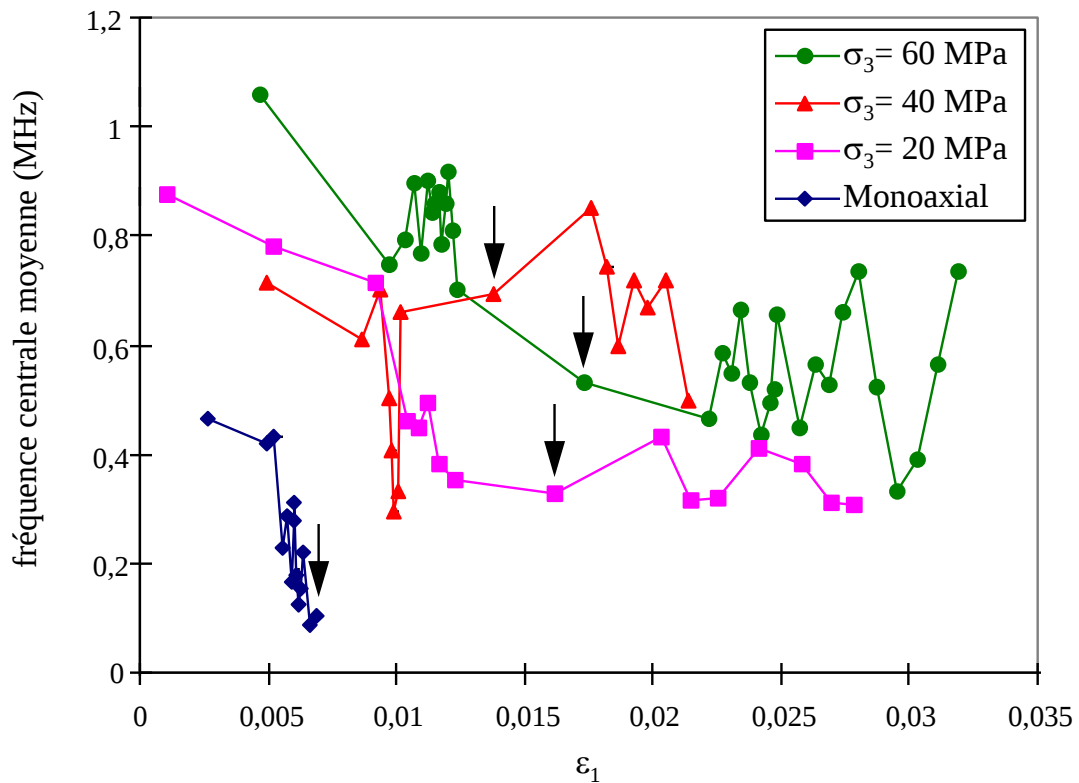


Figure 43 : Fréquence centrale moyenne, calculée pour des fenêtres successives de 200 événements, en fonction de la déformation axiale ε_1 , pour 4 essais à des pressions de confinement différentes. Les flèches indiquent la macrorupture.

On peut remarquer que la fréquence centrale moyenne est maximale pour les premières fenêtres puis décroît au cours de la déformation. Cette décroissance apparaît le plus nettement pour l'essai monoaxial. D'autre part, les signaux sont plus haute fréquence pour les essais triaxiaux, aussi bien avant qu'après la macrorupture (indiquée par les flèches).

Pour expliquer cette différence de comportement selon la pression de confinement, on peut évoquer l'effet de filtrage dû à la fissuration. Nous avons vu, dans le premier chapitre, que le filtrage est fonction du rapport entre l'ouverture des fissures et la longueur d'onde du signal. Plus l'ouverture des fissures est importante, plus les hautes fréquences sont filtrées. Ici, on peut considérer que la fissuration initiale de l'éprouvette est la même pour tous les essais. La pression de confinement a tendance à diminuer l'ouverture des fissures, ce qui peut expliquer que les signaux sont d'autant plus haute fréquence que la pression de confinement est élevée. Au cours de la sollicitation, la fissuration des éprouvettes augmente et, par conséquent, le filtrage également.

On peut donc conclure que la diminution de la fréquence centrale des signaux, au cours d'un essai, indique une augmentation de la fissuration.

3.5. Variations de l'exposant b de la distribution des amplitudes maximales

L'étude des variations de b , comme nous l'avons vu dans la section 5 du chapitre 1, est l'objet de nombreuses études expérimentales. Dans la plupart des travaux présentés dans le premier chapitre, le traitement des données d'EA est réalisé par le biais d'un analyseur d'EA (Meredith et al., 1990; Cox et Meredith, 1993; Main et al., 1994; Liakopoulou-Morris et al., 1994; Sammonds et Ohnaka, 1998). Ce type de matériel analogique permet d'obtenir la distribution de la taille des événements et parfois, directement l'exposant b de la loi de Gutenberg Richter au cours de l'expérimentation. Cependant, la plupart des travaux ne précise pas la taille de l'échantillon utilisé pour ce calcul (ensemble des événements depuis le début de l'essai, fenêtre glissante, etc.), ni la plage de la distribution pour laquelle b est calculé. Ceci peut conduire à des artefacts importants comme dans le cas du travail de Liakopoulou-Morris et al. (1994), pour lequel les valeurs de b calculées varient selon le seuil de détection.

Afin de pouvoir contrôler la validité de nos résultats, nous avons choisi de calculer l'exposant b , après essai, à partir des signaux numérisés. Ceci nous a permis de vérifier, pour chaque distribution, la qualité de l'ajustement en loi puissance et la significativité de l'exposant b . La méthode utilisée pour l'ajustement est explicitée en annexe 1.3.

Nous présenterons dans un premier temps l'évolution de b au cours d'un essai. Nous verrons ensuite l'effet de la pression de confinement sur b .

3.5.1. Diminution de l'exposant b avant le pic de contrainte

Nous avons vu que la baisse de l'exposant b , avant le pic de contrainte, est un fait vérifié dans de nombreuses études expérimentales. Afin d'observer cette évolution pour nos essais, nous avons calculé ce paramètre pour des fenêtres successives de 200 événements. En effet, d'après Pickering et al. (1995), c'est une taille d'échantillon qui permet d'obtenir b avec une erreur de l'ordre de 0.1. Le calage avec les données mécanique (σ , ε) est fait en fonction du temps à l'enregistrement des signaux. Celui-ci est connu à 2 secondes près. Au cours des périodes de forte activité nous avons enregistré jusqu'à 100 événements par seconde. Le nombre d'événements pour une phase est alors connu à 200 près.

La Figure 44 présente un exemple typique de l'évolution de b , au cours d'un essai de compression triaxiale. Les différentes phases, élastique, non linéaire pré et post pic et palier de cisaillement, sont délimitées par les traits pointillés et sont numérotées de 1 à 4.

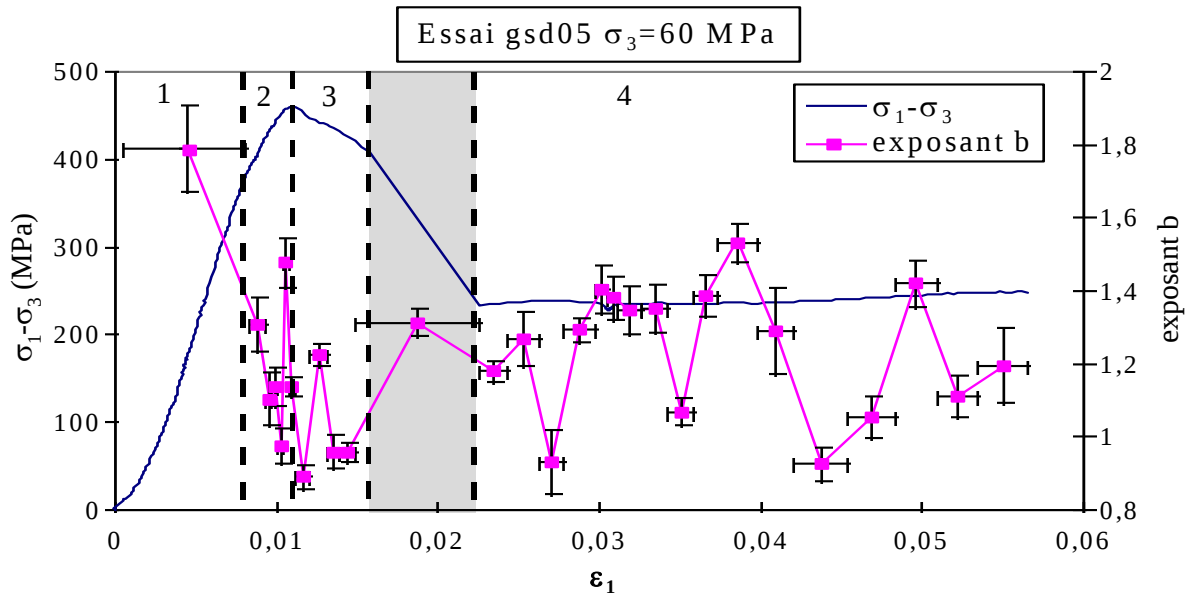


Figure 44 : Evolution de l'exposant b au cours de la sollicitation. Chaque valeur de b a été calculée pour une fenêtre de 200 événements successifs. Les barres horizontales indiquent la période couverte par chaque fenêtre. Les barres verticales donnent l'erreur d'estimation de b pour un intervalle de confiance de 95%. Les nombres 1, 2, 3 et 4 correspondent respectivement aux phases élastique, non linéaires pré et post pic et au palier de cisaillement. La surface grisée indique la macrorupture.

L'exposant b est à sa valeur maximale lors de la phase 1. Il diminue ensuite sensiblement au cours de la phase 2 et reste proche de son minimum au cours de la phase 3. Au cours de la phase 4, la valeur de l'exposant b fluctue fortement autour d'une valeur légèrement supérieure au minimum. Cette évolution est observée pour l'ensemble des essais réalisés. Les événements d'une même phase ont ensuite été rassemblés. La Figure 45, présente les distributions pour chaque phase de l'essai gsd05.

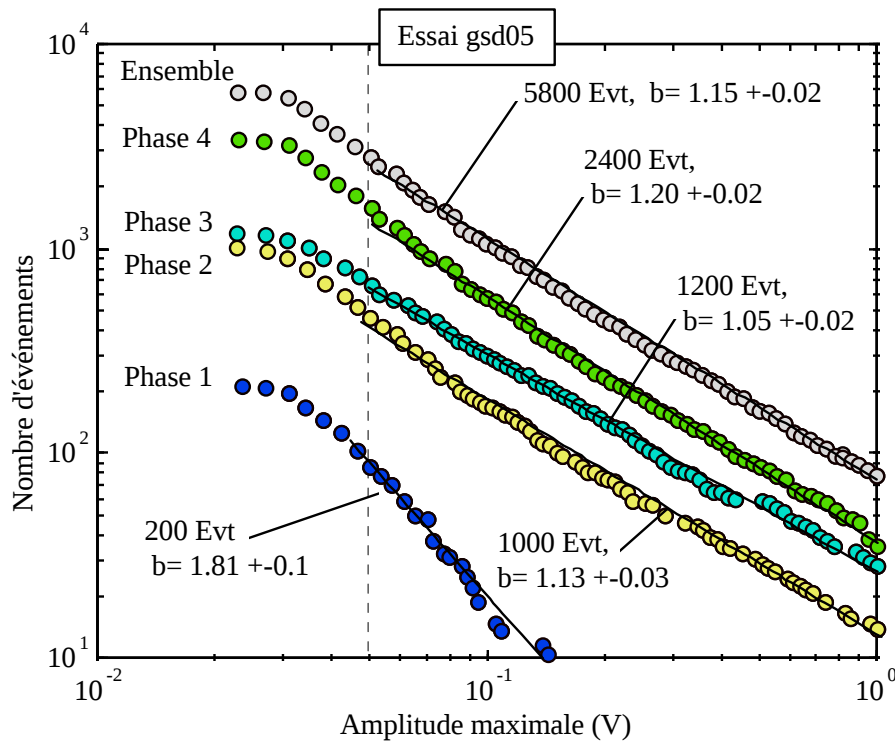


Figure 45 : Distributions d'amplitudes maximales pour l'ensemble de l'essai gsd05 et pour les phases 1, 2, 3 et 4. Le seuil de détection est de 23 mV. L'ajustement en loi puissance est calculé entre 0.05 et 1 V. L'erreur est donnée pour un intervalle de confiance à 95 %.

On peut remarquer que l'ajustement est de moins bonne qualité est obtenu pour la phase 1, du fait du faible nombre d'événements (200). L'exposant b est maximal pour la phase 1. Il diminue sensiblement pour la phase 2, atteint son minimum au cours de la phase 3 puis augmente légèrement pour la phase 4.

L'ensemble des valeurs de b calculées, pour les phases 1 à 4, ainsi que la taille de l'échantillon utilisé pour le calcul sont donnés en annexe 2. La Figure 46a montre les valeurs moyennes de l'exposant b pour les différentes phases et pour chaque valeur de la pression de confinement. La Figure 46b indique, de plus, l'écart type pour chaque valeur moyenne.

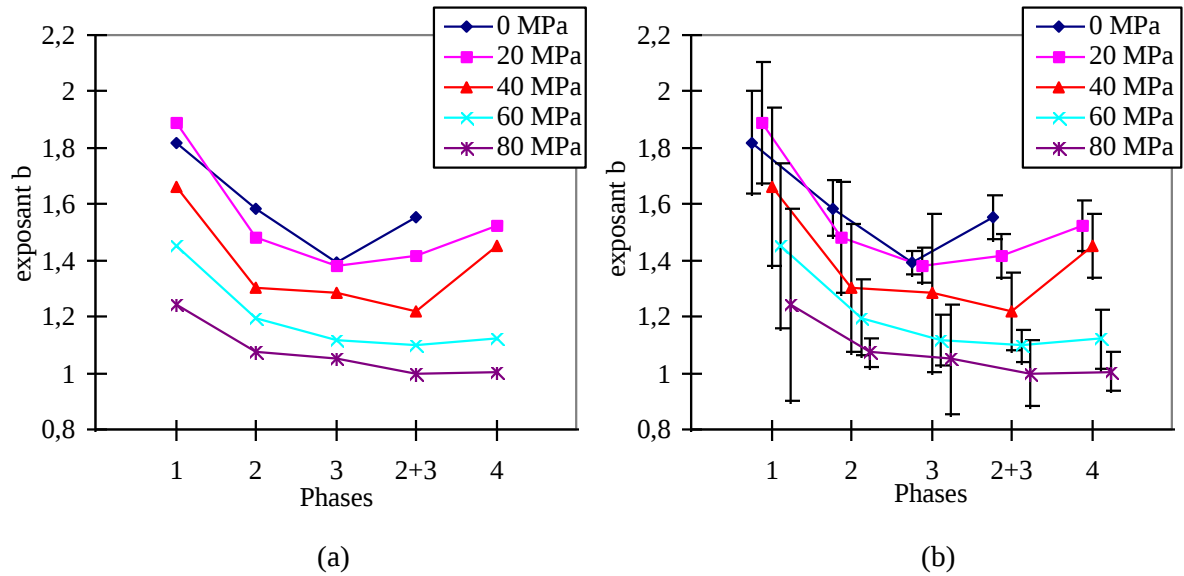


Figure 46 : a) Exposant b moyen pour l'ensemble des événements survenus au cours des phases élastique (1), non linéaire pré pic (2) et post pic (3) et du palier de cisaillement (4) et pour chaque pression de confinement. 2+3 indique que les phases 2 et 3 ont été rassemblées. (b) Les barres verticales indiquent l'écart type. Les valeurs sont décalées horizontalement pour une meilleure lisibilité.

La diminution de b , entre les phases 1 et 2, est vérifiée pour l'ensemble de ces courbes. Notons que l'exposant b varie peu entre les phases 2 et 3. Le fait de rassembler les événements des phases 2 et 3 ne modifie pas sensiblement la valeur de b .

En outre, on peut remarquer, sur la Figure 46a, que l'exposant b , pour les différentes phases, diminue avec la pression de confinement. C'est ce que nous allons analyser dans la section suivante.

3.5.2. Effet de la pression de confinement sur l'exposant b

L'effet de la pression de confinement sur l'exposant b s'observe, à la fois, lorsqu'il est calculé pour l'ensemble des événements de chaque essai et pour les événements de chaque phase. La Figure 47 donne l'exemple de 4 distributions calculées pour l'ensemble des événements enregistrés au cours de 4 essais à des pressions de confinement différentes. La Figure 48 présente l'exposant b calculé pour l'ensemble des événements de chaque essai en fonction de la pression de confinement. L'ajustement linéaire indique une corrélation relativement forte entre b et la pression de confinement. La moyenne de b pour chaque valeur de pression est proche de l'ajustement. L'écart type pour les valeurs moyennes est de l'ordre de 0,1.

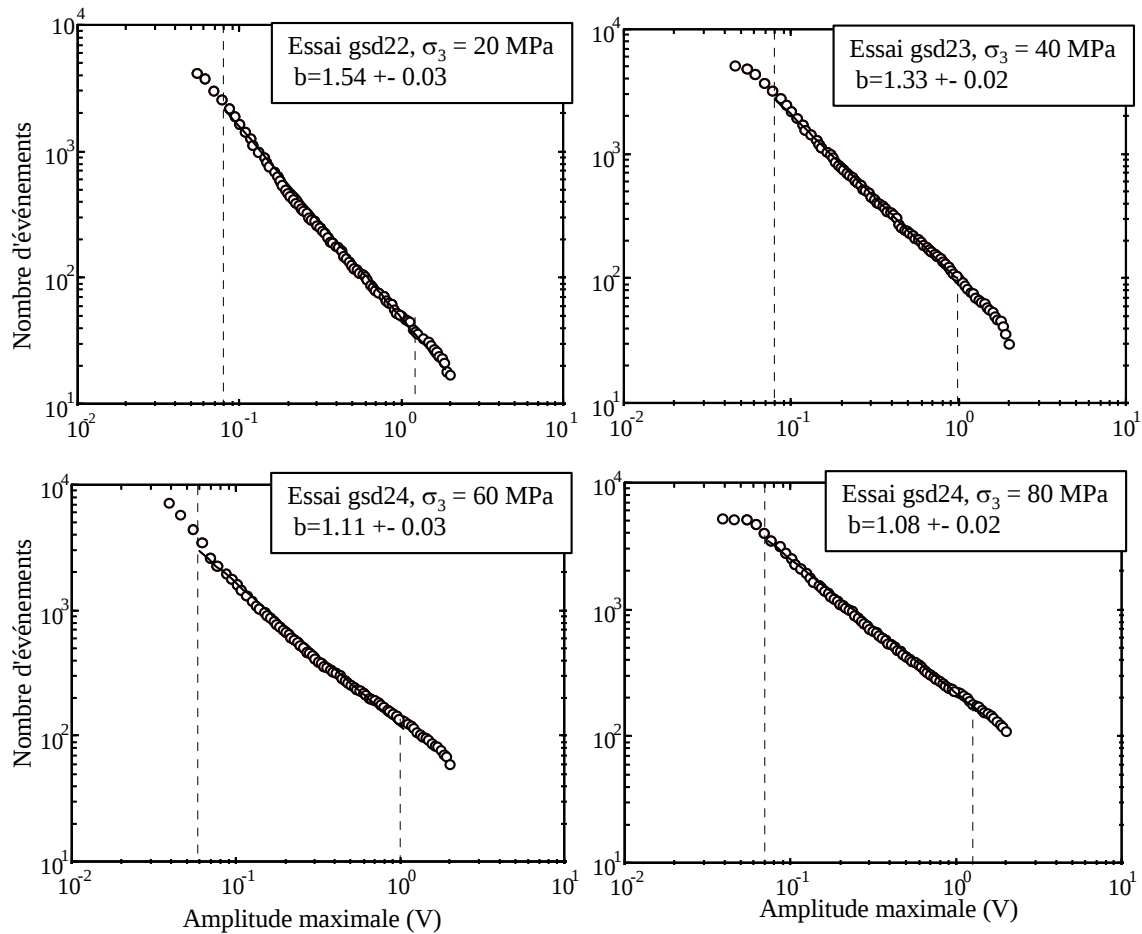


Figure 47 : Distributions des amplitudes maximales, pour l'ensemble des événements enregistrés au cours de 4 essais avec une pression de confinement comprises entre 20 et 80 MPa. Les traits pointillés indique la plage de calcul de b .

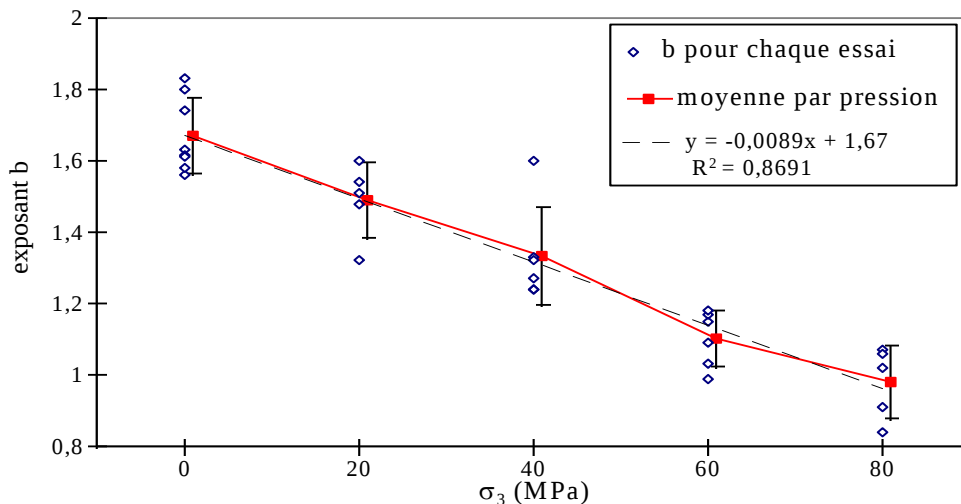


Figure 48 : Exposant b pour l'ensemble des événements de chaque essai en fonction du confinement. L'ajustement linéaire, en pointillés, a été calculé pour l'ensemble de ces valeurs. La valeur moyenne pour chaque pression de confinement est donnée. Les barres d'erreur donnent l'écart type.

La Figure 49 représente la valeur moyenne de b pour chaque phase en fonction de la pression de confinement. Les barres d'erreur indiquent l'écart type.

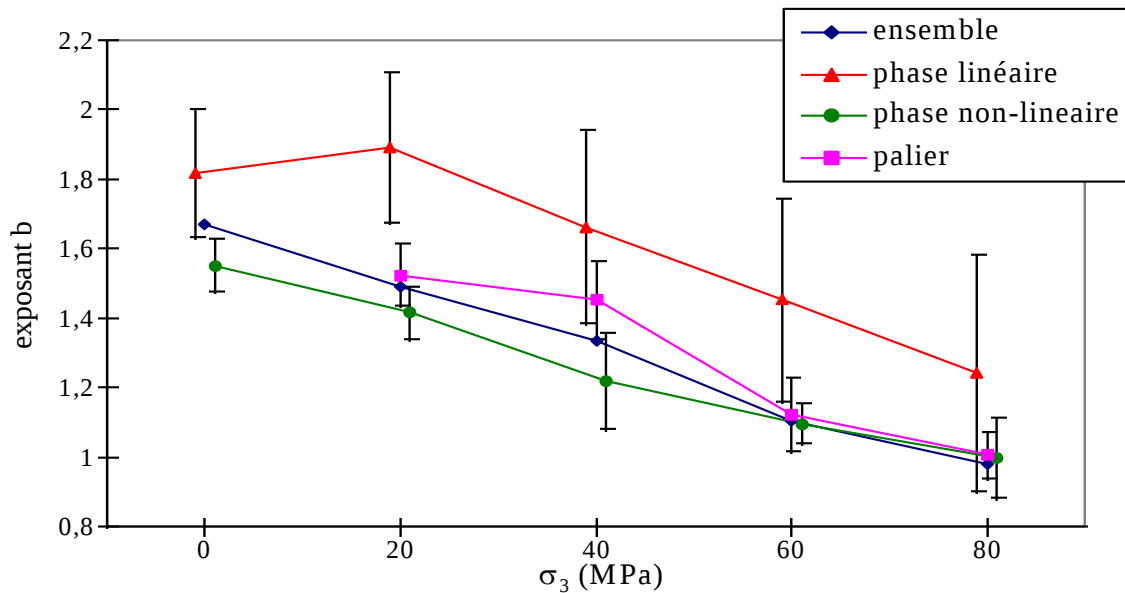


Figure 49 : Exposant b moyen, pour tous les essais, calculé pour une même phase et une même pression de confinement. Les barres d'erreur donnent l'écart type. La valeur moyenne de b pour l'ensemble des événements de chaque essai à une même pression de confinement est rappelée.

On peut observer que la baisse de b en fonction de la pression de confinement est vérifiée pour chacune des phases. L'écart type est le plus important pour la phase linéaire, ce qui peut être dû au petit nombre d'événements enregistrés au cours de cette phase qui induit une dispersion importante des valeurs. A l'inverse, l'écart type le plus faible est obtenu pour la phase de cisaillement pour laquelle les événements sont les plus nombreux.

3.5.3. Conclusion et Discussion

Nous avons vu, d'une part, que l'exposant b décroît fortement entre la phase linéaire et la phase non-linéaire pré-pic. C'est un résultat classique qui a été observé par de nombreux auteurs.

D'autre part, nous avons observé que l'exposant b est corrélé négativement avec la pression de confinement. Cette corrélation négative est vérifiée pour chaque phase du comportement mécanique des éprouvettes : phase élastique, phase non-linéaire pré et post pic et palier de cisaillement.

A notre connaissance, cette relation entre la pression de confinement et l'exposant b n'a pas été montrée jusqu'ici. Celle-ci est cohérente avec certaines observations concernant les séismes à l'échelle de la croûte terrestre.

En effet, Mori et Abercombie (1997) ont calculé b pour des séismes situés à différentes profondeurs (tranches de 3 km d'épaisseur entre 0 et 12 km), pour plusieurs régions de la Californie. Ils observent une décroissance de b avec la profondeur (Figure 50).

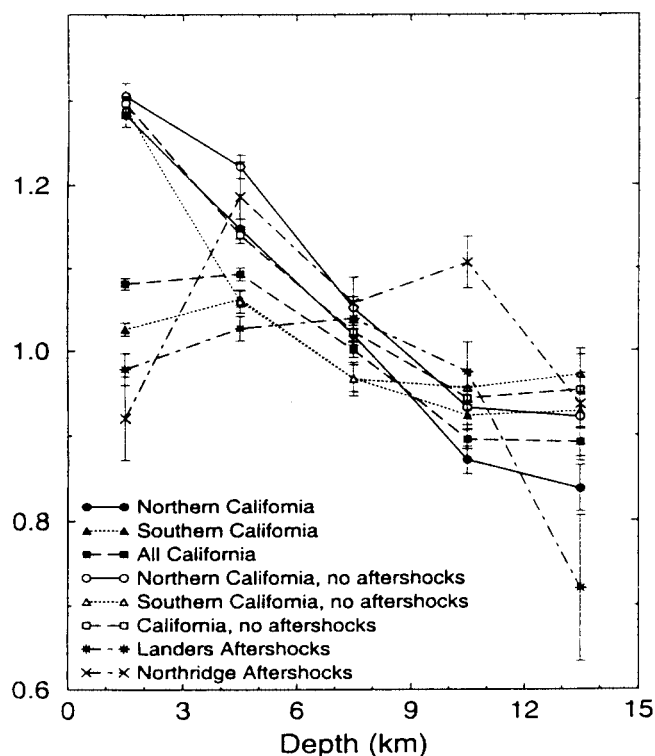


Figure 50 : Décroissance de b avec la profondeur, pour les séismes de différentes régions de Californie, d'après Mori et Abercombie (1997).

Les auteurs expliquent cette décroissance par une hétérogénéité plus grande à proximité de la surface qui peut stopper plus facilement la propagation d'une rupture sismique. Un milieu plus homogène en profondeur donnerait plus d'événements de forte amplitude. Nos résultats en laboratoire montrant la diminution de b en fonction de la pression de confinement indiquent une autre explication à cette dépendance de b envers la profondeur. Elle serait due à l'augmentation de la pression de confinement avec la profondeur.

Afin de comprendre la relation entre la pression de confinement et l'exposant b , nous avons observé plusieurs caractéristiques géométriques de l'endommagement. C'est l'objet de la section suivante.

3.6. Morphologie de l'endommagement

Nous avons montré que l'exposant b de la distribution des amplitudes maximales des événements d'EA diminue avec la pression de confinement. D'autre part, nous avons vu au cours de la synthèse bibliographique, que l'exposant b peut être relié à d'autres exposants de

loi puissance qui caractérisent la structure géométrique du matériau, en particulier à la dimension fractale. L'objet de cette section est d'étudier si les variations de l'exposant b correspondent à des variations de la dimension fractale.

Nous verrons, d'abord, les différents aspects de l'endommagement que nous avons observé après sollicitation : mylonite (matériau broyé entre les surfaces de ruptures), surface de rupture et microfissuration. Nous présenterons ensuite les caractéristiques géométriques de chacun de ces aspects.

3.6.1. Différents aspects de l'endommagement

Après démontage des éprouvettes rompues, on constate la présence, sur les surfaces de rupture, d'un matériau broyé pulvérulent. En terme géologique il s'agit de *mylonite*. On parle également de *gouge* pour le matériau de remplissage d'une zone de faille. Ce matériau broyé résulte d'une fragmentation très importante au voisinage de la surface de rupture.

Afin d'observer la géométrie de la surface de rupture et de la mylonite, nous avons observé des lames minces réalisées dans des éprouvettes après macrorupture.

La réalisation de ces lames minces a nécessité d'imprégner les éprouvettes de résine époxyde colorée. Les imprégnations de résine ont été réalisées par Liliane Jenatton du LGIT, que je remercie ici pour son aide. Pour l'observation au microscope, je remercie Anne-Marie Boullier.

La Figure 51 montre l'évolution de la fissuration au voisinage d'une zone de mylonite, ou de rupture.

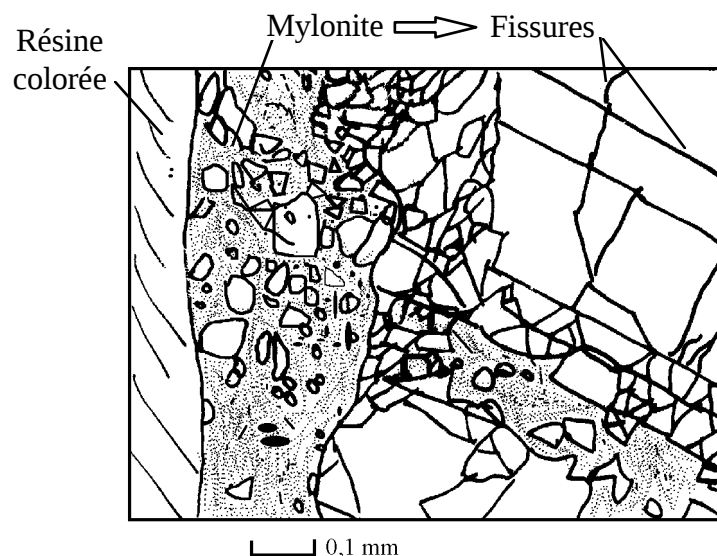


Figure 51 : Retranscription schématique de l'évolution de la fissuration au voisinage d'une zone de mylonite, d'après l'observation en lame mince. Le plan d'observation est le plan perpendiculaire à σ_1 . $\sigma_3 = 20$ MPa.

On peut observer que, de gauche à droite, on rencontre d'abord la résine seule, qui remplit l'espace vide, ensuite une zone de mylonite avec une forte densité de résine (seuls les grains les plus grands sont représentés), puis une zone fortement fissurée où les grains semblent être restés imbriqués qui devient progressivement moins fissurée. Une seconde zone de mylonite avec la même structure suit une direction oblique. Lors du démontage de l'éprouvette, ce que l'on considère comme la surface de rupture n'apparaît que lorsque l'on dégage la mylonite. La surface de rupture est alors considérée comme la surface libre du matériau, supposé continu bien que fissuré. Sur la Figure 51, on voit que le passage du matériau continu fissuré au matériau pulvérulent se fait de façon progressive. Le profil de la surface de rupture qui apparaîtrait après évacuation de la mylonite est donc assez mal défini.

A une échelle plus grande, la Figure 52 montre la fissuration de part et d'autre de deux zones de mylonite parallèles.

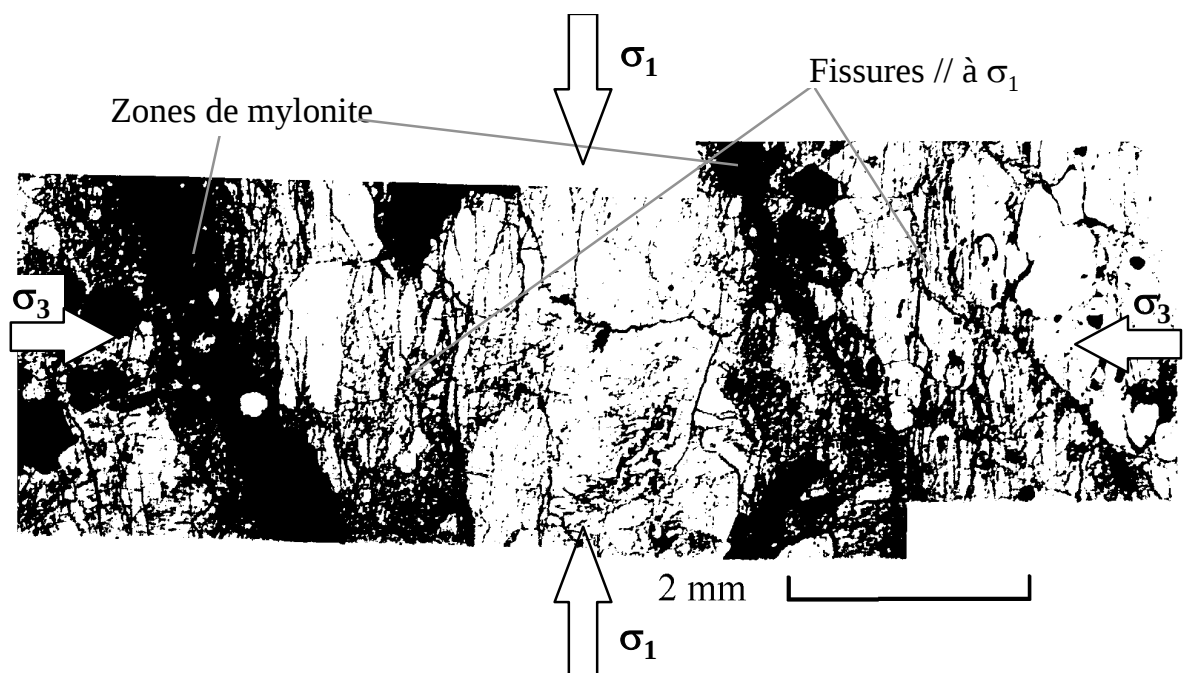


Figure 52 : Microfissuration de part et d'autre de deux zones de mylonite parallèles. La direction de la contrainte principale est verticale. Notons l'orientation des fissures parallèlement à la contrainte principale σ_1 .

Figure 53 : Microfissuration au voisinage de zones de mylonite. La direction de la contrainte principale est verticale. Notons ici aussi l'orientation des fissures parallèlement à la contrainte principale σ_1 .

On peut remarquer ici que la direction privilégiée de la fissuration est parallèle à l'axe de la contrainte principale, alors que les deux zones de mylonite sont inclinées d'environ 30° par rapport à cette direction. Reches et Lockner (1994), ont proposé un modèle de nucléation d'une macro-discontinuité à partir de l'interaction de fissures parallèles à la contrainte principale qui est en accord avec ces observations.

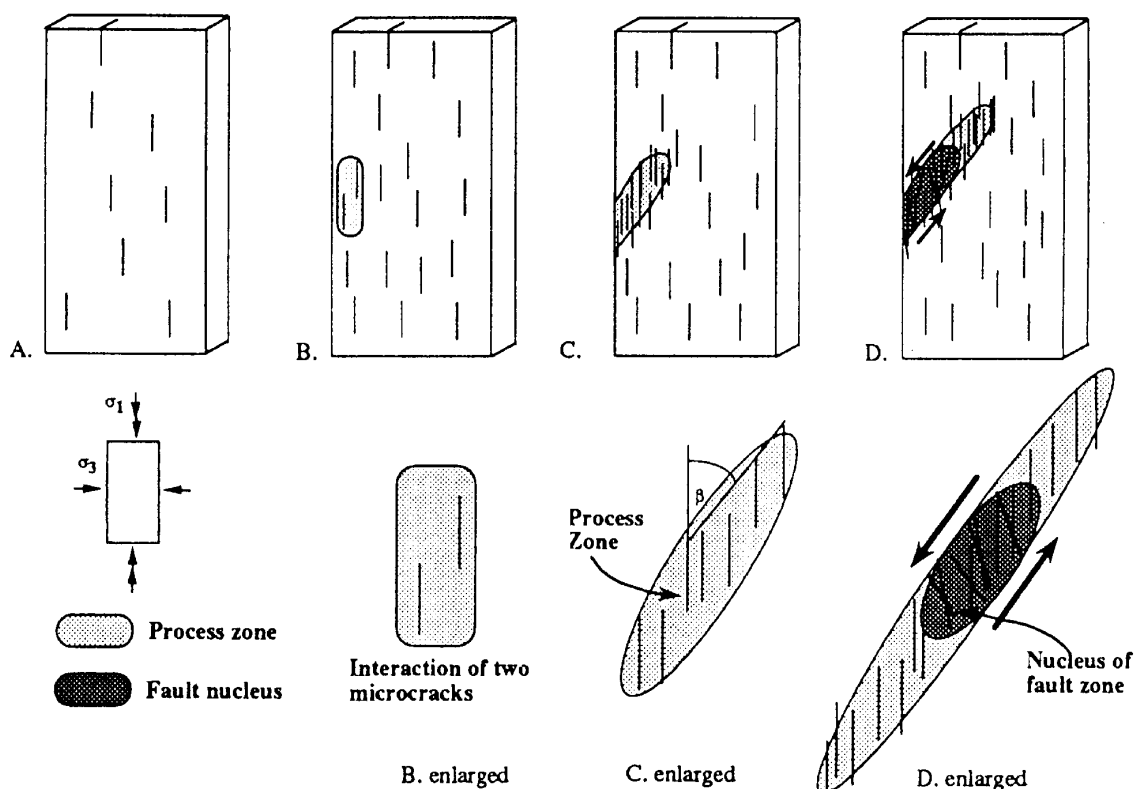


Figure 54 : Modèle de nucléation d'une macro-discontinuité à partir de fissures parallèle à la contrainte principale, proposé par Reches et Lockner (1994).

Selon ce modèle, la fissuration s'initialise et se propage parallèlement à la contrainte principale de manière diffuse jusqu'à une certaine densité de fissuration. Au delà, la forte fissuration peut individualiser des compartiments qui peuvent se déformer en cisaillement. La déformation devient alors localisé près de ces zones de cisaillement. Ce modèle a été proposé par les auteurs comme explication de la localisation progressive des sources d'EA observée en laboratoire (voir résultats de Lockner et Byerlee ,1991, chapitre 1 section 5).

Nous avons observé que la fissuration est à la fois inter, intra et trans-granulaire. La fissuration dans les quartz présente une forte fragmentation. A contraire, dans les feldspath, des surfaces de cisaillement bien délimitées apparaissent.

On voit donc que la microfissuration, que nous avons évoquée comme étant à l'origine de l'EA, prend différents aspects selon son degré d'évolution. A partir des observations en lames minces et sur les éprouvettes après démontage, on peut distinguer trois objets différents qui caractérisent la fissuration :

- la mylonite : matériau pulvérulent qui se trouve entre les surfaces de rupture
- les surfaces de rupture qui séparent les différentes parties de l'éprouvette rompue
- la microfissuration au voisinage des surfaces de rupture.

Nous avons tenté de caractériser chacun de ces objets et d'observer des variations selon la pression de confinement.

3.6.2. Granulométrie de la mylonite

Après la macrorupture, le démontage des éprouvettes révèle la présence d'un matériau pulvérulent situé entre les deux surfaces de rupture. Afin de caractériser cette *mylonite* (ou *gouge*), nous avons étudié la distribution de la taille de ses particules. Afin d'étudier l'effet de la pression de confinement, nous avons réalisé deux séries de 4 essais de compression triaxiale avec une pression de confinement comprise entre 20 et 80 MPa. Afin de distinguer l'effet de la macrorupture de celui du palier de cisaillement, la première série d'essais (gsd31-32-33-34) a été interrompue immédiatement après la macrorupture tandis que la seconde (gsd41-42-43-44) a été poursuivie, après la macrorupture, jusqu'à un déplacement tangentiel des épontes d'environ 2 mm.

Notons que, du fait de son caractère instable et incontrôlé, il est probable que la macrorupture induise elle-même un déplacement tangentiel non négligeable des surfaces de rupture. De ce fait, les essais interrompus immédiatement après la macrorupture comprennent une part de cisaillement irréductible.

La mylonite a été prélevée sur les surfaces de rupture au pinceau, en tentant de perdre le moins possible de matériau. La mesure de granulométrie a été réalisée par un granulomètre laser. Cet appareil fournit directement la proportion du volume total pour vingt classes de taille de particules entre 20 μm et 2 mm. Il s'agit donc d'une distribution discrète de volumes en fonction de la taille des particules (diamètre). Cette distribution a été transformée en distribution cumulée de la taille des particules, en considérant des particules sphériques. Le nombre total de particules n'étant pas connu, nous présenterons la distribution des tailles en proportion du nombre total de particules, $P(>T)$.

La Figure 55 montre les distributions des tailles de particules pour chaque valeur de pression de confinement après la macrorupture et après le cisaillement. On peut constater que toutes ces distributions possèdent une partie linéaire en représentation logarithmique. Cette partie de la distribution peut être ajustée par une loi puissance.

$$P(>T) = c.T^e \quad \text{II. 2}$$

avec $P(>T)$: proportion du nombre total de particules de taille supérieure à T .

e : exposant de la loi puissance

c : constante

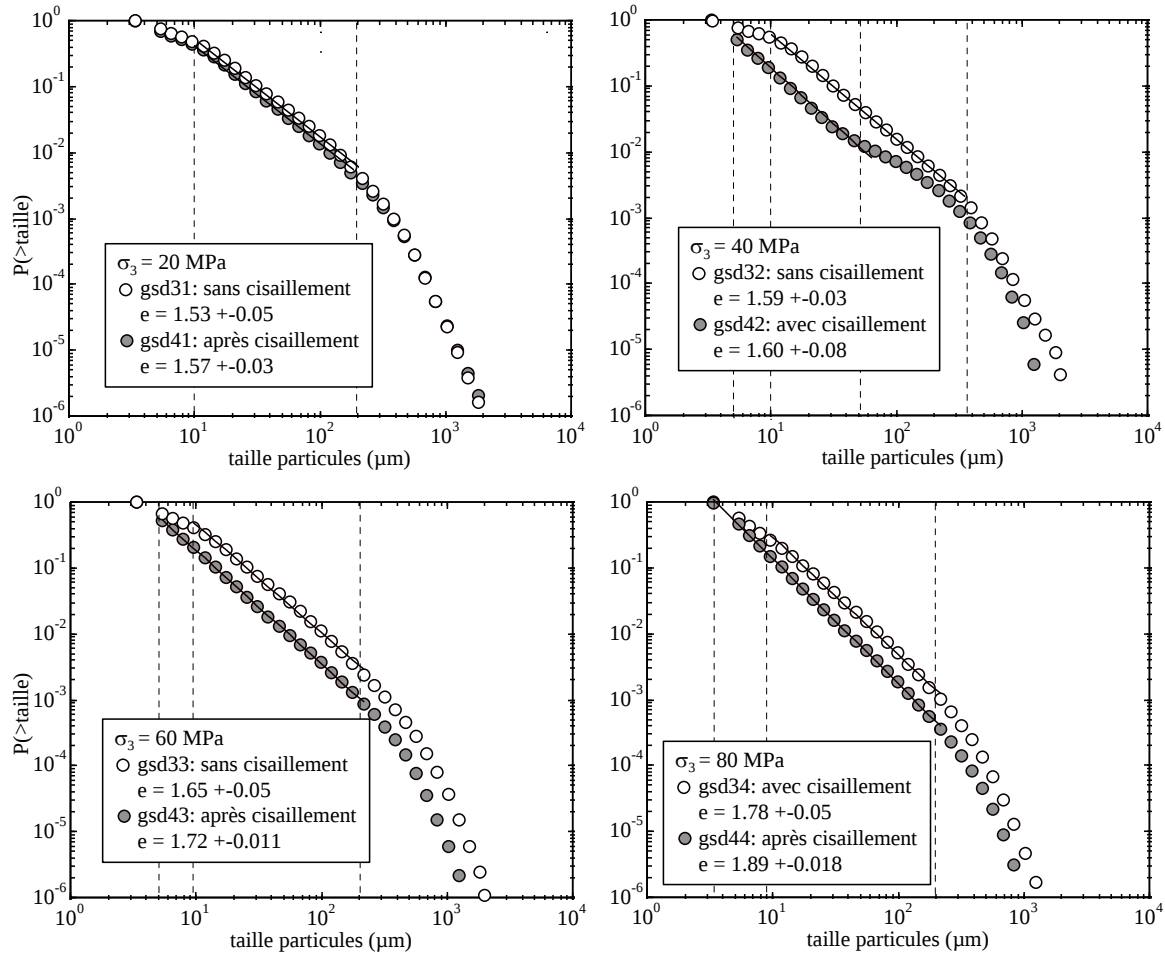


Figure 55 : Distributions des tailles de particules de la mylonite prélevée après macrorupture et après cisaillement pour des essais de compression triaxiale avec un confinement compris entre 20 et 80 MPa. e est l'exposant de la loi puissance qui ajuste la distribution sur sa partie linéaire en coordonnées logarithmiques. Les traits pointillés indiquent les limites de l'ajustement. L'erreur d'estimation est donnée pour un intervalle de confiance à 95%.

Pour toutes les distributions, la loi puissance est tronquée pour les particules de plus grande taille, au delà de 0,2 mm environ. Pour ce qui concerne les particules de plus petite taille, la distribution s'aplatit, notamment pour les distributions sans cisaillement. Ce plat apparaît pour les particules de taille inférieure à 10 μm . Pour les distributions après cisaillement, la loi puissance est vérifiée jusqu'à des tailles plus petites, traduisant une invariance d'échelle sur une étendue plus grande. D'autre part, on peut remarquer que la pente de la distribution est plus forte après le cisaillement qu'avant, pour toutes les valeurs de pression de confinement. Ces deux derniers points indiquent que le fait de poursuivre le cisaillement réduit la taille des particules de la mylonite. Ceci indique donc que le processus de fissuration se poursuit après la macrorupture. Ainsi, l'énergie dissipée au cours du cisaillement est, du moins en partie, transformée en énergie de surface de la même façon qu'au cours de la nucléation et la propagation des microfissures.

La pression de confinement semble avoir également un effet sur l'exposant e de la distribution des tailles des particules. La Figure 56 montre cet exposant en fonction de la pression de confinement.

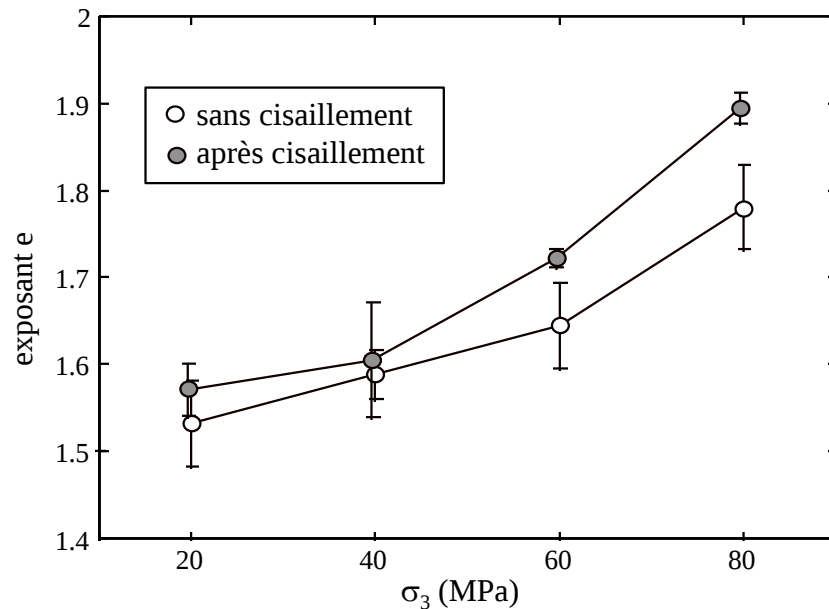


Figure 56 : Evolution de l'exposant e de la distribution des tailles de particules en fonction de la pression de confinement.

Nous pouvons constater que l'exposant e augmente avec la pression de confinement. Ceci indique que plus la pression de confinement est importante, plus la proportion de petites particules augmente. On peut interpréter ceci en considérant que la fragmentation est plus importante pour une pression de confinement plus forte.

D'autre part, l'erreur sur l'exposant est plus faible après cisaillement. Ceci indique que la loi puissance devient de meilleure qualité. En d'autres termes, on pourrait considérer que l'invariance d'échelle est d'autant plus avérée que la fragmentation progresse, ou encore qu'elle est l'attracteur du système.

Les corrélations entre les exposants e et b vis à vis de la pression de confinement sont donc inverses.

3.6.3. Rugosité des surfaces de rupture

Sur les mêmes éprouvettes, après prélèvement de la mylonite, des profils de rugosité ont été enregistrés. Ces mesures ont été effectuées par Jean Schmittbuhl, du Laboratoire de Géologie de l'ENS de Paris, avec un profilomètre à contact mécanique.

L'objectif a été de déterminer si la pression de confinement et le cisaillement influent sur l'exposant de rugosité des surfaces de rupture. Les profils de rugosité ont été réalisés à partir des mêmes éprouvettes que la granulométrie de la mylonite (gsd31-32-33-34 : sans

cisaillement et gsd41-42-43-44 : avec cisaillement).

La Figure 57 présente un profil de rugosité d'une surface de rupture pour une pression de confinement de 60 MPa, sans cisaillement après la macrorupture.

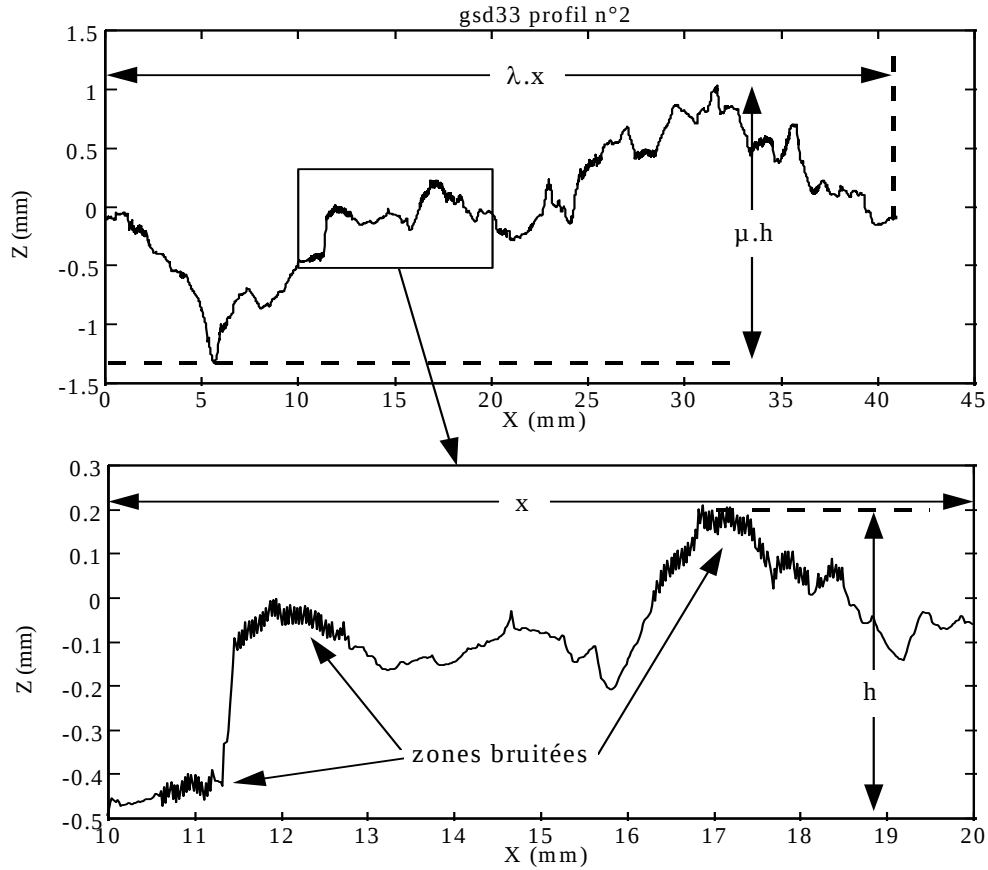


Figure 57 : Profil de rugosité d'une surface de rupture en compression triaxiale. La matière se trouve du côté des z positifs.

On peut remarquer que certaines parties du profil, sont particulièrement bruitées. Ce bruit est probablement dû à la présence d'une mylonite peu consolidée mais difficile à éliminer dans ces zones. En effet, ce bruit n'est pas observé pour les surfaces de rupture obtenues en mode I, par traction, qui sont dépourvues de mylonite.

La figure précédente permet d'illustrer l'auto-affinité des surfaces de ruptures. Rappelons que l'exposant d'auto-affinité ou de rugosité, ξ , est défini comme l'exposant qui lie les facteurs d'échelle en longueur, λ , et en hauteur, μ .

$$x \rightarrow \lambda.x$$

$$h \rightarrow \mu.h$$

$$\mu = \lambda^{\xi}$$

Ces relations supposent que la surface est invariante, statistiquement, par transformation affine.

$\xi=1$ correspond à un profil auto-similaire : le profil est invariant quelque soit l'échelle

d'observation. ξ petit devant 1 indique, qualitativement, que le profil apparaît moins « rugueux » lorsque l'échelle d'observation augmente (et vice versa).

Les nombreuses méthodes existant pour déterminer l'exposant d'auto-affinité, se basent toutes sur l'évolution d'un paramètre statistique en fonction de l'échelle d'observation. Si le paramètre est une fonction en loi puissance de l'échelle, le profil est auto-affine. Parmi les plus utilisées on trouve les méthodes suivantes :

- la méthode de l'écart type : écart type dans une fenêtre en fonction de la taille de la fenêtre
- max-min : différence de hauteur dans une fenêtre en fonction de la taille de la fenêtre
- probabilité de retour : probabilité d'avoir un point à la même hauteur dans une fenêtre en fonction de la taille de la fenêtre.
- les méthodes spectrales : amplitude du profil en fonction de la longueur d'onde (méthode du spectre de Fourier ou du spectre d'ondelettes)

Schmittbuhl et al. (1995) ont testé la fiabilité de ces méthodes. A partir de profils synthétiques dont l'exposant d'auto affinité est déterminé (entre 0.1 et 0.9), ils ont mesuré ξ avec les différentes méthodes. Pour chacune d'elles, ils ont estimé l'erreur systématique et la répétitivité de la mesure.

Pour ce qui concerne les mesures effectuées ici, pour chaque éprouvette, une série de 11 profils parallèles espacés de 1 mm, a été relevée dans la direction du cisaillement et, lorsque cela a été possible, dans la direction perpendiculaire. Chaque profil parallèle au cisaillement comporte 2050 points avec un pas d'échantillonnage de 20 μm . Chaque profil perpendiculaire comporte 1030 points avec un pas d'échantillonnage de 24.5 μm .

L'exposant ξ a été estimé, pour chaque profil, par chacune des méthodes présentées. Les exposants d'une série de profils ont été moyennés pour chaque méthode, après correction des erreurs systématiques. Enfin, un exposant global a été estimé pour chaque série de profils par pondération des exposants moyens obtenu par chaque méthode. L'ensemble de ces mesures et de ces traitements ont été réalisés par Jean Schmittbuhl.

Le Tableau 1 donne les exposants moyens estimés pour chaque éprouvette par chacune des méthodes. Une moyenne pondérée a été calculée pour déterminer l'exposant global de la surface.

Méthode utilisée		écart type	max-min	Probabilité de retour	Spectre Fourier	Spectre Ondelette	Moyenne pondérée
Pondération		5	5	2	8	10	
série	σ_3 (MPa)						
gsd31//	20	0.70	0.69	0.76	0.78	0.80	0.76
gsd31p	20	0.86	0.90	0.76	0.86	0.85	0.86
gsd33//	60	0.68	0.69	0.74	0.77	0.67	0.71
gsd34//	80	0.70	0.70	0.68	0.78	0.66	0.71
gsd34p	80	0.75	0.76	0.65	0.76	0.70	0.73
gsd41//	20	0.67	0.67	0.65	0.73	0.68	0.69
gsd42//	40	0.68	0.69	0.73	0.75	0.72	0.72
gsd43//	60	0.78	0.76	0.66	0.79	0.79	0.77
gsd43p	60	0.84	0.86	0.65	0.81	0.85	0.83
gsd44//	80	0.79	0.80	0.72	0.79	0.75	0.77
gsd44p	80	0.85	0.85	0.69	0.84	0.79	0.82

Tableau 1 : Exposants de rugosité moyens calculés avec chaque méthode et exposant global pondéré. ‘//’ et ‘p’ indiquent les profils parallèles et perpendiculaires au cisaillement. L’erreur d’estimation de l’exposant global pondéré est de l’ordre de 0.05.

On ne remarque pas d’effet de la pression de confinement. Par contre, les exposants dans les directions perpendiculaires au cisaillement sont systématiquement supérieurs à ceux calculés pour les directions parallèles au cisaillement. Ceci indique une anisotropie de la rugosité. Cependant la variation est souvent proche de l’erreur d’estimation.

En plus de l’exposant de rugosité, nous avons calculé d’autres paramètres susceptibles de rendre compte de la rugosité des surfaces de rupture.

- Δh : différence de hauteur maximale
- σh : écart type des hauteurs
- R_L : rapport de la longueur développée du profil sur la longueur linéaire.
- D : dimension fractale calculée par la méthode du diviseur (Longueur développée fonction du pas de mesure)

Ces paramètres ont été calculés pour chaque profil. Le tableau suivant donne la moyenne de chaque paramètre pour chaque série de profils avec son écart type. L’exposant de rugosité moyen est redonné pour mémoire.

Série	σ_3 (MPa)	Δh (mm)	+-	σ_h (mm)	+-	R_L	+-	D	+-	ξ
gsd31//	20	2.23	0.43	0.54	0.14	1.40	0.05	1.029	0.005	0.76
gsd31p	20	3.67	0.41	1.00	0.13	1.27	0.04	1.033	0.005	0.86
gsd33//	60	1.30	0.46	0.29	0.10	1.34	0.14	1.018	0.003	0.71
gsd34//	80	2.05	0.39	0.51	0.13	1.43	0.07	1.025	0.005	0.71
gsd34p	80	1.91	0.38	0.51	0.10	1.22	0.04	1.025	0.005	0.73
gsd41//	20	1.82	0.56	0.49	0.16	1.42	0.05	1.024	0.003	0.69
gsd42//	40	1.74	0.34	0.44	0.09	1.49	0.12	1.025	0.005	0.72
gsd43//	60	1.90	0.39	0.52	0.18	1.20	0.05	1.017	0.002	0.77
gsd43p	60	3.11	0.54	0.98	0.29	1.39	0.05	1.019	0.002	0.83
gsd44//	80	2.65	0.46	0.78	0.14	1.24	0.04	1.028	0.004	0.77
gsd44p	80	3.49	0.10	1.04	0.08	1.35	0.06	1.024	0.002	0.82

Tableau 2 : Paramètres de rugosité moyens pour chaque série de profil. ‘//’ et ‘p’ indiquent les profils parallèles et perpendiculaires au cisaillement.

On peut remarquer, ici aussi, une légère anisotropie de la rugosité. En effet, les paramètres calculés ont, en général, une valeur plus importante pour les séries perpendiculaires à la direction de cisaillement. Cependant, la variation de ces valeurs moyennes est souvent de l'ordre de l'écart type ce qui la rend peu significative.

On ne remarque pas d'effet de la pression de confinement sur ces paramètres.

Ainsi, une éventuelle variation de la rugosité due à la pression de confinement ne peut pas être évoquée pour expliquer la diminution de l'exposant b avec la pression de confinement.

3.6.4. Distribution spatiale de la fissuration

Afin d'étudier la distribution spatiale de la fissuration dans les éprouvettes après macrorupture, nous avons réalisé des lames minces, après consolidation par imprégnation de résine. Du fait de la difficulté de réaliser ces lames minces, nous n'avons pu analyser que 3 éprouvettes. Celles-ci ont été sollicitées en compression triaxiale avec une pression de confinement de 20, 40 et 80 MPa. Pour chaque éprouvette, nous avons tenté de remanier le moins possible la disposition des parties rompues. Les lames minces ont été réalisées, d'une part, parallèlement à σ_1 , dans un plan perpendiculaire à la surface de rupture principale, d'autre part, dans un plan perpendiculaire à σ_1 .

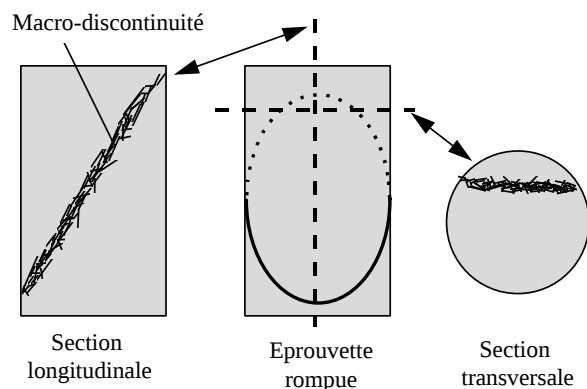
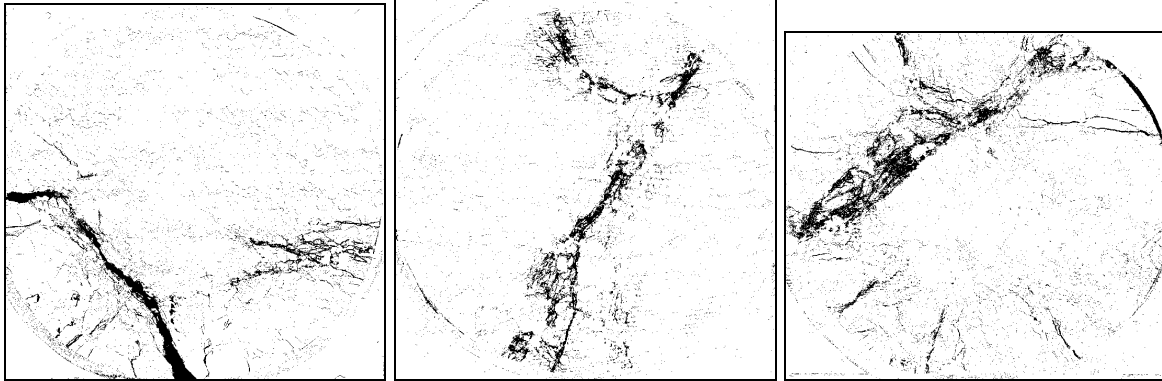


Figure 58 : Disposition des lames minces dans les éprouvettes rompues.

Les lames minces ont été scannées afin de permettre le traitement informatique des images. Afin d'identifier les fissures, les images ont été recolorées. Les teintes de bleu, qui correspondent à la résine d'imprégnation, ont été colorées en noir et les autres couleurs en blanc. Ceci permet d'obtenir une image en noir et blanc facile à analyser numériquement. Ce type de traitement d'image est très sensible au seuil de détection des teintes. Afin de conserver le mieux possible les zones imprégnées de résine, nous avons conservé une large gamme de teintes de bleu. L'inconvénient de ce choix est que l'image est relativement bruitée en dehors des zones imprégnées. Les images obtenues par ce traitement pour les sections transversales et longitudinales sont présentées sur la Figure 59. On peut remarquer que les zones fissurées sont bien visibles. Cependant le niveau de bruit est relativement important.

Sections transversales



Sections longitudinales

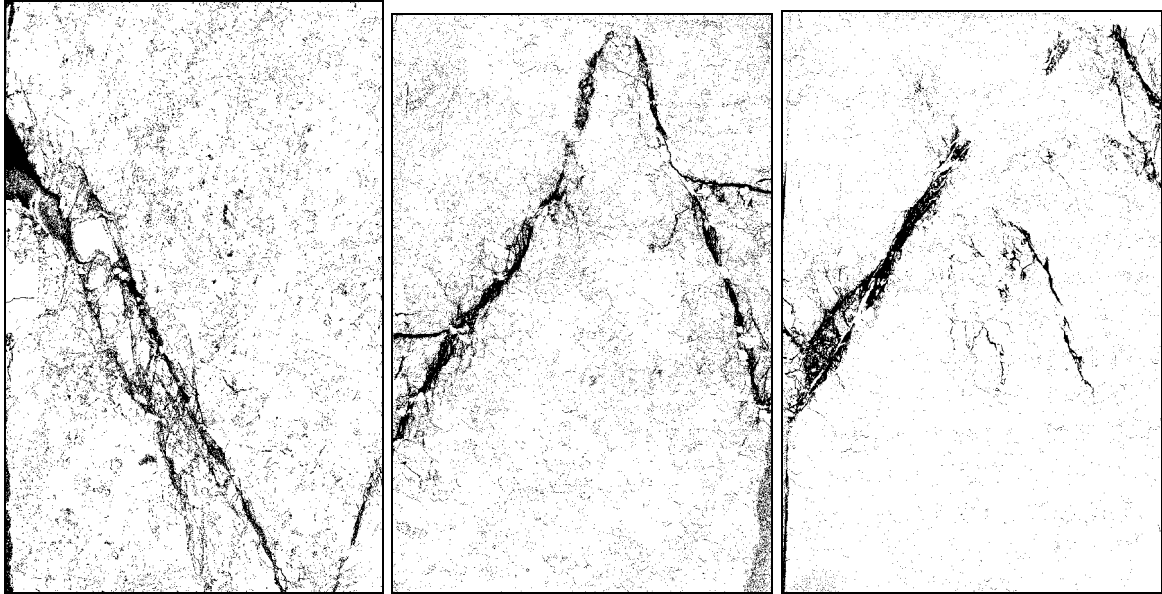
 $\sigma_3=20$ MPa $\sigma_3=40$ MPa $\sigma_3=80$ MPa

Figure 59 : Fissuration observée sur des lames minces après traitement d'image. Les teintures de bleu de la résine d'imprégnation ont été colorées en noir et les autres couleurs en blanc.

A partir de ces images, nous avons réalisé une analyse multifractale de la fissuration par la méthode du box-counting. Cette méthode se base sur le calcul du moment d'ordre q : $M_q(\varepsilon) = \sum_1^N p_i^q$. Dans notre cas, p_i est le nombre de pixels noirs dans chaque boîte normalisé par le nombre total de pixels de l'image et N est le nombre de boîtes de taille ε .

Pour chaque image nous avons calculé les dimensions de capacité, d'information et de corrélations, D_0 , D_1 et D_2 correspondant à $q = 0, 1, 2$.

Le Tableau 3 donnent les résultats obtenus pour chaque image.

Image	D_0	+-	D_1	+-	D_2	+-
20 MPa L	1.97	0.011	1.75	0.021	1.69	0.011
20 MPa T	1.96	0.018	1.64	0.032	1.55	0.022
40 MPa L	1.98	0.008	1.67	0.043	1.64	0.017
40 MPa T	1.91	0.03	1.55	0.036	1.55	0.023
80 MPa L	1.96	0.017	1.49	0.038	1.46	0.036
80 MPa T	1.93	0.024	1.65	0.024	1.61	0.031

Tableau 3 : Résultats de l'analyse multifractale. L et T indiquent les sections longitudinales et transversales. +- indique l'erreur d'estimation de l'exposant pour un intervalle de confiance à 95 %.

On peut remarquer que, pour l'ensemble des images traitées, $D_0 > D_1 > D_2$, ce qui indique que la fissuration est multifractale. D_0 est proche de 2 pour toutes les images, ce qui peut être attribué au fort niveau de bruit autour des zones imprégnées. On ne remarque pas de différence significative selon la pression de confinement.

Notons que des résultats différents des nôtres, qui indiquent un effet de la pression de confinement sur la localisation, ont été obtenus par Velde et al. (1993). Ces auteurs présentent des mesures de la dimension fractale de la répartition des fissures dans des éprouvettes de granite après des essais de compression triaxiale avec σ_3 compris entre 5 et 50 MPa. Les fissures sont observées en lames minces dans un plan perpendiculaire à la macrorupture et parallèle à σ_1 . Les fissures sont identifiées de façon visuelle. Les auteurs utilisent une méthode d'analyse fractale inspirée des poussières de Cantor. Ils comptent, le long d'une ligne, le nombre de segments qui intersectent une fissure en fonction de la longueur des segments. La ligne est ensuite décalée pour balayer toute la surface. Ce comptage est réalisé dans plusieurs directions par rapport à σ_1 . La distribution du nombre de segment est en loi puissance. La dimension fractale ainsi calculée correspond à la dimension de capacité d'objets distribués le long d'une ligne. Elle vaut 1 pour une répartition diffuse et 0 pour des objets concentrés en un point unique.

Les auteurs observent que les dimensions fractales calculées, D , augmentent avec la pression de confinement ce qui indique que la fissuration devient plus diffuse. La variabilité en fonction de la direction, ΔD , est également présentée et apparaît diminuer avec le confinement. Le tableau suivant reprend ces résultats

σ_3 (MPa)	5	10	30	50
D	0.3	0.34	0.33	0.42
ΔD	0.22	0.17	0.17	0.05

Tableau 4 : Résultats de l'analyse fractale de Velde et al. (1993). σ_3 : pression de confinement. D : dimension fractale moyenne calculée selon la méthode des poussières de Cantor, pour l'ensemble des directions. ΔD : plage de variation de D selon la direction.

Les observations quantitatives de Velde et al. (1993) recoupent les observations classiques, plus qualitatives, de la transition de l'endommagement du localisé vers le diffus associée à l'augmentation de la pression de confinement. Elles reposent cependant sur un faible nombre d'observations.

Il apparaît donc que la méthode que nous avons utilisée ne permet pas d'observer la transition localisé-diffus qui a été observée par Velde et al. (1993). Il conviendrait de recourir à une détection manuelle des fissures associée à la méthode du « box-counting ». Ce type de travail a été réalisé par Weiss et Gay (1998) pour l'analyse multifractale de la fissuration dans la glace.

A partir des résultats de Velde et al. (1993), nous pouvons associer la diminution de b avec la pression de confinement à la transition localisé-diffus de l'endommagement, c'est à dire à une augmentation de la dimension fractale. Ces deux exposants seraient alors corrélés négativement. Par ailleurs, Lockner et Byerlee (1991) ont observé, au cours de la localisation progressive des sources d'EA, une corrélation positive entre b et la dimension de corrélation spatiale des sources d'EA. Ceci indique une relation complexe entre b et la localisation de l'endommagement.

3.6.5. Conclusion sur la morphologie de l'endommagement

Nous avons vu que l'endommagement des éprouvettes après sollicitation peut s'observer sur trois objets différents :

- la mylonite : matériau broyé entre les surfaces de ruptures
- les surfaces de rupture
- la fissuration des éprouvettes.

L'observation en lames minces a montré que la distinction entre ces trois objets n'est pas très nette et que le passage de l'un à l'autre est progressif. Cependant, nous avons analysé les propriétés géométriques de ces trois objets : granulométrie de la mylonite, profils de rugosité pour les surfaces de rupture, distribution spatiale pour les microfissures. Chacun de ces objets peut être caractérisé par une invariance d'échelle.

Dans le cas de la granulométrie de la mylonite, la distribution de la taille des particules peut

être ajustée par une loi puissance. L'exposant de cette loi puissance, e , est corrélé positivement à la pression de confinement, à l'inverse de l'exposant b . L'exposant e ainsi que l'étendue de l'invariance d'échelle augmentent au cours du cisaillement.

Dans le cas des surfaces de rupture, les profils de rugosité montrent une invariance d'échelle auto-affine. La pression de confinement ne semble pas avoir d'effet sur l'exposant d'auto-affinité, ξ . Cet exposant est par contre systématiquement plus important pour les profils perpendiculaires à la direction de cisaillement que pour les profils parallèles. Ceci indique une anisotropie des surfaces de rupture liée à la direction du cisaillement.

Pour ce qui concerne la distribution spatiale de la fissuration, l'analyse que nous avons réalisée ne nous a pas permis d'observer de variations des dimensions multifractales de la fissuration avec la pression de confinement. Ce résultat peut être attribué à la méthode utilisée. En effet, Velde et al. (1993), en utilisant une méthode de détection des fissures plus simple, ont observé la transition localisé-diffus due à l'augmentation de la pression de confinement, sur des éprouvettes de granite. Ces résultats indiquent une corrélation positive entre la dimension de capacité et σ_3 .

En conclusion, il apparaît que la géométrie de l'endommagement à elle seule, n'est pas en mesure d'expliquer la diminution de b avec la pression de confinement.

3.7. Conclusion sur les éprouvettes intactes

Dans un premier temps, nous avons vu que le comportement des éprouvettes de granite du Sidobre devient plus ductile lorsque la pression de confinement augmente. L'apparition de la ductilité s'observe particulièrement par l'augmentation de l'étendue de la phase non linéaire avant la macrorupture.

Nous avons vu, ensuite, que l'activité acoustique est liée à la déformation inélastique du matériau rocheux. Nous avons observé que le nombre de coups d'EA est corrélé à la fois au dommage apparent et à la déformation permanente. Ceci nous a permis d'utiliser l'EA pour estimer le dommage apparent et la déformation permanente. Nous avons alors proposé deux méthodes pour estimer la contrainte macroscopique à partir de la mesure de la déformation et de l'estimation par EA soit du dommage soit de la déformation permanente. Ces méthodes ne nécessitent la détermination que d'un seul paramètre empirique. Pour chacune d'elles, la contrainte estimée permet de prévoir la macrorupture pour une large étendue de ce paramètre. En effet, la chute de contrainte estimée survient avant la chute de contrainte observée. Nous proposons ces méthodes pour la prévision des coups de terrain. La localisation des sources sismique permettrait, en outre, une cartographie de l'endommagement dans le massif.

L'analyse spectrale a permis d'observer une baisse de la fréquence centrale des signaux au cours de la sollicitation. Nous avons également observé que la fréquence centrale est plus élevée lorsque le confinement augmente. L'effet de la fissuration sur le filtrage des signaux

permet d'expliquer ces résultats.

Nous avons ensuite observé que l'exposant b décroît lors du passage de la phase linéaire à la phase non-linéaire pré-pic. De plus, nous avons mis en évidence une corrélation négative entre l'exposant b et la pression de confinement. Ceci indique une relation entre b et la transition fragile-ductile. En outre, ce résultat est en accord avec la diminution de b avec la profondeur des séismes, observée par Mori et Abercrombie (1997).

Afin de comprendre la relation entre b et la pression de confinement, nous avons analysé les propriétés géométriques de l'endommagement sous ses différents aspects : mylonite, surfaces de rupture, fissuration. Nous avons observé des invariances d'échelle, caractérisées par différents exposants : exposant e pour la granulométrie de la mylonite; exposant ξ pour les profils des surfaces de rupture; exposants D_0 , D_1 et D_2 pour la distribution spatiale de la fracturation. Seul l'exposant e apparaît être influencé par la pression de confinement. Leur corrélation est positive. Nous n'avons pas observé de corrélation entre la pression de confinement et la localisation de la fissuration, contrairement à Velde et al. (1993). Les résultats de ces auteurs indiquent, pour leur part, que la dimension fractale de la répartition spatiale des fissures, D , augmente avec la pression de confinement. Ceci indiquerait une corrélation négative entre D et b .

L'ensemble de ces résultats ne permet donc pas d'expliquer de façon simple la relation entre l'exposant b et la pression de confinement.

Afin d'estimer l'effet de la rugosité sur le comportement mécanique et sur l'EA nous avons complété ces résultats par des essais sur des éprouvettes contenant une discontinuité artificielle. Les résultats de ces essais sont présentés dans la section suivante.

4. Compression triaxiale d'éprouvettes initialement discontinues

Afin de compléter les résultats obtenus avec des éprouvettes initialement intactes, nous avons réalisé des essais de compression triaxiale sur des éprouvettes contenant une discontinuité préexistante. Cette discontinuité, ou joint, a été obtenue artificiellement par sciage puis polissage. L'inclinaison du joint, par rapport à l'axe de l'éprouvette, a été fixée à 30° pour l'ensemble des éprouvettes. Cette valeur correspond à celles couramment observées pour les surfaces de rupture obtenues au cours d'essais de compression triaxiale. Ceci nous permettra de considérer que l'état de contrainte sur la discontinuité est le même dans les deux configurations. Les essais de compression triaxiale ont été réalisés pour une pression de confinement comprise entre 20 et 80 MPa.

Dans un premier temps, nous analyserons le comportement mécanique observé au cours de la sollicitation des éprouvettes discontinues. Nous verrons alors que l'EA apparaît de façon prémonitoire au glissement instable. Nous aborderons ensuite l'effet de la pression de confinement sur le cisaillement instable et sur l'angle de frottement mobilisé. Nous étudierons

ensuite les variations de l'exposant b au cours de la sollicitation et en fonction de la pression de confinement.

4.1. Comportement mécanique

Comme nous l'avons vu avec les résultats expérimentaux d'autres auteurs, le comportement mécanique des discontinuités à faible rugosité est parfois caractérisé par l'apparition d'un cisaillement instable, ou « stick-slip », parfois appelé broutage. Ce type de comportement a été observé au cours de nos essais. Nous verrons comment l'activité acoustique est prémonitoire du cisaillement instable.

Nous aborderons ensuite l'effet de la pression de confinement sur le cisaillement instable et en particulier sur la valeur de la chute de contrainte lors du glissement instable. Celle-ci nous permettra d'estimer les angles de frottement statique et dynamique.

4.1.1. Cisaillement instable et activité acoustique prémonitoire.

Bien que la notion de déformation suppose un matériau continu, nous avons représenté les résultats obtenus avec des éprouvettes discontinues dans le plan contrainte-déformation, $\sigma(\varepsilon)$, par souci d'homogénéité avec les résultats des éprouvettes initialement intactes. Ceci nous permettra en outre de comparer facilement nos différents résultats.

La Figure 60 présente un essai de compression triaxiale sur une éprouvette discontinue avec une pression de confinement de 60 MPa.

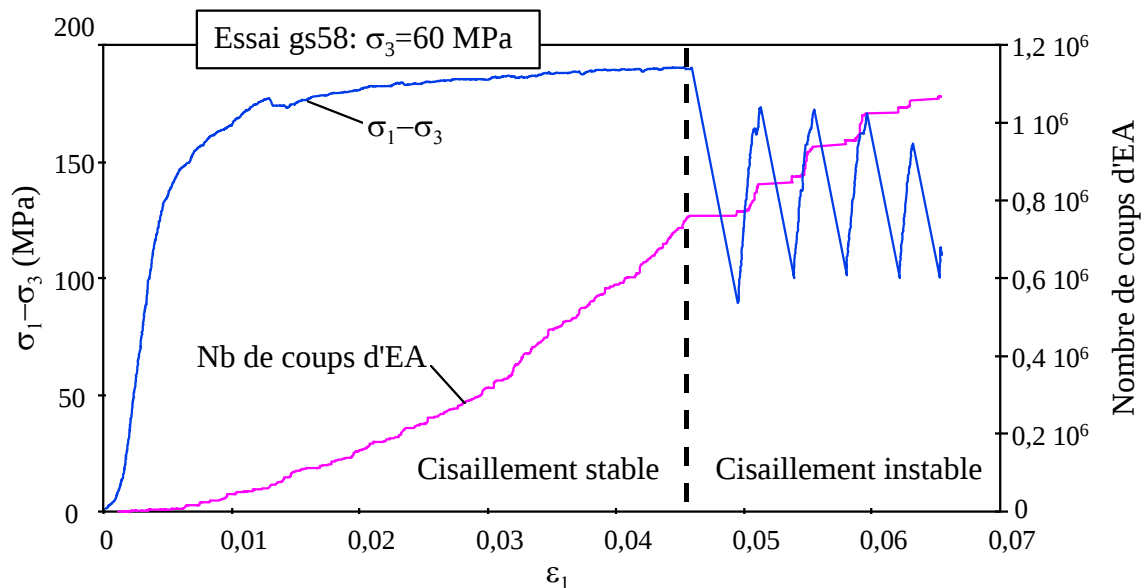


Figure 60 : Cisaillement stable puis instable et activité acoustique lors du cisaillement d'un joint lisse préexistant.

Le comportement, après une phase de serrage, apparaît d'abord linéaire. L'activité acoustique est très faible. Le module au cours de cette phase linéaire est en moyenne de 40 GPa avec un

écart type de 6 MPa, soit inférieur de 30 % à la valeur moyenne observée pour les éprouvettes continues. La pente de la courbe contrainte-déformation diminue ensuite progressivement. Ceci est accompagné par une augmentation de l'activité acoustique, indiquée par la pente du nombre de coups. Pour l'exemple donné, après une déformation d'environ 0.045, un premier glissement instable apparaît qui provoque une chute de la contrainte σ_1 d'environ 100 MPa et une déformation longitudinale de l'ordre de 0.003. Celle-ci correspond à un déplacement sur la discontinuité de l'ordre de 0.2 mm. La suite de l'essai montre une succession de glissements qui surviennent pour une valeur de contrainte qui tend à décroître. On peut remarquer que l'activité acoustique, après un glissement instable, ne reprend qu'à l'approche du glissement suivant. Afin de mieux observer cette activité acoustique prémonitoire, la Figure 61 représente un détail des courbes au cours du cisaillement instable.

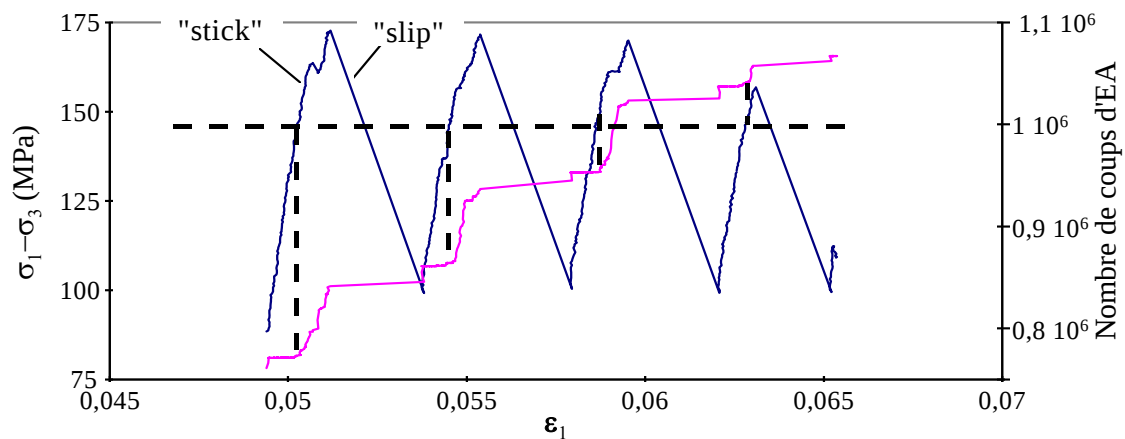


Figure 61 : Activité acoustique prémonitoire du glissement instable, « slip ».

On peut remarquer que l'activité acoustique reste faible, au cours de la phase d'adhérence, jusqu'à un certain seuil de contrainte. Au delà de ce seuil, l'activité acoustique reprend. On peut considérer alors que cette reprise de l'activité acoustique est prémonitoire du glissement instable. On peut remarquer, en outre, que le seuil de reprise de l'activité acoustique est quasiment constant pour les différentes phases d'adhérence. Au contraire, la contrainte de déclenchement du glissement instable n'est pas constante. La reprise d'activité acoustique n'indique donc pas la marge de contrainte avant le glissement.

D'autre part, nous avons analysé le contenu fréquentiel des signaux d'EA enregistré au cours des phases de stick-slip. Ceci nous a permis de distinguer, selon leur contenu spectral, les signaux survenant avant le glissement, type A, de ceux survenant au cours du glissement, type B. La Figure 62 représente les spectres déconvolués correspondant à chaque type de signaux.

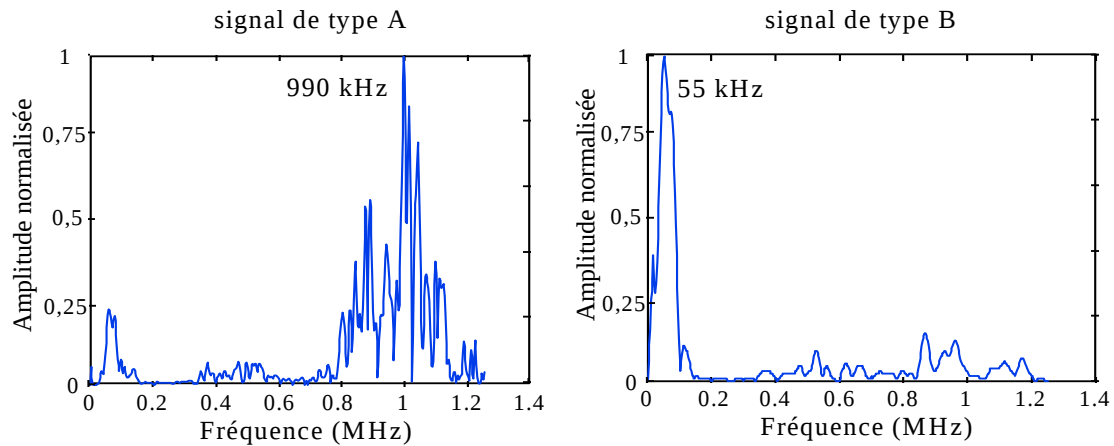


Figure 62 : Spectres d'amplitude normalisé d'un signal de type A, précurseur du glissement, et d'un signal de type B, survenant au cours du glissement. La valeur de la fréquence centrale est indiquée.

Les signaux de type A sont haute fréquence alors que ceux de type B sont basse fréquence. On peut attribuer la différence de contenu spectral entre les signaux de type A et B aux tailles respectives de leurs sources. En effet, lors du glissement instable, le mouvement concerne toute la surface de la discontinuité. La taille de la source sismique est alors de l'ordre de 6 cm, ce qui correspond, pour un modèle de source de Haskell, à une fréquence de coupure du spectre de l'ordre de 50 kHz. Pour les signaux de type A, on peut considérer que la fréquence de coupure est supérieure à 1.2 MHz (limite supérieure de la bande passante du capteur). Ceci correspond à une taille de la source inférieure à 2 mm.

Nous avons vu que l'EA peut être considérée comme un précurseur du glissement instable. La section suivante traite de l'effet de la pression de confinement sur le glissement instable.

4.1.2. Effet de la pression de confinement sur le cisaillement instable

Afin d'estimer l'effet de la pression de confinement sur le glissement instable, nous avons réalisé des essais à différentes pressions de confinement. Certains essais, comme celui présenté dans la section précédente, ont été réalisés avec une pression de confinement constante. Pour d'autres essais, la pression de confinement a été augmentée au cours de la sollicitation par paliers successifs. La Figure 63 montre l'exemple de deux essais réalisés avec deux paliers de pression de confinement.

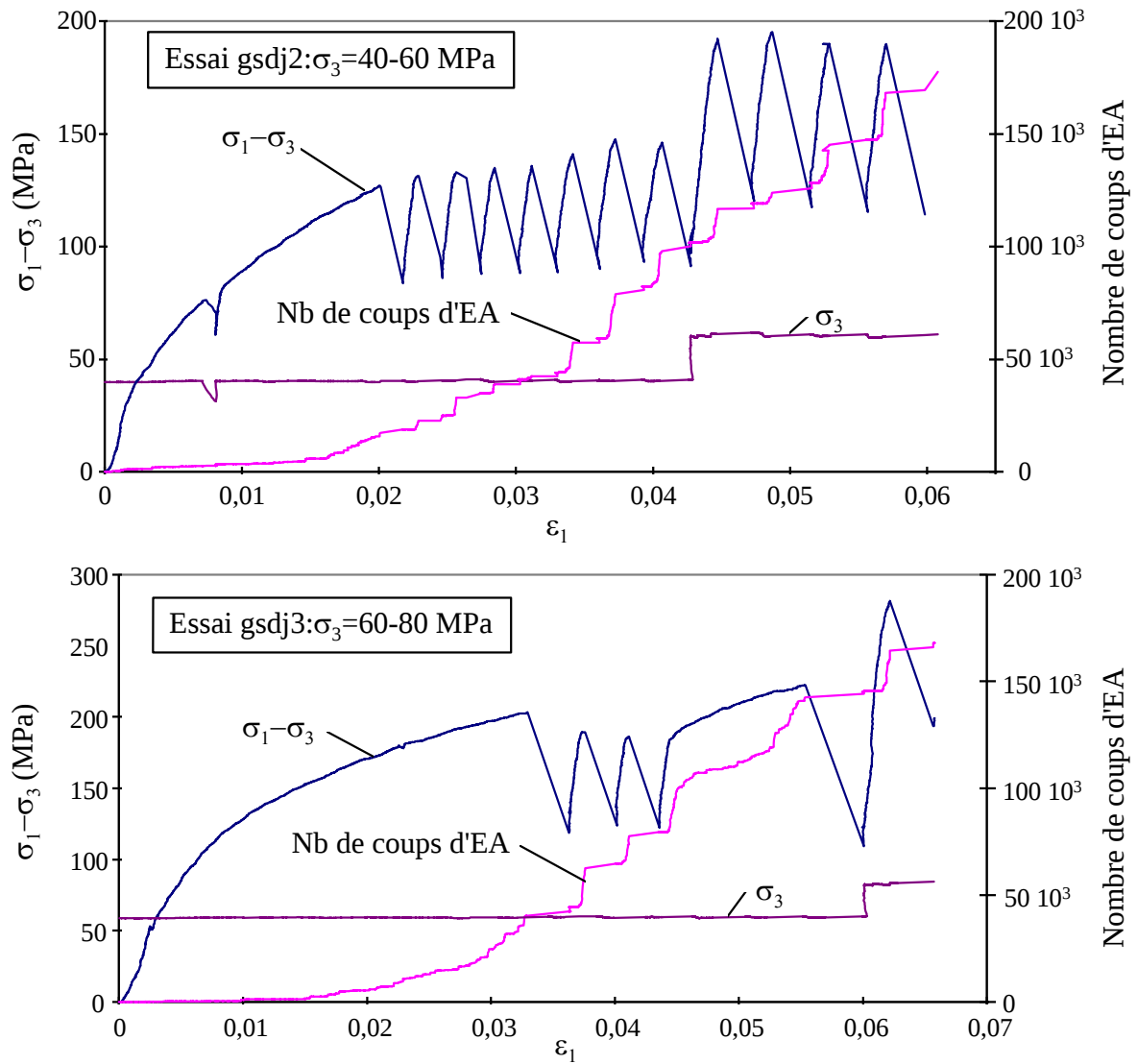


Figure 63 : Essais de compression triaxiale sur une éprouvette discontinue avec deux paliers de pression de confinement à 40 et 60 MPa pour l'essai gsdj2 et à 60 et 80 MPa pour l'essai gsdj3.

On peut remarquer que l'amplitude des chutes de contrainte au cours d'un glissement est plus importante pour le second palier, ce qui indique un effet de la pression de confinement. Afin de vérifier cette observation, nous avons calculé la valeur de $\sigma_1 - \sigma_3$ avant et après la chute de contrainte axiale $\Delta\sigma_1$ au cours du glissement (Figure 64).

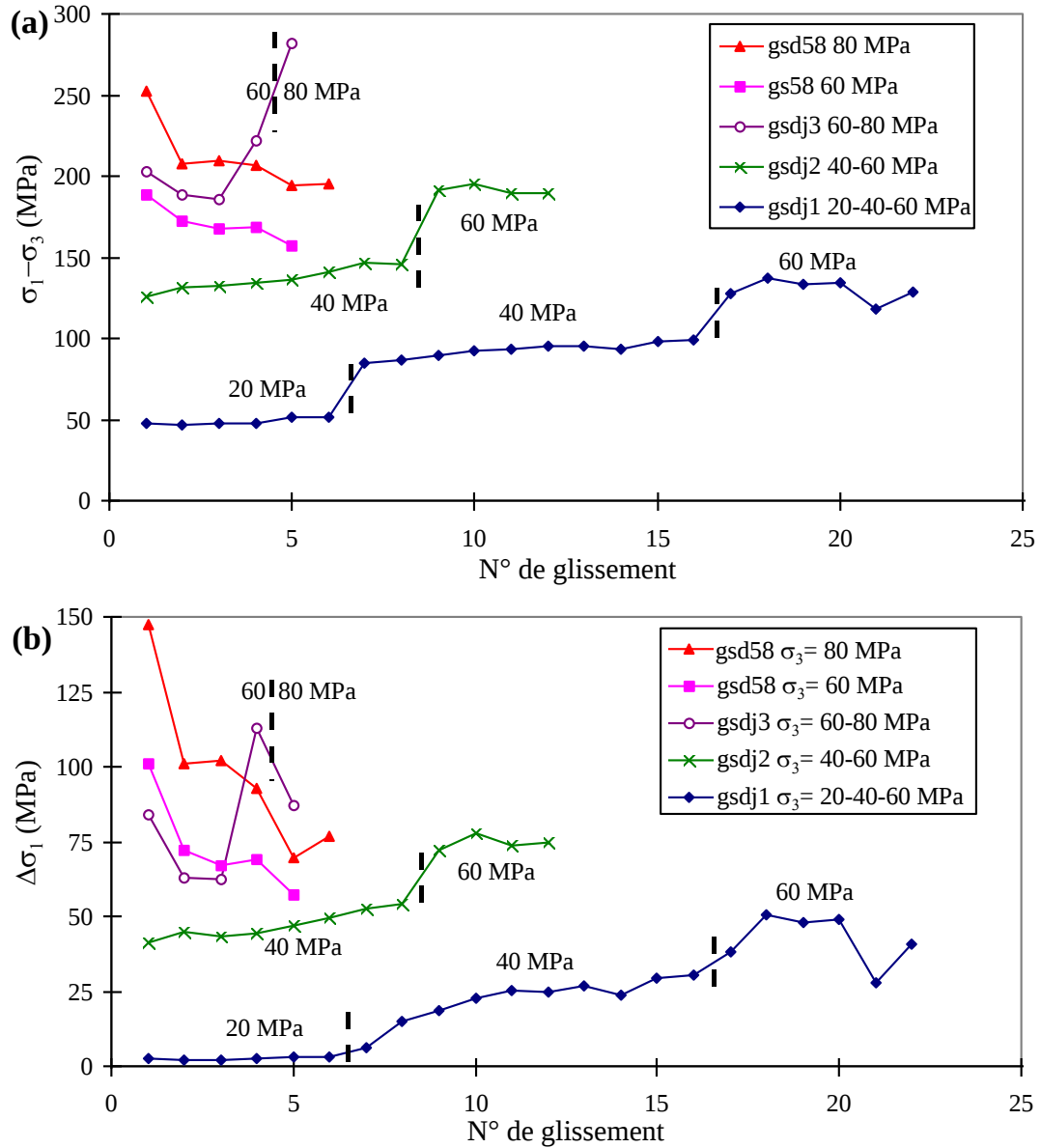


Figure 64 : a) Différence de contrainte, $\sigma_1 - \sigma_3$, avant le glissement instable. b) Chute de contrainte axiale au cours du glissement instable. Les essais gsd58 ont été réalisés avec σ_3 constant à 60 et 80 MPa. Pour les essais gsdj1,2,3, σ_3 a pris différentes valeurs successives. La pression de confinement est indiquée pour chaque palier.

Pour l'ensemble des essais à 20 MPa, nous n'avons observé le stick-slip que dans un cas, avec des chutes de contraintes très faibles. L'amplitude de la chute de contrainte augmente avec la pression de confinement (Figure 65).

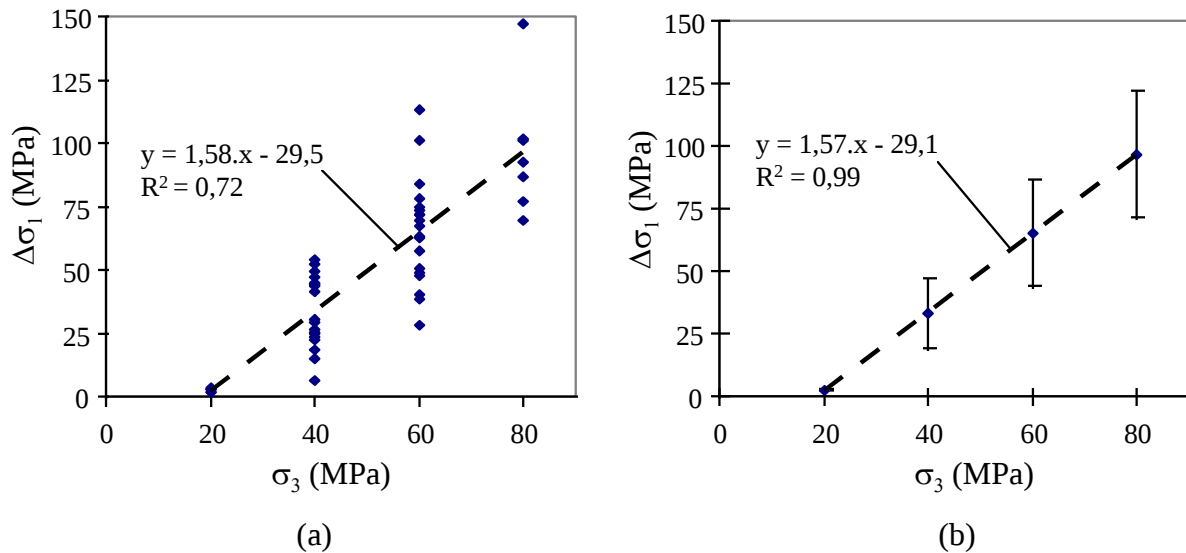


Figure 65 : Chute de la contrainte axiale au cours du glissement instable, $\Delta\sigma_I$ en fonction de la pression de confinement. a) ensemble des valeurs calculées. b) valeurs moyennes par pression de confinement. Les barres verticales indiquent l'écart type.

Les ajustements linéaires réalisés pour l'ensemble des valeurs ou pour les valeurs moyennes donnent la même pente. Cependant, l'écart type des valeurs moyennes augmente lui aussi avec la pression de confinement. Ceci indique une plus grande variabilité des résultats lorsque la pression de confinement augmente.

Le rapport entre $\Delta\sigma_I$ et $\Delta\varepsilon_I$ s'est avéré approximativement constant. Sa valeur moyenne est de 26 GPa avec un écart type de 4 GPa. Le module de décharge de la presse calculé à partir de ces valeurs est alors approximativement de $0,34 \cdot 10^9$ N/m. Ce qui correspond approximativement à la valeur obtenue lors de la macrorupture des éprouvettes initialement intactes.

Après démontage des éprouvettes, nous avons remarqué la présence d'un matériau pulvérulent, mylonite, entre les surfaces de cisaillement. De plus, la rugosité de la surface est plus forte qu'avant l'essai du fait de la présence de zones d'arrachement. Le processus de fissuration est donc également actif pour ce type de sollicitation en cisaillement.

4.1.3. Estimation des angles de frottement statique et dynamique

A partir des valeurs de la contrainte axiale, de la contrainte de confinement et de l'inclinaison de la surface de cisaillement, il est possible, par une analyse dans le plan de Mohr, de calculer les contraintes normale, σ , et tangentielle, τ , sur la surface de cisaillement. Le rapport τ/σ indique l'angle de frottement mobilisé. Lorsque le glissement se déclenche cela signifie que l'angle de frottement maximum, ou angle de frottement statique, de la surface est atteint. Au cours du glissement, l'angle de frottement de la surface est « l'angle de frottement

dynamique ». Celui-ci est généralement inférieur à l'angle de frottement statique ce qui conduit à un glissement instable. Pour que le mouvement s'arrête, il faut que l'angle de frottement mobilisé devienne inférieur à l'angle de frottement dynamique.

Au cours du glissement instable, le calcul statique ne suffit pas à estimer l'angle de frottement mobilisé. En effet, l'énergie cinétique augmente au cours du glissement du fait de la restitution de l'énergie élastique du système de chargement. Le glissement s'arrête lorsque le frottement a consommé l'ensemble de l'énergie cinétique acquise par le système de chargement. Notre calcul de l'angle de frottement mobilisé après le glissement sous estime donc la valeur de l'angle de frottement dynamique.

La Figure 66 présente les valeurs d'angle de frottement calculées avant et après le glissement en fonction de la pression de confinement.

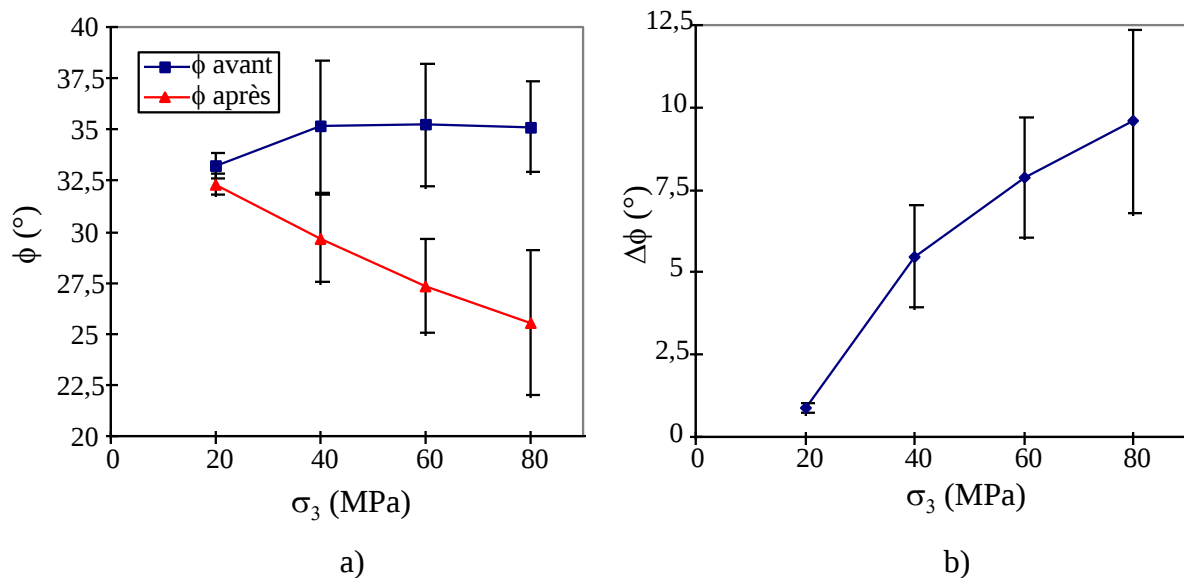


Figure 66 : a) Angle de frottement mobilisé, ϕ , mesuré avant et après le glissement instable en fonction de la pression de confinement, σ_3 . b) Chute de l'angle de frottement mobilisé en fonction de σ_3 . Il s'agit des valeurs moyennes pour chaque pression de confinement. Les barres verticales indiquent l'écart type.

On peut remarquer que l'angle de frottement statique varie peu avec la pression de confinement. Au contraire, la chute de l'angle de frottement mobilisé augmente avec la pression de confinement. Nous pouvons proposer deux explications à cette augmentation. D'une part l'énergie élastique emmagasinée par le système de chargement est plus importante lorsque le confinement augmente du fait de l'augmentation de la contrainte axiale. L'énergie cinétique acquise au cours du glissement est alors plus importante ce qui augmente l'écart entre l'angle de frottement mobilisé en fin de glissement et l'angle de frottement dynamique calculé par défaut. On peut également évoquer une relation entre l'angle de frottement dynamique et la pression de confinement.

4.1.4. Conclusion sur le comportement mécanique

Nous avons vu que le comportement mécanique des éprouvettes contenant une discontinuité polie est caractérisé par l'apparition de glissements instables après une phase de cisaillement stable. L'amplitude de la chute de contrainte provoquée par ces glissements augmente avec la pression de confinement.

Nous avons estimé l'angle de frottement statique en calculant l'angle de frottement mobilisé avant le glissement instable. Celui-ci ne varie pas avec la pression de confinement. L'angle de frottement mobilisé après le glissement instable, qui sous estime l'angle de frottement dynamique, diminue avec la pression de confinement.

4.2. Comportement inélastique et activité acoustique

Nous avons vu que, pour une éprouvette initialement discontinue, comme pour les éprouvettes initialement intactes, l'EA semble associée à l'inélasticité du comportement. Afin de vérifier cette relation dans la cas d'éprouvettes discontinue, nous avons calculé l'énergie inélastique, la déformation permanente et le dommage apparent en fonction de la déformation. La Figure 67 présente les résultats obtenus pour l'essai gsd58 avec $\sigma_3=60$ MPa.

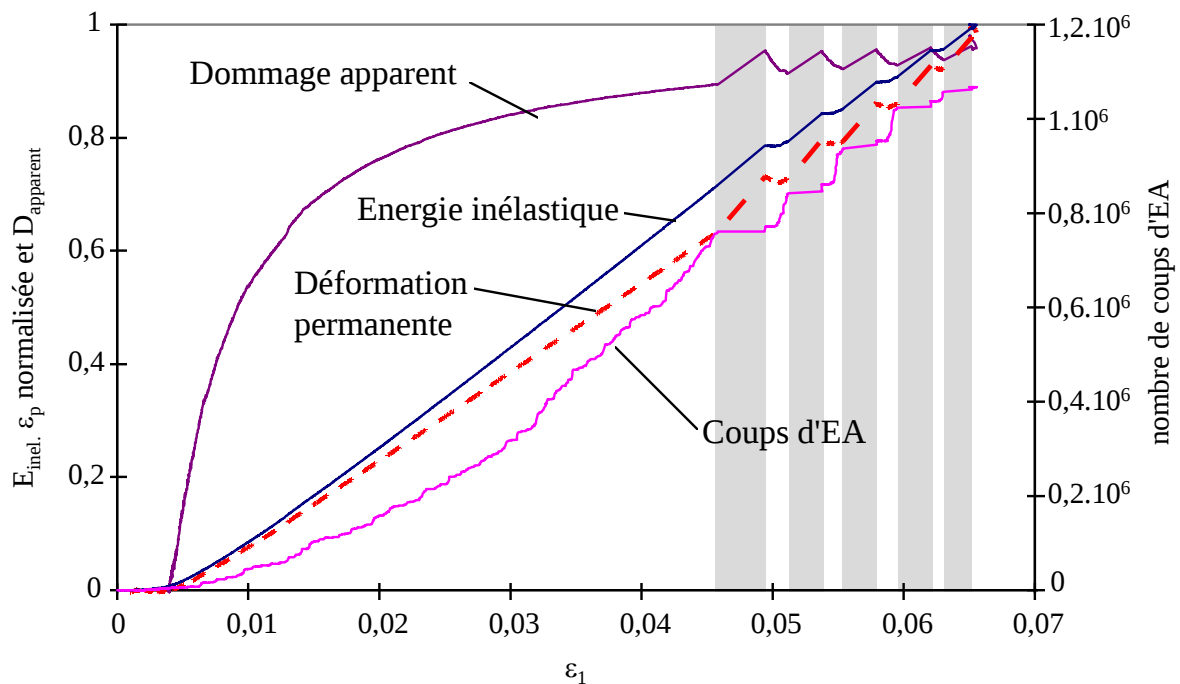


Figure 67 : Energie inélastique, $E_{inel.}$, déformation permanente, ϵ_p , dommage apparent, $D_{apparent}$, et activité acoustique en fonction de la déformation axiale. Les surfaces grisées indiquent les glissements instables.

Le comportement est d'abord linéaire, ce qui se caractérise par une énergie inélastique, une déformation permanente et un dommage apparent qui restent quasiment nuls. L'activité

acoustique est très faible. L'énergie inélastique et la déformation permanente augmentent ensuite quasi linéairement jusqu'à l'apparition des glissements instables. Ceci s'accompagne d'une augmentation progressive de l'activité acoustique. Le dommage apparent croît d'abord très rapidement puis sa pente diminue. Il n'apparaît pas corrélé à l'émission acoustique.

Notons qu'au cours du stick-slip, l'énergie inélastique et la déformation permanente augmentent au cours des glissements instables alors que l'activité acoustique apparaît principalement en dehors de ceux-ci. Ceci indique que l'EA enregistrée au cours des glissements ne reflète pas entièrement l'inélasticité du comportement.

Nous avons tenté d'estimer l'énergie inélastique et la déformation permanente à partir de l'EA, mais cela n'a pas donné de résultats concluants.

4.3. Distribution de la taille des événements

Dans un premier temps, nous observerons l'allure des distributions d'amplitudes maximales, afin d'estimer dans quelle mesure elles peuvent être considérées comme des lois puissances.

Nous observerons ensuite l'effet de la pression de confinement sur l'exposant b , puis son évolution au cours d'un essai.

4.3.1. Allure particulière des distributions d'amplitudes maximales

La Figure 68 présente les distributions d'amplitudes maximales concernant 4 essais avec un confinement entre 20 et 80 MPa.

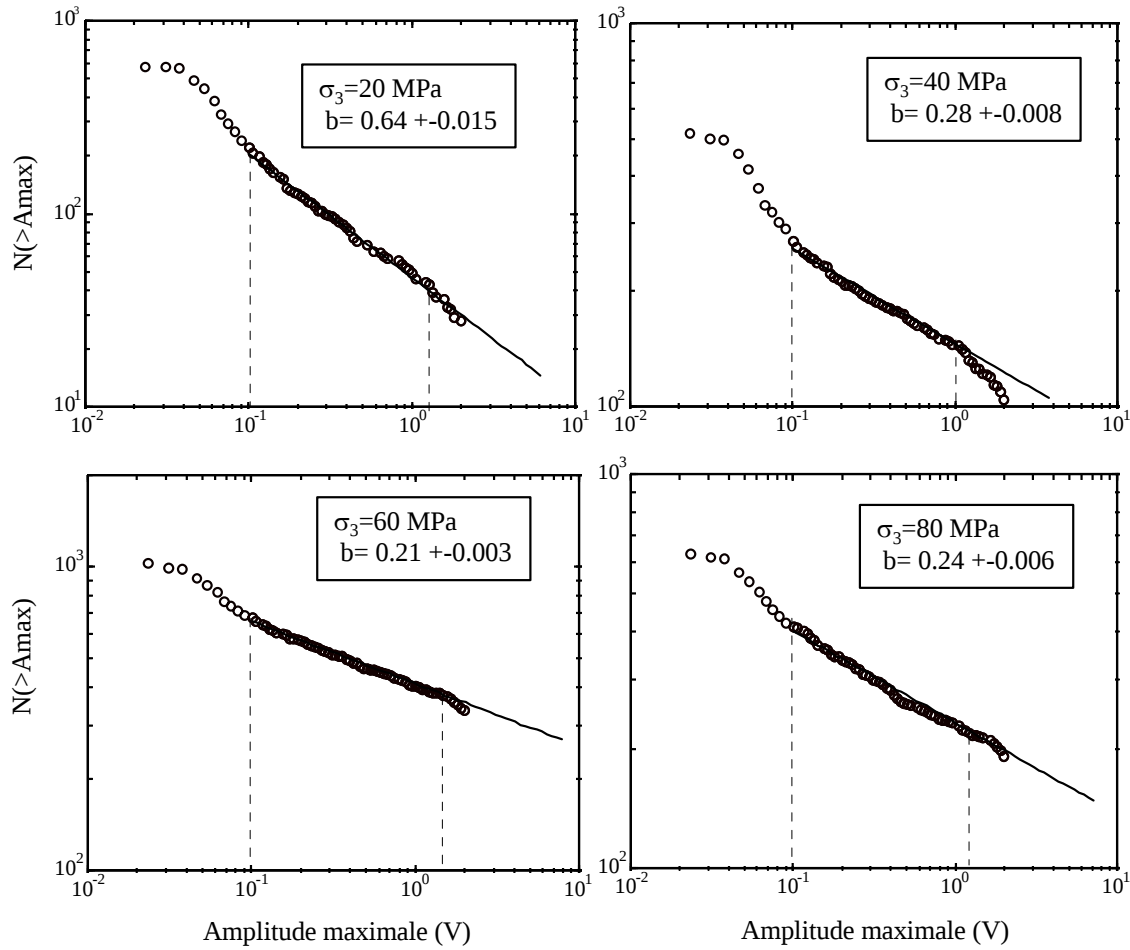


Figure 68 : Distribution d'amplitudes maximale pour 4 essais différents avec un confinement compris entre 20 et 80 MPa.

On peut remarquer que l'allure de ces distributions est assez particulière. En effet, on observe que la pente de la distribution, en dehors de l'effet du seuil de détection pour les événements les plus petits, n'est pas constante. Cette pente a tendance à être plus faible pour les événements de plus forte amplitude. La distribution ne peut être considérée comme linéaire que pour une amplitude comprise entre 0.1 et 1 V. Au-delà de 1 V, la distribution montre un déficit d'événements vis-à-vis de la loi puissance. Ceci peut être dû à un effet de taille fini du système.

La plage de valeurs de b que nous avons calculées pour l'ensemble des essais se situe entre 0.15 et 0.7. Ces valeurs sont nettement plus faibles que celles observées pour le cisaillement de surfaces obtenues par rupture en compression triaxiale (entre 1 et 1.5). Ceci indique un effet de la rugosité sur l'exposant b . Cet effet a été également observé par Sammonds et Ohnaka (1998), au cours d'essais de cisaillement sur des surfaces artificielles de rugosités différentes.

On peut interpréter cette faible valeur de b comme reflétant une proportion importante d'événements de forte amplitude. Du fait de la faible rugosité de la surface de cisaillement, la

résistance maximale des différents points de contact varie relativement peu. Ainsi, lorsqu'un point de contact atteint sa résistance maximale, les contacts voisins sont également assez proches de la rupture. De ce fait, une rupture peut engendrer facilement une avalanche de ruptures concernant un grand nombre de contacts. Ceci expliquerait la faible valeur de b pour les surfaces de faible rugosité. L'avalanche de taille maximale est celle qui concerne toute la surface c'est à dire le glissement instable observé dans les phases de stick-slip. Celle-ci sature le système d'enregistrement et sa taille ne peut donc pas être estimée par l'EA.

D'autre part, un exposant b nul indiquerait des événements de taille unique, donc l'apparition d'une échelle caractéristique. C'est le cas des stick-slip pour lesquels l'amplitude de la chute de contrainte est quasi constante.

4.3.2. Variations de l'exposant b au cours du cisaillement

La Figure 69 présente l'évolution de l'exposant b au cours du cisaillement d'un joint initialement lisse.

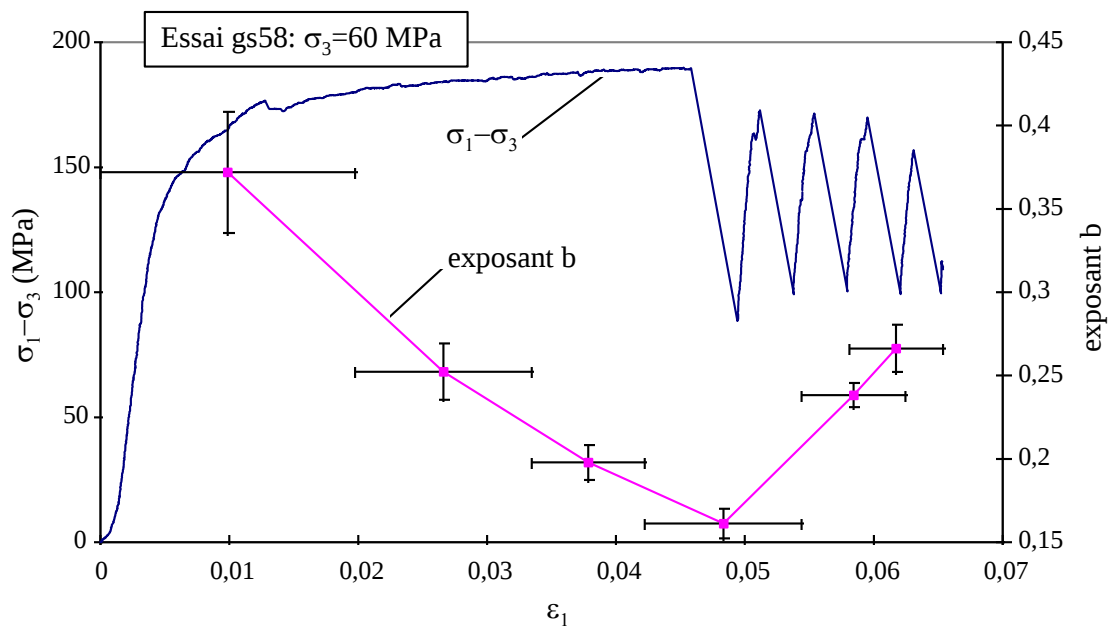


Figure 69 : Evolution de l'exposant b au cours de la déformation. Chaque valeur est calculée pour une fenêtre de 200 événements. Les barres horizontales indiquent la période couverte par chaque fenêtre. Les barres verticales indiquent l'erreur à 95 %.

On peut remarquer que la valeur de b décroît avant l'apparition du glissement instable. Cette observation a également été faite par Sammonds et Ohnaka (1998). La décroissance de b avant l'apparition des glissements instables a été vérifiée pour l'ensemble des essais avec stick-slip. La diminution de b indique une proportion d'événements de forte amplitude de plus en plus importante. On peut également l'interpréter comme l'émergence d'une échelle caractéristique du système, c'est à dire des événements de taille constante tels que les glissements instables. Cependant, l'activité acoustique prémonitoire du glissement instable

correspond à des événements de taille inférieure.

L'augmentation de b après le déclenchement de stick-slip, n'est pas observée systématiquement.

4.3.3. Effet de la pression de confinement sur l'exposant b

La Figure 70 présente les valeurs de l'exposant b pour tous les essais réalisés, en fonction de la pression de confinement. Pour les essais réalisés avec plusieurs paliers à des pressions de confinement différentes, l'exposant b a été calculé pour chaque palier.

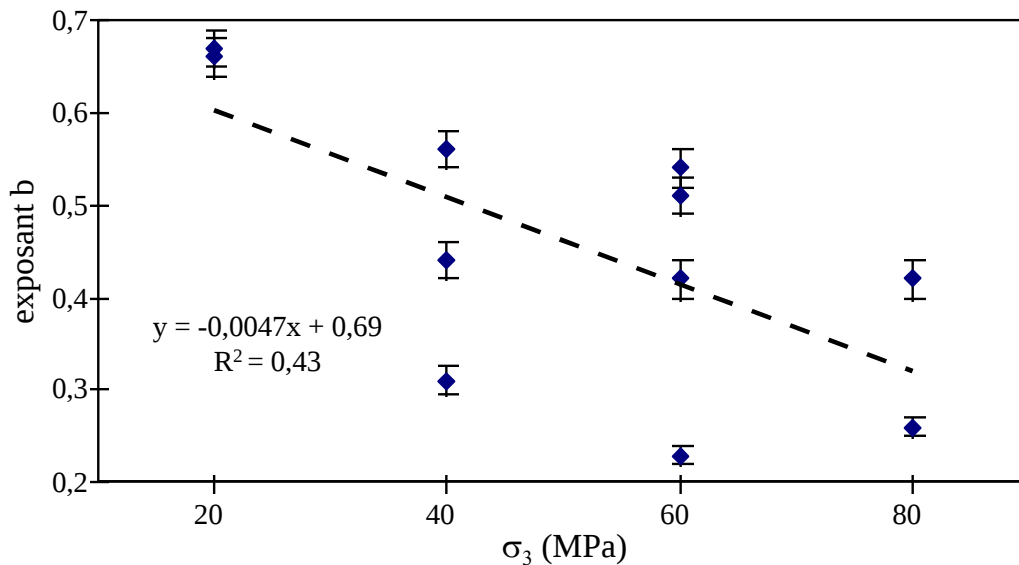


Figure 70 : Exposant b en fonction de la pression de confinement.

On peut observer que l'exposant b décroît avec la pression de confinement. Cependant la variabilité de b pour chaque valeur de pression de confinement est très importante. De ce fait, la corrélation entre b et la pression de confinement est faible ($R^2=0.43$).

Notons que pour $\sigma_3=20$ MPa, la valeur de b est la plus élevée alors que nous n'avons observé que peu de stick-slip et avec des chutes de contraintes très faibles, pour cette pression de confinement. Ceci renforce l'idée qu'une valeur faible de b est un indicateur de l'apparition du stick-slip.

4.3.4. Conclusion

Nous avons vu que l'exposant b est plus faible pour le cisaillement d'une discontinuité polie que pour une discontinuité obtenue après macrorupture en compression triaxiale. Ceci indique une influence de la rugosité sur l'exposant b . D'autre part, l'exposant b diminue avant l'apparition des glissements instables. Les valeurs très faibles de b et l'apparition de glissements instables dont la taille est quasi constante indiquent l'émergence d'une échelle

caractéristique du système. En effet, la taille des glissements est alors fonction du niveau de chargement.

4.4. Conclusion sur les éprouvettes initialement discontinues

Nous avons vu que le comportement mécanique des éprouvettes contenant une discontinuité lisse est caractérisé par l'apparition du phénomène de stick-slip, après une phase de cisaillement stable. L'angle de frottement statique, calculé avant le glissement instable est relativement constant vis à vis de la pression de confinement. La différence entre les angles de frottement mobilisés avant et après le glissement instable (slip) augmente avec la pression de confinement.

Au cours du cisaillement stable, l'activité acoustique augmente régulièrement. Au cours du cisaillement instable, l'activité acoustique apparaît de façon prémonitoire avant chaque glissement instable.

Pour ce qui concerne la distribution de la taille des événements d'EA, nous avons vu que l'exposant b est beaucoup plus faible pour le cisaillement des surfaces initialement lisses que pour celui des surfaces de rupture plus rugueuses. Ceci indique un effet de la rugosité sur l'exposant b . D'autre part, l'exposant b diminue avant l'apparition des glissements instables. Les valeurs très faibles de b associées à l'apparition de glissements instables dont la taille est quasi constante indiquent l'émergence d'une échelle caractéristique du système au cours du stick-slip. S'ils étaient confirmés à l'échelle des massifs rocheux, ces résultats permettraient d'identifier certains mécanismes de déformation.

5. Conclusion

Nous avons vu, au cours de ce chapitre expérimental, le comportement mécanique et l'EA du granite du Sidobre, au cours de sa sollicitation en compression triaxiale, pour des valeurs de pression de confinement comprises entre 0 et 80 MPa. Ceci nous permis d'étudier l'effet de la pression de confinement sur le comportement d'éprouvettes initialement intactes ou discontinues.

Pour ce qui concerne les éprouvettes initialement intactes, nous avons vu que l'activité acoustique est liée à un comportement macroscopique inélastique. Nous avons proposé deux méthodes d'estimation de l'inélasticité du comportement, au cours de la sollicitation à partir de l'EA. Elles permettent d'estimer soit l'endommagement soit la déformation permanente. L'augmentation de la pression de confinement a pour effet d'étendre la phase de déformation inélastique avant le pic de contrainte. Ceci indique l'apparition d'un comportement de plus en plus ductile. La pression de confinement ne semble pas avoir d'effet sur l'activité acoustique enregistrée jusqu'à la macrorupture.

Nous avons observé un effet de la pression de confinement sur le contenu spectral des signaux d'EA. Ceux-ci sont plus haute fréquence pour des pressions de confinement élevées ce qui

s'explique par la fermeture des fissures et donc la diminution du filtrage induites par le confinement.

Pour ce qui concerne la distribution en loi puissance de la taille des événements d'EA, nous avons montré une corrélation négative entre l'exposant b et la pression de confinement. Cette relation est en accord avec la diminution de l'exposant b avec la profondeur observée pour les séismes de Californie par Mori et Abercombie (1997).

Afin de mieux comprendre l'effet de la pression de confinement sur le comportement de la roche, nous avons étudié la géométrie de l'endommagement sous différents aspects : granulométrie de la mylonite, rugosité des surfaces de rupture, distribution spatiale de la fissuration. Ces observations ne permettent pas d'expliquer simplement l'effet du confinement sur l'exposant b .

Les essais sur des éprouvettes contenant une discontinuité préexistantes de faible rugosité ont montré un comportement mécanique de type « stick-slip ». L'activité acoustique apparaît alors de façon prémonitoire avant chaque glissement. Les faibles valeurs de b observées pour le cisaillement des surfaces lisses indiquent un effet de la rugosité mais qui ne se retrouve pas pour les éprouvettes initialement intactes. En effet, dans ce cas, b varie sans variation de la rugosité. Nous avons interprété les valeurs très faibles de b comme un indicateur de l'émergence d'événements dont la taille est caractéristique du système : les glissements instables au cours du stick-slip.

Afin de mieux comprendre les relations entre le comportement macroscopique, l'endommagement et la sismicité des roches nous avons eu recours à modélisation numérique. C'est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3 : Modèle numérique de la sismicité des roches

1. *Introduction*

Le chapitre précédent a permis de mettre en évidence deux principaux résultats expérimentaux concernant les éprouvettes initialement intactes. D'une part, l'émission acoustique est associée à un comportement macroscopique inélastique. D'autre part, la distribution statistique des événements d'EA suit une loi puissance dont l'exposant semble lié à la localisation de l'endommagement et à la pression de confinement. Nous avons vu que l'étude de la géométrie de l'endommagement ne permet pas, à elle seule, d'expliquer cet effet de la pression de confinement. Afin de mieux comprendre ces observations expérimentales, nous avons donc eu recours à la simulation numérique.

Nous verrons, dans une première section, que les modèles numériques existants ne permettent qu'une simulation partielle de l'EA et du comportement des roches. A partir de deux modèles existants basés sur l'endommagement progressif, nous proposons un modèle numérique qui permet de simuler les principales observations expérimentales concernant le comportement mécanique et l'émission acoustique des roches. Nous décrirons, dans la deuxième section, les caractéristiques du modèle proposé. Les résultats de simulation seront présentés dans la troisième section. Nous aborderons d'abord l'étude de la sensibilité du modèle aux paramètres qui lui sont propres. Nous analyserons ensuite les résultats simulant les principales observations expérimentales et comment le modèle permet de simuler les transitions ductile-fragile et diffus-localisé. Dans la dernière section, nous discuterons de l'apport du modèle pour la compréhension des observations expérimentales et des développements envisagés.

2. *Modèles existants : des simulations partielles de l'EA*

Comme nous l'avons vu dans l'introduction de cette thèse, l'EA est associée à des déformations inélastiques à l'échelle microscopique. Dans le cas des roches sollicitées à court terme, ces déformations inélastiques sont principalement la nucléation et la propagation de fissures.

Il existe de nombreux modèles qui ont pour objet d'étudier la propagation de fissures, que ce soit pour des fissures isolées ou interagissant entre elles (par exemple Lockner et Madden, 1991; Reches et Lockner, 1994; Scavia, 1995). Une seconde catégorie de modèles, relativement proche, vise à étudier le comportement d'une grande population de fissures distribuées aléatoirement dans le matériau (pour une revue, voir Herrmann et Roux, 1990). Il s'agit souvent de modèles de percolation ou de réseaux de barres. Ce type de modèles n'aborde généralement pas l'EA induite par les processus de propagation de fissures et ne sera, par conséquent, pas présenté ici. Nous nous intéresserons, dans cette section, essentiellement aux modèles qui simulent des observations concernant l'EA ou la sismicité.

Des modèles ont été proposés pour simuler la sismicité induite par l'exploitation d'une mine

souterraine. Board (1996), par exemple, propose un modèle selon lequel la sismicité est induite par un excès de contrainte de cisaillement sur les discontinuités préexistantes. Ce modèle permet de rendre compte de l'effet de l'exploitation sur l'activité sismique mais nécessite de connaître la fracturation du massif rocheux. Napier et Malan (1997) proposent un modèle viscoplastique discontinu pour simuler l'activité sismique et le transfert de contraintes dans les mines profondes. Ce modèle permet de simuler le comportement à long terme d'une roche, en particulier les phases de fluage primaire, secondaire et tertiaire, pour un matériau contenant une population de fissures distribuées aléatoirement. Il permet également de simuler la convergence d'une galerie et l'activité sismique associée à l'avancement du front de taille.

Ces deux modèles considèrent la sismicité comme associée au cisaillement de discontinuités préexistantes. La structure du matériau qu'ils modélisent est donc figée et conditionne entièrement la localisation des sources sismiques.

Nous nous intéresserons plus particulièrement à des modèles dont la structure peut évoluer au cours de la simulation. Nous présenterons dans la première section les résultats obtenus avec des modèles de type automates cellulaires. Ces modèles permettent de simuler les distributions en loi puissance de la taille des événements et, pour certains, la localisation des sources d'EA. Nous aborderons ensuite deux modèles basés sur l'endommagement progressif, qui permettent de simuler, pour l'un, la distribution de la taille des événements en loi puissance et un comportement macroscopique ductile, et, pour l'autre, la localisation progressive des sources d'EA et un comportement macroscopique fragile.

2.1. Automates cellulaires

Les automates cellulaires sont des modèles numériques constitués d'un grand nombre d'éléments (cellules) interagissant entre eux de manière itérative (automate). Les règles d'interaction sont en général relativement simples. Pour les modèles de sismicité ou d'EA, les règles d'interaction concernent les conditions de rupture de chaque élément et la redistribution de contrainte, après rupture, sur les éléments voisins. Pour une même itération de chargement, du fait de la redistribution de contrainte, une seule rupture peut engendrer une série de ruptures que l'on appelle une avalanche. L'objectif de ces modèles est, en général, l'étude des propriétés statistiques des avalanches et notamment leur taille, c'est à dire le nombre de ruptures dans une avalanche, et le temps entre chaque avalanche. Ces propriétés caractérisent l'évolution du modèle au cours de la simulation, que l'on appelle également la dynamique du système.

Par ailleurs, certains modèles simulent la localisation progressive des sources d'EA. Notamment, le modèle de Cowie et al. (1993, 1995) permet d'étudier la localisation progressive de la déformation. Le modèle de Delaplace et al. (1998) parvient, quant à lui, à associer les caractéristiques statistiques des avalanches et l'analyse en bifurcation utilisée

pour étudier les phénomènes de localisation de la rupture.

2.1.1. Simulation des distributions en loi puissance

La distribution en loi puissance de la taille des événements est une composante essentielle des « systèmes critiques auto-organisés » (Self Organized Critical - SOC). En effet, un système est dit critique s'il ne possède aucune échelle caractéristique. Les distances de corrélation dans le système deviennent infinies. Une loi puissance, parce qu'elle caractérise une invariance d'échelle, c'est à dire l'absence d'échelle caractéristique, est un indice de la criticalité. Le caractère auto-organisé se vérifie si un état statistiquement stationnaire est atteint spontanément par le système. De plus, un phénomène SOC implique un comportement temporel selon un bruit en $1/f$, où f est la fréquence (Hergarten et Neugebauer, 1998). De nombreux modèles d'automates cellulaires traitant de la sismicité, proposés dans la littérature, visent à étudier le caractère critique auto-organisé de la sismicité.

Dans ce cadre, Chen et al. (1991) ont proposé un modèle numérique d'un assemblage de blocs, reliés entre eux par un réseau orthogonal de ressorts, dont une direction représente l'effort de cisaillement et l'autre l'effort normal. Le chargement se fait en incrémentant la contrainte de cisaillement de tous les ressorts. Lorsque le niveau de contrainte dans un ressort atteint un certain seuil, déterminé aléatoirement, le ressort est rompu. La rupture provoque la mise à zéro de la contrainte de cisaillement. Cette dernière est répartie sur les blocs voisins par le biais d'une fonction de Green. Après rupture, les ressorts suivent à nouveau un comportement élastique. Ceci revient à imposer une déformation permanente égale à la déformation élastique au moment de la rupture. Le modèle aboutit à un comportement stationnaire caractérisé par une distribution de la taille des avalanches en loi puissance avec un exposant proche de 0.5. A partir du même modèle, Xu et al. (1992) ont étudié la distribution du temps entre chaque avalanche. Ils observent une distribution en loi puissance et considèrent qu'il s'agit d'un indice supplémentaire pour considérer la sismicité comme un système critique auto-organisé.

Des modèles simulant des blocs frottant sur une surface, ont été proposés pour l'étude de la dynamique des séismes, notamment par Matsuzaki et Takayasu (1991), Olami et al. (1992) et plus récemment par Schmittbuhl et al. (1996). La Figure 71 présente le principe de ces modèles en 2 dimensions. Les blocs, reliés entre eux par des ressorts de rigidité K_C , sont compris entre deux plaques. Ils frottent sur la plaque inférieure et sont reliés à la plaque supérieure par des ressorts de rigidité K_L . Le chargement du système se fait par déplacement tangentiel de la plaque supérieure qui est alors motrice.

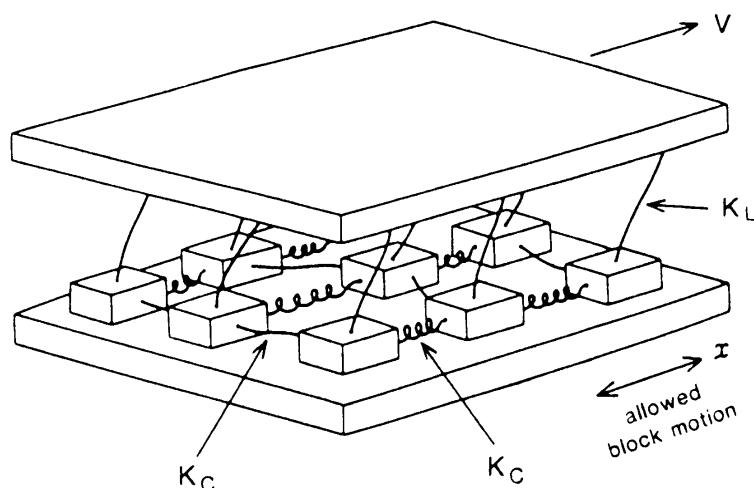


Figure 71 : Principe des modèles blocs ressort, ici en 2 dimensions. Les blocs frottant sur la plaque inférieure sont reliés entre eux par des ressorts de rigidité K_C . Les ressorts de rigidité K_L relient les blocs à la plaque supérieure. Le chargement est réalisé par le déplacement tangentiel de la plaque supérieure à une vitesse V . D'après Main (1996).

Le modèle d'Olami et al. (1992) est particulièrement intéressant car il permet de faire varier la proportion de la force de rupture redistribuée sur les voisins. Cette variation de la redistribution est obtenue en faisant varier le rapport K_L / K_C . Les auteurs considèrent qu'une valeur non nulle de ce rapport, nécessaire pour le chargement des blocs, rend le système dissipatif. En effet, une partie de la force de rupture est alors redistribuée à la plaque supérieure et non aux blocs voisins. Ce terme dissipatif influe sur la valeur de l'exposant de la distribution des tailles d'avalanches. Les auteurs obtiennent un exposant proche de 0.22 pour une dissipation quasi nulle, où une forte proportion de la force de rupture est redistribuée, et proche de 2.5 pour une dissipation de 80 %. Les auteurs considèrent que leur modèle permet d'expliquer les variations de l'exposant b observées en sismologie comme résultant de variations des paramètres élastiques. Cette explication peut convenir pour les variations géographiques de b . Pour ce qui concerne les variations temporelles de b sur un même site, il faut faire intervenir une variation temporelle des paramètres élastiques ce qui paraît moins réaliste.

Schmittbuhl et al. (1996) ont, pour leur part, étudié l'effet de la loi de frottement utilisée sur la dynamique d'un modèle bloc-ressort. Pour les lois à frottement insensibles à la vitesse, la dynamique du système fait apparaître une distribution de la taille des événements en loi puissance. Dans le cas de lois de frottement avec diminution de l'angle de frottement en fonction de la vitesse, il est nécessaire d'interdire le retour en arrière pour observer la loi de Gutenberg-Richter. On peut alors distinguer deux catégories d'événements selon leur niveau de dissipation : les événements à faible dissipation, qui permettent à l'énergie totale du système d'augmenter, et les événements fortement dissipatifs, qui donnent lieu à une baisse

de l'énergie totale du système. Ces résultats permettent d'expliquer le phénomène de stick-slip observé expérimentalement au cours du cisaillement de joint rocheux à faible rugosité. En effet, l'existence d'événements faiblement et fortement dissipatifs était déjà évoquée par Alheid et Rummel (1977) pour expliquer la succession de phases stables et instables observée au cours du phénomène de stick-slip.

Tous les modèles présentés dans cette section ont recours à des distributions de seuils de rupture aléatoires et à une interaction élastique. Ces deux ingrédients permettent de simuler une distribution des tailles d'avalanche en loi puissance. Il apparaît, en outre, que l'exposant de cette loi puissance peut être influencé par les règles d'interaction (modèle de Olami et al., 1992). Les règles locales de rupture peuvent également influencer la dynamique globale du système (modèle de Schmittbuhl et al., 1996).

2.1.2. Simulation de la localisation progressive des sources d'EA

Cowie et al. (1993, 1995) ont proposé un modèle scalaire pour modéliser la nucléation et la propagation de failles. Il s'agit d'un modèle de réseau de barres à deux dimensions. Les barres sont élastiques, orthogonales entre elles et inclinées à 45° par rapport aux frontières du modèle. Les limites du modèle sont soumises à une déformation en cisaillement qui est incrémentée progressivement. La contrainte scalaire, σ , est calculée pour toutes les barres à chaque incrément de déformation. Quand un élément du réseau atteint sa limite de résistance ($1 \pm \Delta$ aléatoire) sa déformation élastique est transformée en déformation permanente. De ce fait, la contrainte dans l'élément devient nulle. Une partie de la contrainte à la rupture est redistribuée à l'ensemble du réseau (entre 0 et 2σ selon les simulations). Notons ici que la contrainte redistribuée peut être supérieure à la contrainte de rupture.

Les auteurs font l'hypothèse que le déplacement permanent cumulé au cours d'une avalanche de ruptures correspond à un séisme et que les éléments rompus représentent les failles actives. Les auteurs considèrent la taille d'un séisme comme proportionnelle à la somme des déplacements au cours d'une itération de chargement. La distribution de la taille des séismes ainsi calculée suit une loi puissance. En outre, les auteurs ont analysé la distribution spatiale des déplacements dans le modèle au cours de la simulation. Pour cela, ils ont étudié le caractère multifractal des déplacements, par la méthode du « box-counting ». Cette méthode se base sur le calcul du moment d'ordre q : $M_q(\varepsilon) = \sum_1^N p_i^q$. Ici, p_i est le déplacement normalisé dans chaque boîte et N est le nombre de boîtes de taille ε .

Les auteurs ont calculé les dimensions de capacité, d'information et de corrélation, notées respectivement D_0 , D_1 et D_2 ($q = 0, 1$ et 2). En début de simulation, les déplacements sont distribués de façon homogène dans tout le modèle, c'est à dire que $D_0 = D_1 = D_2 \sim 2$. Au cours de la simulation le champ de déplacement tend vers une structure multifractale, c'est à dire que $D_0 > D_1 > D_2$. Alors que D_0 reste proche de 2, D_2 tend vers une valeur stable (entre 1.4 et

1.6 selon les paramètres utilisés) après un certain nombre d'itérations. Le modèle passe donc d'un champ de déplacement diffus (homogène) dans l'ensemble du modèle à un champ de déplacement localisé (hétérogène) le long d'un nombre réduit de lignes que les auteurs considèrent comme des failles.

Cowie et al. (1995) considèrent que trois ingrédients sont nécessaires pour obtenir un comportement multifractal, c'est à dire la localisation de la déformation permanente. En premier lieu, il faut que la déformation, en deçà du seuil de rupture, soit élastique, ce qui permet la redistribution de la contrainte à relativement longue distance. Deuxièmement, il faut que la rupture provoque une chute de contrainte brutale (rupture fragile). Enfin, il faut un bruit sur les caractéristiques du modèle afin de représenter l'hétérogénéité du matériau. Ces trois points conduisent à des concentrations de contrainte qui permettent ensuite de localiser la déformation. Notons que ce modèle fait apparaître la localisation sans introduire une perte de résistance des éléments rompus. On peut, en outre, remarquer que la dimension de corrélation, D_2 , est un meilleur estimateur de la localisation que la dimension de capacité, D_0 .

Le modèle présenté par Delaplace et al. (1998) est utilisé pour étudier la localisation de l'endommagement sur une interface. Les auteurs proposent un modèle d'interface entre un support rigide et un bloc élastique constitué de fibres parallèles, sollicitées en traction, qu'ils dénomment interface endommageante. Le bloc élastique est simulé par un empilement de ressorts dit « hiérarchique » de plusieurs niveaux. La Figure 72 présente un modèle composé de trois niveaux. Au dernier niveau, chaque ressort est relié à une série de fibres parallèles. Cette modélisation du bloc est utilisée pour simuler une redistribution élastique des contraintes le long de l'interface lors de la rupture des fibres.

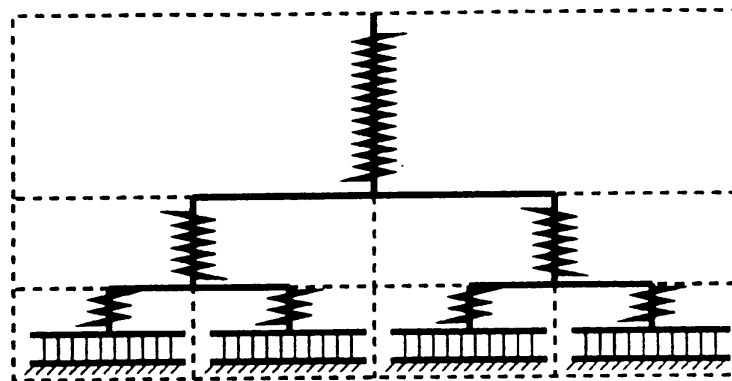


Figure 72 : Modèle d'interface endommageante entre un bloc élastique et un support rigide proposé par Delaplace et al. (1998). Le bloc est modélisé par un empilement hiérarchique de ressorts, ici composé de 3 niveaux. Chaque ressort du dernier niveau est relié à 10 fibres parallèles sollicitées en traction.

Les seuils de rupture des fibres sont attribués aléatoirement selon une distribution homogène

entre 0 et 1. Les résultats présentés concernent un modèle constitué de 10 niveaux et de 20 480 fibres. Les auteurs comparent une approche discrète de type automate cellulaire à une approche continue de type analyse de la bifurcation. Ils caractérisent les avalanches observées pour le modèle discret par leur taille moyenne.

Ce modèle permet de faire émerger un comportement macroscopique (relation force-déplacement pour l'ensemble du modèle) aussi bien pour l'approche discrète que pour l'approche continue. Cette particularité permet la comparaison entre l'analyse des avalanches du modèle discret et l'analyse en bifurcation du modèle continu, cette dernière étant basée sur le comportement macroscopique du modèle. Ceci permet aux auteurs d'associer la divergence de la taille moyenne des avalanches au franchissement du point de bifurcation. Ils ne précisent pas le critère utilisé pour quantifier cette divergence.

On peut considérer que ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus avec d'autres automates cellulaires qui aboutissent, pour leur part, à l'émergence d'une loi puissance. En effet, une distribution en loi puissance est caractérisée, entre autres, par la divergence de sa moyenne (Mandelbrot, 1997). La comparaison avec l'approche continue permet d'établir un pont avec l'analyse en bifurcation, qui est une approche couramment utilisée pour étudier le phénomène de localisation de la rupture (Cf. Chambon, 1996). Cependant, les auteurs se sont restreints à une analyse qualitative de la localisation de l'endommagement observée dans le modèle discret. Ils observent, en particulier, qu'après la bifurcation, les fibres rompues, qui représentent l'endommagement, se concentrent sur des zones spatialement de plus en plus petites, par des bifurcations successives. Les auteurs ne proposent pas de quantification du degré de localisation de l'endommagement.

2.1.3. Conclusion

Les modèles présentés dans cette section montrent qu'une distribution en loi puissance de la taille des événements, ou de leur localisation spatiale, peut émerger du fait de l'interaction élastique entre un grand nombre d'éléments. Il n'est pas nécessaire pour cela de recourir à une distribution des hétérogénéités qui soit elle-même en loi puissance. D'autres part, tous les modèles présentés font intervenir une hétérogénéité, en général par le biais d'une distribution aléatoire des seuils de rupture. Cet ingrédient, comme l'ont souligné Cowie et al. (1995), semble indispensable pour faire émerger des caractéristiques macroscopiques, c'est à dire propres au modèle dans son ensemble comme, par exemple, des distributions statistiques en loi puissance. Cependant, aucun de ces modèles ne permet d'observer à la fois la distribution des événements en loi puissance, la localisation de la déformation et un comportement mécanique macroscopique.

Nous allons voir à présent deux modèles qui permettent d'associer une partie de ces observations à un comportement macroscopique soit ductile soit fragile.

2.2. Modèles d'EA associée à l'endommagement

Nous présenterons, dans cette section, deux modèles qui font intervenir un endommagement élémentaire dans un modèle élastique. Le modèle de Zapperi et al. (1997) est scalaire et permet de simuler la distribution des tailles d'avalanche associé à un comportement macroscopique ductile. Le modèle de Tang (1997) est, quant à lui, tensoriel et simule la localisation progressive des sources d'EA associée à un comportement macroscopique fragile.

2.2.1. Comportement ductile du modèle scalaire de Zapperi et al. (1997)

Zapperi et al. (1997) ont utilisé un endommagement progressif dans un modèle élastique pour étudier la statistique des avalanches associées à un comportement macroscopiquement ductile. Leur modèle est scalaire et utilise l'analogie électrique-mécanique où la contrainte correspond à l'intensité, la déformation à la tension et le module élastique à la conductivité :

Mécanique	$\leftrightarrow$	Electrique
$\sigma = E \cdot \varepsilon$	$\leftrightarrow$	$I = C \cdot V$

Les auteurs utilisent un modèle numérique discrétisé d'un réseau de fusibles, que l'on peut analogiquement comparer à un réseau de barres. Le modèle est chargé en appliquant une tension croissante à la frontière du maillage (incrément de V). Le comportement des éléments est purement élastique jusqu'à un certain seuil d'endommagement. Les valeurs de ce seuil sont distribuées aléatoirement de manière uniforme entre 0 et 1. Le franchissement de ce seuil provoque un endommagement de l'élément. Les auteurs recourent alors à la définition classique de l'endommagement

$$E = E_0 (1 - D)$$

avec E : module élastique effectif

E_0 : module du matériau intact

D : dommage.

A chaque franchissement du seuil d'endommagement, la conductivité (le module élastique) est multipliée par une constante inférieure à 1 :

$$E_i = a \cdot E_{i-1},$$

avec $a = 1 - D$

i : nombre d'endommagements

Le système est résolu à nouveau en conservant la même condition limite. La redistribution de l'intensité due à l'endommagement d'un élément peut provoquer une cascade d'endommagements pour un même pas de chargement. Le nombre total d'éléments endommagés au cours d'un pas de chargement représente la taille d'une avalanche. Après endommagement, un nouveau seuil d'endommagement est attribué aléatoirement aux éléments endommagés, afin de modéliser les réarrangements microscopiques dans le matériau. De plus, les seuils d'endommagement des éléments voisins sont également réattribués aléatoirement. Ceci permet, d'après les auteurs, d'obtenir plus rapidement des

statistiques de bonne qualité sans modifier les résultats obtenus.

Après une phase quasi linéaire, le modèle atteint un comportement macroscopique stable (I constant pour V croissant), comparable à la plasticité en mécanique (Figure 73a). La distribution de la taille des avalanches, calculée pour la phase stable, suit une loi puissance avec une troncature pour les événements de plus grande taille. Les auteurs montrent que cette troncature est liée à la taille finie du système qui limite la taille des événements les plus grands (Figure 73b).

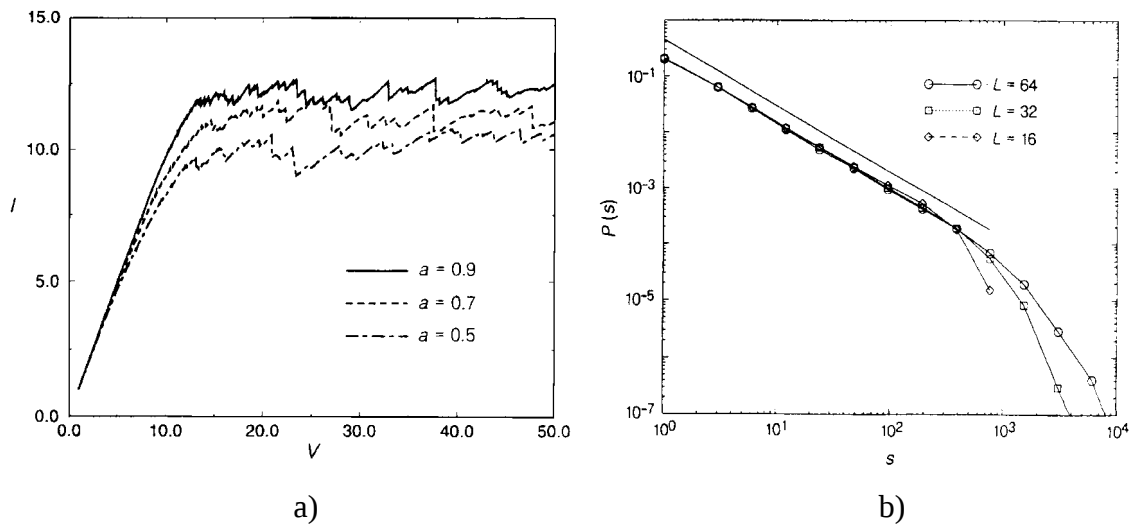


Figure 73 : Résultats du modèle de réseau de fusibles de Zapperi et al. (1997). a) Comportement macroscopique de type plastique (ductile) pour différentes valeurs du paramètre $a=(1-d)$. b) Distribution en loi puissance de la taille des avalanches pour des modèles de différentes tailles ($L=16, 32, 64$), avec $a=0.9$.

Le nombre de ruptures subies par un élément est limité. Après un certain nombre de ruptures, l'élément est retiré du maillage, ce qui modélise une conductivité nulle. Cette règle supplémentaire permet de faire apparaître une localisation de l'endommagement après un certain nombre d'itérations.

Le modèle de Zapperi et al. (1997) montre que l'endommagement progressif élémentaire, associé à un modèle élastique et à une hétérogénéité des seuils d'endommagement, permet de faire apparaître une distribution en loi puissance de la taille des événements et un comportement macroscopique ductile. Cependant, nous pouvons relever trois défauts :

- ce modèle est scalaire, ce qui est une simplification forte du comportement des matériaux,
- il ne permet de simuler qu'un seul type de comportement macroscopique.
- la localisation de l'endommagement est introduite de façon artificielle en ajoutant une règle *ad hoc*, ce qui force son émergence.

Nous allons voir à présent un modèle qui permet de faire apparaître la localisation de

l'endommagement associée à un comportement macroscopique fragile.

2.2.2. Comportement fragile du modèle tensoriel de Tang (1997)

Tang (1997) a proposé un modèle numérique de rupture progressive d'une roche basé sur la méthode des éléments finis (MEF) en deux dimensions (également présenté par Tang et Kaiser, 1998).

La loi élémentaire proposée est élasto-fragile, c'est à dire que tous les éléments ont un comportement linéaire jusqu'à un seuil de rupture. Lorsqu'un élément est rompu, « il perd la plupart de sa résistance et relâche la plupart de son énergie élastique »¹. Malgré l'imprécision de la description, on peut considérer que cela correspond à un endommagement complet de l'élément rompu. Dans le modèle de Zapperi et al. (1997), on aurait a proche de zéro.

Les seuils de rupture ainsi que les modules élastiques sont distribués aléatoirement selon une distribution de Weibull. Cette distribution est plus ou moins homogène selon la valeur du paramètre m .

$$\phi(\sigma_c) = \frac{m}{\sigma_0} \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_0} \right)^{m-1} e^{-\left(\frac{\sigma_c}{\sigma_0} \right)^m} \quad \text{III. 1}$$

avec $\phi(\sigma_c)$: probabilité d'occurrence de σ_c ,

σ_0 : paramètre d'échelle

m : paramètre de forme de la distribution, plus ou moins étalée autour de σ_0 .

Le critère de rupture utilisé est un critère en compression monoaxiale ($\sigma_1 > \sigma_c$). Le chargement se fait par incrément progressif du déplacement à la frontière du modèle (100 pas de chargement pour atteindre 0.5 % de déformation macroscopique). L'état de contrainte dans tous les éléments est calculé à chaque pas de chargement. Les éléments qui dépassent leur seuil de résistance sont rompus. La taille d'une émission acoustique, EA , est supposée proportionnelle au nombre d'éléments rompus au cours d'un pas de chargement. Le dommage est calculé comme la proportion d'éléments rompus dans le modèle. Il est donc proportionnel à la somme des tailles d'émission acoustique, ΣEA . L'énergie sismique est considérée comme l'énergie élastique des éléments rompus lors de la rupture. Pour chaque élément rompu :

$$E_f = \frac{1}{2C_f} \sigma_f^2 \cdot v_f$$

avec E_f : énergie sismique

C_f : module élastique

σ_f : contrainte à la rupture

v_f : volume de l'élément.

¹ (« ... the element is considered to have lost most of its strength and released most of its elastic energy ». Tang, 1997).

L'énergie sismique cumulée, E , est la somme des E_f .

Le modèle de Tang (1997) permet de simuler des comportements macroscopiques différents selon le paramètre m . La Figure 74 montre les résultats obtenus avec deux valeurs de ce paramètre (1.5 et 3).

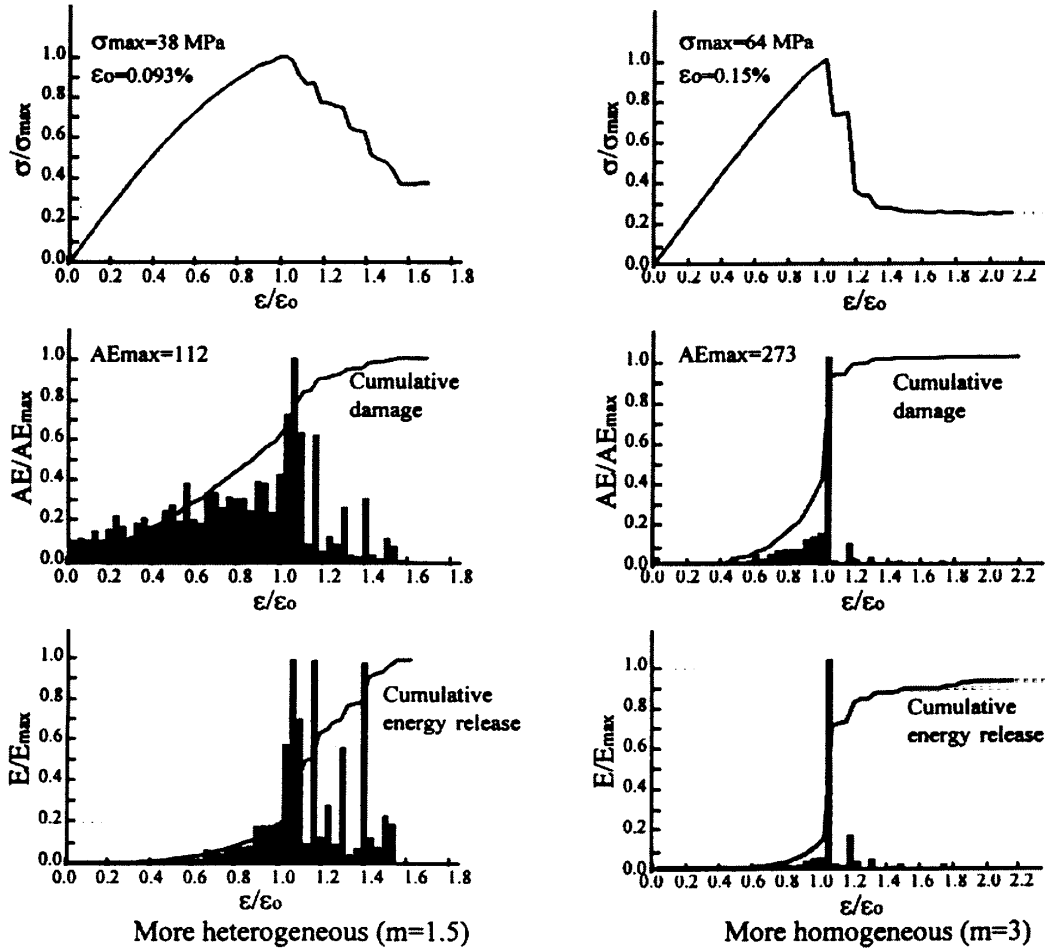


Figure 74 : Résultats obtenus avec le modèle d'endommagement progressif de Tang (1997) pour deux valeurs du coefficient d'hétérogénéité, m . EA : taille d'une émission acoustique, D : dommage proportionnel à $\sum EA$, E : énergie sismique. D'après Tang et Kaiser (1998).

On peut remarquer que les résultats obtenus avec $m=1.5$, qui modélise un matériau plus hétérogène, montrent une chute de contrainte en post pic plus lente qu'avec $m=3$. Le paramètre m permet d'obtenir un comportement macroscopique différent. Dans les deux exemples présentés par l'auteur, il se produit une macrorupture qui se traduit par une baisse importante de la contrainte en post-pic. L'amplitude de la chute de contrainte, pour chaque cas, est de l'ordre de 65 et de 75 % de la contrainte de pic. En ce sens, on peut considérer que ces comportements restent toujours plus ou moins fragiles.

Le comportement macroscopique simulé par le modèle est associé à la distribution spatiale des éléments endommagés. Celle-ci est répartie de façon diffuse dans l'ensemble du modèle

au début du chargement. L'endommagement se localise le long d'une ligne au moment de la macrorupture. Le degré de localisation de l'endommagement au cours d'une simulation n'est pas quantifié. La localisation de l'endommagement se produit dans les deux exemples donnés par Tang (1997), c'est à dire avec $m=1.5$ et $m=3$.

La taille des événements sismiques suit une distribution en loi puissance mais de piètre qualité. On peut attribuer ce résultat à la vitesse de chargement très rapide utilisée dans ce modèle. En effet, l'ensemble du chargement est divisé en 100 pas pour une déformation axiale finale de 0.5 %. Zapperi et al. (1997) ont souligné que l'apparition d'une loi puissance est conditionnée par une vitesse de chargement faible ($\Delta\varepsilon/\varepsilon \ll 1$).

Ce modèle a été appliqué à l'étude du soutènement d'une cavité souterraine au voisinage d'une faille constituée d'éléments plus faibles que la matrice rocheuse (Tang, 1997) ainsi qu'à la rupture de piliers de mine (Tang et Kaiser, 1998).

Ce modèle, comme le souligne l'auteur, montre qu'un comportement macroscopique non-linéaire peut émerger d'un modèle composé d'éléments élasto-fragiles dont les propriétés mécaniques sont hétérogènes. De plus, Tang considère que l'utilisation d'une loi constitutive non-linéaire pour décrire le comportement de microfracturation des roches n'est pas cohérente avec le fait qu'une roche émette de l'EA. Selon l'auteur, l'EA étant due à une relaxation d'énergie, les sources d'EA ont nécessairement un comportement élasto-fragile. Ce modèle fait, de plus, apparaître la localisation progressive de l'endommagement. Cette localisation est provoquée, d'après l'auteur, par la perte de résistance associée à l'endommagement.

2.3. Conclusion

Parmi les modèles présentés, on peut considérer que les plus intéressants pour l'étude de la sismicité des roches sont ceux de Zapperi et al. (1997) et de Tang (1997). Nous pouvons considérer que, pour le modèle de Tang, l'échelle des éléments est microscopique. Les éléments ne peuvent se rompre qu'une fois (il ne peuvent contenir qu'une fissure). Au contraire, Zapperi et al. considèrent les éléments de leur modèle à l'échelle mesoscopique, c'est à dire que leur taille est telle qu'ils peuvent connaître plusieurs ruptures successives (ils peuvent contenir plusieurs fissures), ce qui se traduit par une diminution du module élastique effectif. Ces deux modèles montrent que l'association de trois ingrédients - l'endommagement élémentaire, un modèle élastique et une hétérogénéité des propriétés mécaniques - entraîne un changement de comportement mécanique lors du passage de l'échelle élémentaire à l'échelle macroscopique. Cependant, chacun de ces modèles ne rend compte que d'un comportement bien particulier : ductile pour celui de Zapperi et al., plus ou moins fragile pour celui de Tang. Pour ce qui concerne la répartition spatiale de l'endommagement, elle est diffuse dans le modèle de Zapperi et devient progressivement localisée dans le modèle de Tang.

Il paraît donc intéressant d'associer les caractéristiques de ces deux modèles, c'est à dire de

réaliser un modèle tensoriel avec endommagement progressif, afin de simuler un comportement soit fragile, soit ductile. C'est l'objet du modèle numérique que nous développons dans la section suivante.

3. Description du modèle proposé

Le modèle que je propose intègre des caractéristiques des modèles de Zapperi et al. (1997) et de Tang (1997). Il s'agit en effet d'un modèle tensoriel discrétisé avec un endommagement progressif des éléments.

Ce modèle a pour objectif de simuler à la fois l'activité acoustique associée au comportement macroscopique, les distributions des tailles d'événement d'EA en lois puissance, les variations de l'exposant de ces lois puissances et la localisation progressive de l'endommagement.

Nous présenterons, dans cette section, les caractéristiques du modèle proposé :

- principe d'endommagement progressif
- critère d'endommagement
- méthode de résolution
- introduction de l'hétérogénéité

Nous discuterons également de la comparaison entre la taille des EA observées en laboratoire et la taille des avalanches simulées.

3.1. Principe d'endommagement progressif

Nous utiliserons ici le mode d'endommagement proposé par Zapperi et al. (1997), celui employé par Tang (1997) n'en étant qu'un cas particulier.

Le dommage est incrémenté chaque fois que le seuil d'endommagement est franchi. Le module élastique est alors multiplié par $(1-de)$, où de est l'endommagement élémentaire à chaque franchissement du seuil. Le module élastique décroît donc avec le nombre d'endommagements subis par l'élément. Le module effectif peut s'exprimer en fonction du module initial et du nombre d'endommagements connus par l'élément.

$$\frac{E_i}{E_0} = (1 - de)^i \quad \text{III. 2}$$

avec E_0 : module élastique initial

E_i : module élastique après i rupture

de : endommagement élémentaire à chaque rupture

i : nombre d'endommagements

Une telle relation n'est valable que dans le cas où les défauts sont de petite taille vis à vis de l'élément de volume considéré. Dans le cas d'un modèle discretisé, ceci revient à dire que l'échelle de chaque élément du maillage est supérieure à l'échelle des fissures qu'il contient. Nous parlerons donc, comme l'ont proposé Zapperi et al., d'échelle mésoscopique pour les

éléments, c'est à dire intermédiaire entre microscopique et macroscopique, et d'échelle macroscopique pour l'ensemble du modèle. La Figure 75 présente le comportement élémentaire obtenu avec un endommagement de ce type.

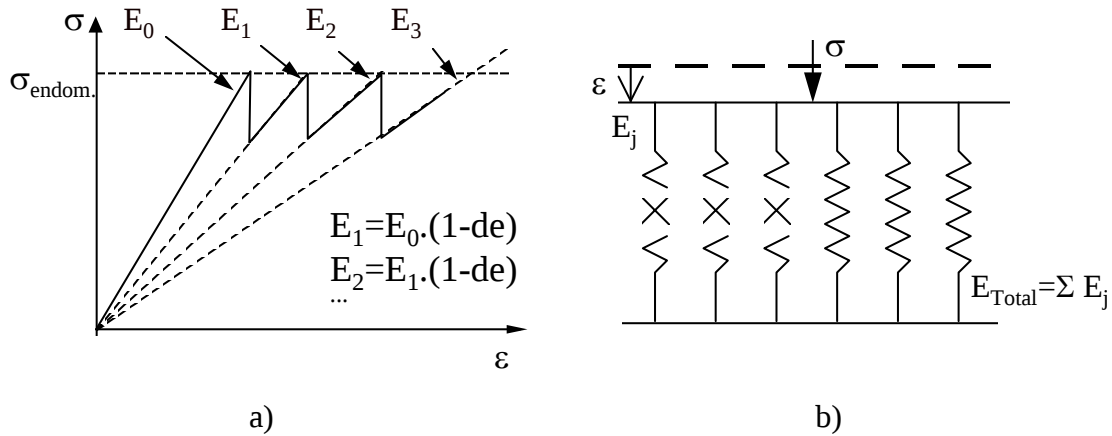


Figure 75: a) Illustration en 1D de l'évolution du module élastique au cours de la déformation par endommagement progressif lors du franchissement du seuil d'endommagement, $\sigma_{endom.}$ de est l'endommagement élémentaire. b) Modèle analogue (les ressorts ont des caractéristiques différentes).

Pour justifier le choix de ce type d'endommagement pour les matériaux rocheux, nous l'avons comparé avec celui du modèle de Walsh (1965), présenté au chapitre 1, section 2.2. Ce modèle, considérant un endommagement isotrope, permet d'établir une relation entre la densité de fissures et le module élastique effectif. La Figure 76 montre que l'évolution du module effectif avec la formulation choisie ici, en fonction du nombre d'endommagements et celle obtenue avec le modèle de Walsh (1965), en fonction de la densité de fissures.

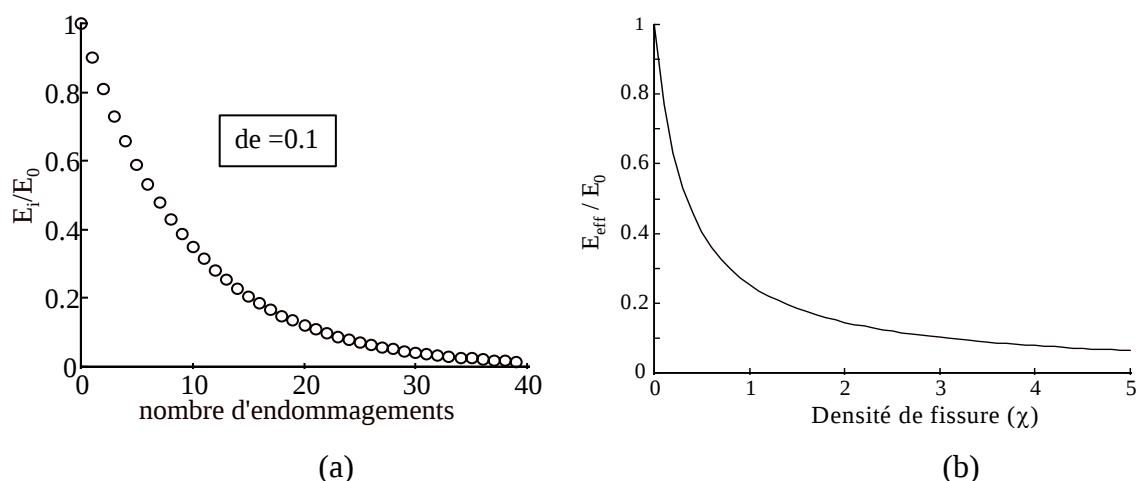


Figure 76: (a) Module effectif en fonction du nombre de franchissements du seuil d'endommagement, pour un endommagement incrémental $de=0,1$. (b) Module effectif en fonction de la densité de fissures selon le modèle de Walsh (d'après Kemeny et Cook, 1986).

On peut remarquer que l'évolution du module effectif en fonction du nombre d'endommagements (Figure 76a) est relativement proche de celle du module effectif en fonction de la densité de fissures (Figure 76b). On peut donc considérer que l'augmentation de la densité de fissure est prise en compte de façon discontinue. Le paramètre de peut alors être considéré comme un facteur d'échelle de l'incrément de densité de fissure à chaque endommagement.

La justification de ce mode d'endommagement se trouve dans le caractère transitoire des signaux d'EA qui indique que la propagation des fissures est discontinue dans le temps. D'autre part, la durée des signaux d'EA est très brève (quelques μs) par rapport au temps d'observation macroscopique, ce qui peut justifier l'approximation de l'instantanéité des événements d'endommagement.

Le comportement élémentaire présenté sur la Figure 75 fait apparaître une succession d'instabilités. On peut donc considérer que ce type de comportement est fragile. Cependant, l'enveloppe de la courbe contrainte-déformation fait apparaître globalement un palier plastique (à contrainte constante). On peut alors considérer qu'il s'agit d'un comportement globalement ductile. On voit que la distinction ductile-fragile doit, dans ce cas, se faire en fonction de l'échelle d'observation temporelle.

3.2. Critère d'endommagement

Dans le paragraphe précédent, nous avons considéré que le dommage augmente lorsque l'état de contrainte dépasse un certain seuil (seuil d'endommagement). Pour déterminer ce seuil, nous utiliserons le critère de Mohr-Coulomb qui établit une relation entre la contrainte tangentielle et la contrainte normale sur une facette.

$$\tau = C + \sigma \cdot \tan \phi \quad \text{III. 3}$$

avec τ : contrainte tangentielle

σ : contrainte normale

C : cohésion

ϕ : angle de frottement interne

C et ϕ sont deux caractéristiques mésoscopiques du matériau.

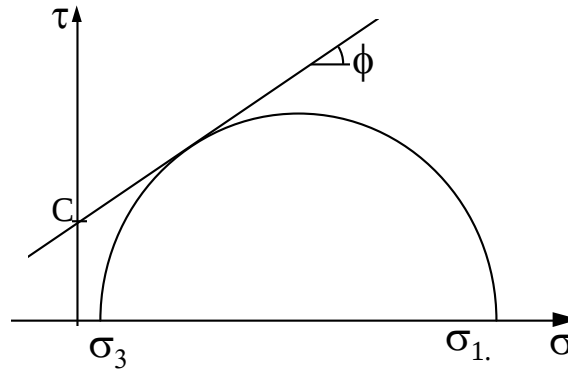


Figure 77 : Critère de Mohr-Coulomb utilisé comme critère d'endommagement.

Ce critère peut s'exprimer en fonction des contraintes principales

$$\sigma_1 \left((1 + \mu^2)^{1/2} - \mu \right) - \sigma_3 \left((1 + \mu^2)^{1/2} + \mu \right) = 2C \quad \text{III. 4}$$

avec $\mu = \tan \phi$

σ_1 : contrainte principale majeure

σ_3 : contrainte principale mineure

En conditions monoaxiales ($\sigma_3 = 0$), la résistance en compression, σ_C , est alors.

$$\sigma_C = \frac{2C}{(1 + \mu^2)^{1/2} - \mu}$$

Le critère de Mohr-Coulomb suppose que la rupture se produit par cisaillement sur une facette dont l'orientation est déterminée par ϕ . Dans le modèle présenté, nous utilisons ce critère uniquement comme un critère d'endommagement. La directionnalité du critère n'est pas utilisée à l'échelle des éléments. Les éléments endommagés sont supposés rester isotropes.

D'autre part, les deux paramètres de ce critère, la cohésion, C , et l'angle de frottement interne, ϕ , sont indépendants entre eux et indépendants de la pression de confinement. Ce découplage permet d'étudier séparément l'effet de ces trois paramètres.

3.3. Méthode de résolution

La modélisation présentée simule une éprouvette de roche parallélépipédique en déformation plane. Chaque élément est supposé avoir, en dehors des chutes de contraintes dues à l'endommagement, un comportement élastique linéaire défini par le module élastique, E , et le coefficient de Poisson, ν . La méthode de résolution utilisée est la méthode des éléments finis (MEF) en petites déformations. La réaction aux conditions limites est donc obtenue en une seule étape par inversion de la matrice de rigidité. Le modèle est discretisé par des éléments triangulaires à trois noeuds. Ce type d'éléments a été choisi par souci de simplicité et parce

qu'ils permettent de calculer un état de contrainte constant dans chaque élément, ce qui est compatible avec un endommagement constant dans l'élément.

Le modèle a été programmé dans l'environnement Matlab®. L'inversion de la matrice de rigidité est effectuée par une fonction de Matlab®. Pour un modèle comportant 528 éléments, la précision de l'inversion est de l'ordre de $e=10^{-4}$ et le résidu de l'ordre de $r=10^{-12}$.

Le chargement se fait en appliquant un déplacement vertical à la limite supérieure du modèle. A chaque pas de chargement, l'état de contrainte est calculé dans l'ensemble des éléments. Si un élément dépasse son critère d'endommagement, son module élastique est diminué selon l'équation III.2. La matrice de rigidité est modifiée en fonction de cet endommagement et l'état de contrainte est à nouveau calculé dans tous les éléments, en conservant le même déplacement imposé à la limite du modèle. Du fait de la redistribution élastique des contraintes, un seul endommagement élémentaire peut provoquer une avalanche d'endommagements. La taille d'une avalanche est le nombre d'endommagements au cours d'un pas de chargement.

La Figure 78 le principe de résolution utilisé pour les simulations.

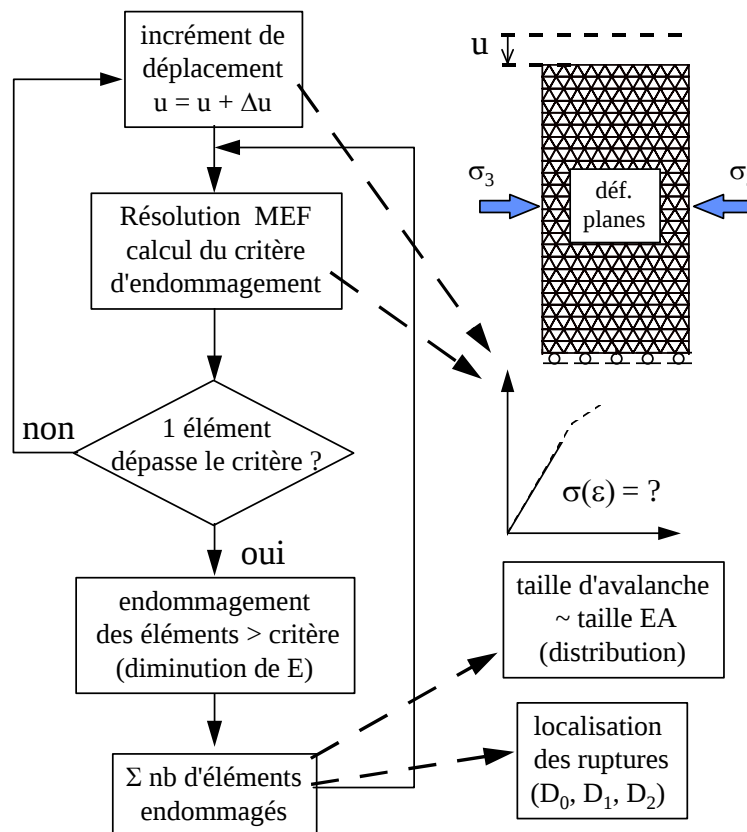


Figure 78 : Méthode de résolution utilisée. Le modèle éléments finis en déformations planes est chargé en appliquant un déplacement vertical sur la limite supérieure et en conservant la base bloquée verticalement. Tous les déplacements horizontaux sont libres. Une contrainte latérale peut être appliquée pour simuler un chargement triaxial.

La taille des avalanches permet de calculer la distribution de la taille des événements d'endommagement. La localisation des éléments endommagés permet d'étudier la localisation de l'endommagement et de calculer les dimensions multifractales de l'endommagement. Nous utiliserons la méthode dite du « box-counting ». Celle-ci se base sur le calcul du moment d'ordre q : $M_q(\varepsilon) = \sum_1^N p_i^q$, calculé pour le nombre de boîtes, N , de taille ε , qui recouvrent le modèle. Ici, p_i est le nombre d'endommagements dans une boîte normalisé par le nombre total d'endommagements dans le modèle. Nous avons calculé les dimensions de capacité, D_0 , d'information, D_1 , et de corrélation, D_2 ($q = 0, 1$ et 2).

Zapperi et al. (1997) ont souligné que l'apparition d'une loi puissance est conditionnée par une vitesse de chargement faible ($\Delta\varepsilon/\varepsilon \ll 1$). Nous avons testé, pour notre modèle, l'effet de la valeur de l'incrément de déplacement, Δu , pour des valeurs de Δu comprises entre 10^{-4} et 10^{-7} . Les résultats obtenus sont présentés en annexe 3. Nous avons observé que pour un incrément trop important, la distribution des tailles d'avalanches n'est pas en loi puissance. A partir de $\Delta u = 10^{-6}$, la distribution est en loi puissance pour les plus petites tailles d'avalanche. Pour l'ensemble des simulations présentées, l'incrément de déplacement a été fixé à 10^{-7} .

A partir de la force et du déplacement aux limites du modèle, on peut calculer la contrainte et la déformation macroscopiques.

$$\varepsilon_{macro} = U/L$$

$$\sigma_{macro} = F/l$$

avec U : déplacement des noeuds au sommet du modèle

F : somme des forces appliquées aux noeuds au sommet du modèle

L, l : hauteur et largeur du modèle

Ces valeurs sont équivalentes à celles calculées lors de nos essais de compression en laboratoire.

3.4. Introduction de l'hétérogénéité

3.4.1. Nécessité d'introduire de l'hétérogénéité

Nous avons vu que la plupart des modèles existants, qui simulent l'EA ou la sismicité, sont hétérogènes. Afin de montrer la nécessité d'introduire une hétérogénéité, voyons les résultats de simulations obtenus avec un modèle entièrement homogène (Figure 79).

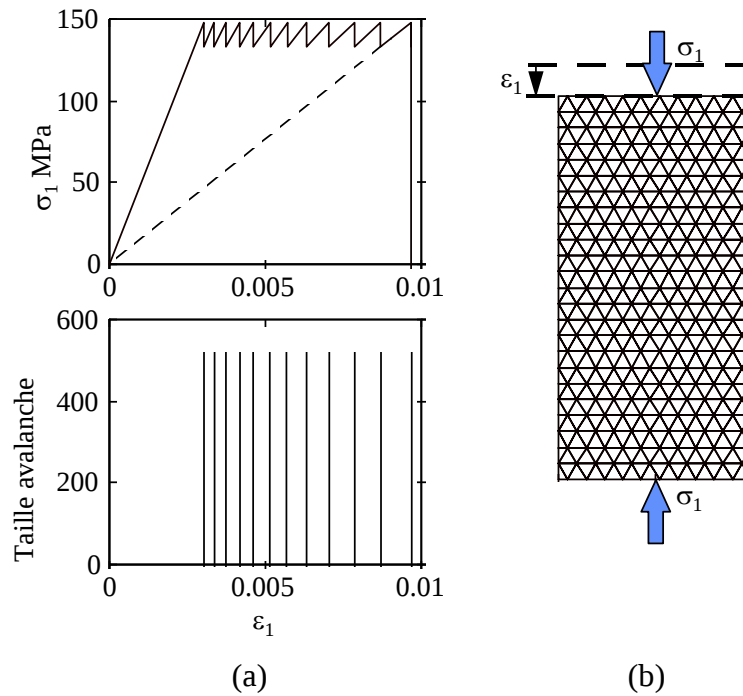


Figure 79 : a) Courbes contrainte et taille d'avalanche en fonction de la déformation, $de=0.1$. b) Modèle constitué de 528 éléments, $E=50$ GPa, $\nu=0.25$, $C=50$ MPa, $\tan\phi=0.5$ ($\sigma_C = 162$ MPa).

L'ensemble des éléments atteint le seuil d'endommagement en même temps et, par conséquent, les avalanches sont toutes de la même taille qui correspond au nombre d'éléments du modèle (dans cet exemple, 528). L'analyse multifractale donne alors $D_0=D_1=D_2=2$, c'est à dire que l'endommagement concerne identiquement tous les éléments. Aucune localisation n'apparaît.

On voit que, dans un modèle homogène, la loi élémentaire est reproduite à l'échelle globale du modèle. Il faudrait, dans un tel cas, introduire une loi élémentaire plus complexe pour faire apparaître un comportement macroscopique réaliste (voir, par exemple, El Hassan et al., 1997). Il est donc nécessaire d'introduire de l'hétérogénéité pour faire émerger un comportement macroscopique différent du comportement élémentaire.

3.4.2. Paramètres hétérogènes

Dans le modèle présenté ici nous disposons de 6 paramètres sur lesquels pourrait intervenir l'hétérogénéité :

- 2 paramètres élastiques : E et ν
- 2 paramètres de résistance : ϕ et C
- 1 paramètre d'endommagement propre au modèle : de , qui représente la perte de module élastique à chaque franchissement du seuil d'endommagement (ou endommagement élémentaire).

La plupart des modèles existants font intervenir l'hétérogénéité sur le seuil de résistance des éléments (Chen et al., 1991; Xu et al., 1992; Cowie, et al., 1993, 1995; Main et al., 1994; Delaplace, 1998). Ces seuils ont la dimension d'une contrainte. Le modèle de Tang (1997) fait intervenir l'hétérogénéité à la fois sur la résistance et sur le module élastique.

Afin de pouvoir comparer nos résultats à ceux des modélisations antérieures, nous avons choisi de faire intervenir l'hétérogénéité sur les paramètres qui sont homogènes à une contrainte, E et C . Les paramètres adimensionnels, ϕ et ν , sont gardés constants pour l'ensemble des éléments pour chaque simulation. L'hétérogénéité de E et de C peut être due à un état initial d'endommagement ou, plus généralement, à la constitution même du matériau rocheux.

3.4.3. Hétérogénéité initiale et/ou évolutive.

Afin de désynchroniser l'endommagement des éléments, l'hétérogénéité doit être attribuée initialement, que ce soit pour E ou pour C . Dans un système figé, c'est l'hétérogénéité initiale et les règles élémentaires du modèle qui déterminent entièrement la suite de la simulation (Herrmann et Roux, 1990).

Dans le cas du modèle de Tang (1997), l'hétérogénéité intervient simultanément sur E et sur la résistance. Elle ne peut être qu'initiale, puisque les éléments ne peuvent se rompre qu'une fois. Dans le cas du modèle de Zapperi et al. (1997) le seuil d'endommagement est redonné aléatoirement aux éléments endommagés ainsi qu'à leurs voisins. Il s'agit d'une hétérogénéité évolutive. La justification physique de ce type d'hétérogénéité donnée par Zapperi et al. (1997) est la réorganisation microscopique qui surviendrait après chaque rupture. Si l'on considère que l'endommagement correspond à la propagation de fissures, la résistance à la propagation est déterminée par la ténacité du matériau en tête de fissure. Dans le cas d'un matériau hétérogène, la ténacité peut être variable au cours de la propagation des fissures ce qui se traduirait par une résistance hétérogène. Dans ce cas, l'hétérogénéité est évolutive, c'est à dire qu'après chaque endommagement, le nouveau seuil est différent du précédent. En d'autre terme, les résistances avant et après endommagement ne sont pas corrélées. Notons que cette hétérogénéité évolutive n'est justifiable qu'à une échelle mésoscopique, c'est à dire grande devant la taille des défauts. Nous n'avons pas tenu compte ici d'une perte de résistance due à l'endommagement. Des simulations avec une perte de résistance sont présentées en annexe 3.3.

Nous avons réalisé différentes simulations en faisant intervenir l'hétérogénéité sur E et/ou sur C , soit de façon initiale, soit de façon évolutive. Les différents résultats obtenus sont présentés en annexe 3.1. Le comportement macroscopique obtenu n'est pas sensiblement modifié par le choix du mode d'hétérogénéité (voir discussion en annexe 3.1). L'effet le plus notable concerne l'allure des distributions statistiques. En particulier, l'émergence d'une distribution en loi puissance de la taille des avalanches nécessite une hétérogénéité évolutive

sur C . L'ajout d'une hétérogénéité sur E n'a alors pas d'effet notable.

Notre objectif est ici de simuler les observations expérimentales concernant l'EA et en particulier la distribution des tailles d'événement en loi puissance. De ce fait, nous avons choisi de présenter, dans la suite de ce travail, uniquement les simulations obtenues avec une hétérogénéité évolutive sur C , qui simulent le mieux les données expérimentales.

Le choix de ce mode d'hétérogénéité, et du paramètre sur lequel il intervient, est restrictif notamment pour l'étude de la dynamique du système et de son caractère critique. On peut en effet envisager d'étudier l'effet de l'hétérogénéité sur chacun des paramètres du modèle pour identifier les combinaisons qui donne lieu à un comportement critique. Une telle étude dépasse le cadre du travail présenté ici.

3.4.4. Fonction de distribution utilisée pour simuler l'hétérogénéité

L'hétérogénéité est simulée en attribuant aléatoirement la valeur du paramètre C . Nous choisirons une distribution uniforme.

$$P(C) = Cte \quad \text{pour } C_{min} \leq C \leq C_{max}$$

avec $P(C)$: probabilité d'occurrence de C .

En effet, l'un des objectifs de notre modèle étant d'étudier l'émergence de lois puissance, le recours à une distribution d'hétérogénéité comprenant des termes en puissance (loi puissance, distribution normale ou de Weibull) pourrait faire intervenir un artefact dans l'émergence d'une loi puissance.

3.5. Taille d'avalanche et taille d'EA

De nombreux auteurs comparent les tailles d'avalanche simulées numériquement à celles des EA ou de séismes observées expérimentalement (Chen et al, 1991; Olami et al, 1992; Xu et al, 1992; Main et al, 1994; Zapperi et al, 1997). Il convient cependant de justifier cette comparaison.

De par le mode de résolution adopté ici, nous considérerons que le temps de propagation d'une avalanche est très petit par rapport à l'intervalle de temps entre deux pas de chargement. Ceci revient à considérer que cet intervalle de temps est supérieur au temps nécessaire à la redistribution des contraintes.

La redistribution des contraintes se fait à la vitesse des ondes. Dans le cas de nos essais, pour du granite du Sidobre (Vitesse des ondes ~ 5000 m/s), le temps de redistribution est de l'ordre de 20 μ s. Les événements d'EA enregistrés sont d'une durée supérieure au temps de redistribution (durée d'un événement d'EA ~ 400 μ s, temps de montée entre 20 et 40 μ s).

Ainsi, une microrupture peut engendrer une avalanche de rupture dans un temps inférieur à la durée d'un événement enregistrable. Le temps de montée du signal étant de l'ordre du temps de redistribution, l'événement enregistré peut donc résulter de la somme de plusieurs ruptures déclenchées successivement. Ceci justifie que la taille de l'avalanche simulée soit définie

comme la somme des événements d'endommagement élémentaires.

Pour ce qui concerne la taille d'une EA, Cox et Meredith (1993) ont établi une relation de proportionnalité entre l'amplitude d'une EA et l'incrément de densité de fissures, $\Delta\chi$, qui lui correspond.

$$\Delta\chi = c \cdot A. \quad \text{III. 5}$$

avec c : constante liée à l'appareillage, au volume et au matériau considéré.

A : amplitude d'un événement d'EA

Nous avons vu en outre que, dans notre modèle, un endommagement élémentaire peut être considéré comme un incrément de la densité de fissure de l'élément (section 3.1). Ceci permet de justifier la comparaison entre l'amplitude d'une EA et la taille d'une avalanche d'endommagement.

4. Résultats

Comme nous l'avons vu précédemment, notre modèle reprend les paramètres d'élasticité, E et ν , et de résistance, ϕ et C , utilisés classiquement en mécanique des roches. Sa particularité réside dans l'introduction d'un paramètre d'endommagement progressif associé à une hétérogénéité de résistance. Nous aborderons, dans un premier temps, la sensibilité du modèle aux deux paramètres qui lui sont propres, l'endommagement élémentaire de et l'hétérogénéité. Nous nous intéresserons essentiellement à leurs effets sur le comportement mécanique macroscopique et sur la taille des avalanches.

Nous présenterons ensuite les résultats du modèle qui simulent des observations expérimentales, à partir d'une seule simulation avec des paramètres E , ν , ϕ et C fixés. Nous verrons, pour chacun de ces résultats, la sensibilité au paramètre de . La troisième section sera consacrée à l'effet de l'angle de frottement interne sur le type de comportement macroscopique, sur la localisation de l'endommagement et sur la distribution en loi puissance de la taille des avalanches. Afin d'explicitier le rôle de l'angle de frottement interne sur ces résultats, nous étudierons la propagation de l'endommagement autour d'une hétérogénéité.

4.1. Sensibilité au paramètre d'endommagement et au degré d'hétérogénéité

Afin de comprendre le fonctionnement du modèle, nous allons voir ici sa sensibilité au paramètre d'endommagement et au degré d'hétérogénéité. Les autres paramètres sont constants pour l'ensemble des éléments constituant le modèle. L'ensemble des résultats présentés dans cette section concerne un modèle constitué de 528 éléments, sollicité en compression monoaxiale, avec $E_{initial}=50$ GPa, $\nu=0.25$, $\tan\phi=0.5$.

4.1.1. Sensibilité au paramètre d'endommagement

La Figure 80 montre le comportement macroscopique obtenu pour différentes valeurs du paramètre de . La cohésion des éléments est attribuée aléatoirement entre les valeurs :

$C_{min}=25$ MPa et $C_{max}=50$ MPa.

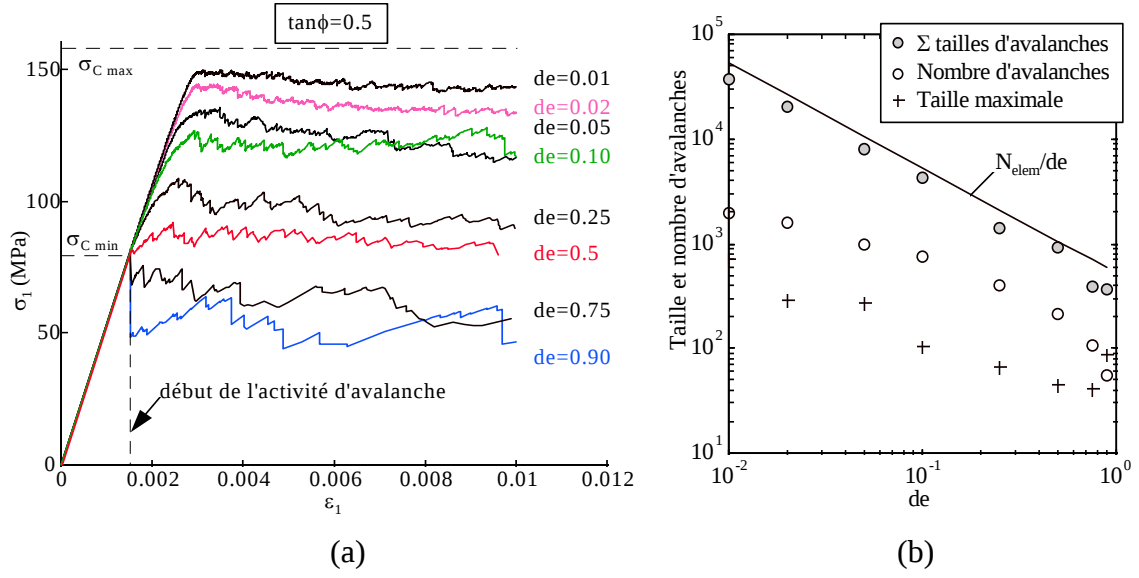


Figure 80 : a) Effet du paramètre d'endommagement élémentaire, de , sur le comportement macroscopique. b) Nombre total, taille maximale et somme des tailles d'avalanches en fonction de de . N_{elem}/de est le nombre d'éléments du modèle divisé par de . $E_{initial}=50$ GPa, $\nu=0.25$, $\tan\phi=0.5$. σ_{Cmin} et σ_{Cmax} sont les résistances à la compression monoaxiale correspondant à C_{min} et C_{max} .

On observe sur la Figure 80b que le paramètre de influe sur le nombre d'avalanches, sur leur taille maximale et sur la somme des tailles d'avalanches. L'ensemble de ces valeurs augmente lorsque de diminue. En particulier la somme des tailles d'avalanches est proche du rapport entre le nombre d'éléments et de (N_{elem}/de) représenté en trait continu. Ceci s'explique par le fait que, pour obtenir un même endommagement macroscopique il faut un nombre d'endommagements élémentaires d'autant plus important que de est faible. Ces observations confirment que de peut être considéré comme un facteur d'échelle de l'endommagement comme nous l'avons évoqué précédemment (voir section 3.1).

Pour $de \leq 0.5$, le comportement macroscopique apparaît ductile dans le sens où la contrainte macroscopique atteint un palier sans chute de contrainte macroscopique. Il apparaît donc que de influence peu le comportement macroscopique.

Dans tous les cas, l'activité d'avalanche débute lorsque la contrainte macroscopique atteint $\sigma_{Cmin} = 80$ MPa (résistance en compression monoaxiale correspondant à C_{min}). Ce sont donc les éléments avec la résistance la plus faible qui s'endommagent les premiers. Pour $de \leq 0.5$, le palier plastique est atteint dès le début de l'activité d'avalanche. La première avalanche implique un grand nombre d'éléments, ce qui entraîne la chute de contrainte correspondant au début de l'activité d'avalanche. Plus de est faible, plus la valeur de la contrainte au cours du palier plastique augmente. Pour de proche de zéro, la contrainte macroscopique est proche de $\sigma_{Cmax} = 160$ MPa. La contrainte au cours du palier correspond, dans chaque cas, à la cohésion

moyenne dans l'ensemble du modèle, en fin de simulation. En effet, cette moyenne dépend du paramètre de .

Pour comprendre cet effet nous avons observé la distribution des cohésions en fin de simulation, pour différentes valeurs du paramètre de . La Figure 81 montre la distribution initiale et utilisée après chaque endommagement et pour le tirage aléatoire des cohésions ainsi que les distributions en fin de simulation pour $de = 0.9, 0.1$ et 0.01 .

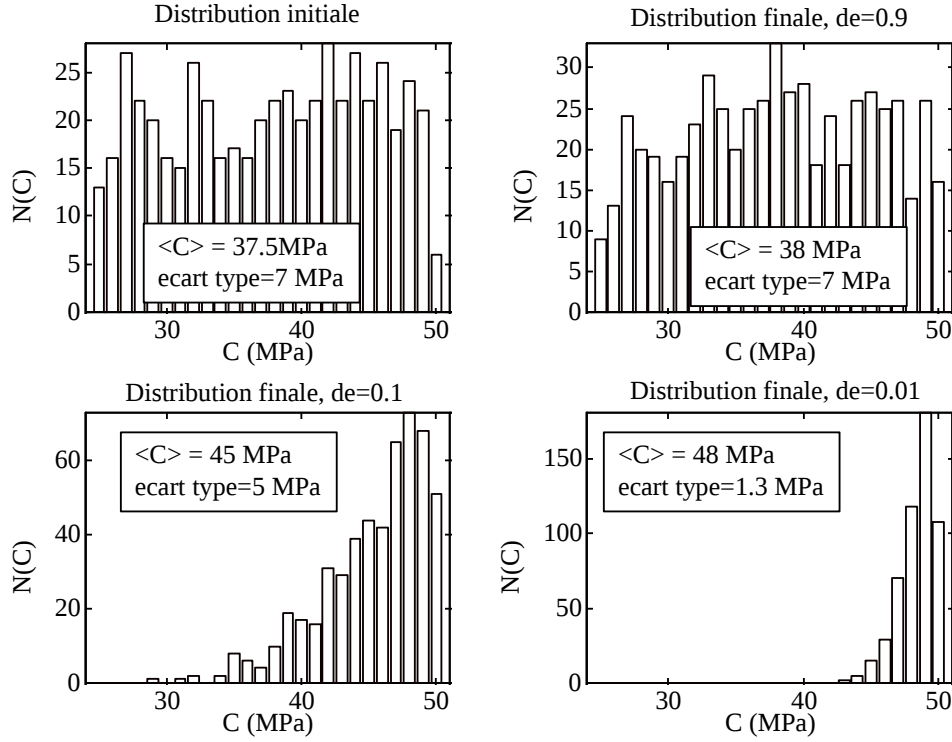


Figure 81 : Distributions de la cohésion initiale et en fin de simulation pour $de=0.9, 0.1, 0.01$. $N(C)$ est le nombre d'éléments ayant une cohésion C , $\langle C \rangle$ est la cohésion moyenne.

On peut remarquer que plus de est faible, plus la distribution finale possède une moyenne proche de C_{max} et un écart type faible. Pour expliquer ce fait, considérons la condition pour que l'endommagement d'un élément impliqué dans une avalanche s'arrête. Il faut que le critère d'endommagement ne soit plus dépassé. Ce critère est une fonction linéaire de σ_1 et σ_3 :

$$F(\sigma_1, \sigma_3) < C$$

Après endommagement, si on considère que la déformation de l'élément reste inchangée, σ_1 et σ_3 sont multipliés par $(1-de)$. On peut donc exprimer la condition d'arrêt en fonction de la cohésion avant endommagement. Il faut que :

$$C_{i+1} > C_i (1-de)$$

III. 6

avec C_i et C_{i+1} : cohésion avant et après endommagement

La plage de valeurs qui satisfait à cette condition dépend donc du paramètre de . Si de est proche de zéro, la condition précédente devient :

$$C_{i+1} > C_i \quad \text{III. 7}$$

Dans ce cas, la cohésion de l'élément, une fois que l'avalanche d'endommagement s'est produite, augmente. De ce fait, la distribution des cohésions des éléments endommagés va se resserrer vers C_{max} au cours de la simulation, bien que l'attribution aléatoire de la cohésion, après chaque endommagement, se fasse entre C_{min} et C_{max} .

Ceci peut s'interpréter physiquement en considérant un matériau hétérogène contenant des fissures et dont la ténacité est distribuée aléatoirement. Lorsque la contrainte macroscopique augmente, les fissures les moins résistantes se propagent en premier jusqu'à rencontrer une zone de ténacité plus forte. Ainsi, au cours de la propagation, la résistance de l'ensemble des fissures va tendre à augmenter. La résistance macroscopique correspond alors à celle des éléments les plus résistants. Ceci est en accord avec le fait qu'expérimentalement, on observe l'EA avant le pic de contrainte alors que la résistance macroscopique augmente.

Au contraire, si de est proche de 1, la condition d'arrêt de l'endommagement est :

$$C_{i+1} > 0. \quad \text{III. 8}$$

Cette condition est satisfaite par l'ensemble des valeurs possibles. Dans ce cas, C reste distribué de façon homogène entre C_{min} et C_{max} . Ceci explique que la valeur moyenne de la cohésion en fin de simulation est d'autant plus élevée que de est faible.

D'autre part, après chaque endommagement, la cohésion est réattribuée aléatoirement entre C_{min} et C_{max} . Si la condition d'arrêt nécessite une valeur de C élevée, il faudra, du fait du tirage aléatoire, un grand nombre d'endommagements successifs avant d'obtenir la valeur de C adéquate. Ceci explique que les avalanches soient d'autant plus grandes que de est faible.

Cet effet du paramètre de sur la taille des avalanches influe également sur la distribution de leur taille. La Figure 82 présente les distributions observées pour différentes valeurs du paramètre de .

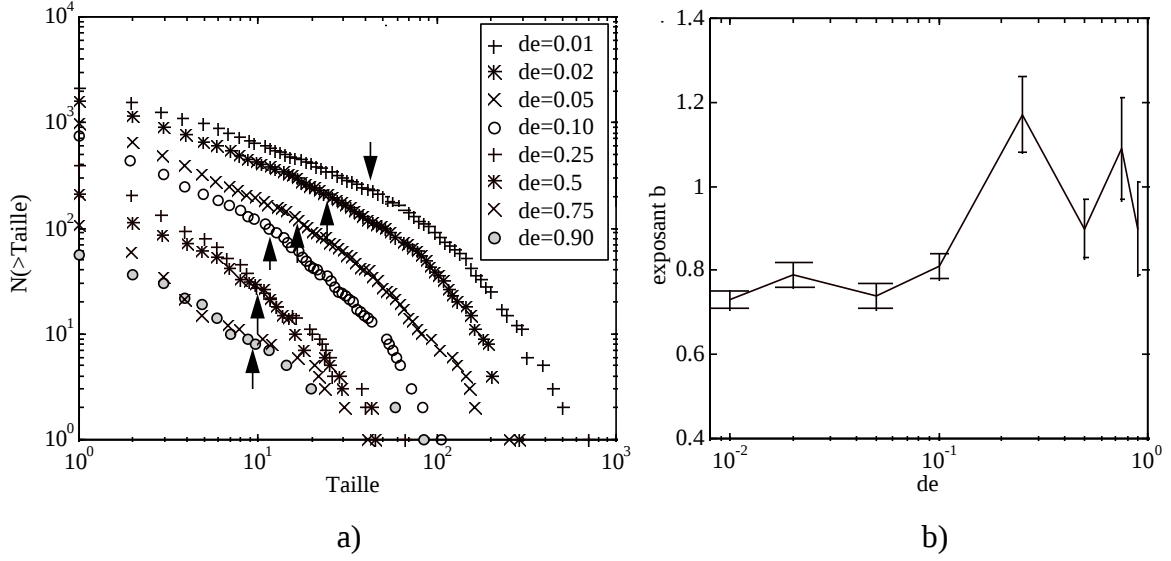


Figure 82 : a) Distribution de la taille des avalanches pour différentes valeurs du paramètre de (taille du modèle = 12×24 , 528 éléments) les flèches indiquent la taille maximale prise en compte pour le calcul de l'exposant b . b) exposant b en fonction du paramètre de (barres d'erreur à 95%).

La Figure 82a montre que plus de est proche de zéro, plus le nombre d'avalanches est grand, plus leur taille est importante et plus la troncature de la loi puissance se produit pour des tailles importantes. Ceci peut s'expliquer par le fait que de est un paramètre d'échelle comme nous l'avons vu sur la Figure 80b.

La valeur de l'exposant b , qui caractérise la distribution en loi puissance, a été calculée par l'ajustement de la partie linéaire de la distribution. Sur la Figure 82a, les flèches indiquent la taille maximale de la zone considérée comme linéaire. La Figure 82b montre b et son erreur d'estimation (intervalle de confiance à 95%) en fonction du paramètre de . Pour de compris entre 1 et 0.1, la valeur de b est instable et l'erreur d'estimation est relativement importante (de l'ordre de 0.1). Pour de inférieur à 0.1, l'erreur commise sur l'estimation de l'exposant est inférieure à 0.03 et la valeur de b se stabilise.

Ces résultats nous ont conduit à choisir une valeur du paramètre de relativement faible, afin d'obtenir des statistiques de meilleure qualité. Cependant, le paramètre de influe fortement sur le temps de calcul. En effet, il détermine le nombre d'endommagements au cours d'une simulation et donc le nombre d'inversions de la matrice de rigidité à réaliser. Nous avons donc choisi pour la suite des simulations une valeur de de égale à 0.1.

4.1.2. Sensibilité au degré d'hétérogénéité

Nous avons vu, dans la section précédente, que de influe, entre autres, sur l'évolution de la distribution des cohésions au cours de la simulation. Nous allons voir, à présent, la sensibilité du modèle au degré d'hétérogénéité de la cohésion.

Dans le modèle présenté, la cohésion de chaque élément est attribuée aléatoirement entre

deux valeurs extrêmes, C_{min} et C_{max} . Pour quantifier le degré d'homogénéité, nous définirons le coefficient H tel que : $H = C_{min}/C_{max}$

La Figure 83 présente le comportement macroscopique obtenu pour différentes valeurs de H et pour $de=0.1$.

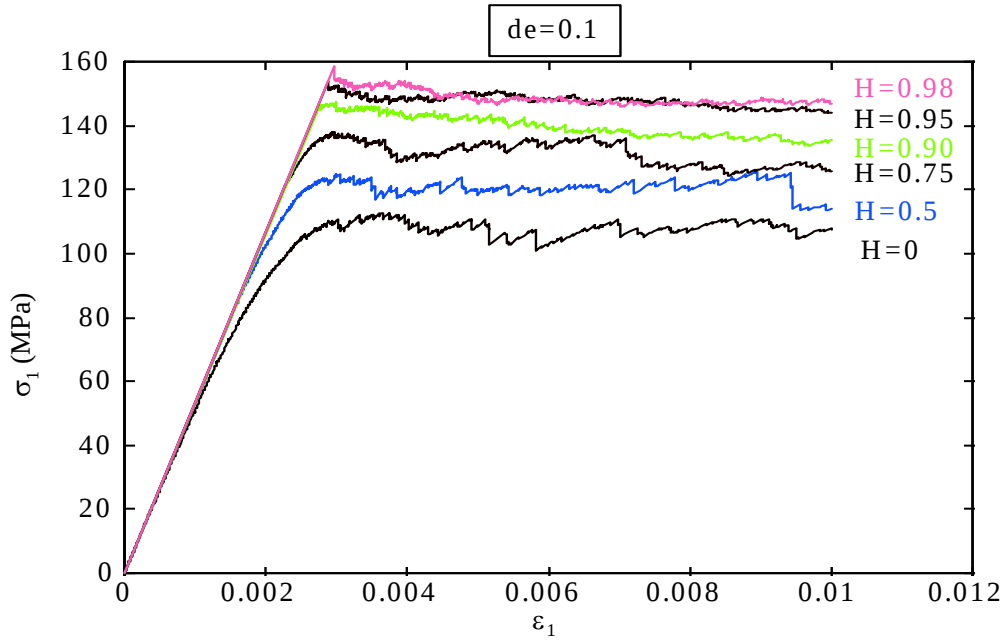


Figure 83 : Courbes contrainte-déformation macroscopiques obtenues pour différentes valeurs de H (0, 0.5, 0.9, 0.98) et pour $de=0.1$.

On peut remarquer que la valeur de la contrainte macroscopique au cours du palier est d'autant plus importante que H est proche de 1. Ceci est dû au fait que la valeur de la cohésion moyenne qui est fonction de H . L'activité d'avalanche n'apparaît que lorsque la contrainte macroscopique atteint la valeur correspondant à C_{min} .

Le degré d'hétérogénéité influe également sur la distribution de la taille des avalanches comme le montre la Figure 84.

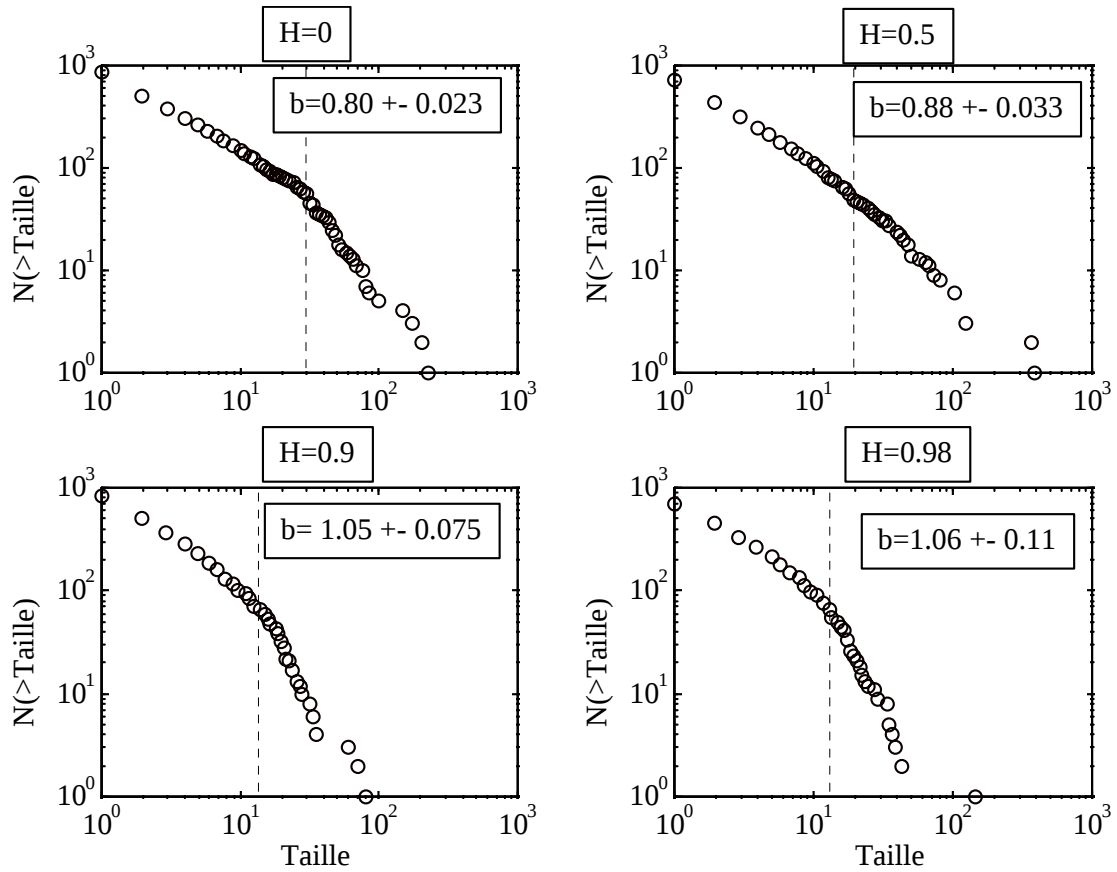


Figure 84 : Distributions de la taille des avalanches pour $H=0, 0.5, 0.9, 0.98$ et $de=0.1$. Les traits pointillés donnent la limite de la zone considérée linéaire pour le calcul de b .

Pour les valeurs faibles de H , entre 0 et 0.5, on constate que la distribution de la taille des avalanches suit une loi puissance (section linéaire en coordonnées logarithmiques) pour les plus petites tailles. L'exposant b est calculé par ajustement de cette section de la distribution. L'erreur est donnée pour un intervalle de confiance de 95%. Pour H proche de 1, on n'observe plus de section vraiment linéaire, ce qui se traduit par l'augmentation de l'erreur d'estimation de la pente qui atteint 10 % pour $H=0.98$. Ceci indique que l'hétérogénéité est nécessaire pour l'émergence d'une distribution en loi puissance. L'hétérogénéité a également un effet sur la valeur de l'exposant b . La Figure 85 présente les valeurs de l'exposant calculées pour la section considérée comme linéaire, pour différentes valeurs de H .

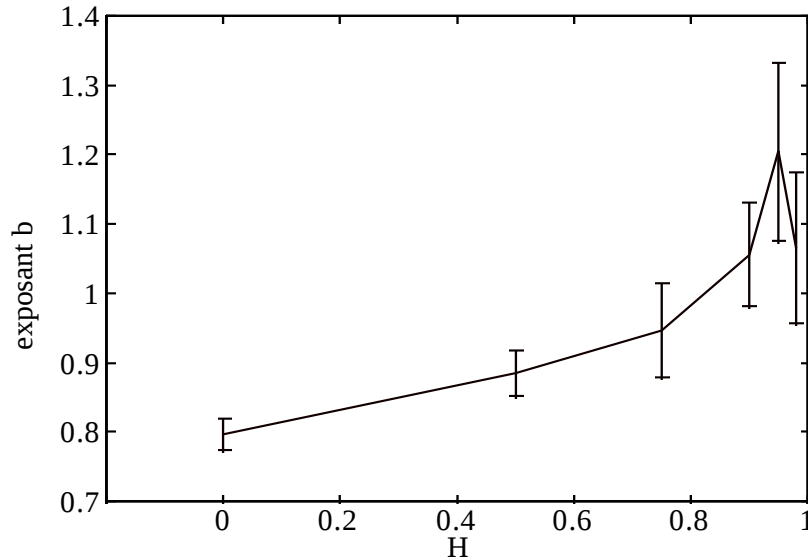


Figure 85 : Exposant b en fonction du degré d'hétérogénéité H . $de=0.1$. b est calculé pour les avalanches de taille inférieure à 20 pour $H=0$ et $H=0.5$, et inférieure à 12 pour les autres valeurs.

On peut remarquer que b augmente lorsque H augmente. Nous avons vu dans la section précédente que, pour de faible, la condition d'arrêt d'une avalanche nécessite une valeur élevée de C . Or, la cohésion est tirée aléatoirement dans une plage qui est d'autant plus étendue que H est faible. Ainsi, plus la plage est étendue, plus il faut un grand nombre d'endommagements successifs avant d'obtenir la valeur de C adéquate. Statistiquement, ceci se traduit par une proportion plus importante d'avalanches de grande taille et donc, pour une distribution en loi puissance, par un exposant b plus faible.

4.1.3. Conclusion

Nous avons vu que les deux paramètres propres au modèle, l'endommagement élémentaire de et le degré d'hétérogénéité H , influencent la valeur de la contrainte macroscopique maximale, la taille des avalanches et leur distribution statistique (Cf. Figure 80b, Figure 82 et Figure 85). Toutefois, ces paramètres n'influent pas sensiblement sur le type de comportement macroscopique (Cf. Figure 80a et Figure 83).

Cela revient à dire que le comportement macroscopique est peu sensible au choix des paramètres H et de . Au contraire, leur effet est très important sur la dynamique des avalanches d'endommagement. Nous avons vu que l'émergence d'une distribution en loi puissance des tailles d'avalanches, nécessite une valeur faible pour de , et comprise entre 0 et 0.5 pour H .

Une valeur de H supérieure à zéro permet de simuler l'apparition de l'activité acoustique au-delà d'une certaine contrainte. Avec $de=0.1$, une valeur de H égale à 0.5 simule l'apparition de l'activité acoustique à 2/3 de la contrainte maximale (Figure 80a), ce qui est cohérent avec les observations expérimentales. Pour la suite, nous présenterons des résultats de simulations

avec $de=0.1$ et $H=0.5$.

4.2. Simulation de plusieurs observations expérimentales

Nous présenterons ici les résultats d'une simulation avec les caractéristiques suivantes:

$$E_{initial}= 50 \text{ GPa}, \nu=0.25, \tan\phi=0.5,$$

$$C_{max}=50 \text{ MPa}, C_{min}=25 \text{ MPa}, H=0.5$$

Le modèle représente une éprouvette d'éclatement 2 (largeur 1, hauteur 2). Il est constitué de 528 éléments. La pression de confinement latérale est nulle.

Nous observerons, en fonction de la déformation longitudinale, la contrainte axiale macroscopique, $\sigma_I(\varepsilon_I)$, la taille des avalanches $T(\varepsilon_I)$ ainsi que les exposants b et D_2 pour des fenêtres successives contenant le même nombre d'avalanches. Nous nous intéresserons également à la distribution des tailles d'avalanches pour l'ensemble de la simulation et à la déformation finale du modèle. L'ensemble de ces résultats est présenté sur la Figure 86.

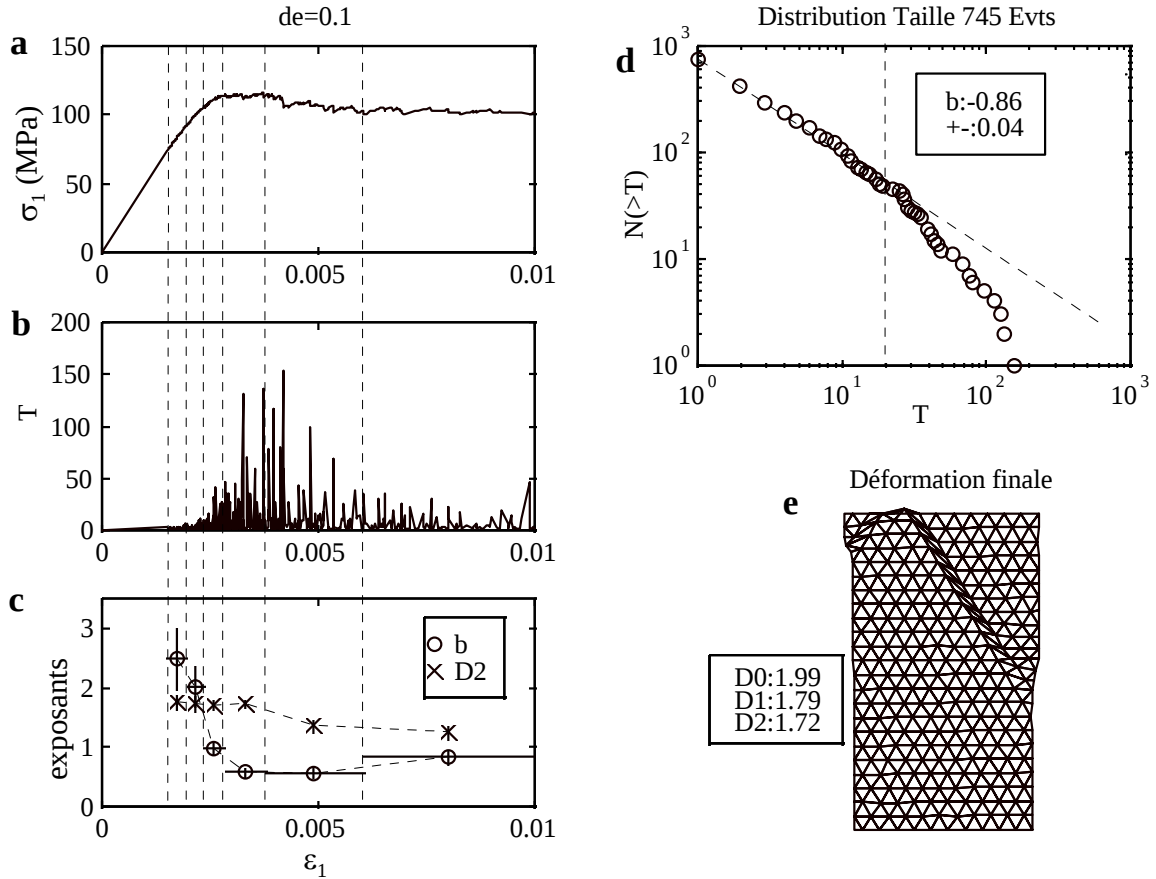


Figure 86: Résultats globaux de la simulation avec $de = 0.1$, $E = 50 \text{ GPa}$, $\nu=0.25$, $\tan(\phi)=0.5$ et $C=25\text{-}50 \text{ MPa}$. a) Courbe contrainte-déformation macroscopique, $\sigma_I(\varepsilon_I)$. b) Taille d'avalanche en fonction de ε_I , $T(\varepsilon_I)$. c) exposants b ($T<12$) et D_2 pour des fenêtres successives contenant le même nombre d'avalanches (120). d) Distribution des tailles d'avalanches pour l'ensemble de la simulation. e) Déformation finale du modèle (amplifiée par 10).

Nous allons voir, à présent, comment chacun de ces résultats de simulation peut être interprété en termes d'observations expérimentales.

4.2.1. Activité acoustique et comportement non linéaire

La Figure 86a montre le comportement macroscopique obtenu par la simulation. Après une phase linéaire sans activité d'avalanche, le comportement devient non linéaire. L'apparition de cette non-linéarité est explicitement reliée, par la loi d'endommagement utilisée, à celle de l'activité d'avalanches (Figure 86b). Celle-ci est discontinue au cours de la déformation. Après une déformation de l'ordre de 0.003, un palier plastique apparaît. Le comportement macroscopique est donc du type ductile. On retrouve ici des résultats équivalents à ceux obtenus avec le modèle de Zapperi et al. (1997).

La Figure 87 présente l'évolution de la contrainte macroscopique, du coefficient de poisson apparent ($\varepsilon_2/\varepsilon_1$) et de l'activité d'avalanches en fonction de la déformation.

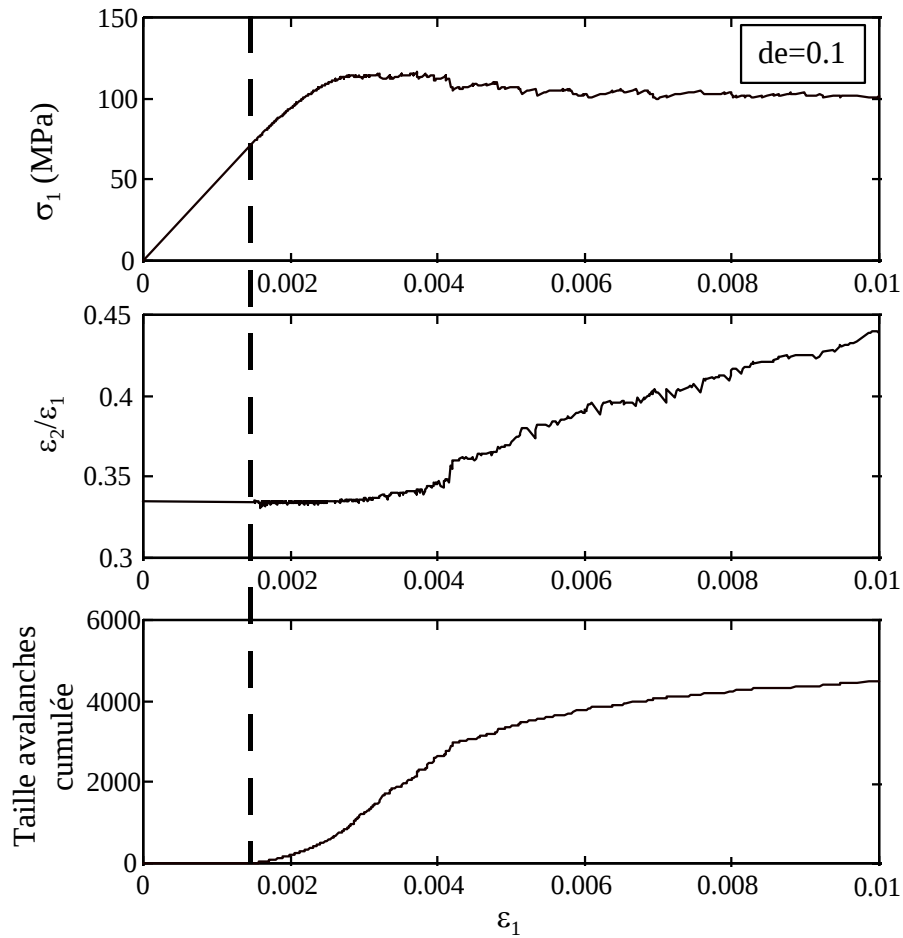


Figure 87 : Contrainte macroscopique, $\varepsilon_2/\varepsilon_1$ et somme des tailles d'avalanches en fonction de la déformation. L'activité d'avalanche est associée à la phase de dilatance, c'est à dire lorsque $\varepsilon_2/\varepsilon_1$ n'est plus constant.

On voit que l'activité d'avalanches est également associée à une non linéarité de $\varepsilon_2/\varepsilon_1$, ce qui

est observé expérimentalement.

4.2.2. Distribution de la taille des événements en loi puissance

La distribution cumulée inverse de la taille des avalanches, $N(>T)$, pour l'ensemble des événements de la simulation est représentée sur la Figure 86d. En coordonnées logarithmiques, cette distribution est linéaire pour les petites tailles. Ceci indique qu'elle suit une loi puissance.

La valeur d'exposant de la loi puissance est calculée par un ajustement de la partie linéaire de la distribution. L'erreur sur la pente est donnée pour un intervalle de confiance à 95%. Cette erreur est un indice de la qualité de la loi puissance.

Au-delà d'une certaine taille, la loi puissance est tronquée. Cette troncature est imposée par la taille finie du modèle et par le paramètre de . La Figure 88 montre les distributions des tailles d'avalanches obtenue pour des modèles de différentes tailles (comportant un nombre d'éléments différent).

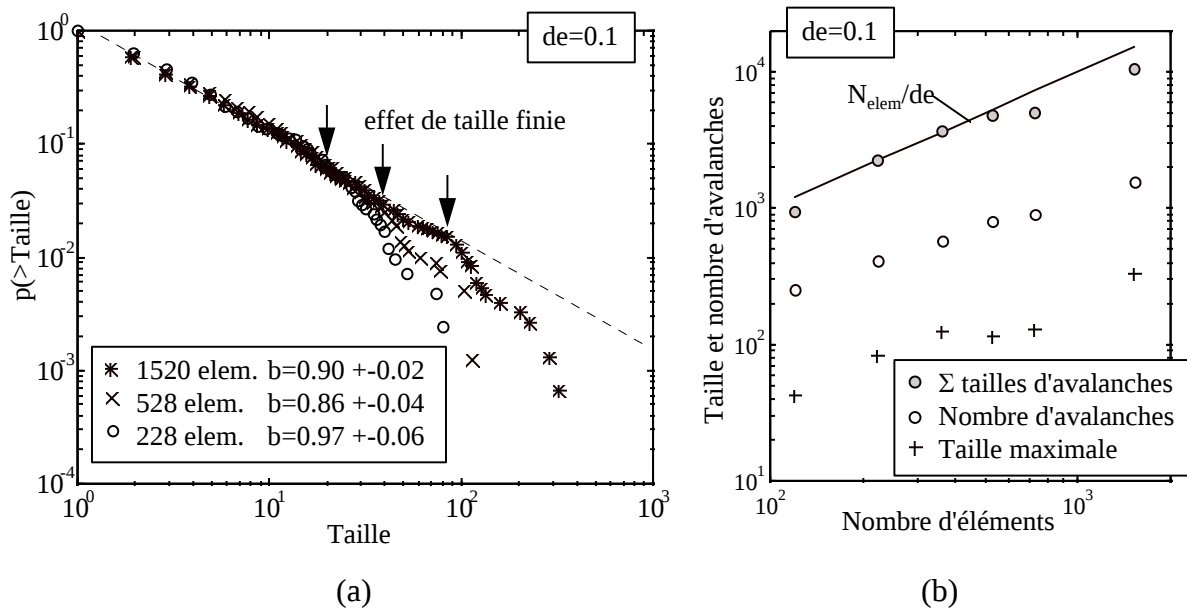


Figure 88 : a) Distributions (de probabilité) des tailles d'avalanches pour différentes tailles du modèle (nombre d'éléments). b) Nombre total, taille maximale et somme des tailles des avalanches en fonction du nombre d'éléments. N_{elem}/de est le nombre d'éléments divisé par de .

On voit que la troncature de la loi puissance est fonction du nombre d'éléments du modèle. Le nombre total, la taille maximale et la somme des tailles d'avalanches sont également fonction du nombre d'éléments. La somme des tailles d'avalanches est proche de la courbe N_{elem}/de . Ceci confirme que le nombre d'endommagements élémentaires au cours d'une simulation est fonction à la fois du nombre d'éléments et de de , comme nous l'avons suggéré dans la section consacrée à l'étude de sensibilité du modèle.

Cet effet de taille finie justifie de calculer l'exposant b pour les petites tailles d'avalanches. Par contre, la taille du modèle influe très peu sur l'allure de la courbe contrainte-déformation.

4.2.3. Variations de l'exposant b

Afin d'observer les variations de b , nous avons calculé cet exposant pour six fenêtres successives contenant le même nombre d'événements. Sur la Figure 86c, les barres horizontales indiquent la période couverte par chaque fenêtre et les barres verticales l'intervalle de confiance à 95%. On observe que b est d'abord élevé, puis diminue au cours de la simulation. Une valeur relativement stable de l'exposant est atteinte au cours du palier plastique. Cette diminution de b est en accord avec les observations expérimentales concernant l'EA en laboratoire.

Pour ce qui concerne le modèle, on peut associer la diminution de b à l'évolution de la distribution des cohésions. Nous avons vu, dans la section 4.1, qu'au cours de la simulation, la distribution des cohésions tend à se resserrer entre les valeurs $(1-de)C_{max}$ et C_{max} bien que le tirage aléatoire se fasse toujours entre les mêmes valeurs C_{min} et C_{max} . Pour de faible, la distribution de cohésion des éléments endommagés se resserre autour de C_{max} . Nous avons vu également que la taille d'une avalanche est d'autant plus grande que la cohésion des éléments avant endommagement est élevée. Donc, au cours de la simulation, la taille des avalanches a tendance à croître, ce qui entraîne la diminution de b (augmentation de la proportion d'événements forts). La distribution des cohésions des éléments endommagés se stabilise une fois que le palier plastique est atteint. Ceci explique que b atteigne une valeur stable lors de ce palier. Au contraire, pour les valeurs élevées du paramètre d'endommagement de , on n'observe pas de diminution de b (Figure 89), ce qui confirme l'explication précédente. En effet, dans ce cas, la cohésion des éléments endommagés reste distribuée entre C_{min} et C_{max} tout au long de la simulation et, donc, b reste stable.

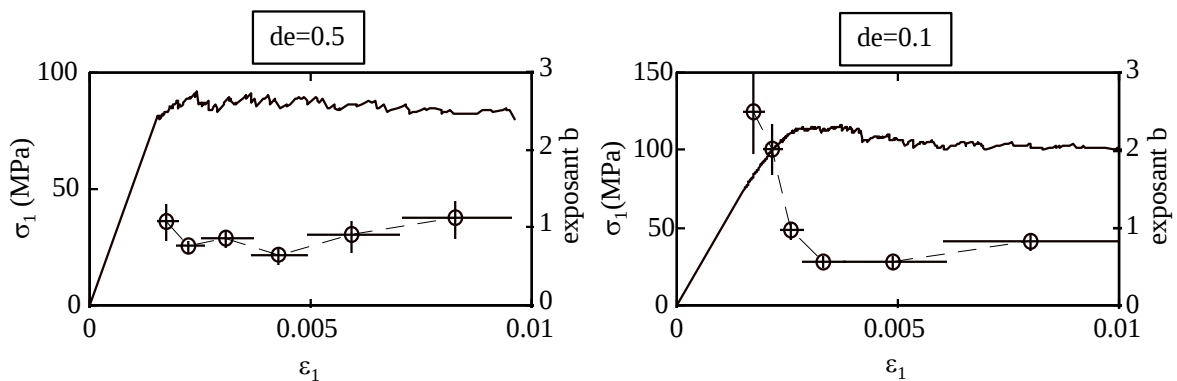


Figure 89 : Evolution de l'exposant b au cours de la déformation pour $de=0.5$ et $de=0.1$. Le degré d'hétérogénéité H vaut 0.5.

Rappelons ici que de et H sont indépendants dans le modèle et que C_{min} et C_{max} sont constants

tout au long de la simulation. L'évolution de la distribution de cohésion résulte de la dynamique du système.

L'ensemble de ces résultats indique donc, que, pour simuler les données expérimentales, il convient d'avoir une valeur du paramètre de proche de 0 et une hétérogénéité importante.

4.2.4. Localisation progressive de l'endommagement et diminution de D_2

Le calcul de la dimension fractale de la répartition spatiale des éléments endommagés permet d'observer la localisation progressive de l'endommagement. La Figure 90 présente la localisation des éléments rompus au cours de six fenêtres successives contenant le même nombre d'avalanches (mêmes fenêtres que sur la Figure 86c). Pour chaque fenêtre, une analyse multifractale a été réalisée, par la méthode du « box-counting » (Cf. section 3.3). Nous avons calculé les dimensions de capacité, D_0 , d'information, D_1 , et de corrélation, D_2 . L'intervalle de confiance à 95%, pour chaque valeur calculée est d'environ 0,05.

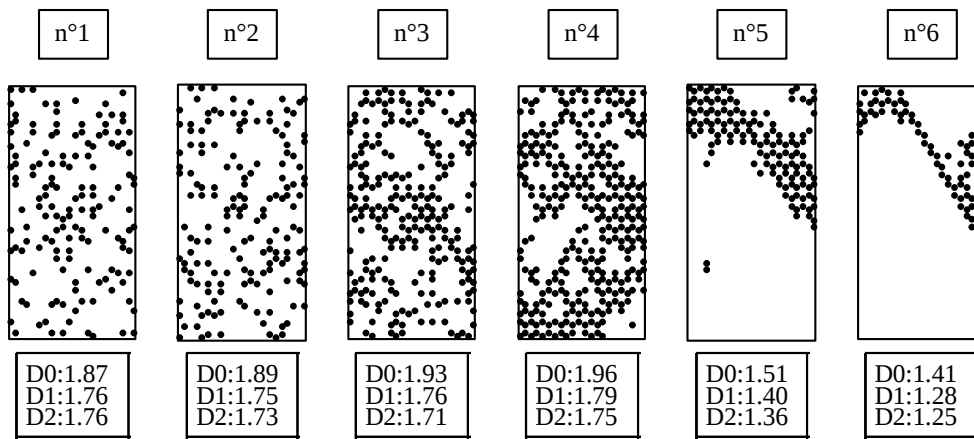


Figure 90: Localisation progressive de l'endommagement avec $de = 0.1$. Les différentes fenêtres donnent la localisation des éléments endommagés au cours de six phases successives comportant le même nombre d'avalanches (120). Les dimensions multifractales D_0 , D_1 et D_2 sont calculées pour chaque fenêtre. L'erreur d'estimation est de l'ordre de 0.05 pour toutes les valeurs.

On peut observer que, pour les fenêtres 1 à 4, l'endommagement est distribué de façon diffuse dans tout le modèle. Les dimensions multifractales sont alors proches de 2. Au cours de la simulation, l'endommagement se localise progressivement le long d'une bande, dont la direction globale n'est pas prédéterminée par le maillage (fenêtre 5). En fin de simulation, cette bande a une épaisseur correspondant à celle des éléments et sa direction est celle du maillage (fenêtre 6). La déformation finale du modèle est représentée sur la Figure 86e. Les dimensions D_0 , D_1 et D_2 sont également calculées pour l'ensemble des événements de la simulation. On peut remarquer que D_0 est proche de 2, ce qui indique que tous les éléments ont été endommagés. De plus, le fait que $D_0 > D_1 > D_2$ indique une structure multifractale de

l'endommagement, c'est à dire une localisation de l'endommagement. Les dimensions D_1 et D_2 sont, en effet, sensibles à la densité d'événements. Ces dimensions, en particulier D_2 , permettent de quantifier la localisation de l'endommagement, sans recourir à un découpage en fenêtres successives (Figure 86e).

4.2.5. Conclusion

Si l'on fait l'hypothèse qu'une avalanche est l'équivalent d'une émission acoustique, le modèle proposé permet de simuler plusieurs observations expérimentales.

L'activité acoustique simulée par le modèle est associée à un comportement macroscopique non linéaire. La distribution de la taille des événements, pour les plus petites tailles, suit une loi puissance comparable à la relation de Gutenberg-Richter. L'exposant b de cette loi puissance diminue et atteint une valeur stable lors du palier macroscopique. L'endommagement, se localise progressivement et passe d'une répartition diffuse à une répartition localisée au cours de la simulation. L'endommagement global dans le modèle est alors multifractal ($D_0 > D_1 > D_2$).

Rappelons que nous n'avons pas testé toutes les combinaisons possibles de paramètres et leurs effets sur la dynamique du modèle. Nous avons choisi de faire intervenir l'hétérogénéité sur la cohésion, caractérisée par H , car celle-ci est un paramètre comparable aux seuils de rupture utilisés dans les modèles existants. Le choix des paramètres de et H a été fait dans l'objectif de simuler les résultats expérimentaux, en particulier la distribution des événements en loi puissance. Le comportement macroscopique est quant à lui peu sensible au choix de de et H .

Avec le jeu de paramètres choisi dans cette section, le comportement macroscopique simulé est du type ductile. Nous allons voir à présent comment les variations de l'angle de frottement interne permettent d'obtenir un comportement macroscopique allant du ductile au fragile.

4.3. Effet de l'angle de frottement interne.

Jusqu'ici, nous avons étudié les résultats obtenus avec un angle de frottement interne ayant une valeur $\tan\phi=0.5$, $\phi=26^\circ$. C'est une valeur intermédiaire parmi celles que l'on peut obtenir expérimentalement. Ce paramètre varie, en effet, selon les roches et les conditions de chargement. En particulier, il est bien admis que l'on observe une baisse de l'angle de frottement interne lorsque l'on augmente la pression de confinement. Pour tester, dans notre modèle, l'effet de l'angle de frottement interne, nous avons réalisé des simulations avec des valeurs de ce paramètre comprises entre 0 et 45° . Ces valeurs extrêmes correspondent expérimentalement à la glace (0°) et à un granite soumis à une faible pression de confinement (45°). Les sections suivantes présentent l'influence de ce paramètre sur les résultats de simulations. Tous les autres paramètres sont donc constants.

4.3.1. Transition ductile fragile

La Figure 91 montre les courbes contrainte-déformation macroscopiques obtenues pour un angle de frottement interne variant de 0° à 45° .

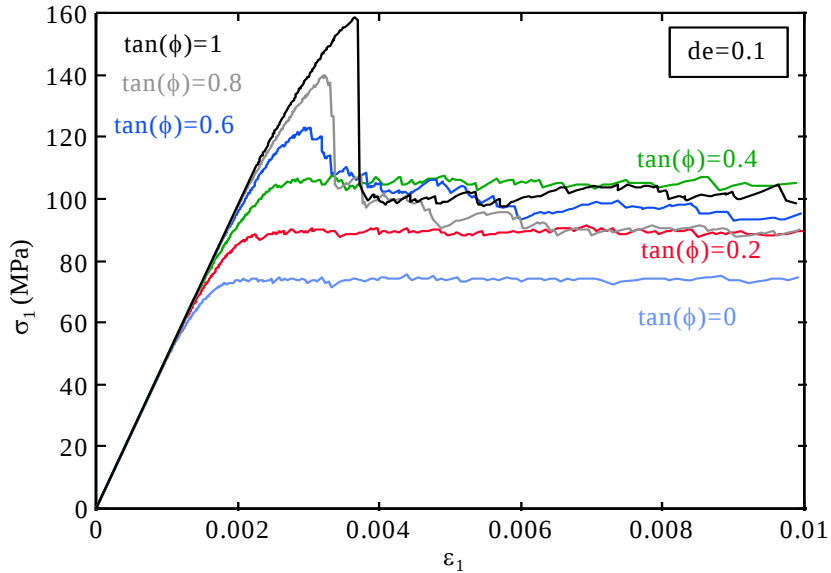


Figure 91 : Comportement macroscopique obtenu pour ϕ variant de 0° à 45° . Le modèle est constitué de 528 éléments avec $de=0.1$ et $H=0.5$.

On peut remarquer que, pour les valeurs de $\tan\phi$ comprises entre 0 et 0.4, un palier plastique est atteint sans chute de contrainte macroscopique, ce qui caractérise un comportement ductile. La valeur de la contrainte macroscopique augmente avec l'angle de frottement interne. Pour des valeurs plus élevées (comprises entre 0.6 et 1), une chute de contrainte apparaît après le pic. La chute de contrainte est d'autant plus importante et rapide que l'angle de frottement interne est élevé. Pour ϕ égal à 45° une chute de contrainte très importante apparaît au cours d'un unique événement d'avalanche. Cet événement peut être comparé à la macrorupture observée expérimentalement pour les matériaux fragiles. De ce fait, nous qualifierons ce comportement de fragile. Après la macrorupture, un palier plastique apparaît. La valeur de la contrainte macroscopique au cours de ce palier n'augmente pas avec ϕ . Elle reste proche de celle observée pour $\tan\phi$ égal à 0.4.

La Figure 92 donne l'évolution de l'activité d'avalanche pour les deux valeurs extrêmes de ϕ (0° et 45°).

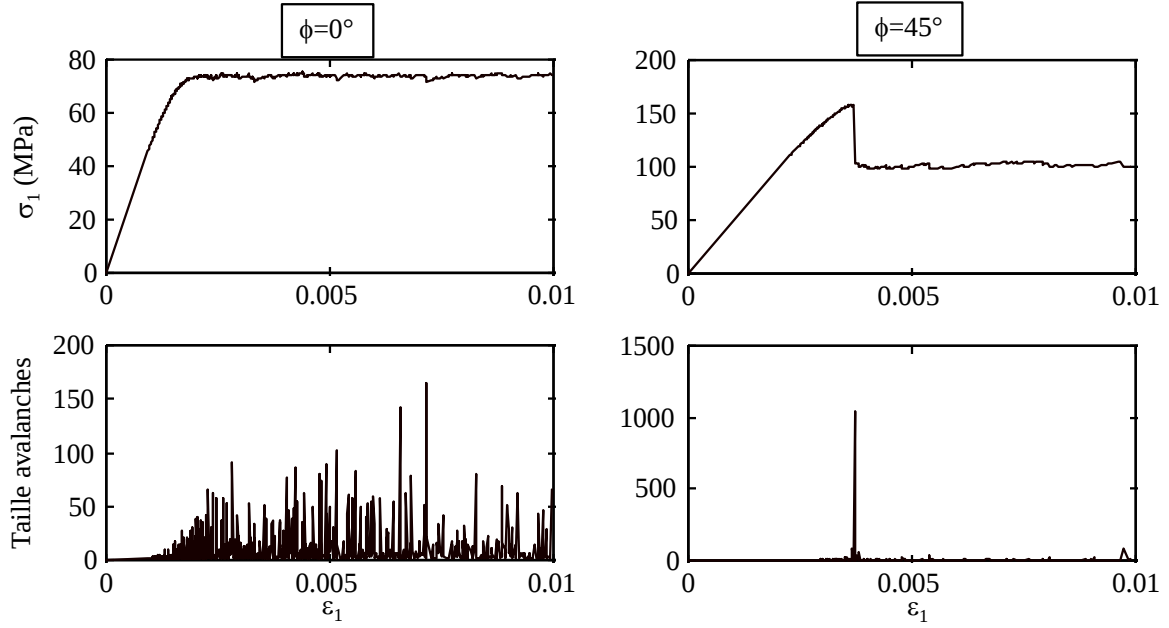


Figure 92 : Courbes contrainte-déformation macroscopique et activité d’avalanche pour $\phi=0^\circ$ et $\phi=45^\circ$.

Nous observons que, pour un comportement macroscopique ductile ($\phi=0^\circ$), l’activité d’avalanches atteint sa valeur maximale lors du palier plastique. Pour un comportement macroscopique fragile ($\phi=45^\circ$), on peut remarquer que la chute de contrainte macroscopique correspond à une seule avalanche. La taille de cet événement est nettement supérieure à celle des autres avalanches. Notons que ce type d’événement n’est généralement pas observable expérimentalement du fait de la saturation du système d’acquisition.

Il apparaît donc que l’angle de frottement interne influe fortement sur le comportement macroscopique observé. Nous allons voir à présent que ce comportement macroscopique est associé à la localisation de l’endommagement.

4.3.2. Transition diffus-localisé

Les différents types de comportement macroscopique précédemment observés sont associés à une évolution particulière de la localisation de l’endommagement. La Figure 93 montre les éléments endommagés au cours de fenêtres successives contenant le même nombre d’avalanches. Pour chacune des fenêtres, les dimensions fractales D_0 , D_1 , et D_2 ont été calculées. Pour chacune d’elles, l’erreur d’estimation est d’environ 0.05 (intervalle de confiance à 95%).

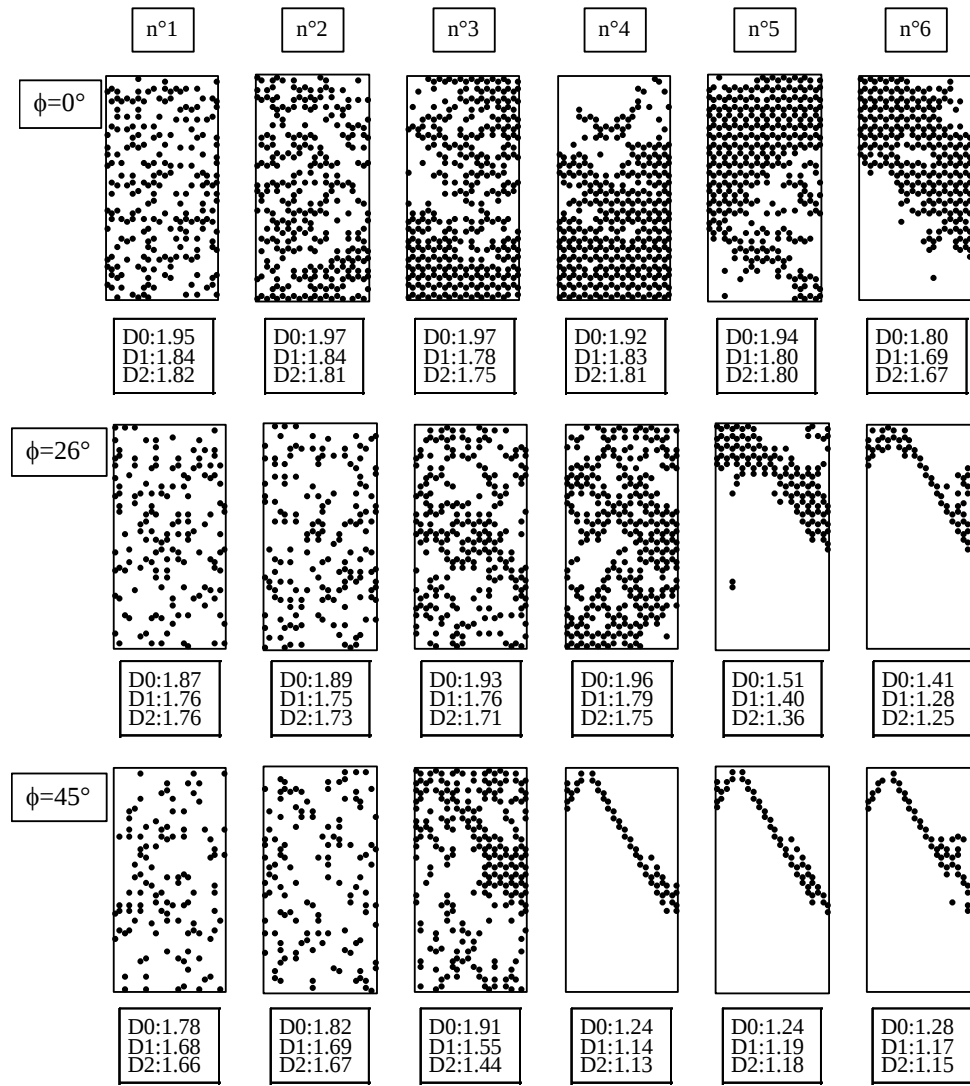


Figure 93 : Transition diffus-localisé obtenue en faisant varier l'angle de frottement interne.

Pour l'ensemble des valeurs de ϕ , l'endommagement est diffus en début de simulation. Pour $\phi=0^\circ$, il reste diffus au cours de la simulation. Les dimensions fractales de l'endommagement restent proches de 2. Pour $\phi=26^\circ$, comme nous l'avons déjà vu, la localisation de l'endommagement est progressive. Pour $\phi=45^\circ$, la localisation se produit de façon soudaine, au cours de l'événement de rupture macroscopique, c'est à dire lors de la chute de contrainte macroscopique. L'ensemble de l'endommagement au cours de cet événement se produit à l'intérieur de la bande de cisaillement. L'épaisseur de celle-ci est déterminée par la taille des éléments et sa direction est influencée par le maillage. Après cette macrorupture, l'endommagement reste localisé dans la bande de cisaillement.

On peut remarquer que les dimensions fractales apparaissent comme de bons indicateurs de la localisation. La dimension de corrélation, D_2 , est l'estimateur le plus sensible. Son évolution permet de quantifier la localisation. La Figure 94 montre l'évolution des exposants b et D_2 au

cours de la déformation, pour $\phi=0^\circ$ et $\phi=45^\circ$.

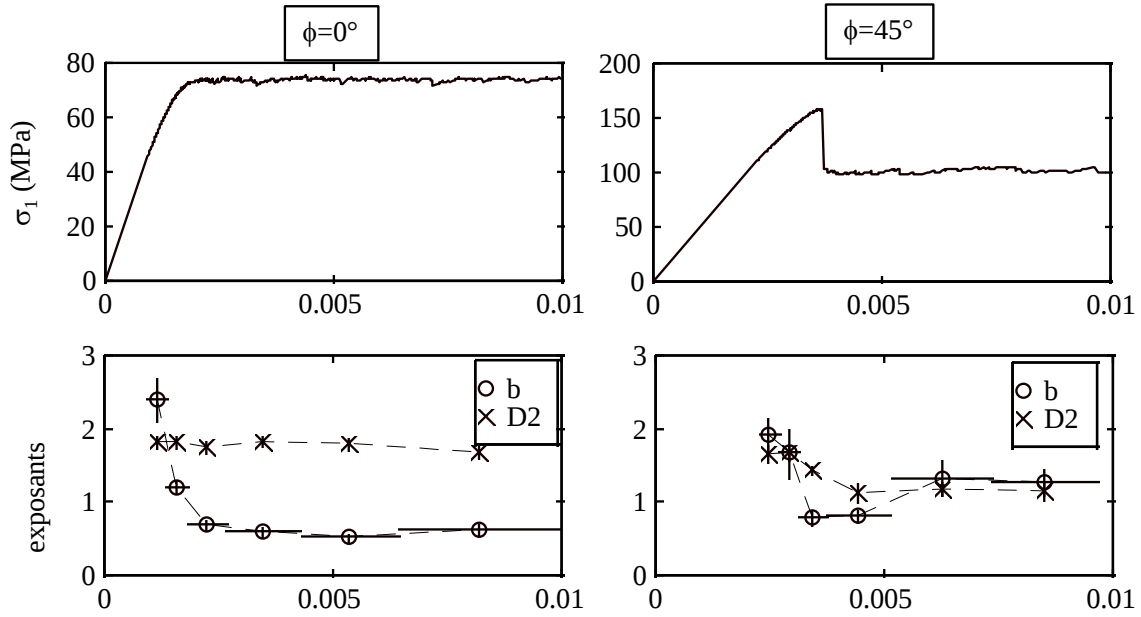


Figure 94 : Variations des exposants b et D_2 au cours de la simulation pour $\phi=0^\circ$ et $\phi=45^\circ$.

Notons ici, que, dans le cas ductile, b et D_2 ne sont pas corrélés entre eux. Dans le cas fragile, au contraire, les deux exposants varient globalement dans le même sens, bien que leurs variations ne soient pas simultanées.

Nous avons vu précédemment que D_2 est un bon indicateur de la localisation de l'endommagement, même s'il est calculé pour l'ensemble des événements d'une simulation. La Figure 95 présente D_2 , calculé pour tous les événements d'une simulation, en fonction de $\tan\phi$. Ceci permet d'observer plus clairement l'effet de l'angle de frottement interne sur la localisation de l'endommagement.

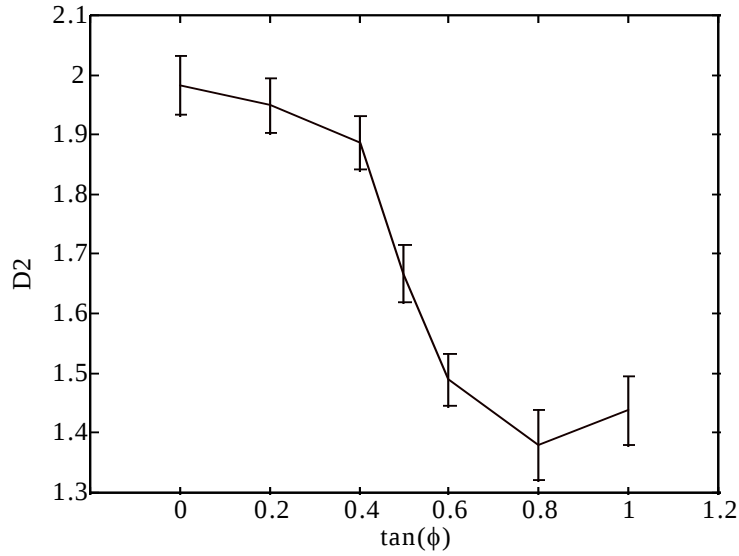


Figure 95 : Exposant D_2 pour l'ensemble de la simulation en fonction de $\tan(\phi)$

Notons ici que pour $\phi=45^\circ$ et $\sigma_3=0$, l'endommagement se localise sur une bande de cisaillement et pas en colonnette (« axial splitting »), comme cela est souvent observé en essai monoaxial pour les matériaux fragiles tels que le granite. Ces ruptures, qui se propagent parallèlement à la contrainte principale, sont considérées comme des ruptures de traction. Le critère utilisé ici est un critère en cisaillement. Il faudrait donc pour rendre compte de ce type de rupture inclure une troncature du critère de Mohr-Coulomb en traction. D'autre part, il faudrait tenir compte de la directionnalité de la rupture (parallèle à σ_1). Dans le modèle présenté ici les éléments sont considérés comme isotropes.

Nous allons voir à présent l'effet de l'angle de frottement interne sur la distribution de la taille des avalanches.

4.3.3. Variation de l'exposant b et distributions sur-critique et sous-critique

La valeur de l'exposant b de la distribution des tailles d'avalanche est également affectée par l'angle de frottement interne. La Figure 96 présente les valeurs d'exposants calculées pour l'ensemble des événements d'une simulation en fonction de $\tan\phi$. L'exposant a été calculé par ajustement de la partie linéaire de la distribution. Les barres d'erreur sont données pour un intervalle de confiance à 95%.

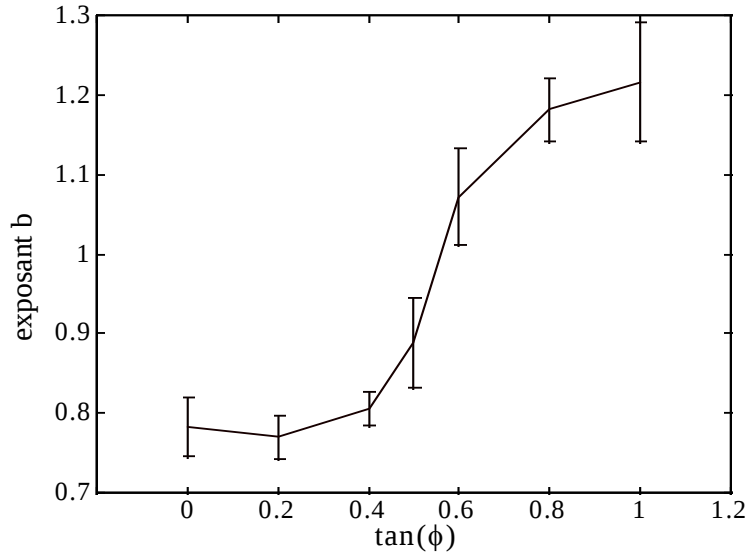


Figure 96 : Exposant b calculé pour l'ensemble des événements de chaque simulation en fonction de $\tan(\phi)$.

Pour $\tan\phi$ inférieur à 0.4, b a une valeur proche de 0.8. A partir de $\tan\phi=0.4$, b augmente jusqu'à 1.2. On peut remarquer que b augmente lorsque le comportement devient fragile.

Or, nous avons constaté expérimentalement, au cours des essais de compression triaxiale, que b diminue avec l'augmentation de la pression de confinement alors que le comportement devient plus ductile. Les résultats du modèle vont dans le sens de ces observations.

Le frottement interne influe également sur l'allure globale de la distribution. La Figure 97 présente les distributions des tailles d'avalanche pour deux valeurs extrêmes de l'angle de frottement interne.

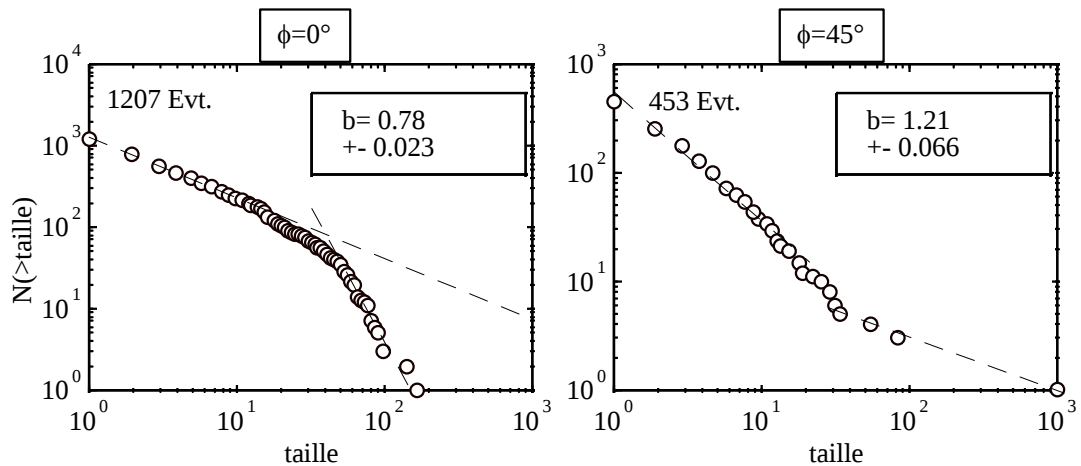


Figure 97 : Distributions des tailles d'avalanche pour deux valeurs extrêmes de l'angle de frottement interne : 0° et 45° .

Pour $\phi = 0^\circ$, la troncature pour les événements de plus grande taille est très nette. Lorsque ϕ

augmente, la troncature diminue progressivement et est remplacée par un excès d'événements forts vis à vis de la loi puissance, que l'on peut qualifier de forçage de la loi puissance. On peut associer le forçage de la loi puissance à l'instabilité macroscopique observée pour le comportement macroscopique. Plus le comportement est instable (chute de contrainte importante après le pic), plus la loi puissance est forcée.

Comme nous l'avons vu précédemment, la distribution en loi puissance est utilisée comme un indicateur du caractère critique d'un phénomène, en particulier par les auteurs étudiant les systèmes critiques auto-organisés (Guarino et al., 1998; Garcimartin et al., 1998; Hergarten et Neugebauer, 1998; Chen et al., 1991; Xu et al., 1992; Olami et al., 1992). Par extension, on considère que la troncature de la loi puissance correspond à un phénomène sous-critique et que le forçage de la loi puissance correspond à un phénomène sur-critique (Main, 1995).

Main (1995) a proposé que, pour les modèles de type blocs-ressorts, le comportement sous-critique résulte d'un fort degré d'hétérogénéité évolutive. Le comportement critique s'observe pour une hétérogénéité faible et une vitesse de chargement lente. Le comportement sur-critique est alors observé si la vitesse de chargement est augmentée. Dans notre cas, le passage d'un comportement sous-critique à sur-critique ne résulte pas d'une variation du degré d'hétérogénéité ou de la vitesse de chargement, mais correspond à un changement de comportement mécanique contrôlé par l'angle de frottement interne. Nous retiendrons qu'un comportement ductile et stable est sous-critique alors qu'un comportement fragile et instable est sur-critique.

4.3.4. Indépendance du comportement envers la résistance maximale et la pression de confinement

Les résultats précédents indiquent que l'angle de frottement interne influe de manière significative sur la localisation de l'endommagement et sur le comportement macroscopique. Or, ce paramètre détermine également la résistance maximale. En effet, pour nos simulations en compression monoaxiale, la contrainte maximale atteinte avec $\phi=45^\circ$ est environ le double de celle atteinte avec $\phi=0^\circ$. La différence de comportement macroscopique pourrait être due à cette différence de niveau de contrainte. Pour étudier l'effet du niveau de contrainte, nous avons réalisé des simulations avec différentes valeurs de cohésion pour $\phi=0^\circ$.

Le degré d'hétérogénéité (C_{min}/C_{max}) a été fixé à 0.5. Nous avons fait varier C_{max} entre 50 et 200 MPa. La Figure 98 présente les résultats obtenus pour les différentes valeurs de C_{max} .

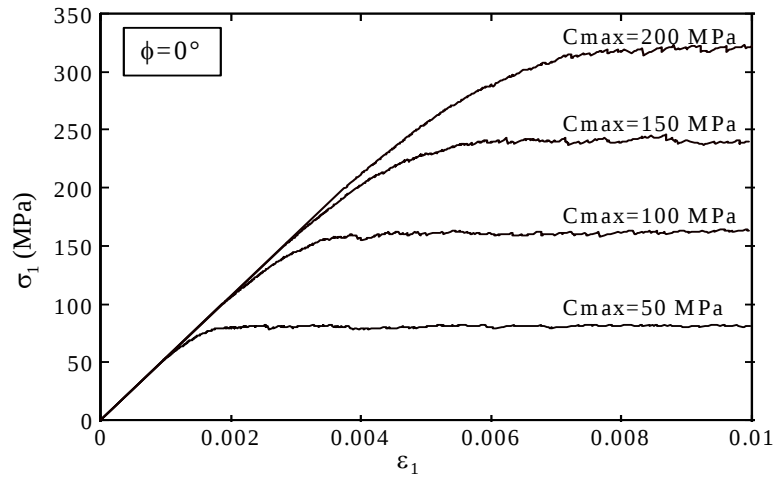


Figure 98 : Comportements obtenus pour différentes cohésions maximales avec $\phi=0^\circ$.

On peut remarquer que le fait d'augmenter la contrainte maximale ne change pas le comportement macroscopique qui reste ductile pour $\phi=0^\circ$.

D'autre part, le paramètre ϕ du critère de Mohr-Coulomb indique la sensibilité à la pression de confinement. $\phi = 0^\circ$ correspond à un matériau insensible à la pression de confinement et $\phi > 0^\circ$ à un matériau dont la résistance augmente avec la pression de confinement. Il paraît donc indispensable d'étudier l'effet de la pression de confinement sur le comportement simulé. Pour cela nous avons réalisé des simulations avec un confinement allant de 0 à 80 MPa. La figure suivante présente les résultats obtenus pour un confinement compris entre 0 et 40 MPa et pour différentes valeurs du paramètre ϕ .

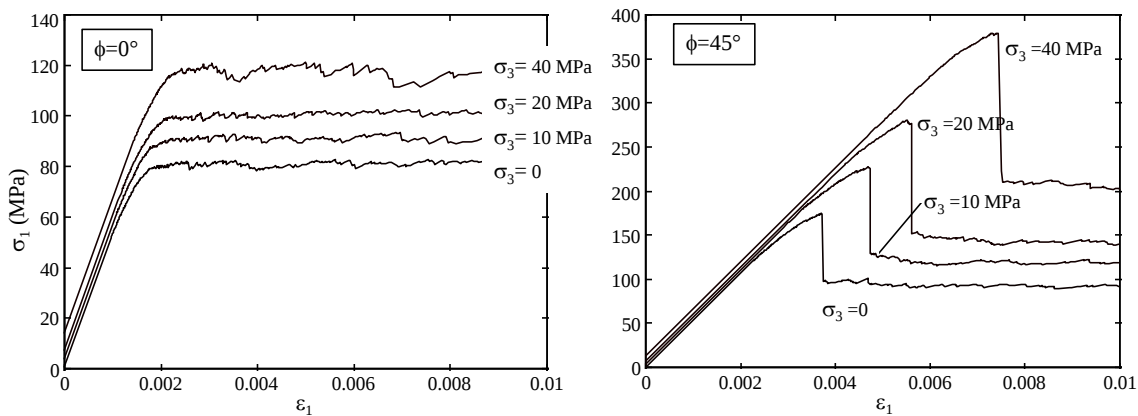


Figure 99 : Comportements obtenus pour différentes pressions de confinement avec $\phi=0^\circ$ et $\phi=45^\circ$. $C_{max} = 50$ MPa.

On observe que le comportement macroscopique n'est pas modifié par la pression de confinement. Il en est de même pour la localisation de l'endommagement et la distribution de la taille des événements. Il apparaît donc que le paramètre pertinent pour simuler la transition ductile-fragile et la transition diffus-localisé, avec le modèle proposé, est le paramètre ϕ . Ces

résultats permettent de suggérer que le paramètre clé de la transition ductile-fragile et de la transition diffus-localisé est l'angle de frottement interne. Les transitions fragile-ductile et localisé-diffus observées, lorsque la pression de confinement augmente, au cours d'essais de compression triaxiale, seraient alors dues à la diminution de l'angle de frottement interne.

Dans la section suivante nous tenterons de simuler numériquement la transition fragile ductile à partir de données expérimentales.

4.3.5. Simulation de la transition ductile-fragile en essai triaxial

L'angle de frottement interne n'est pas une caractéristique intrinsèque d'un matériau. Il est notamment influencé par la pression de confinement. On peut observer la diminution de ϕ associée à la transition ductile-fragile au cours d'essais triaxiaux. La Figure 100 donne une représentation, dans le plan de Mohr, des contraintes de pic σ_1 et de confinement σ_3 , pour une série d'essais triaxiaux réalisés sur un calcaire avec σ_3 variant de 10 à 100 MPa. Les valeurs de contrainte sont extraites de Fabre et al. (1991) (présentée sur la figure 2 du chapitre 1 section 2.1). L'enveloppe des cercles de Mohr donne le critère de résistance (trait gras).

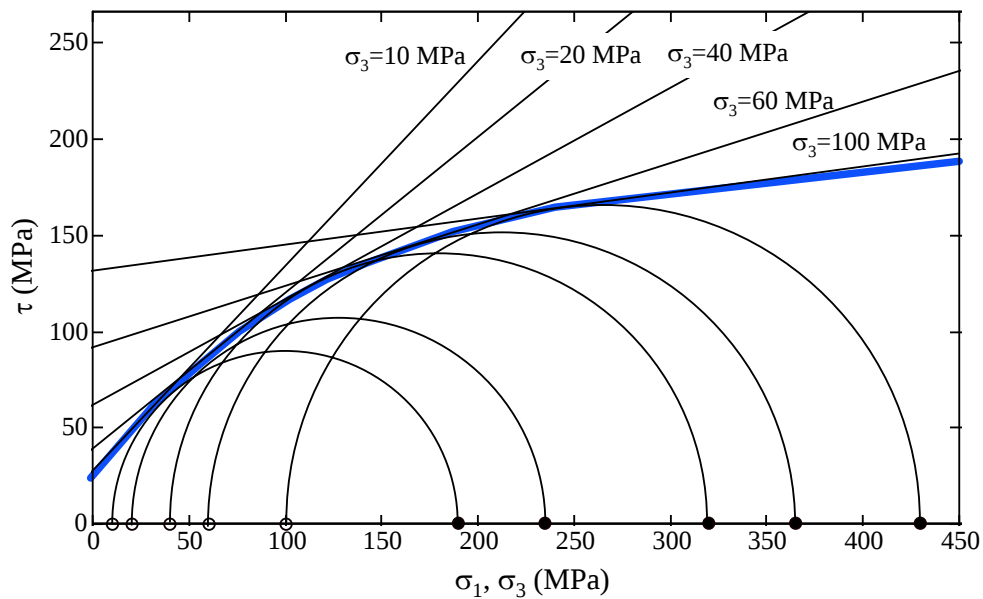


Figure 100 : Représentation dans le plan de Mohr de la résistance de pic, σ_1 , et de confinement, σ_3 , pour un calcaire, d'après Fabre et al. (1991). L'ajustement des cercles de Mohr donne le critère de résistance (trait gras). Pour chaque cercle, le critère peut être ajusté par une droite permettant d'estimer C et ϕ .

Nous pouvons observer que l'enveloppe des cercles de Mohr n'est pas linéaire et que sa pente diminue lorsque σ_3 augmente. Cependant, pour chaque valeur de confinement, on peut ajuster une droite qui correspond au critère de Mohr Coulomb tangent et qui permet d'estimer C et ϕ . Le tableau suivant donne les résultats de cet ajustement pour les pressions de confinement correspondant à chaque essai.

Confinement	ϕ	C
10 MPa	46°	26 MPa
20 MPa	39°	38 MPa
40 MPa	29°	61 MPa
60 MPa	18°	91 MPa
100 MPa	10°	131 MPa

Nous avons réalisé des simulations d'essais triaxiaux avec ces valeurs de paramètres. Les valeurs de C ont été attribuées à C_{max} , avec un degré d'hétérogénéité $H=0.5$. La Figure 101 présente les comportements macroscopiques ainsi obtenus.

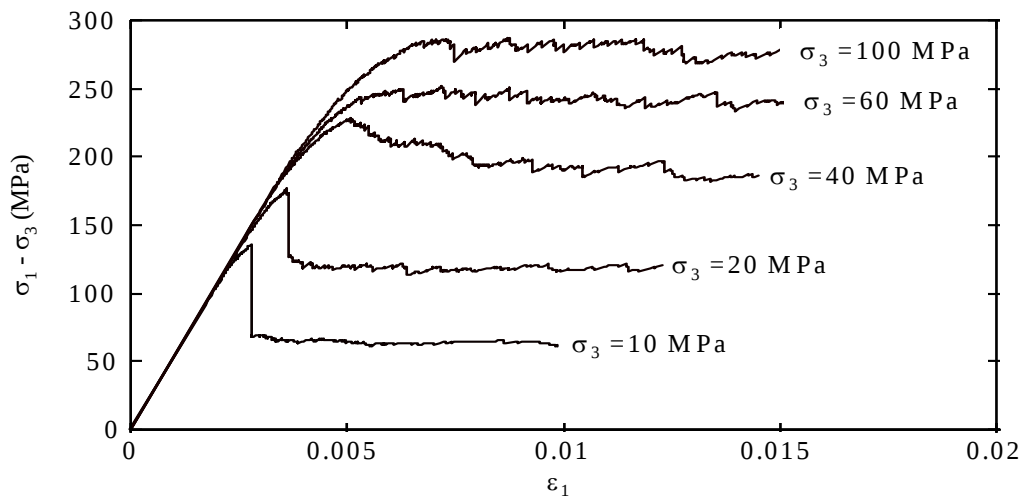


Figure 101 : Résultats de simulations avec différentes valeurs de ϕ et C selon la valeur de pression de confinement.

On voit que l'utilisation, dans le modèle proposé, de paramètres tirés des données expérimentales permet de simuler la transition fragile-ductile observée lors de l'augmentation de la pression de confinement (figure 2 du chapitre 1 section 1.2).

Ce type de résultats de simulation pourrait également être obtenu en utilisant un critère d'endommagement parabolique, tel que celui de Fairhurst, dont la pente décroît avec la pression de confinement.

4.3.6. Conclusion

Les résultats précédents ont montré que l'angle de frottement interne influe sur le comportement macroscopique et sur la localisation de l'endommagement. Ces différents comportements sont indépendants du niveau de contrainte et de la pression de confinement. Il apparaît donc que le paramètre clé de la transition ductile fragile et de la transition diffus-

localisé est l'angle de frottement interne.

Ceci est en accord avec les observations expérimentales. On constate, en effet, que les matériaux avec un fort angle de frottement ont tendance à s'endommager de manière localisée alors que les matériaux à faible angle de frottement interne s'endommagent de façon diffuse.

Les simulations réalisées avec des valeurs de C et ϕ variant avec la pression de confinement, tirées de résultats d'essais triaxiaux, permettent de retrouver les comportements observés expérimentalement.

Cependant, bien que ces résultats soient en accord avec les observations expérimentales, ils n'expliquent pas pourquoi l'angle de frottement interne influe aussi fortement sur le comportement du matériau. Pour comprendre ces résultats, nous avons étudié l'effet local de l'angle de frottement interne sur la propagation de l'endommagement autour d'une hétérogénéité unique.

4.4. Effet local de l'angle de frottement interne sur la propagation de l'endommagement.

Afin de comprendre le rôle de ϕ dans le modèle proposé, nous avons étudié l'effet local de l'angle de frottement interne. Nous avons simulé la propagation de l'endommagement autour d'une hétérogénéité unique soumise à un chargement triaxial. L'hétérogénéité se distingue du matériau environnant par un module plus faible ($E_{\text{hétérog.}}=25$ MPa et $E_{\text{matériau}}=50$ MPa). Ceci simule une partie pré-endommagée du matériau. Tous les éléments ont la même résistance ($C=50$ MPa). Le modèle est constitué, au total, de 960 éléments triangulaires isocèles. L'hétérogénéité est constituée de 6 éléments. Le chargement est réalisé en augmentant progressivement le déplacement imposé à la frontière supérieure du modèle. La loi d'endommagement est la même que celle utilisée pour les simulations précédentes ($de=0.1$). La simulation est arrêtée lorsque la zone endommagée atteint la limite du maillage. La Figure 102 montre la progression de l'endommagement autour de l'hétérogénéité pour trois valeurs de ϕ (0° , 26° et 45°). Ces résultats concernent un chargement monoaxial. En effet, comme pour les simulations précédentes, le confinement latéral n'influe pas sur les résultats obtenus.

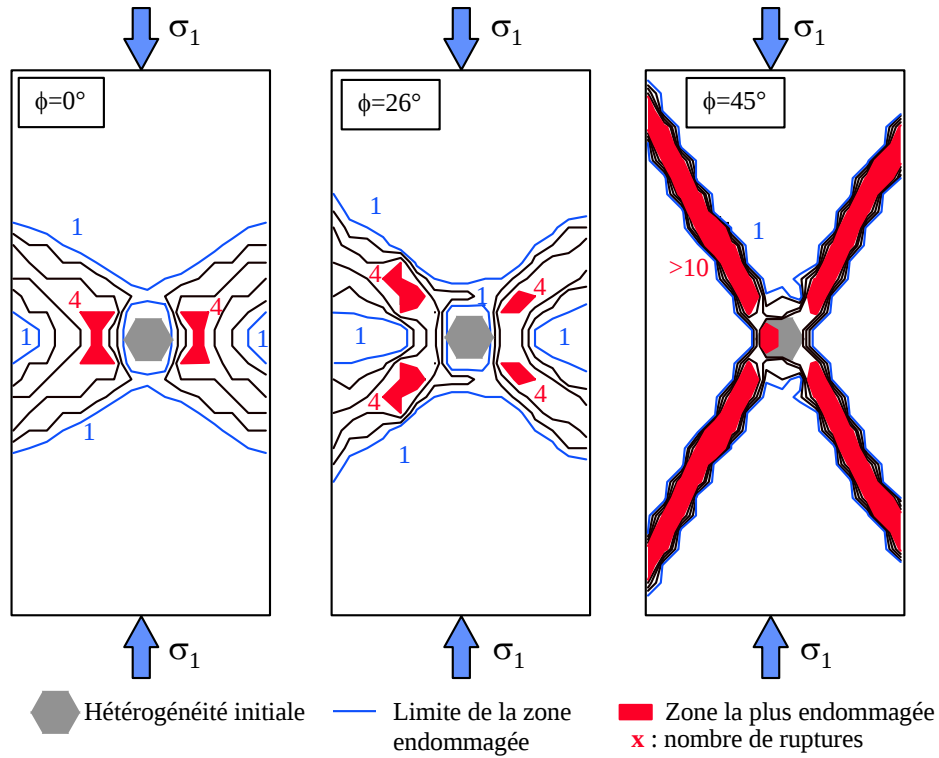


Figure 102 : Effet de l'angle de frottement interne ϕ sur la propagation de l'endommagement autour d'une hétérogénéité.

On peut observer que, pour $\phi = 0^\circ$, la progression de l'endommagement se produit de façon diffuse latéralement par rapport à l'hétérogénéité. Les zones les plus endommagées se situent sur le côté de l'hétérogénéité. L'augmentation de ϕ (26°) entraîne une localisation relative de l'endommagement autour des directions à $\pm 45^\circ$ par rapport à la contrainte principale majeure. Pour une valeur élevée de ϕ (45°), l'endommagement se produit exclusivement le long des directions à $\pm 30^\circ$ par rapport à la contrainte principale majeure. Dans ce cas, la propagation devient instable après une certaine déformation. Cette instabilité s'accompagne d'une chute de contrainte macroscopique.

Remarquons que l'hétérogénéité est initialement isotrope. C'est la propagation de l'endommagement qui donne à l'hétérogénéité des directions privilégiées. On ne retrouve pas exactement les directions prévues par le critère de Mohr-Coulomb. Le maillage influe fortement sur la direction de propagation, en particulier, lorsque l'endommagement est très localisé ($\phi = 45^\circ$).

On voit donc que pour une hétérogénéité unique, l'angle de frottement interne détermine le degré de localisation et d'anisotropie de la propagation de l'endommagement à l'échelle locale. Pour un matériau hétérogène, à partir d'une certaine propagation de l'endommagement, les hétérogénéités peuvent interagir entre elles. Selon le mode de propagation local, cette interaction peut se faire soit de façon diffuse et non directionnelle ($\phi = 0^\circ$), soit de façon localisée et directionnelle ($\phi = 45^\circ$). Ce mode d'interaction locale

détermine la localisation de l'endommagement à l'échelle macroscopique.

D'autre part, ce mode d'interaction peut également expliquer l'augmentation de l'exposant b avec la valeur de ϕ . Rappelons que plus b est élevé, plus la proportion d'événements de grande taille est faible. Or, le nombre de voisins avec qui une hétérogénéité peut interagir est plus important lorsque l'interaction est diffuse. Ce grand nombre de voisins potentiels favorise l'émergence d'avalanches de taille importante et donne un exposant b plus faible. Au contraire, une interaction très directionnelle implique un nombre de voisins potentiels plus faible. Ceci ne favorise pas l'émergence d'avalanches de grande taille et donne un exposant b plus important.

Avec le critère d'endommagement utilisé jusqu'ici, le modèle aboutit au même comportement qu'il soit sollicité en traction ou en compression. En particulier, l'endommagement se localise sous la forme d'une bande de cisaillement. Seul le niveau de contrainte macroscopique change et est plus faible qu'en compression. Nous avons donc introduit une troncature du critère de Mohr-Coulomb en traction. La Figure 103 montre les résultats de simulations de propagation de l'endommagement ainsi obtenus. Dans le cas d'une sollicitation en traction, on retrouve le mode de localisation observée expérimentalement, c'est à dire une surface de rupture perpendiculaire à l'axe de traction. Dans le cas d'une sollicitation en compression monoaxiale, l'endommagement se propage d'abord verticalement puis selon des directions à $\pm 30^\circ$ par rapport à l'axe de chargement. L'endommagement est localisé, même avec des valeurs faibles de l'angle de frottement interne ϕ . Notons ici que l'ajout de la troncature en traction ne permet pas, à elle seule, de simuler la rupture en colonnette observée expérimentalement pour des essais en compression monoaxiale.

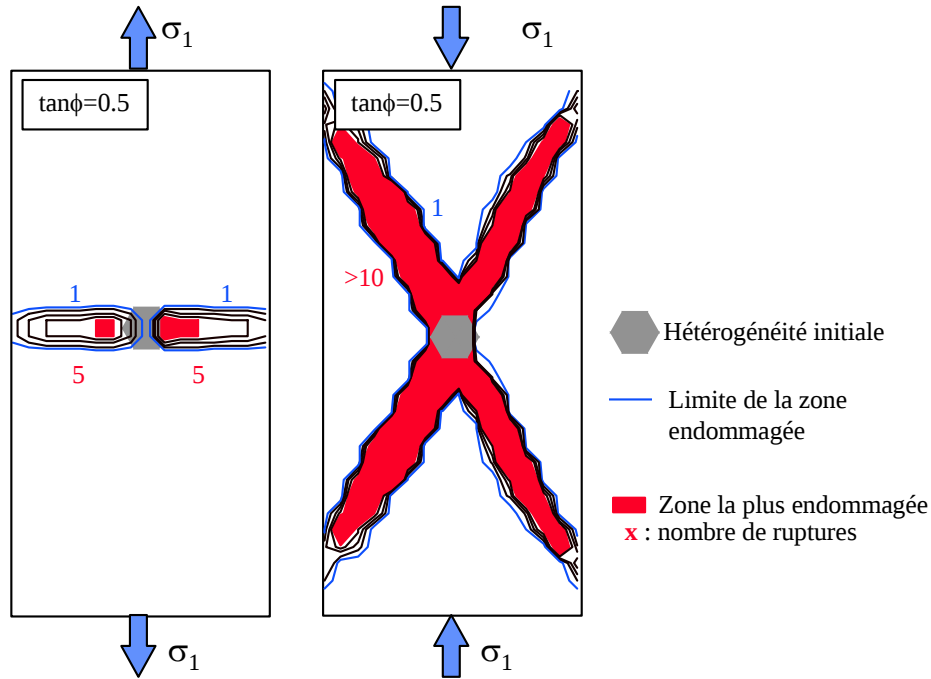


Figure 103 : Effet d'une troncature en traction du critère de Mohr-Coulomb sur la propagation de l'endommagement lors de sollicitations en traction et en compression. Dans les deux cas : $\tan\phi=0.5$, résistance en traction 5 MPa

4.5. Conclusion

Le modèle proposé reprend les paramètres classiques de la mécanique des roches, E , ν , C et ϕ auxquels sont associés un paramètre d'endommagement progressif (de) et une hétérogénéité de C , caractérisée par le paramètre $H=C_{min}/C_{max}$. L'étude de la sensibilité du modèle à ces deux paramètres montre qu'ils influent ensemble sur la valeur de la contrainte macroscopique maximale, sur la taille des avalanches et sur leur distribution statistique. L'hétérogénéité a un effet prépondérant sur l'exposant b de la loi puissance qui caractérise la distribution des tailles d'événement.

Ce modèle permet de simuler un certain nombre d'observations expérimentales concernant l'émission acoustique et le comportement des roches, notamment :

- le comportement macroscopique non-linéaire
- l'activité acoustique associée à la phase de dilatance
- la distribution des tailles d'événement en loi puissance (exposant b)
- la diminution de l'exposant b au cours de la sollicitation.
- la localisation progressive des sources d'EA (diminution de la dimension fractale).

De plus, il apparaît que l'angle de frottement interne influe sur le type de comportement macroscopique et sur le mode de localisation de l'endommagement. Ce paramètre permet de simuler à la fois la transition fragile-ductile et la transition localisé-diffus observées expérimentalement. Ces deux transitions sont associées et indépendantes de la pression de confinement et de la valeur de cohésion. Nous proposons que les résultats macroscopiques

résultent de l'effet local de l'angle de frottement interne sur l'anisotropie de la propagation de l'endommagement. Ceci nous permet de proposer l'angle de frottement interne comme le paramètre clé des transitions ductile-fragile et diffus-localisé.

D'autre part, l'exposant b augmente avec la fragilité ce qui est en accord avec les observations expérimentales du second chapitre. En effet, nous avons alors observé que b diminue avec la pression de confinement et donc lorsque le comportement devient plus ductile.

Enfin, en intégrant une troncature en traction du critère de Mohr-Coulomb, le modèle permet de simuler le comportement des roches en traction simple.

Parce que ce modèle permet de synthétiser un certain nombre d'observations, il constitue un outil pour l'analyse des relations entre différents processus. Ces relations sont discutées dans la section suivante.

5. *Discussion*

Le modèle développé ici montre comment un comportement macroscopique complexe peut émerger d'un comportement élémentaire simple. En cela, il constitue un outil pour l'étude du changement d'échelle. Nous verrons dans la section 1 l'émergence des propriétés macroscopiques du modèle lié au changement d'échelle. Nous discuterons, dans la section 2, des relations qui existent entre les transitions diffus-localisé et ductile-fragile. Notre modèle permet d'observer la taille et la localisation des événements d'endommagement. De ce fait il permet de contribuer à l'étude des relations entre l'exposant b et la dimension fractale D_2 qui seront abordées dans la section 3.

Enfin, nous verrons, dans la section 4, les limitations de ce modèle et les améliorations qu'il conviendrait de lui apporter dans l'avenir.

5.1. **Changement d'échelle et émergence de propriétés macroscopiques**

Le modèle proposé est basé sur un endommagement élémentaire progressif dans un modèle élastique hétérogène. L'introduction d'une hétérogénéité permet de faire émerger un certain nombre de propriétés macroscopiques, c'est à dire qui concernent le modèle dans son ensemble et qui n'existent pas à l'échelle élémentaire. Cette caractéristique est une propriété des systèmes complexes (Heudin, 1997). L'interaction élastique permet, comme l'ont montré de nombreux modèles numériques, l'émergence d'avalanches dont la taille est distribuée selon une loi puissance (par exemple Olami et al., 1992; Chen et al., 1991; Zapperi et al. 1997).

L'apport du modèle porte sur l'effet local de l'angle de frottement interne. Ce paramètre influe sur la géométrie d'interaction entre les éléments. De ce fait, il intervient à la fois sur le comportement mécanique macroscopique (courbe contrainte-déformation), sur leur localisation (dimension fractale) et sur la statistique des avalanches (exposant b). La Figure

104 synthétise l'ensemble de ces observations.

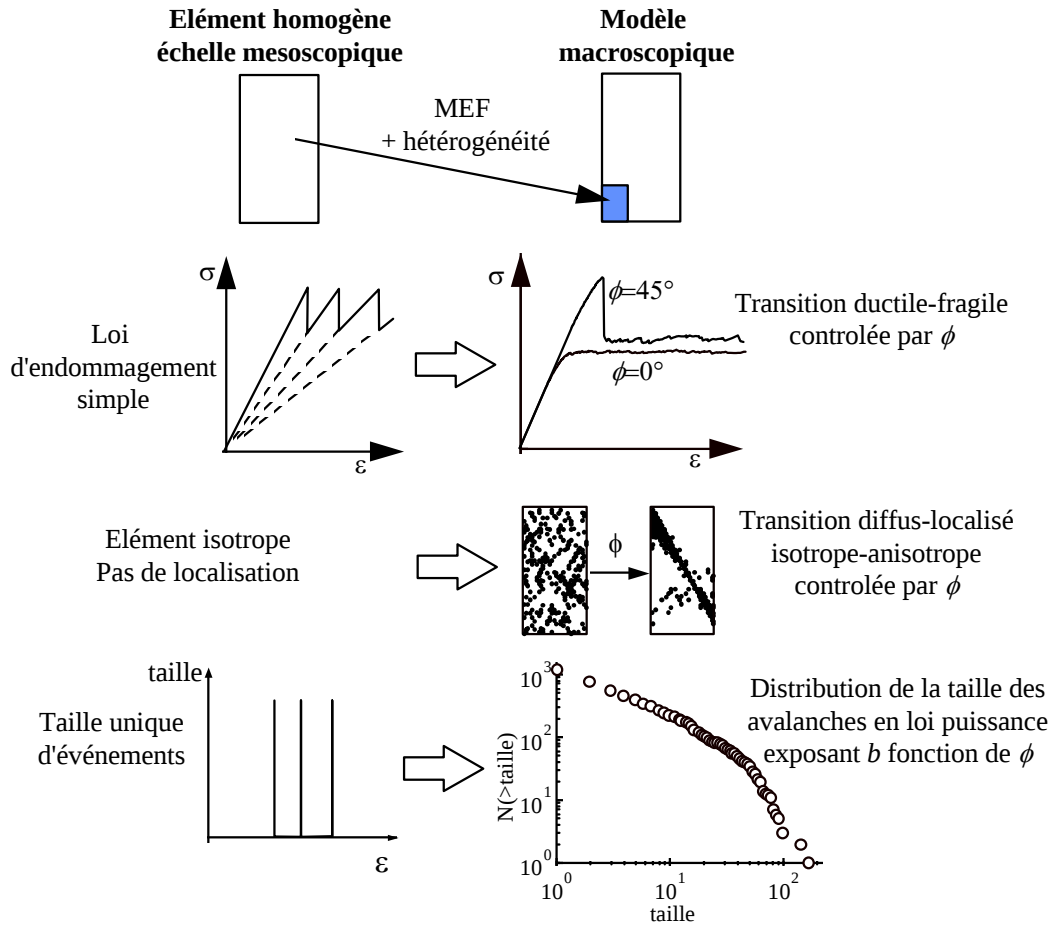


Figure 104 : Changement d'échelle et émergence de différentes propriétés macroscopiques contrôlées par le paramètre ϕ : transition ductile-fragile, transition diffus-localisé et distribution de la taille des avalanches en loi puissance.

5.2. Transition ductile-fragile induite par la transition diffus-localisé

Nous avons vu que la transition ductile-fragile et la transition diffus-localisé sont associées. Lorsque l'endommagement reste diffus dans l'ensemble du modèle ($\phi=0^\circ$), le comportement macroscopique atteint un palier plastique sans phase d'instabilité, i.e. que le comportement est ductile. Lorsque la localisation se produit de façon progressive ($\phi=26^\circ$), le palier est décroissant et le comportement macroscopique reste stable. Lorsque la localisation se produit de façon rapide ($\phi=45^\circ$), une instabilité macroscopique se produit, c'est à dire que le comportement est fragile. Après cette instabilité, un palier plastique apparaît et le comportement reste stable. La chute de contrainte macroscopique correspond à une avalanche unique, de taille beaucoup plus importante que le reste des avalanches, entièrement localisée dans la bande de cisaillement.

On peut expliquer l'occurrence de cet événement macroscopique de la façon suivante. Lorsque l'endommagement se localise, ceci provoque une concentration de contrainte. De ce fait, l'endommagement se produit préférentiellement à proximité des zones déjà endommagées. L'énergie élastique stockée dans l'ensemble du modèle est alors restituée dans une zone localisée. Ceci permet le phénomène d'endommagement auto-entretenu qui conduit à l'instabilité macroscopique observée sur la courbe σ - ε caractérisant un comportement fragile (Cf. Figure 94 et Figure 104).

Il apparaît donc que c'est la localisation soudaine de l'endommagement qui provoque la fragilité. En effet, lorsque l'endommagement reste diffus, ou se localise progressivement, le comportement macroscopique est stable. De même, après localisation, lorsque l'endommagement reste localisé le long d'une ligne, le comportement est également stable. En effet, dans ce cas, l'endommagement ne peut se localiser davantage.

La transition ductile-fragile apparaît donc comme une conséquence de la transition diffus-localisé.

Le comportement macroscopique est déterminé par la somme des événements d'endommagement dont la taille est caractérisée par l'exposant b . La localisation est quant à elle caractérisée par la dimension fractale D_2 . Voyons comment ces deux exposants sont corrélés.

5.3. Corrélations entre b et D_2

Nous avons vu, dans le premier chapitre, que la question de la relation entre les exposants b et D est l'objet de nombreux travaux. Les résultats sur ce thème sont divergents. En effet, selon les auteurs, on observe expérimentalement une corrélation positive, négative ou nulle. Le modèle numérique proposé ici, dans la mesure où il permet d'observer à la fois la taille des avalanches et leur localisation, constitue un outil pour étudier les relations entre b et D . Nous nous intéresserons, en particulier, à la dimension de corrélation D_2 car elle caractérise le mieux le degré de localisation.

Les exposants b et D_2 caractérisent une population d'événements. Ils dépendent donc de l'échantillon étudié. Ces paramètres peuvent être calculés, par exemple, soit pour l'ensemble des événements d'une simulation, soit pour des fenêtres successives au cours d'une seule simulation. Nous allons voir que, selon les échantillons étudiés, les relations entre ces deux exposants varient.

Pour ce qui concerne les exposants calculés pour l'ensemble des événements d'une simulation, nous avons vu que l'angle de frottement interne, ϕ , influe à la fois sur b et D_2 . La Figure 105 présente les exposants b et D_2 , calculés pour des simulations avec ϕ variant de 0 à 45°.

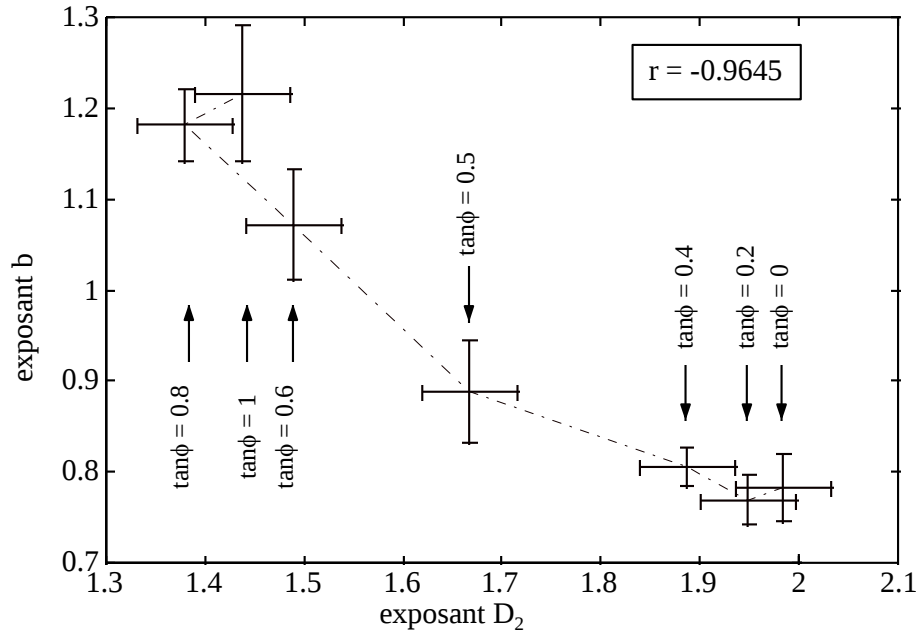


Figure 105 : Exposants b et D_2 calculés pour l'ensemble des événements de chaque simulation avec des valeurs de $\tan \phi$ variant de 0 à 1. Les barres d'erreurs sont données pour un intervalle de confiance à 95%. r est le coefficient de corrélation.

Dans ce cas, le coefficient de corrélation r est proche de -1, ce qui signifie que les deux exposants sont fortement corrélés négativement. Notons que le calcul de r suppose une relation linéaire entre les deux exposants.

Pour ce qui concerne les exposants calculés pour des fenêtres successives, nous avons vu que b et D_2 évoluent différemment selon ϕ . La Figure 106 présente l'évolution de b et D_2 , au cours de la déformation, pour les deux valeurs extrêmes de ϕ (0° et 45°).

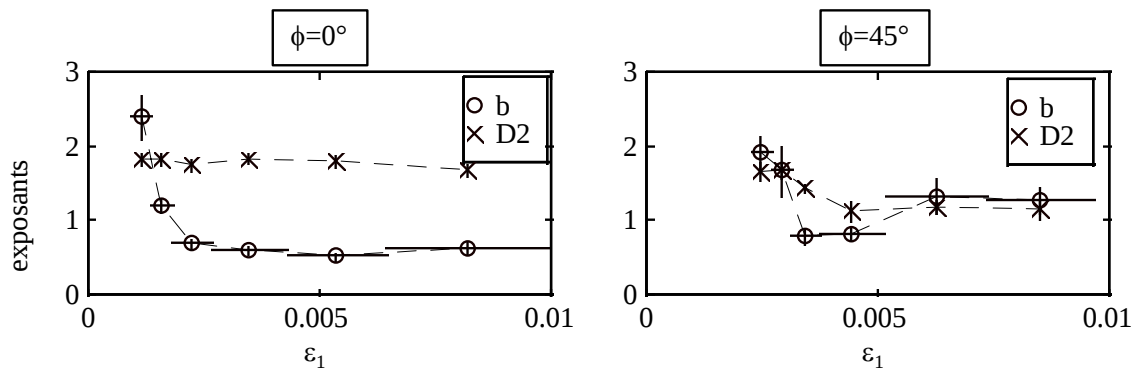


Figure 106 : Exposant b et D_2 , calculés au cours d'une même simulation pour des fenêtres successives contenant le même nombre d'événements, en fonction de la déformation, pour $\phi = 0$ et $\phi = 45^\circ$. Les barres d'erreur sont données pour un intervalle de confiance à 95%.

Pour ϕ faible, l'endommagement reste diffus, c'est à dire que D_2 reste proche de 2, alors que b diminue au cours de la sollicitation. Pour ϕ élevé, D_2 et b diminuent au cours de la simulation

mais leurs diminutions ne sont pas simultanées. En effet, b atteint sa valeur minimale avant que la localisation ne survienne (3^{ème} point). La Figure 107 montre b en fonction de D_2 dans ces deux cas ($\phi=0^\circ$ et $\phi=45^\circ$).

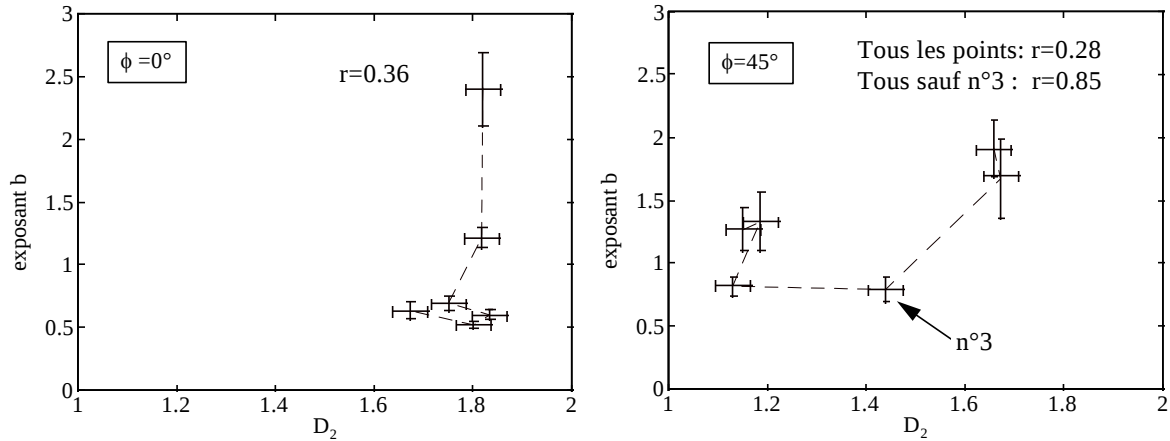


Figure 107 : Exposant b en fonction de D_2 , calculés pour des fenêtres successives d'une même simulation pour $\phi=0$ et $\phi=45^\circ$. Les barres d'erreurs sont données pour un intervalle de confiance à 95%.

Dans les deux cas la corrélation est positive mais faible. Pour $\phi=45^\circ$, si on exclut le point n°3, la corrélation est positive et assez forte. Dans ce cas, on compare l'endommagement avant et après localisation en excluant la baisse de b avant localisation complète.

Ainsi, selon les échantillons comparés (ensembles des événements de chaque simulation ou fenêtres successives) et selon le type de comportement (diffus/ductile ou localisé/fragile), les corrélations entre b et D_2 peuvent être positives, négatives ou pratiquement nulles.

Ces résultats mettent en évidence la complexité des relations entre b et D_2 et la difficulté de donner une relation unique entre ces deux exposants. On comprend alors mieux que les différents travaux concernant les relations entre ces deux exposants aboutissent à des conclusions divergentes.

5.4. Limites du modèle actuel et développements envisagés

Le modèle présenté ici est relativement simple. En effet, il s'agit d'un modèle éléments finis, en petites déformations, constitué d'éléments isotropes. La loi d'endommagement élémentaire est uniquement fonction de la contrainte et indépendante du temps. L'ensemble de ces caractéristiques limite la portée du modèle. Nous allons, dans les sections suivantes, aborder chacune de ces limitations et, le cas échéant, nous proposerons des améliorations à apporter au modèle actuel.

5.4.1. Validité des petites déformations

La méthode des éléments finis se base sur la dérivée du déplacement aux noeuds de chaque

élément pour calculer la déformation et l'état de contrainte de chaque élément. La méthode de résolution utilisée ici ne tient compte que de la dérivée première du déplacement et néglige les dérivées d'ordre supérieur. Ce mode de calcul a l'avantage de permettre une résolution du problème directement par inversion de la matrice de rigidité. Le calcul en grande déformation nécessite une résolution incrémentale à chaque pas de calcul, ce qui augmente considérablement le temps de calcul. C'est pourquoi nous avons choisi dans un premier temps un calcul en petite déformation. Cependant, ce mode de résolution n'est valable que pour des déformations petites devant 1. Il convient donc de vérifier cette condition. La limite de validité des petites déformations, couramment donnée, est de l'ordre de 30 % (Pascal Villard, 1998, communication personnelle). Au delà de cette limite, il faut vérifier l'erreur de résolution en comparant les résultats obtenus avec un calcul en grande déformation.

Dans les simulations présentées ici, la déformation macroscopique maximale est de l'ordre de 1 %. Lorsque l'endommagement est diffus dans l'ensemble du modèle, la validité des petites déformations est toujours vérifiée. Dans le cas d'un endommagement localisé, l'ensemble de la déformation se produit dans la bande de cisaillement. Dans les cas les plus localisés, l'épaisseur de la bande de cisaillement est de l'ordre de la dimension d'un élément. La déformation des éléments situés dans cette bande est alors beaucoup plus importante que la déformation macroscopique. Le tableau suivant donne les valeurs des déformations maximales observées pour différentes valeurs de $\tan\phi$ et donc pour différents degrés de localisation, exprimés par la dimension fractale D_2 .

$\tan\phi$	D_2	ε_{xx} max.	ε_{yy} max.	ε_{xy} max.
0	1.98	0.0085	0.0281	0.0054
0.2	1.95	0.0111	0.0296	0.0085
0.4	1.88	0.0139	0.0379	0.0155
0.5	1.66	0.0513	0.1155	0.0606
0.6	1.49	0.1075	0.1871	0.1350
0.8	1.43	0.1045	0.1594	0.1345
1	1.38	0.1036	0.1905	0.1367

Ces valeurs sont calculées après 1 % de déformation macroscopique verticale (ε_{yy} macroscopique) pour un modèle comprenant 528 éléments (hauteur=2, largeur=1, taille des éléments : 0.083x0.095).

Le rapport entre la déformation macroscopique et la déformation élémentaire maximale varie de 3 à 20 selon le degré de localisation. Pour le cas le plus localisé ($\tan\phi=1$), la déformation maximale atteint près de 20 %. On est, alors, près de la limite de validité des petites déformations. Pour un maillage avec des éléments plus nombreux, et donc plus petits, la

déformation maximale est plus importante.

On voit ici que le maillage, en particulier sa taille, influe sur l'épaisseur de la bande de localisation. La forme du maillage a également un effet sur la localisation.

5.4.2. Effet du maillage sur la localisation

Toutes les simulations présentées ici ont été réalisées avec un maillage dont les directions sont à 30° de l'axe vertical. La localisation de l'endommagement se produit préférentiellement selon ces directions ce qui correspond approximativement à ce qui est observé expérimentalement lors de la rupture localisée des matériaux rocheux. Afin de vérifier l'effet du maillage sur la localisation, nous avons réalisé des simulations avec des maillages à 45° de deux types, l'un étant plus régulier que l'autre. La Figure 108 montre les résultats obtenus avec ces deux maillages et pour différentes valeurs de l'angle de frottement interne.

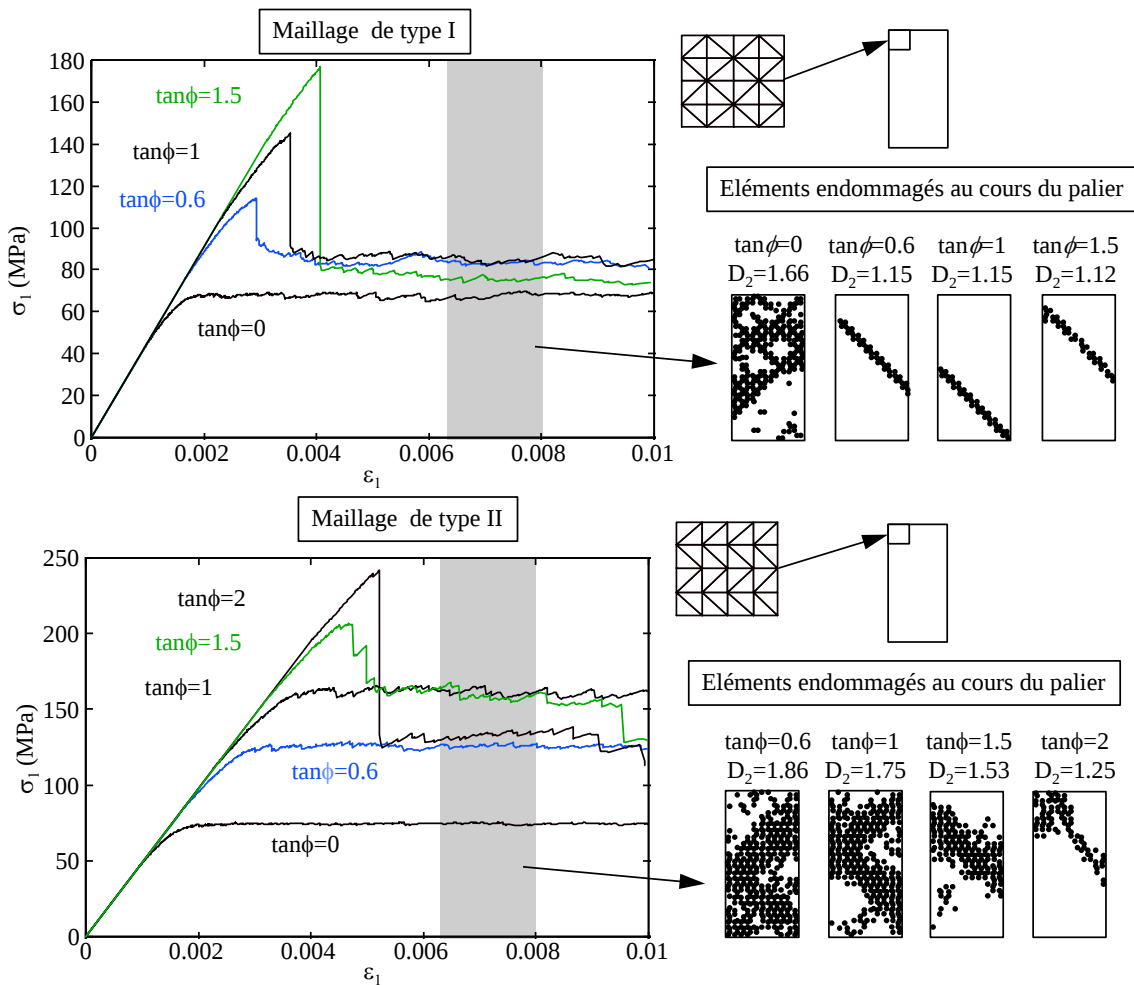


Figure 108 : Effet du maillage sur la localisation et sur le comportement macroscopique.

On peut remarquer que, pour le maillage de type I, plus régulier, la localisation se fait le long des directions privilégiées du maillage. La fragilité apparaît dès $\tan\phi=0.6$. Pour le maillage de type II, moins régulier, les directions privilégiées ne sont pas continues. De ce fait, la localisation se produit sur une bande de largeur plus grande et pour des valeurs de ϕ plus importantes. La fragilité n'apparaît que pour des valeurs de $\tan\phi$ supérieures à 1.

Ceci indique l'effet prépondérant du maillage sur la localisation et renforce l'idée selon laquelle c'est l'anisotropie de l'interaction entre les éléments qui favorise la localisation. On peut avancer ici que le maillage contribue à cette anisotropie en favorisant localement certaines directions. Ainsi, ce serait l'effet conjugué de l'angle de frottement interne et du maillage qui induirait la localisation.

D'autre part, on constate que lorsque la localisation n'est pas favorisée par les directions du maillage (type II), le comportement reste ductile pour des valeurs plus élevées de ϕ . Ceci renforce l'idée selon laquelle la transition ductile-fragile est induite par la transition diffus-localisé.

Cet effet du maillage pourrait être évité en recourant à un maillage irrégulier sans direction privilégiée, par exemple avec des noeuds répartis aléatoirement.

5.4.3. Endommagement isotrope

Le mode d'endommagement utilisé ici est isotrope. Cette approximation à l'échelle élémentaire (mésoscopique), bien qu'assez forte, n'empêche pas l'apparition d'une anisotropie de l'endommagement à l'échelle macroscopique. Cependant, de nombreuses études, par exemple celle de Reches et Lockner (1994), ont montré que la fissuration se développe selon des directions particulières qui sont fonction de l'état de contrainte. De ce point de vue, l'endommagement ne peut pas être considéré comme isotrope.

Sakurai (1998) présente des mesures du module effectif en compression et en cisaillement de différents matériaux. Il montre que le module en cisaillement est beaucoup plus sensible à l'endommagement que le module en compression. Il propose alors une formulation de l'endommagement en cisaillement. Ce type de formulation pourrait être utilisé dans le modèle proposé ici, d'autant plus que la localisation se produit sous forme de bandes de cisaillement. Ceci nécessite de recourir à une expression tensorielle de l'endommagement.

5.4.4. Résistance mécanique constante au cours de l'endommagement

Dans le modèle présenté, la résistance mécanique est supposée être indépendante de l'endommagement. On néglige alors la perte de résistance mécanique induite par la propagation de l'endommagement. Kemeny et Cook (1986) ont montré que, sous un chargement à déplacement imposé, au-delà d'une certaine densité de fissures, il apparaît un « strain softening », c'est à dire une diminution de la résistance mécanique en plus de la baisse du module élastique effectif. Il conviendrait donc de tenir compte de l'évolution de la résistance dans un modèle d'endommagement. C'est notamment le cas du modèle de Tang

(1997), dont les éléments endommagés perdent à la fois leur résistance et leurs propriétés élastiques.

Nous avons testé l'effet d'une perte de résistance mécanique au cours de l'endommagement (voir résultats en annexe 3.3). Une perte de résistance plus ou moins grande permet d'obtenir la transition ductile-fragile et diffus-localisé en gardant ϕ constant (pour ϕ faible). Ce paramètre ne change pas qualitativement les relations observées précédemment entre la localisation et le comportement macroscopique, d'une part, et entre les exposants b et D_2 , d'autre part. Ces résultats renforcent l'idée selon laquelle la transition ductile-fragile est induite par la transition diffus-localisé.

5.4.5. Endommagement purement élastique

Le modèle proposé ici est basé sur un endommagement purement élastique. Bien que l'endommagement soit irréversible, aucune déformation permanente n'est prise en compte. Or, celle-ci est observée expérimentalement.

Pour simuler la sismicité des roches, comme l'ont souligné Cowie et al. (1995) et Tang (1997), il est nécessaire d'introduire une chute de contrainte brutale lors du franchissement du seuil de rupture. La solution retenue dans notre modèle a été de choisir un comportement élémentaire du type élasto-fragile. La chute de contrainte est induite par un endommagement élastique (baisse du module effectif). Une autre solution serait d'augmenter la déformation permanente des éléments dépassant un certain seuil, ce qui implique également une chute de contrainte brutale. La Figure 109 présente ces deux types de comportement élémentaire.

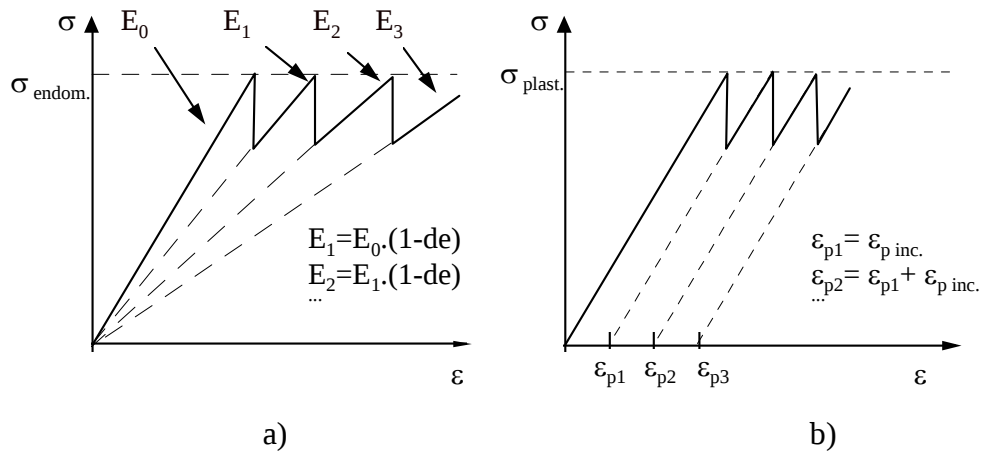


Figure 109 : a) Comportement élémentaire actuellement utilisé, basé sur l'endommagement élastique. b) Comportement élémentaire envisagé, basé sur l'incrément de la déformation plastique ($\epsilon_{p inc.}$).

L'incrément de la déformation permanente, à l'échelle élémentaire, a été utilisé par Cowie et al. (1993, 1995) pour simuler la localisation progressive de la déformation permanente. Ce type de comportement élémentaire permettrait en outre de simuler la déformation permanente

macroscopique observée expérimentalement.

5.4.6. Comportement non dépendant du temps

Le comportement simulé ici est indépendant du temps. L'endommagement est uniquement fonction de l'état de contrainte. Le temps intervient indirectement par l'incrément du déplacement imposé à la limite du modèle. C'est une situation comparable à celle d'un essai de laboratoire de courte durée au cours duquel on observe la réponse instantanée du matériau. Or, le comportement à long terme d'une roche diffère du comportement instantané. En particulier, les phénomènes de fluage, i.e. l'augmentation de la déformation à charge constante, ou de relaxation de contrainte, i.e. diminution de la contrainte à déplacement constant, indiquent l'existence de phénomènes dépendant du temps. Certains modèles, comme ceux de Xu et al. (1992) ou celui de Napier et Malan (1997), utilisent des lois de comportement dépendantes du temps. Une telle loi peut être également tirée d'essais de fluage en laboratoire, en observant le temps pour arriver à la rupture en fonction du niveau de chargement. Ce type d'expériences a été réalisé par Guarino et al. (1998).

6. Conclusions et perspectives

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté un modèle numérique de la sismicité des roches, associé à leur comportement macroscopique. Notre objectif a été de simuler les principales observations expérimentales afin de mieux comprendre leurs relations. Dans un premier temps, nous avons vu que les modèles disponibles ne sont que partiels et ne permettent pas de simuler l'ensemble des observations expérimentales sur la sismicité des roches. Nous avons donc proposé un modèle numérique tensoriel basé sur l'association de la méthode des éléments finis et d'un endommagement élémentaire progressif. Il reprend les caractéristiques principales des deux modèles de Zapperi et al. (1997) et de Tang (1997). Le critère de Mohr-Coulomb, caractérisé par la cohésion, C , et l'angle de frottement interne, ϕ , a été utilisé comme critère d'endommagement. Nous avons vu alors que l'hétérogénéité apparaît comme indispensable pour faire émerger un comportement macroscopique différent du comportement élémentaire. Un chargement itératif du modèle permet alors d'observer des avalanches d'endommagement dont la taille peut être comparée à l'amplitude des émissions acoustiques observée expérimentalement. Nous avons choisi d'introduire l'hétérogénéité sur la cohésion C car c'est un paramètre comparable aux seuils de rupture utilisés dans les modèles scalaires. La sensibilité de notre modèle aux deux paramètres qui lui sont propres, l'endommagement élémentaire, de , et le degré d'hétérogénéité de la cohésion, H , a été étudiée. Cette étude a permis de choisir des valeurs pour ces paramètres qui conduisent à l'émergence d'une distribution des tailles d'avalanche en loi puissance.

Le modèle permet de simuler les principales observations expérimentales concernant le comportement mécanique des roches et l'EA induite par l'endommagement :

- le comportement macroscopique simulé est non linéaire.

- l'activité d'avalanche est liée au comportement macroscopique non linéaire.
- la distribution des tailles d'avalanche suit une loi puissance caractérisée par son exposant b .
- l'exposant b décroît au cours de la déformation macroscopique.

En outre, le modèle permet de simuler une large gamme de comportements macroscopiques allant du ductile au fragile. Ce type de comportement est associé à un endommagement qui reste diffus, dans le cas ductile, ou qui se localise progressivement, dans le cas fragile. L'association de la transition ductile-fragile et de la transition diffus-localisé dans notre modèle est en accord avec les observations expérimentales. En effet, on observe que le comportement fragile correspond à un endommagement localisé alors que le comportement ductile correspond à un endommagement diffus.

Le paramètre clé de la transition ductile-fragile et diffus-localisé, dans notre modèle, est l'angle de frottement interne, ϕ . En effet, le comportement du modèle est insensible à la pression de confinement latérale et à la valeur de résistance macroscopique. Le comportement ductile/diffus est obtenu pour les valeurs de ϕ faibles. Le comportement devient progressivement fragile/localisé lorsque ϕ augmente. Ce résultat est cohérent avec les observations expérimentales. En effet, la transition fragile-ductile observée expérimentalement lorsque la pression de confinement augmente est associée à une diminution de l'angle de frottement interne ainsi qu'à un endommagement de plus en plus diffus. Nos résultats de simulation suggèrent que la transition ductile-fragile est induite par la baisse de ϕ due à la pression de confinement et non à la pression de confinement elle-même. Afin de valider cette proposition, nous avons simulé une série d'essais triaxiaux en utilisant, dans le modèle numérique, les valeurs de ϕ et C observées expérimentalement. Nous sommes ainsi parvenus à simuler l'ensemble de la transition fragile-ductile de manière relativement fidèle.

Afin de comprendre l'effet de ϕ à petite échelle, nous avons simulé la propagation de l'endommagement autour d'une hétérogénéité unique. Ces simulations ont montré que ϕ influe sur la géométrie de la propagation de l'endommagement autour de l'hétérogénéité. Cette propagation est d'autant plus anisotrope et localisée que ϕ est élevé. Cette effet local influe donc sur la localisation de l'endommagement à l'échelle macroscopique. La fragilité apparaît donc comme une conséquence de la localisation de l'endommagement.

De plus, l'exposant b issu des simulations augmente lorsque le comportement devient plus fragile. Ceci est en accord avec la baisse de b que nous avons observée expérimentalement au cours des essais triaxiaux présentés dans le chapitre 2, et avec la baisse de b avec la profondeur observée par Mori et Abercombie (1997) pour les séismes de Californie. En plus des variations de b , les distributions des tailles d'avalanches montrent le passage d'un comportement sous-critique à un comportement sur-critique lors de la transition ductile-fragile et diffus-localisé.

Nous avons vu, au cours de la discussion, que notre modèle est un outil pour l'étude du changement d'échelle et de l'émergence de propriétés macroscopiques. Il permet ainsi d'aborder le comportement des roches comme un système complexe. Nous avons également utilisé ce modèle pour l'étude des relations entre b et D_2 , dans le cas d'une configuration simple simulant une éprouvette de roche. Nous pensons que des applications de ce modèle sont possibles, notamment pour l'étude de la sismicité induite par les travaux souterrains.

L'étude présentée dans ce chapitre a été guidée par l'idée de simuler les observations expérimentales concernant l'EA des roches. De ce fait, nous avons été amenés à faire des choix restrictifs sur certains paramètres. En particulier, nous avons choisi de faire intervenir l'hétérogénéité sur C et de garder ϕ identique pour tous les éléments du modèle. Nous avons alors montré que ϕ conditionne le comportement macroscopique et le mode de localisation de l'endommagement.

Cependant, nous n'avons pas essayé toutes les combinaisons possibles de paramètres, en particulier l'effet de l'hétérogénéité sur ϕ . Une étude plus exhaustive serait intéressante pour la compréhension de la dynamique de l'endommagement et de l'émergence d'un comportement critique.

Chapitre 4 : Analyse de la sismicité induite par l'exploitation d'une mine

1. Introduction

Nous avons vu que la statistique de la sismicité, notamment pour la répartition spatiale (dimension fractale) des sources sismiques et la taille des événements (exposant b de la loi de Gutenberg-Richter), se retrouve à l'échelle de l'échantillon de laboratoire et à celle de la croûte terrestre. Nous proposons ici une étude de la sismicité induite par l'exploitation d'une mine, qui correspond à une échelle intermédiaire, celle du massif rocheux. Nous analyserons pour cela la sismicité induite par l'exploitation de la taille Irma 1250, aux Houillères du Bassin de Lorraine, sur la période du 1^{er} mars au 12 décembre 1997.

L'objectif de ce chapitre est de comparer les résultats expérimentaux et numériques présentés jusqu'ici à la sismicité minière et de vérifier dans quelle mesure ils sont utilisables à cette échelle. Après une brève revue des travaux portant sur la sismicité minière, nous présenterons la situation particulière de la taille Irma 1250. Nous étudierons ensuite la localisation de la sismicité vis à vis de la taille. Nous proposerons alors une estimation de l'endommagement autour de la taille en utilisant les données sismiques. L'évolution de l'endommagement au cours de l'exploitation sera comparée aux mesures de variations de contrainte. Nous aborderons ensuite l'étude statistique de la sismicité dans le domaine de la taille des événements et de leur corrélation spatiale. Nous verrons comment les résultats des deux chapitres précédents permettent d'analyser ces observations.

2. Sismicité induite par les travaux souterrains

L'activité sismique des massifs rocheux a été observée pour la première fois dans des piliers de mine à la fin des années 1930 (pour une revue, voir Obert, 1977). L'activité sismique a ensuite été utilisée pour détecter les zones soumises à de fortes contraintes autour des ouvrages souterrains, plus particulièrement dans les terrains sujets à des *ruptures brutales* (Hardy, 1977). Dans ce contexte, l'auscultation sismique a pour but de comprendre les mécanismes qui sont à l'origine de ces ruptures brutales (coups de terrains ou « rockbursts »), afin de les prévoir, de les éviter ou de les prendre en compte dans le calcul du soutènement (voir, par exemple, Ben Sliman et al, 1989; Senfaute, 1995; Senfaute et al, 1996; Stacey et Ortlepp, 1994; Kaiser et al, 1995). Notons que « si tous les coups de terrains constituent des événements sismiques, tous les événements sismiques ne dégénèrent pas en coups de terrains » (Senfaute et al., 1996). En effet, les coups de terrains sont définis, par la Chambre des Mines sud-africaine, comme « un événement sismique qui provoque des dommages au niveau des exploitations souterraines ». Ainsi l'étude de la sismicité induite par l'exploitation souterraine est un champ plus large que la prévision des coups de terrains et permet également

d'améliorer la compréhension de la sismicité en général.

Nous nous intéresserons ici principalement aux études qui portent sur l'analyse statistique de la sismicité induite. Comme nous l'avons vu, la sismicité est caractérisée par des distributions en loi puissance dans les domaines de la taille des événements, et de leur répartitions spatiale et temporelle. Ces caractéristiques, observées pour les échantillons en laboratoire et pour la sismicité crustale, sont également observées pour la sismicité induite par les travaux souterrains.

Le paramètre le plus étudié est l'exposant b de la loi de Gutenberg-Richter. Ceci s'explique par le fait que ce paramètre s'interprète facilement en terme de risque sismique. En effet, une valeur faible de b indique une proportion plus importante d'événements forts. D'autre part, l'obtention de ce paramètre ne nécessite pas forcément une localisation précise de la source.

Trombik et Zubereck (1981) ont étudié la distribution des tailles d'événements sismiques dans les mines de Silésie, en Pologne. Ces auteurs ont observé des variations notables du paramètre b qu'ils associent au risque de coups de terrains. Les périodes à faible risque sont caractérisées par une valeur de b comprise entre 1.78 et 1.98. Des valeurs plus faibles de b , entre 1.12 et 1.25, caractérisent les périodes à fort risque. Lasocki (1991), toujours pour les mines de Silésie, utilise b pour calculer la probabilité d'occurrence journalière d'un événement d'énergie supérieure à 10^5 J, $P(E > 10^5 \text{ J})$. Les valeurs de b sont comprises entre 0.8 et 0.45, ce qui correspond à une valeur de $P(E > 10^5 \text{ J})$ comprise entre 0.05 et 0.3.

Poplawski (1997) a également utilisé b pour estimer le risque de coups de terrains dans des mines situées à l'est de l'Australie. Certains secteurs montrent de fortes variations de b , entre 0.8 et 1.5, dont les faibles valeurs sont interprétées comme un indice de risque important. Dans d'autres secteurs, b reste constant et semble insensible aux changements de régime de l'exploitation.

Milev et al. (1995), pour certains secteurs des mines d'or d'Afrique du Sud, observent également des variations de l'exposant b entre 0.48 et 0.85. Cependant, celles-ci ne correspondent pas à une variation du nombre de coups de terrains ni à un changement du régime d'exploitation.

Notons que l'estimation du risque de coups de terrain nécessite, de plus, d'estimer la proximité de l'événement sismique fort vis à vis du front de taille. De ce fait certains auteurs ont calculé le paramètre b pour différents secteurs de l'exploitation selon leur position par rapport au front de taille. Ainsi, Gibowicz (1985), pour les mines de Silésie, observe une valeur de b plus faible pour les événements situés en avant du front de taille ($b=0.97$, 41 événements) que pour ceux situés en arrière du front ($b=1.27$, 919 événements). Cependant, le faible nombre d'événements en avant du front rend l'estimation de b peu fiable.

Senfaute (1995) a calculé b pour différents secteurs des houillères de Provence, selon leur position par rapport au front de taille et aux anciens travaux. Aucune variation de b n'est

observée. L'ensemble des valeurs de b se situe entre 2.3 et 2.6. Cependant, d'autres paramètres, plus qualitatifs, semblent, dans ce cas, plus pertinents pour étudier les différences de régime sismique selon la répartition spatiale des événements et la situation de la taille vis à vis des travaux anciens. Ainsi, pour les tailles adjacentes à un panneau déjà exploité, l'activité sismique se localise principalement à l'avant du front de taille et les événements les plus forts ($M > 2.5$) sont situés entre 0 et 50 m à l'avant du front. L'activité sismique est alors attribuée, par les auteurs, à la concentration de contraintes à l'avant du front. Dans le cas d'une taille qui longe un pilier, l'activité sismique se situe principalement à l'arrière du front, bien que les événements forts ($M > 2.5$) se situent préférentiellement entre 20 et 50 m à l'avant du front. L'activité sismique est, dans ce cas, attribuée au foudroyage à l'arrière du front.

On peut remarquer que les valeurs de b calculées sont dans des plages relativement étendues (entre 0.4 et 2.6). On peut attribuer ces différences au mode de calcul de la pente qui est, pour la plupart des études présentées, réalisé à partir de la magnitude des événements sismiques. Or, nous avons vu (chapitre 1, section 3.1) qu'il existe plusieurs mesures de la magnitude qui ne sont pas équivalentes (Scholz, 1991). Dans la plupart des travaux, la méthode d'estimation de la magnitude n'est pas précisée. Dubois (1996) a réalisé, pour la sismicité induite par la taille Irma 1250, une comparaison entre les magnitudes calculées en fonction de l'énergie à la source obtenue par un réseau local, M_E , et en fonction de la durée du signal mesurée sur le réseau régional, M_T :

$$M_E = a \cdot \log(E) + b, \text{ où } E \text{ est l'énergie à la source, } a \text{ et } b \text{ sont des constantes}$$

$$M_T = \alpha \cdot \log(T) + \beta, \text{ où } T \text{ est la durée du signal, } \alpha \text{ et } \beta \text{ sont des constantes}$$

Il s'avère que l'ajustement linéaire entre ces deux magnitudes donne un coefficient de corrélation relativement faible, $M_T = 0.83 \cdot M_E + 0.59$ $r^2 = 0.69$.

Nous préférons, pour notre part, quantifier la taille d'un événement par son énergie sismique à la source qui a une signification plus physique.

L'évolution de la dimension fractale de la répartition géométrique des sources sismiques a également été utilisée pour l'estimation du risque de coups de terrains. En particulier, Xie et Pariseau (1993) ont étudié les variations de la dimension de corrélation des sources sismiques dans une mine de charbon du Colorado. Les données sont issues de l'exploitation d'un panneau situé à 910 m de profondeur entre février et septembre 1983. Au cours de cette période, de nombreux coups de terrain ont perturbé l'exploitation. Les auteurs constatent une diminution de la dimension fractale avant l'occurrence d'un événement fort. Les auteurs se basent ensuite sur une relation entre b et D ($D = 2b$) pour expliquer ces événements forts, sans calculer l'exposant b . Notons que ce type de relation a été établi pour une dimension fractale qui caractérise la taille des sources sismiques et non leur répartition géométrique comme dans le cas traité par les auteurs. Nous avons vu qu'une telle relation entre b et D n'est pas directement applicable (chapitre 1, section 4.4). De façon plus qualitative, l'on peut suggérer

qu'une forte localisation des sources (D faible) facilite leur « coopération » ce qui peut donner lieu à des événements forts (b faible).

La dimension fractale de la répartition spatiale des sources sismiques a été également étudiée pour la sismicité induite par l'extraction de gaz sur le site de Lacq, dans le sud ouest de la France, par Volant et Grasso (1994). Ils observent des variations de D_2 et de b qui ne sont pas corrélées entre elles. Ces auteurs étudient également, en représentation logarithmique, les changements de pente des distributions (dimension fractale et b) selon l'échelle. Ils les interprètent comme un effet de la taille finie du système étudié, à la fois sur la taille maximale des événements et sur la distance maximale de corrélation entre les événements.

La distribution temporelle des événements sismiques suit également une loi puissance. Lanchy (1995) a notamment étudié l'évolution des dimensions de corrélation temporelle et spatiale des séismes induits par l'exploitation de la mine de Gardanne. L'auteur n'observe pas d'évolution particulière de la dimension de corrélation spatiale au cours de l'exploitation. Ceci peut s'expliquer par l'erreur de localisation des événements relativement importante (~ 100 m). Au contraire la dimension de corrélation temporelle indique un caractère localisé dans le temps des événements sismiques.

Nous venons de voir que la sismicité induite par les travaux souterrains est caractérisée, comme l'EA en laboratoire ou la sismicité à l'échelle crustale, par des lois puissance dans les trois domaines du temps, de l'espace et de la taille. Nous avons vu que selon certains auteurs, les variations des exposants de ces distributions peuvent être utilisées comme des signes précurseurs des coups de terrains. Cependant, dans un certain nombre de cas, ces variations ne paraissent pas corrélées à une variation du risque sismique.

Nous proposons donc une étude de ces distributions pour la sismicité induite par l'exploitation de la veine Irma 1250 aux Houillères du Bassin de Lorraine (HBL). Nous nous intéresserons en particulier, comme pour le chapitre précédent, à la taille des événements et à leurs corrélation spatiale.

3. *Présentation de la taille Irma 1250*

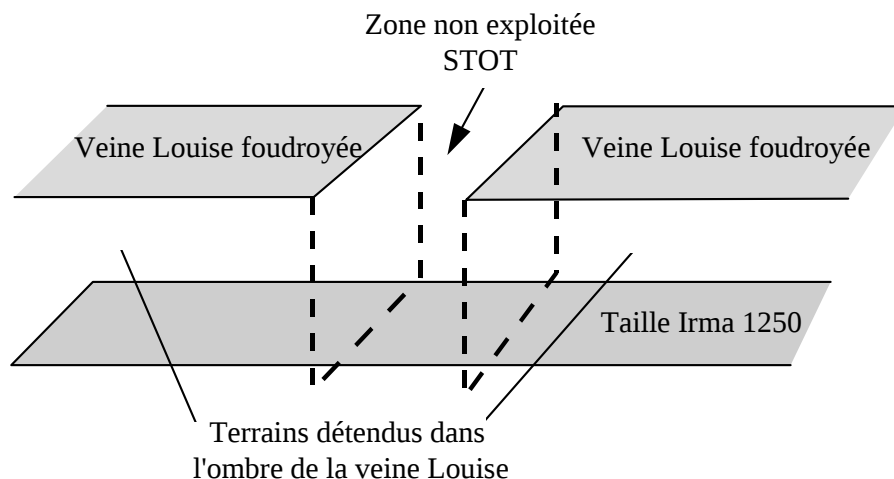
3.1. *Configuration de l'exploitation*

La taille Irma 1250 se situe sur l'unité d'exploitation de Reumaux, en partie en France et en partie en Allemagne. La longueur prévue du tracé est de 2 km sur une largeur de 250 à 300 m dans la direction N10. Cette taille concerne l'étage 1250, (profondeur en mètres de la voie de base par rapport à la surface). La couche exploitée a un pendage de 20° environ et une épaisseur de 3 à 4 m. La veine est exploitée en configuration de deuxième panneau adjacent. Ceci signifie que la veine a déjà été exploitée par une taille adjacente à Irma 1250, Irma 1140, située à une profondeur inférieure du fait du pendage de la couche. De nombreuses autres veines ont été exploitées à l'unité de Reumaux. En particulier, la veine Louise, située environ

200 au dessus d'Irma, a été exploitée selon une configuration en « stot ». Ceci signifie qu'une partie de la veine, impropre à l'exploitation, a été laissée.

La Figure 110 présente schématiquement les situations respectives des veines Louise et Irma 1250 ainsi que le stot.

a)



b)

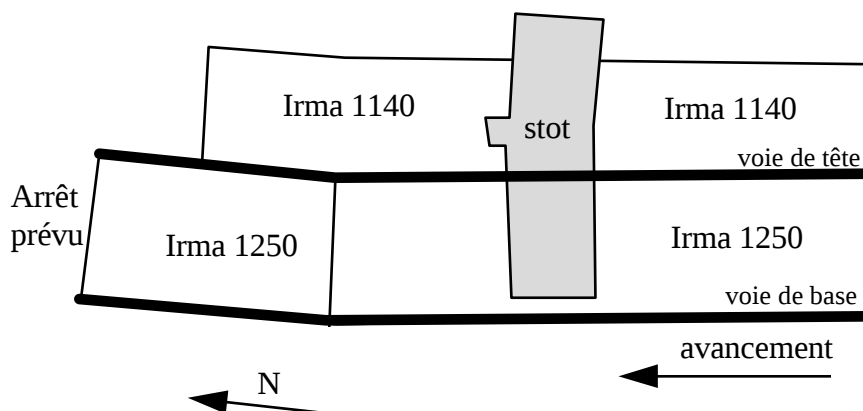


Figure 110 : a) Effet stot sur la taille Irma 1250. b) Situation de la taille Irma 1250 par rapport au stot et panneau déjà exploité, Irma 1140, dans le plan horizontal. D'après Dubois, 1997.

Du fait de cette configuration, la zone située sous le stot est surcontrainte par rapport aux terrains dans l'ombre de la veine Louise. Le stot est donc un concentrateur de contrainte qui peut induire un risque plus important de coups de terrain lors du passage du front de taille. En plus de l'effet stot, la configuration en panneau adjacent constitue un autre facteur de risque de coups de terrain.

Du fait de ce risque, il a été décidé de réaliser une surveillance sismique au cours de l'exploitation afin de suivre l'évolution de l'activité sismique et de prévenir un éventuel risque de coups de terrains.

3.2. Données sismiques disponibles

Les données sismiques analysées ici ont été fournies par les HBL. L'exploitation a débuté au 2 janvier 1997. La période étudiée s'étend du 1^{er} mars 1997 au 12 décembre 1997. Au cours de cette période, plus de 33 500 événements sismiques ont été enregistrés autour de la taille Irma 1250. Cependant, aucun événement n'a perturbé le déroulement de l'exploitation. L'enregistrement des événements sismiques a été réalisé avec un réseau d'une douzaine de capteurs répartis sur 4 niveaux de profondeur.

Pour chaque événement, nous disposons de la position selon X (est-ouest) et Y (sud nord), en coordonnées Lambert, et de la profondeur Z par rapport au niveau de la mer. L'erreur de positionnement moyenne est de l'ordre de 10 m avec un écart type de 4 m. Cette erreur tient compte du nombre de capteurs utilisés pour la localisation. L'énergie sismique à la source est calculée pour chaque capteur en fonction de la distance à la source et du flux d'énergie sur le capteur. Cette énergie est exprimée en joules.

$$E_i = 4\pi \cdot R_i^2 F_i$$

avec E_i : énergie pour le capteur i

R_i : distance à la source du capteur i

F_i : flux d'énergie sur le capteur.

$$F_i = \frac{\rho \cdot C}{\tau} \int V_i^2$$

avec ρ : masse volumique du milieu

C : vitesse des ondes

τ : paramètre lié à l'appareillage

V_i : vitesse particulière (proportionnelle à l'amplitude du signal).

L'énergie sismique est la moyenne des énergies calculée sur les différents capteurs. Pour plus de détails sur le calcul de l'énergie sismique on pourra se référer à Senfaute (1995) ou Richier (1994).

4. Répartition spatiale de la sismicité

Nous étudierons, dans un premier temps, la localisation des événements sismiques par rapport à la taille Irma 1250, au Stot et au front de taille. Nous proposerons ensuite une estimation de l'endommagement obtenu à partir des données sismiques.

4.1. Localisation des événements vis à vis de la taille.

Afin d'observer comment se répartissent spatialement les événements sismiques, nous avons divisé la zone autour de l'exploitation en mailles carrées de 50 m de côté. Pour chaque maille, nous avons recensé le nombre de sources sismiques qu'elle contient ainsi que leur énergie sismique cumulée. Ceci nous permet de cartographier la sismicité autour de l'exploitation. La Figure 111 représente les iso-contours du nombre de sources sismiques.

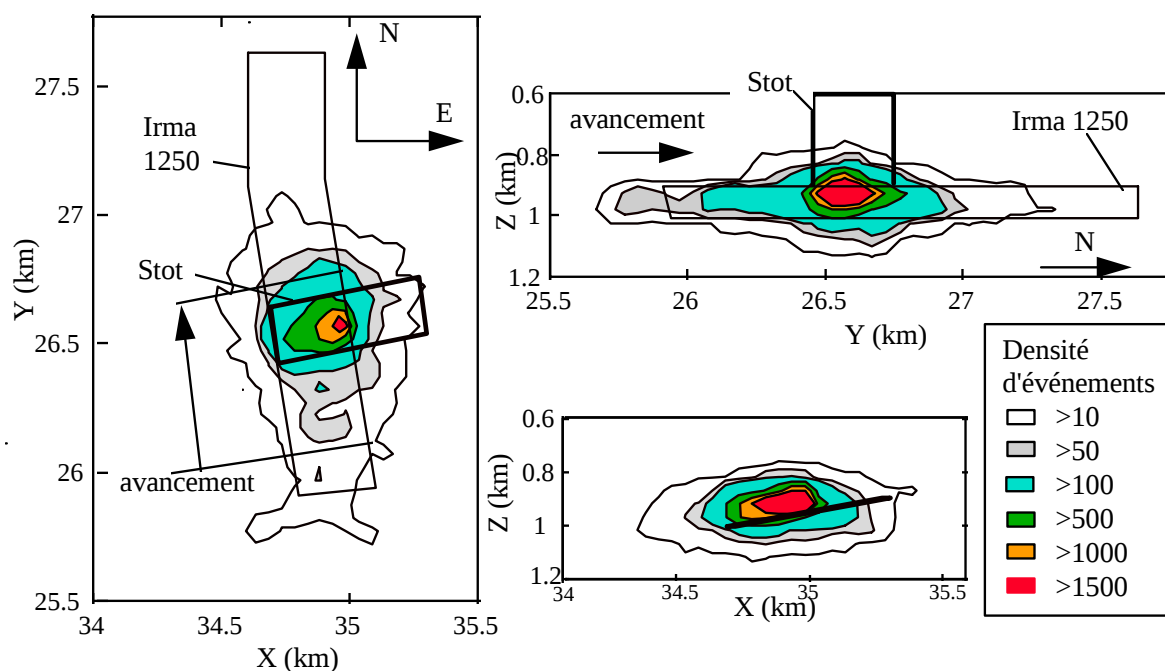


Figure 111 : Distribution spatiale des événements sismiques pour l'ensemble de la période étudiée, du 1er mars au 12 décembre 1997, par rapport à Irma 1250 et au stot. La densité est donnée pour une maille carrée de 50 m.

On peut remarquer que la grande majorité des événements est située sous la zone du stot (72%). Les événements y sont concentrés à proximité du panneau déjà exploité. Pour ce qui concerne la répartition verticale des sources sismiques, visible dans le plan Y-Z et X-Z, celles-ci se concentrent dans une zone d'environ 100 m au-dessus et au-dessous de la veine. La densité maximale de sources se situe quelque dizaine de mètres au dessus de la veine. Cette concentration sous le stot est également observable pour l'énergie sismique. La Figure 112 présente l'énergie sismique cumulée par mailles de 50 m de coté.

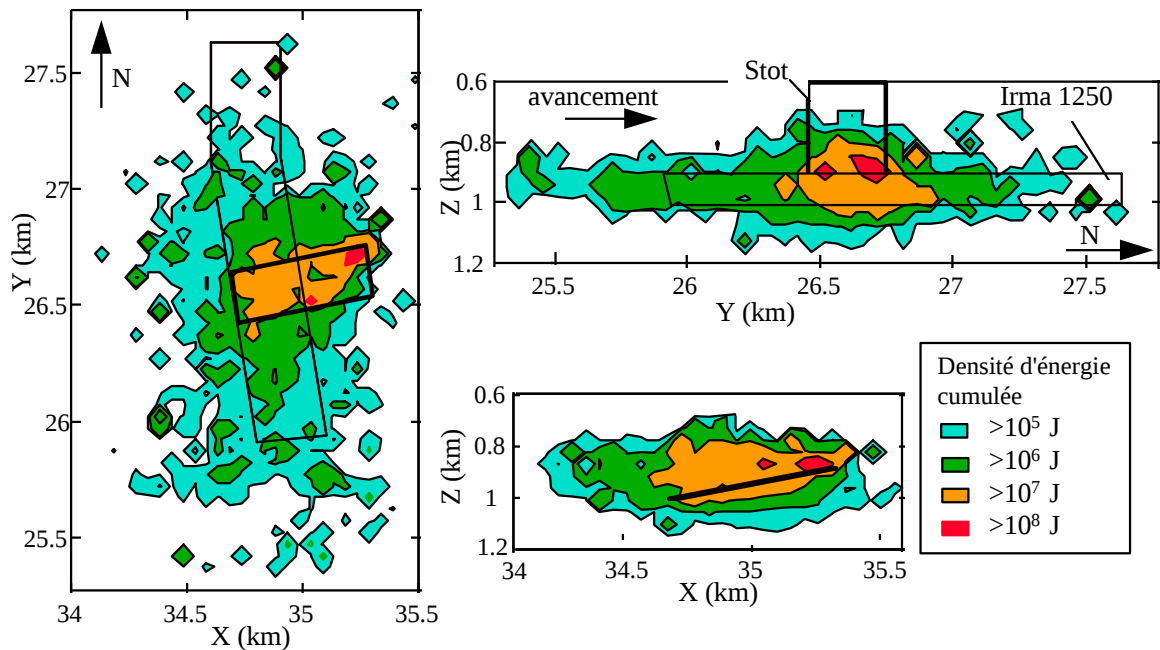


Figure 112 : Répartition spatiale de l'énergie des événements sismiques pour l'ensemble de la période étudiée. L'énergie cumulée est donnée par maille carrée de 50 m.

On peut observer que les zones correspondant au maximum d'énergie se situent également sous le stot. Cependant, la densité d'énergie sismique supérieure à 10^7 s'étend sous l'ensemble du stot, y compris la zone située au-dessus d'Irma 1140, à droite d'Irma 1250. Le maximum d'énergie cumulée se trouve à l'extrémité Nord-Est du stot, en dehors de la zone exploitée. Elle correspond à un faible nombre d'événements fortement énergétiques.

Ceci indique que l'effet du stot s'étend en dehors de la zone correspondant à Irma 1250 et jusqu'à la limite Est de la zone anciennement exploitée, Irma 1140.

Ceci peut s'expliquer par la formation d'une voûte, au-dessus de la zone exploitée, dans laquelle le terrain est décomprimé. La dimension de cette voûte est fonction de la taille de la zone déjà exploitée (Piguet, 1983). Ici elle couvre donc les tailles Irma 1250 et 1140.

Un autre paramètre étudié couramment pour la sismicité induite est la position des événements par rapport au front. Nous avons observé cette répartition pour des fenêtres successives de 1000 événements. La Figure 113 présente la position des événements sismiques et du front pour 4 stades différents de l'avancement du front.

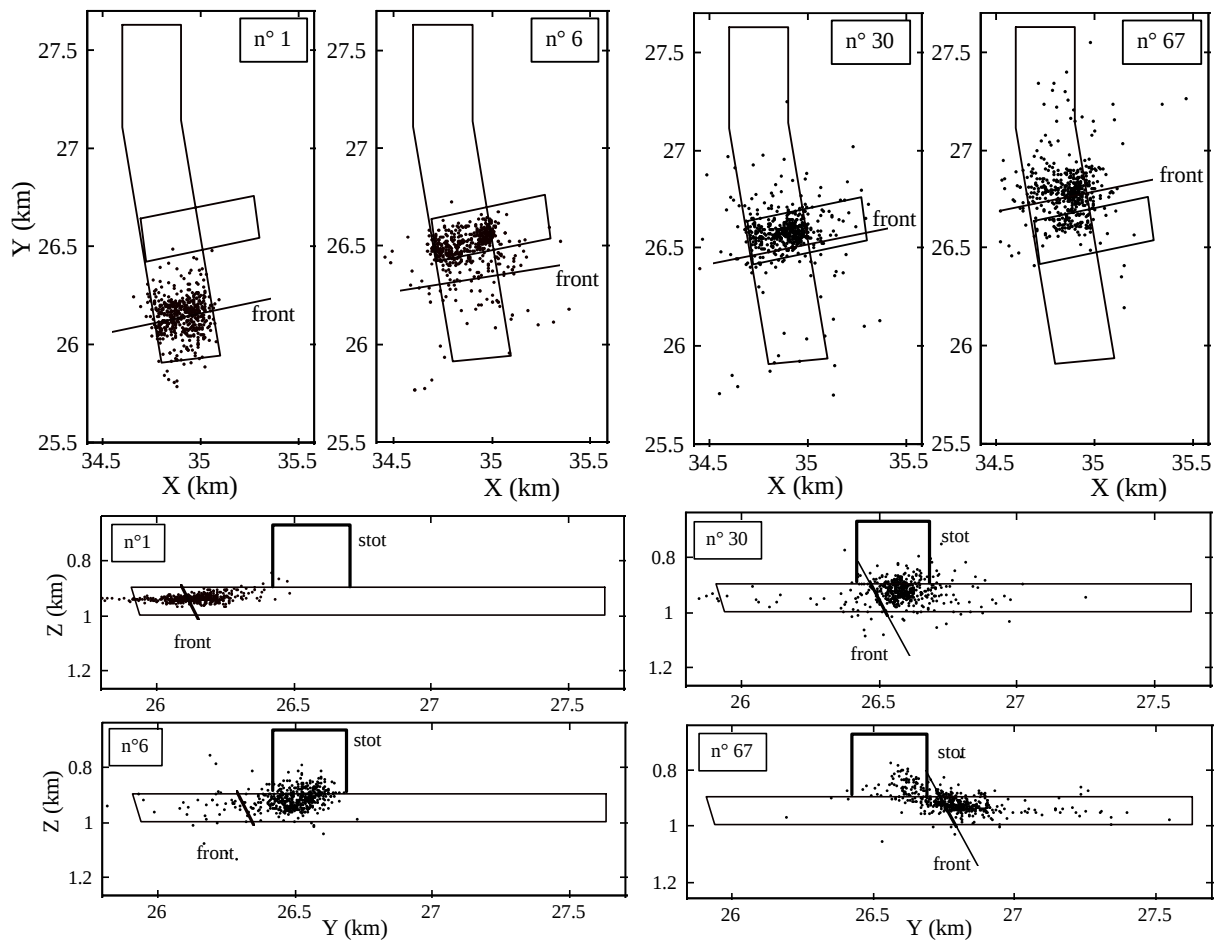


Figure 113 : Position des événements par rapport au front de taille au cours de l'avancement. Chaque figure représente la localisation de 1000 événements successifs ainsi que la position du front pour différentes périodes (numéro indiqué).

On peut remarquer que la position des événements par rapport au front de taille n'est pas constante et apparaît fortement influencée par le stot. Dans les premiers stades de l'avancement, lorsque le front est éloigné du stot (période n°1), les événements sont répartis entre l'avant et l'arrière du front. La majorité se situe entre 0 et 100m à l'avant du front. Pratiquement aucun événement n'est situé sous le stot. Lorsque le front se rapproche du stot (période n°6), on constate que les événements se localisent préférentiellement sous le stot. Ceci reste vérifié lors du passage du front sous le stot (période n°30). La distance au front est alors plus faible que précédemment, de l'ordre de 0 à 50 m. Lorsque le front sort du stot (période n°67), les événements se répartissent à l'avant et à l'arrière du front. L'influence du stot se fait encore sentir par le fait qu'un certain nombre d'événements se localisent à la sortie du stot. Les sources sont réparties verticalement sur une étendue plus grande sous le stot. On peut en outre remarquer que les événements occupent une zone de plus en plus étendue, dans le plan horizontal et vertical, lorsque le front de taille avance. Ceci peut s'expliquer par l'extension de la voûte d'effondrement, à mesure que le front progresse, du fait de l'augmentation de la zone exploitée.

La position moyenne des événements par rapport au front est également un paramètre montrant l'influence du stot. La Figure 114 présente la position moyenne des événements en fonction de l'avancement, la position du front est également donnée.

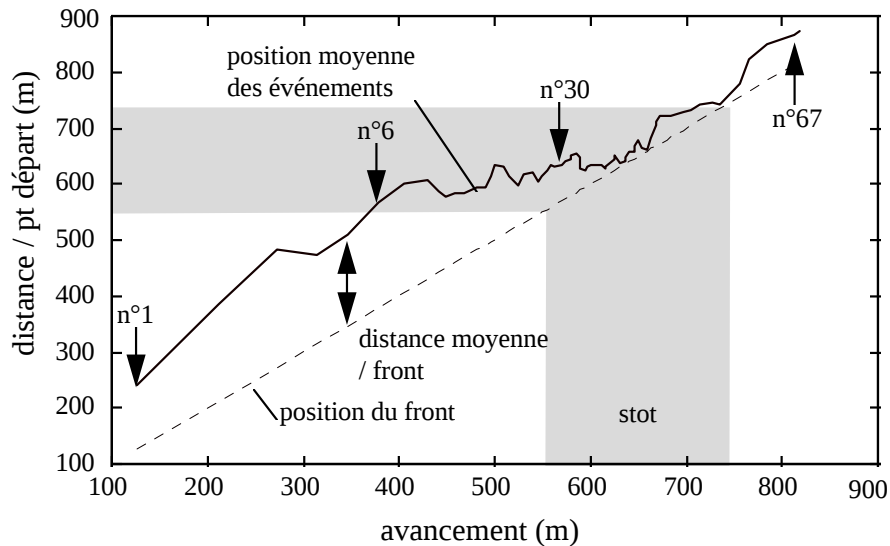


Figure 114 : Position moyenne des événements par rapport au front de taille au cours de l'avancement, pour des fenêtres successives de 1000 événements. Les flèches numérotées indiquent les périodes représentées sur la figure précédente.

On peut observer ici que la position moyenne des événements commence à se localiser sous le stot lorsque le front se trouve à 200 m de l'entrée du stot. On peut remarquer également que lorsque le front passe sous le stot, la position moyenne des événements reste sous le stot et ceci jusqu'à ce que le front atteigne la sortie du stot.

L'influence du stot s'observe également pour l'énergie sismique. La Figure 115 présente l'énergie sismique cumulée au cours de l'avancement.

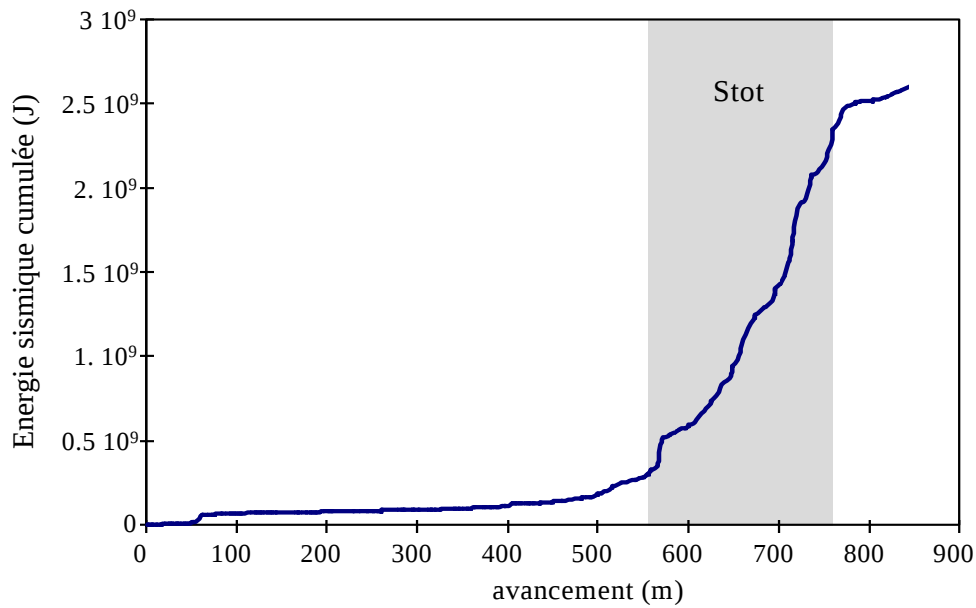


Figure 115 : Energie sismique cumulée en fonction de l'avancement du front de taille.

Pour ce qui concerne l'ensemble de la période étudiée, 72% des événements se sont produits à l'avant du front correspondant à 76% de l'énergie sismique totale. D'autre part, 76% des événements se sont produits sous le stot ce qui représente 75% de l'énergie sismique totale, alors que la longueur sous le stot correspond à 25 % de la distance parcourue par le front de taille.

L'ensemble de ces observations indiquent l'effet prépondérant du stot dans cette configuration d'exploitation.

4.2. Estimation de l'endommagement autour de la taille

Afin d'estimer l'endommagement autour de la taille, nous utiliserons la méthode proposée par Cox et Meredith (1993), que nous avons déjà utilisée dans le chapitre 2. Cette méthode se base sur le modèle de Walsh (1965) qui établit une relation entre la densité de fissures et le module effectif du matériau.

$$\frac{\tilde{E}}{E_0} = (1 - D) = \frac{1}{1 + \pi \cdot \chi (1 - \nu^2)}$$

avec $\tilde{E}$: module élastique effectif.

E_0 : module élastique initial.

D : dommage.

ν : coefficient de Poisson.

χ : densité de fissures.

La densité de fissures s'exprime en fonction de la longueur moyenne des fissures, dans le volume V .

$$\chi = \frac{N \cdot \bar{c}^3}{V} \text{ en 3 dimensions}$$

avec N : nombre de fissures contenues dans le solide.

$\bar{c}$: longueur moyenne des fissures.

V : volume considéré.

Cox et Meredith (1993) font l'hypothèse que l'amplitude du signal sismique est proportionnel à la longueur de la source au cube.

$$A = k \cdot l^3$$

avec A : amplitude de l'onde sismique.

l : longueur de la source.

k : constante fonction de l'appareillage et du matériau.

Les auteurs font une seconde hypothèse en considérant que la source sismique est la propagation d'une fissure. Ils estiment alors la densité de fissures à partir de l'amplitude cumulée des ondes sismiques émises dans le volume V . L'amplitude des EA est ainsi utilisée pour estimer la densité de fissures au cours de la sollicitation.

$$\chi = c \cdot \sum A$$

avec c : constante liée à l'appareillage et au matériau.

Pour l'estimation de l'endommagement autour d'Irma 1250, nous avons considéré un volume élémentaire cubique de 50 m de coté. Pour chaque volume élémentaire, nous avons calculé l'amplitude cumulée des événements dont la source se trouve dans le volume.

$$(1 - D) = \frac{1}{1 + k \cdot A_{CUM}}$$

Avec A_{CUM} : amplitude cumulée des sources sismiques dans le volume V .

k : constante

L'amplitude du signal a été considérée comme la racine carrée de l'énergie sismique.

En utilisant une telle approche, nous devons faire deux hypothèse fortes. D'une part, les sources sismiques sont considérées comme des propagations de fissures. Nous ignorons donc les sources sismiques issues de la sollicitation des fissures préexistantes. D'autre part, nous considérons que le massif est élastique et que l'endommagement intervient de façon isotrope. Cette dernière hypothèse pourrait être validée en étudiant la polarité des ondes à la source.

Nous verrons dans un premier temps l'endommagement autour de la taille dû à l'ensemble des événements puis l'évolution de l'endommagement au cours de l'avancement du front

4.2.1. Estimation de l'endommagement complet

La Figure 116 présente, projetée dans le plan horizontal, une cartographie de l'endommagement, pour différentes valeurs du paramètre k .

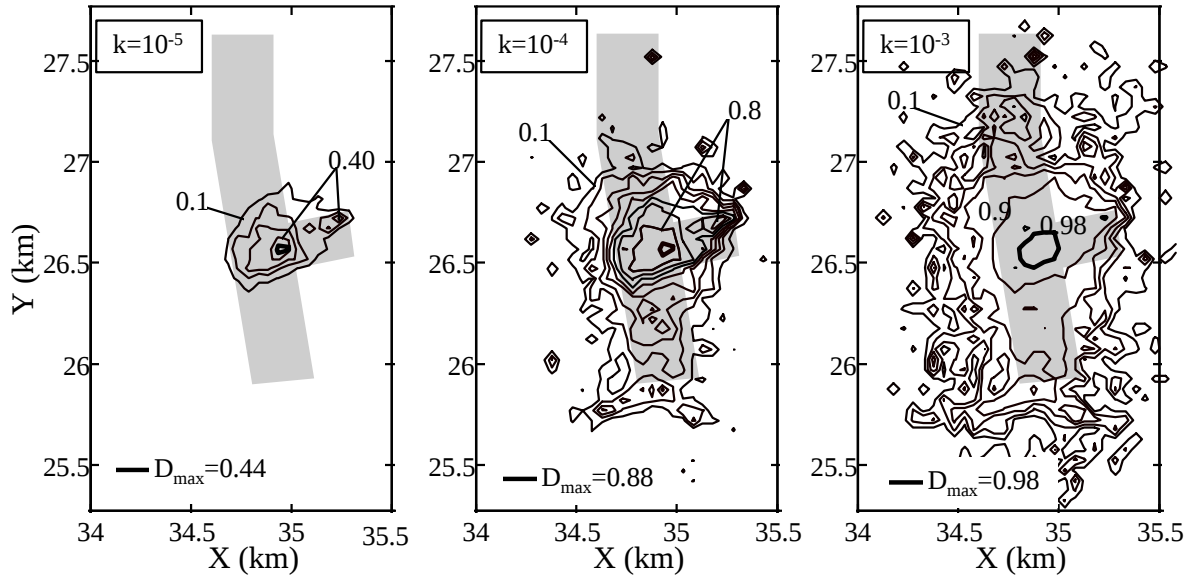


Figure 116 : Estimation de l'endommagement autour d'Irma 1250, pour 3 valeurs du paramètre k . L'endommagement est représenté en iso-contours espacés de 0.1, la zone d'endommagement maximale est représentée en trait gras. Tous les événements enregistrés entre le 1er mars et le 12 décembre 1997 ont été pris en compte.

On peut remarquer que l'extension de la zone endommagée dépend fortement du choix du paramètre k . Cependant, la zone d'endommagement maximale se trouve dans chaque cas dans sous le stot. L'estimation relative de l'endommagement ainsi que le repérage de la zone la plus endommagée est donc peu sensible à la valeur de k . La valeur $k=10^{-5}$ conduit à un endommagement qui est exclusivement concentré sous le stot. Le dommage y est compris entre 0.3 et 0.44. Nous choisirons, pour la suite, $k=10^{-5}$ pour estimer l'évolution du dommage au cours de l'avancement du front de taille.

4.2.2. Evolution de l'endommagement au cours de l'avancement du front

Cette section présente l'évolution de l'endommagement au cours de l'avancement du front de taille. Nous avons cartographié, dans le plan horizontal, l'endommagement pour différentes phases de l'exploitation correspondant à une position du front vis à vis de l'entrée sous le stot variant de 200 m à -400 m, avec un pas de 50 m. La Figure 117 présente les phases les plus significatives de l'endommagement au cours de l'avancement.

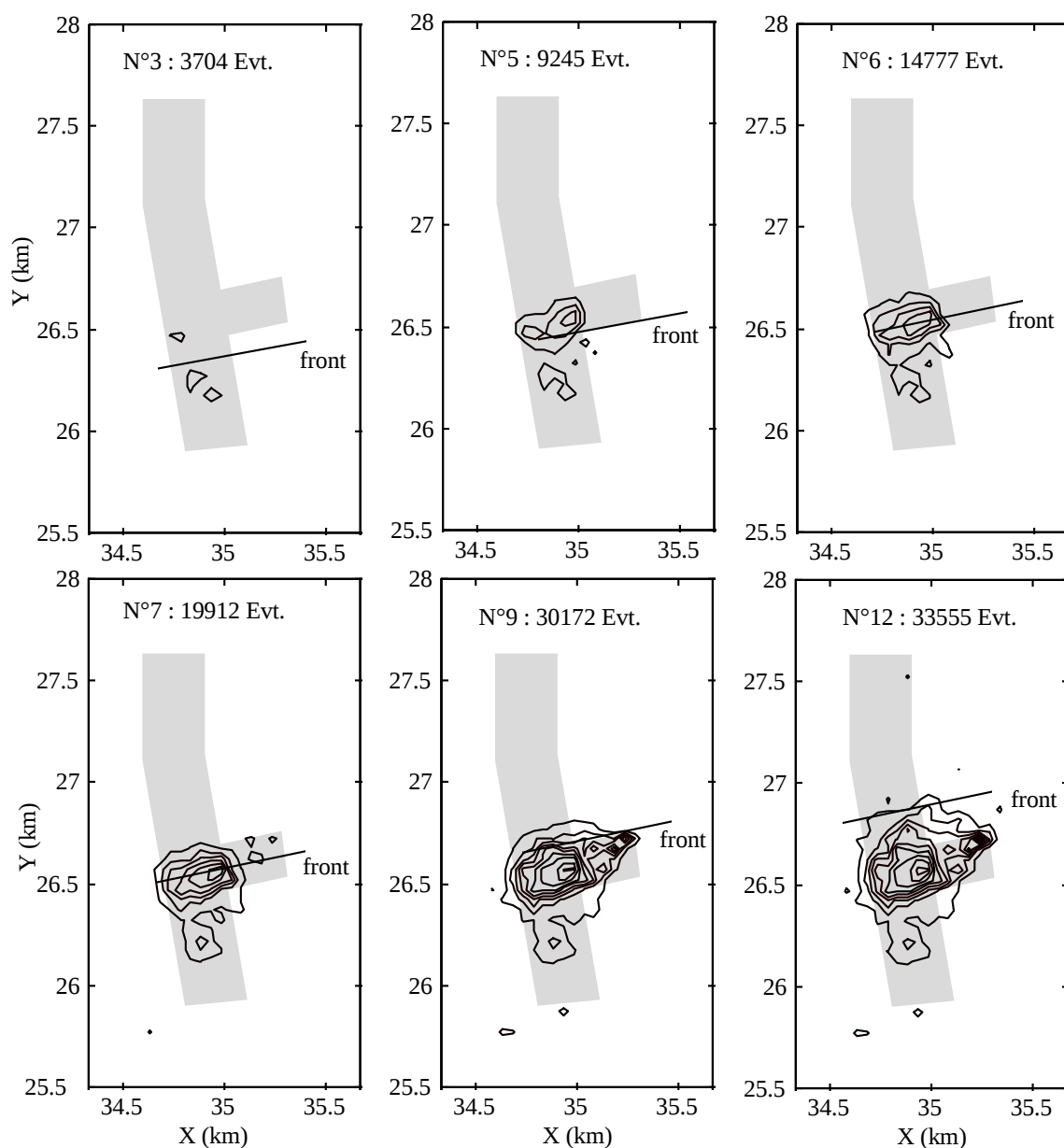


Figure 117 : Evolution de l'endommagement estimé au cours de l'avancement du front de taille, $k=10^{-5}$. Courbes d'iso dommage espacées de 0.05.

Les variations de contrainte ont été mesurée dans le travers banc de Louise situé à une profondeur de 1086 m soit environ 200 m au-dessus d'Irma 1250. La position de la cellule par rapport au stot est indiquée sur la Figure 118. Le principe de mesure utilisé permet une mesure tridirectionnelle des variations de contrainte. Afin de comparer l'évolution des contraintes mesurées avec celle de l'endommagement, nous avons calculé les endommagements moyen et maximum, sous le stot, au cours de l'avancement du front de taille.

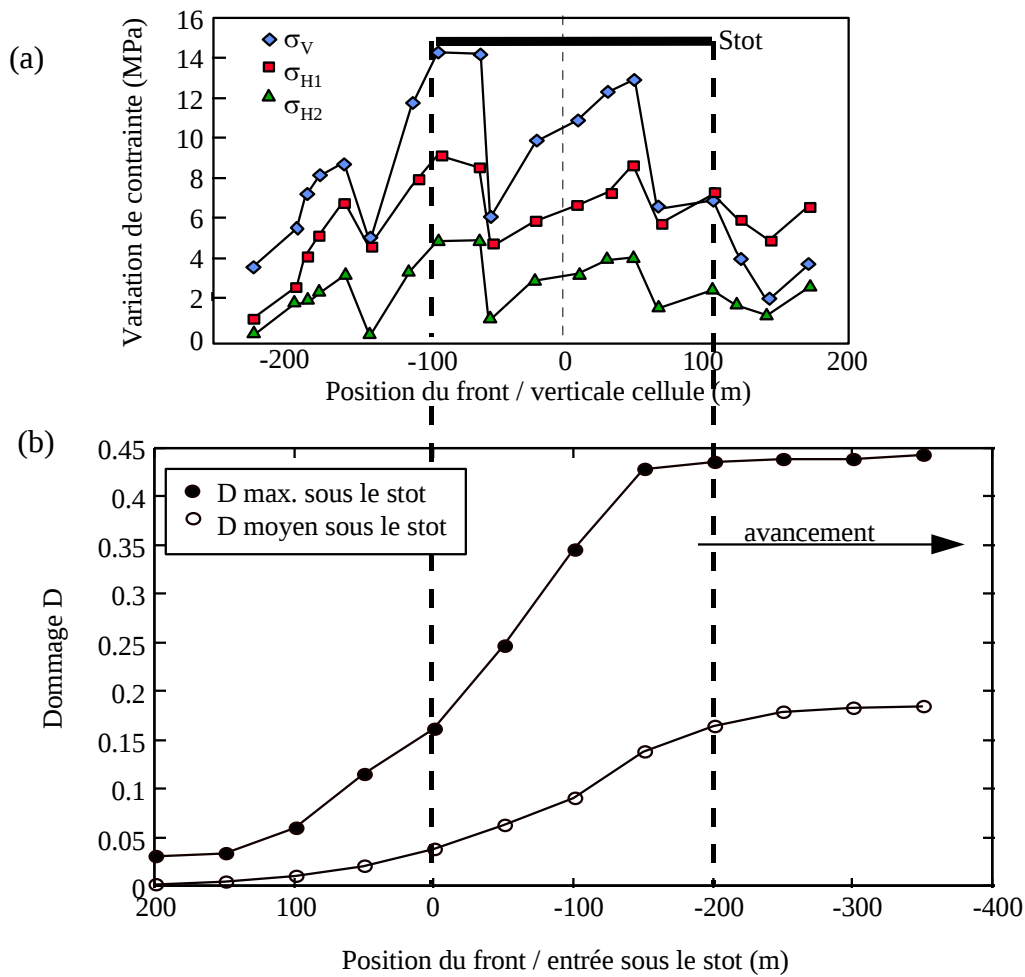


Figure 118 : a) Variation de contrainte mesurée dans le stot de Louise à la profondeur 1086 m, σ_V , σ_{H1} et σ_{H2} , sont les variations de contrainte verticale et horizontales. D'après Senfaute et Josien (1998). b) Evolution de l'endommagement estimé au cours de l'avancement du front de taille, $k=10^{-5}$.

On peut remarquer que l'augmentation du dommage sous le stot commence avant que le front de taille soit arrivé sous le stot. Cette augmentation est maximale lorsque le front traverse la zone de stot. Elle n'augmente pratiquement plus lorsque le front est sorti de la zone du stot. Cette variation du dommage correspond qualitativement aux variations de contraintes mesurées par la cellule. Il serait intéressant d'intégrer ces données d'endommagement dans un calcul numérique élastique, afin de vérifier si elles permettent une meilleure estimation des contraintes in-situ.

Cette estimation de l'endommagement utilisant la sismicité pourrait également être utilisée pour le calcul numérique de futures exploitations car elle permet de tenir compte de l'histoire de la sollicitation mécanique du massif. Il permettrait de plus d'estimer l'évolution du modèle de vitesse des ondes sismiques au cours de l'exploitation.

5. Analyse statistique de la sismicité

Nous analyserons dans un premier temps la distribution de l'énergie des événements pour toute la période étudiée ainsi que son évolution au cours de l'avancement du front de taille. Nous verrons ensuite comment les événements sont corrélés spatialement, par l'analyse de l'intégrale de corrélation.

5.1. Distribution d'énergie des événements sismiques

Nous utiliserons ici l'énergie sismique à la source pour caractériser la taille des événements sismiques. En effet cette mesure a une signification plus physique que la magnitude des événements. Afin de comparer les valeurs de b obtenues à partir de l'amplitude maximale (b_{Amax} en laboratoire) et celles obtenues avec l'énergie, b_E , nous ferons l'hypothèse que l'énergie sismique est proportionnelle au carré de l'amplitude du signal,

$$E \sim A_{max}^2.$$

On montre alors que $b_{Amax}=2.b_E$.

5.1.1. Distribution d'énergie pour l'ensemble de la période étudiée

Nous avons abordé l'analyse de la sismicité induite par l'exploitation de la taille Irma 1250 en observant la distribution de la taille des événements sismiques pour l'ensemble de la période du 1^{er} mars 1997 au 12 décembre 1997. La Figure 119 présente la distribution d'énergie pour la totalité des événements, sans distinction de position.

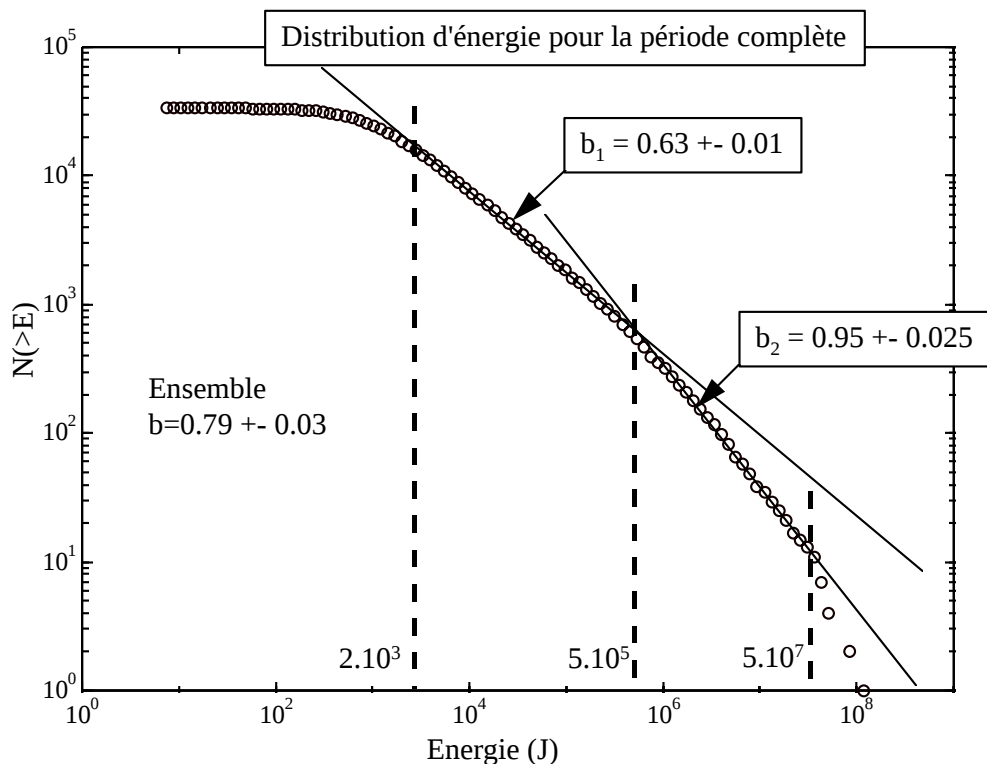


Figure 119 : Distribution de l'énergie des événements sismiques pour l'ensemble de la période étudiée. 33560 événements. L'énergie est exprimée en Joules.

On peut remarquer, en premier lieu, que la distribution est plate pour les événements de plus faible énergie et que sa pente augmente jusqu'à 2.10^3 J. Ceci peut être attribué au fait que les plus petits événements ne sont détectés que s'ils sont situés à proximité d'au moins un capteur. Le reste de la distribution est caractérisé par trois sections qui apparaissent linéaires en représentation logarithmique. Chacune de ces sections possède une pente différente.

- section 1 : énergie comprise entre $2 \cdot 10^3$ et $5 \cdot 10^5$ J, pente $b_1=0.63 + -0.01$
 magnitude entre 0 et 1.1
- section 2 : énergie comprise entre $5 \cdot 10^5$ et $5 \cdot 10^7$ J, pente $b_2=0.95 + -0.025$
 magnitude entre 1.1 et 2
- section 3 : énergie supérieure à $5 \cdot 10^7$ J
 magnitude supérieure à 2

La magnitude est calculée selon le calage réalisé par Dubois (1997) :

$$M = 0.47 \text{ Log}(E) - 1.57$$

La troisième section de la distribution ne concerne que les dix événements les plus énergétiques, ce qui ne permet pas d'estimer la pente correctement.

L'augmentation de la pente pour les événements les plus forts peut être interprétée comme un indicateur d'un système sous-critique (Main, 1995). Cette troncature peut également être considérée comme un effet de la taille finie du système. Cette hypothèse sera discutée dans

une prochaine section.

Nous avons vu qu'une proportion importante d'événements est située sous le stot. Il paraît intéressant de comparer la distribution d'énergie des événements situés en dessous et en dehors de la zone du stot. La Figure 119 présente ces deux distributions.

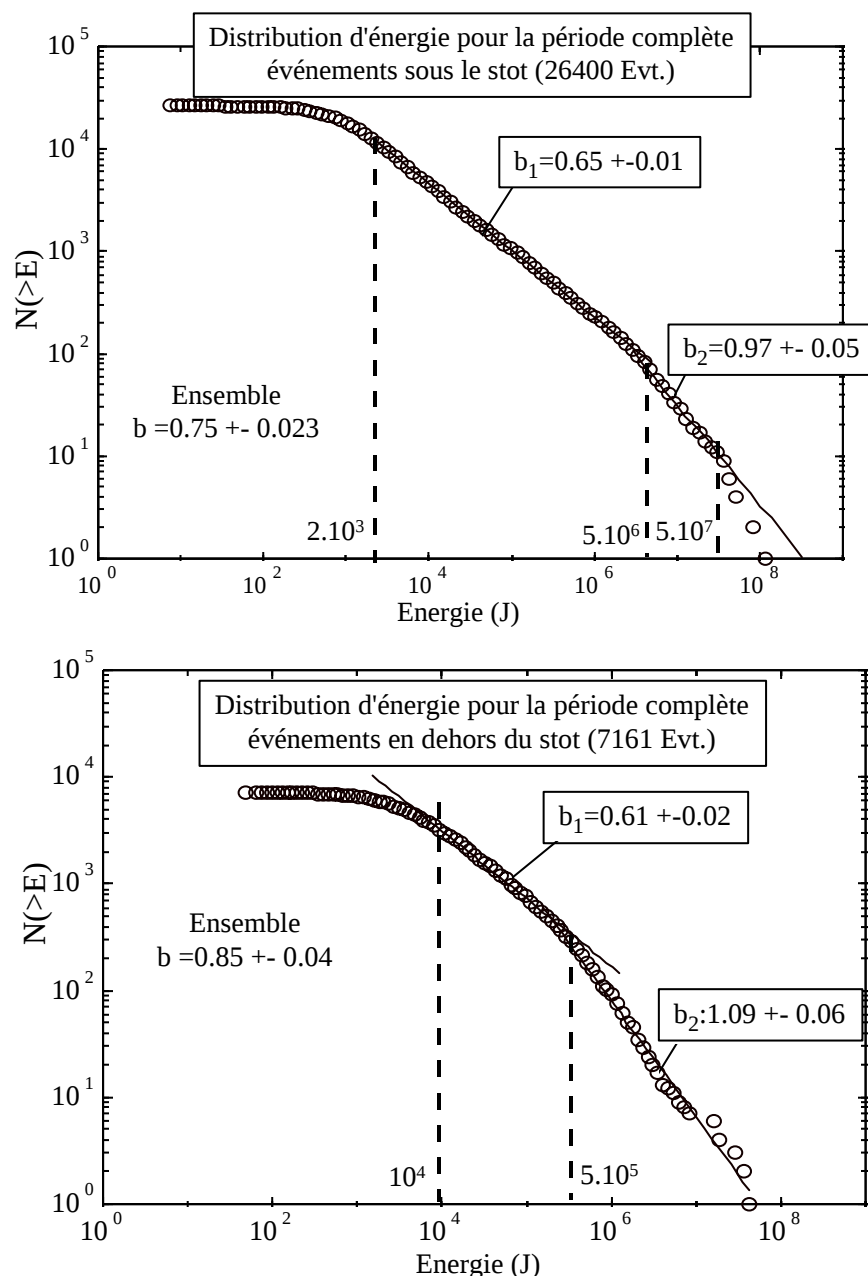


Figure 120 : Distribution de l'énergie des événements sismiques situés sous le stot (24600 événements) et en dehors de la zone de stot (7161 événements).

Pour les événements situés sous le stot, la distribution de l'énergie est caractérisée par deux sections linéaires, comme pour l'ensemble des événements. Cependant, le changement de pente intervient ici à une énergie de 5.10^6 J, soit un ordre de grandeur de plus que pour l'ensemble des événements. Pour les événements situés en dehors de la zone du stot, la

distribution ne possède une section linéaire qu'à partir 5.10^5 J. En dessous de cette énergie l'ajustement linéaire ne décrit pas correctement la distribution.

De même, nous avons distingué les événements sismiques situés en avant et en arrière du front de taille (Figure 121).

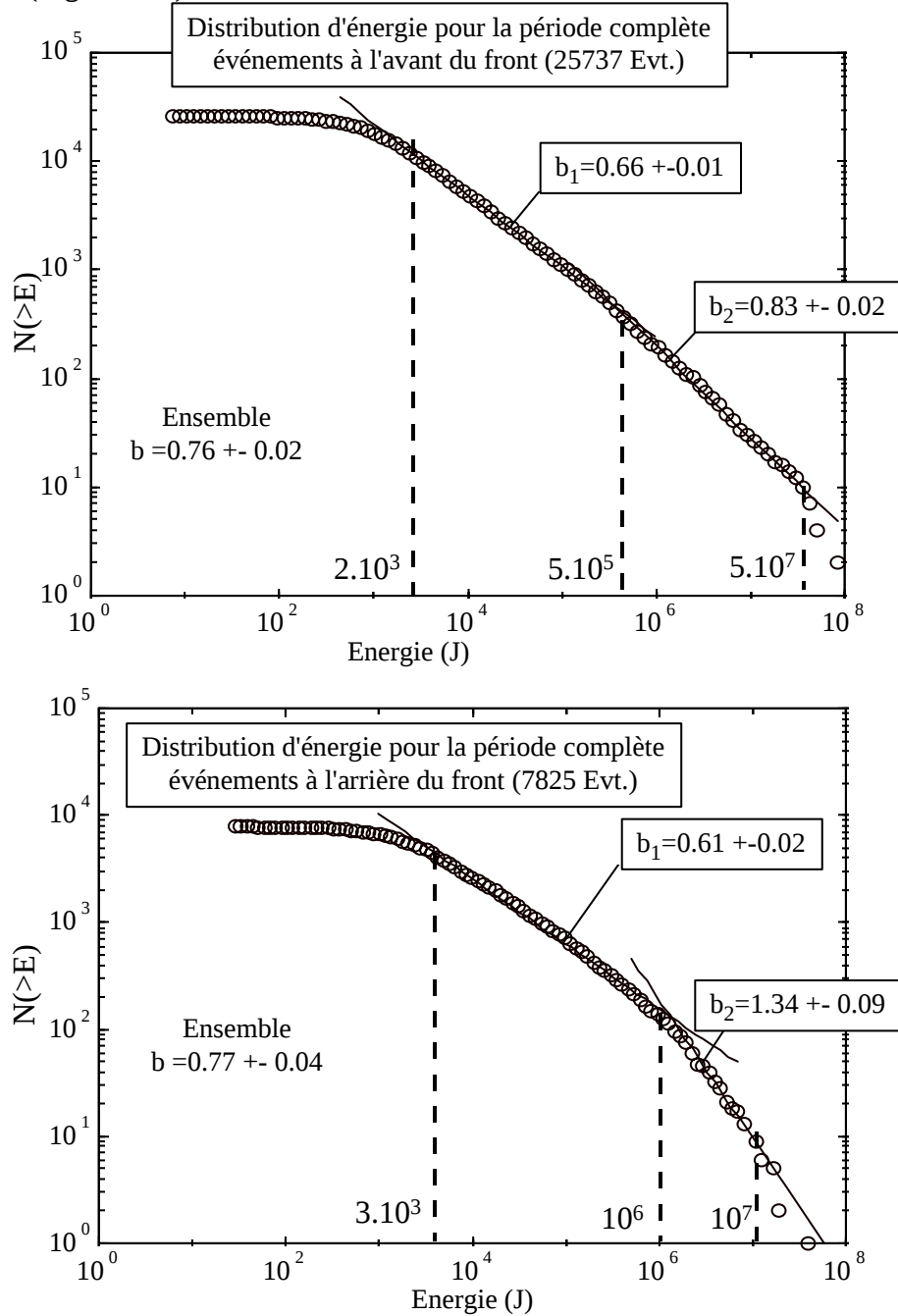


Figure 121 : Distribution de l'énergie des événements sismiques situés en avant (25733 événements) et en arrière du front de taille (7825 événements).

Pour les événements situés à l'avant du front, la distribution présente deux sections linéaires, avec des exposants b_1 et b_2 plus proches que pour l'ensemble des événements. Pour les événements situés à l'arrière du front, on observe un net changement de pente à 10^6 J. La

section correspondant à b_1 apparaît moins linéaire que pour les événements situés à l'avant du front.

Ces résultats indiquent un comportement différent selon la population d'événements considérée. Pour les événements situés à l'avant du front ou sous le stot, la distribution est nettement caractérisée par deux sections linéaires. Pour les événements situés en dehors du stot ou à l'arrière du front de taille, la section linéaire ne concerne que les événements les plus énergétiques. L'effet de dimension finie de la mine ne suffit pas à lui seul à expliquer cette différence dans les changements de pente.

On peut cependant rapprocher ces observations du fait que le front de taille et le stot jouent le rôle de concentrateur de contrainte. La contrainte est de ce fait plus importante à l'avant du front et sous le stot. Au contraire, à l'arrière du front, la contrainte est plus faible du fait de l'excavation. L'activité sismique y est principalement due au foudroyage (Senfaute et al., 1996). Ceci indiquerait un effet de la contrainte sur la distribution d'énergie sismique.

On peut considérer qu'un état de contrainte plus élevé, donc plus proche du seuil de rupture du matériau, permet d'engendrer des événements plus forts. Ainsi plutôt que la baisse de b , observée en laboratoire lorsque la contrainte augmente, on observe une augmentation de la taille des événements pour laquelle intervient le changement de pente. L'invariance d'échelle se vérifie alors sur une étendue plus grande.

Notons que, dans le cas de nos essais de laboratoire, nous n'avons pas constaté de changement de pente dans la plage d'amplitude observée, bien que le système étudié, l'éprouvette, soit de taille finie. Ceci peut être dû à la faible dynamique du système d'acquisition qui ne nous permet d'observer qu'environ 1 ordre de grandeur d'amplitude.

Il nous a paru intéressant d'observer ces changements de pente au cours de l'avancement du front de taille. Nous avons donc étudié l'évolution des pentes b_1 et b_2 au cours de l'exploitation.

5.1.2. Evolution de la distribution d'énergie au cours de l'exploitation

Afin d'étudier l'évolution de la distribution d'énergie des événements sismiques, au cours de l'exploitation, nous avons calculé les pentes b_1 et b_2 pour des fenêtres de 1000 événements successifs, décalées de 500 événements. Pour des échantillons de cette taille nous avons observé que les limites des sections linéaires se situent à $2 \cdot 10^3$, 10^5 et 10^6 J. Nous avons donc calculé l'exposant b_1 entre $2 \cdot 10^3$ et 10^5 J, et l'exposant b_2 entre 10^5 et 10^6 J.

Afin d'estimer le risque sismique pour chaque période, nous avons indiqué l'énergie de l'événement le plus fort pour chaque période. La Figure 122 présente l'évolution des exposants b_1 et b_2 et de l'énergie maximale, au cours des 67 périodes couvrant la durée d'observation. L'énergie maximale est donnée en représentation linéaire et semi-logarithmique. La zone grisée indique le passage du front sous le stot.

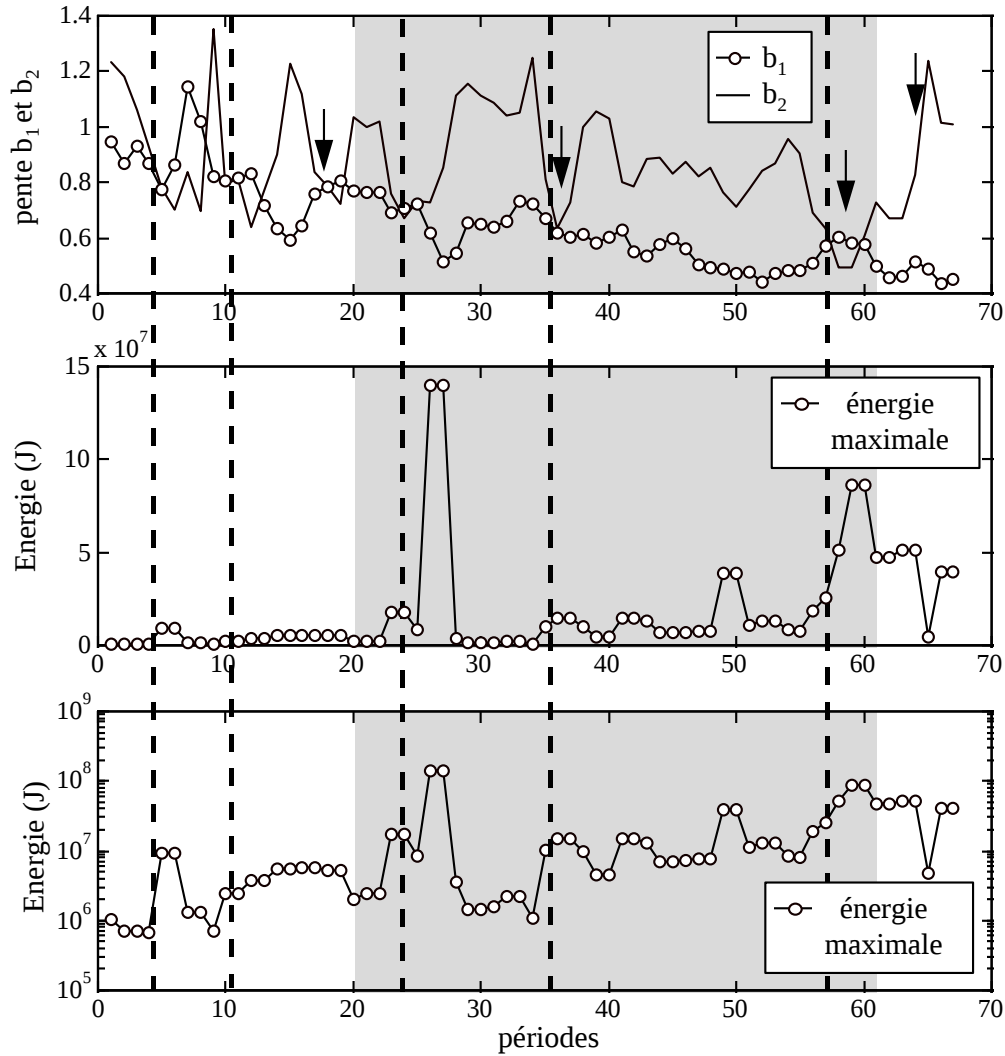


Figure 122 : Evolution des exposant b_1 , (petits événements, énergie entre $2 \cdot 10^3$ et 10^5 J), et b_2 , (gros événements, énergie entre 10^5 et 10^6 J) et de l'énergie maximale pour des périodes successives de 1000 événements, décalées de 500 événements. La zone grisée indique le passage sous le stot. Les flèches indiquent les distributions représentées dans la figure suivante.

On peut remarquer, dans un premier temps, que la pente b_1 , qui caractérise les événements de plus petite taille, décroît progressivement et atteint son minimum lors du passage sous le stot. La pente b_2 , qui caractérise les événements de plus forte énergie, apparaît insensible au passage du stot et varie dans de plus fortes proportions.

La figure précédente permet également d'identifier les périodes où la distribution d'énergie est critique. Celles-ci correspondent à une égalité des pentes b_1 et b_2 c'est à dire à une loi puissance vérifiée entre $2 \cdot 10^3$ et 10^6 J. Ceci indique une invariance d'échelle étendue sur toute la gamme d'énergie de la distribution et peut être interprété comme le signe d'un état critique. Dans certains cas, il arrive que la pente b_2 soit plus faible que la pente b_1 , ce qui s'interprète comme un état sur-critique. C'est notamment le cas pour la période 58.

Nous avons indiqué en traits pointillés les périodes où une distribution critique correspond à une activité sismique fortement énergétique. C'est notamment le cas des périodes 24 et 56. La Figure 123 donne 4 exemples des différents types de distributions que nous avons observés. Ces distributions sont indiquées par les flèches sur la Figure 122.

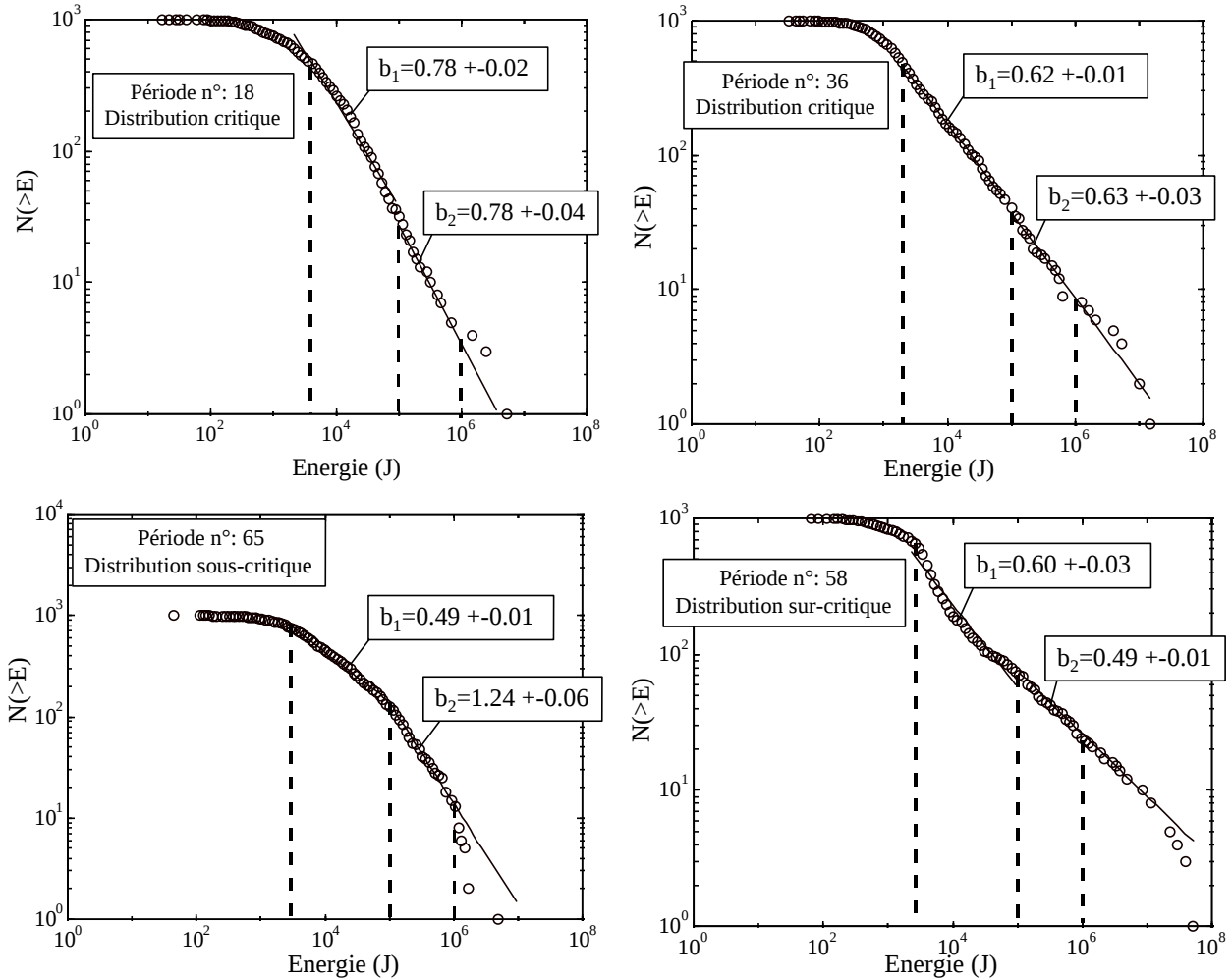


Figure 123 : Distributions de type critique (période 18 et 36), sous-critique (période 65), et sur-critique (période 58).

On peut tout d'abord remarquer que le choix de plages constantes pour le calcul de b_1 et b_2 conduit à calculer un ajustement linéaire pour des sections de la distribution qui ne le sont pas réellement, comme dans le cas des distributions sous et sur critiques des périodes 65 et 58. Cependant, ce mode de calcul permet la distinction entre les distributions sous critique ($b_1 < b_2$), critique ($b_1 \sim b_2$) et sur critique ($b_1 > b_2$).

Les distributions de type sous-critique correspondent à des périodes faiblement énergétiques. Au contraire, les distributions de type sur-critique apparaissent lors des périodes fortement énergétiques comme celles correspondant à l'entrée et la sortie du stot. L'apparition d'une distribution critique est ainsi un indicateur d'un changement de régime et parfois un signe

d'un comportement sur-critique.

Nous suggérons que le caractère critique de la distribution de l'énergie sismique peut être utilisé comme un indicateur du risque d'événement fort. Notons que, dans l'étude présente, nous n'avons vérifié cet indicateur que sur un faible nombre de cas. Il conviendrait de valider ces observations sur d'autres données de sismicité induite.

Notons que le modèle numérique que nous avons présenté au chapitre 3, a permis d'associer un comportement fragile, c'est à dire macroscopiquement instable, à une distribution sur-critique et un comportement ductile, c'est à dire macroscopiquement stable, à une distribution sous critique. Les résultats que nous venons de présenter peuvent être également considérés comme une illustration de la relation entre l'instabilité mécanique et la distribution sur-critique à l'échelle des massifs rocheux.

Nous avons évoqué, comme explication possible de la troncature de la distribution d'énergie sismique, l'effet de taille finie du système, qui limite l'étendue des corrélations spatiales. Afin de vérifier cette hypothèse, nous allons étudier, dans la section suivante, la corrélation spatiale des événements sismiques.

5.2. Corrélation spatiale des événements sismiques

Afin d'analyser la corrélation spatiale entre les événements, nous avons calculé l'intégrale de corrélation spatiale des sources sismiques.

$$C(r) = \frac{2}{N(N-1)} N(R < r)$$

avec $N(R < r)$: le nombre de couples de sources séparées par une distance inférieure à r

N : nombre de sources

Si l'intégrale de corrélation suit une loi puissance, alors l'exposant de cette loi puissance est la dimension de corrélation D_2 . Cette méthode est équivalente à la méthode dite du « box counting ». Cependant, cette dernière n'est utilisable que si les limites du domaine étudié sont bien délimitées et de forme rectangulaire (Walsh et Watterson, 1993). Dans le cas qui nous intéresse, ce n'est pas le cas et il est alors préférable d'utiliser l'intégrale de corrélation.

Nous allons analyser, dans un premier temps, la corrélation spatiale selon l'énergie des événements sismiques. Nous aborderons ensuite l'évolution de la dimension fractale au cours de l'avancement.

5.2.1. Corrélations spatiales selon l'énergie sismique

Dans la section précédente, nous avons vu que l'exposant b diffère selon la plage d'énergie considérée. Afin de vérifier si ce changement de pente résulte de la taille finie du système, nous avons calculé l'intégrale de corrélation pour chacune des plages identifiées sur la distribution d'énergie : Energie comprise entre 2.10^3 et 5.10^5 J et entre 5.10^5 et 5.10^7 J.

La Figure 124 présente l'intégrale de corrélation calculée pour ces deux catégories d'événements.

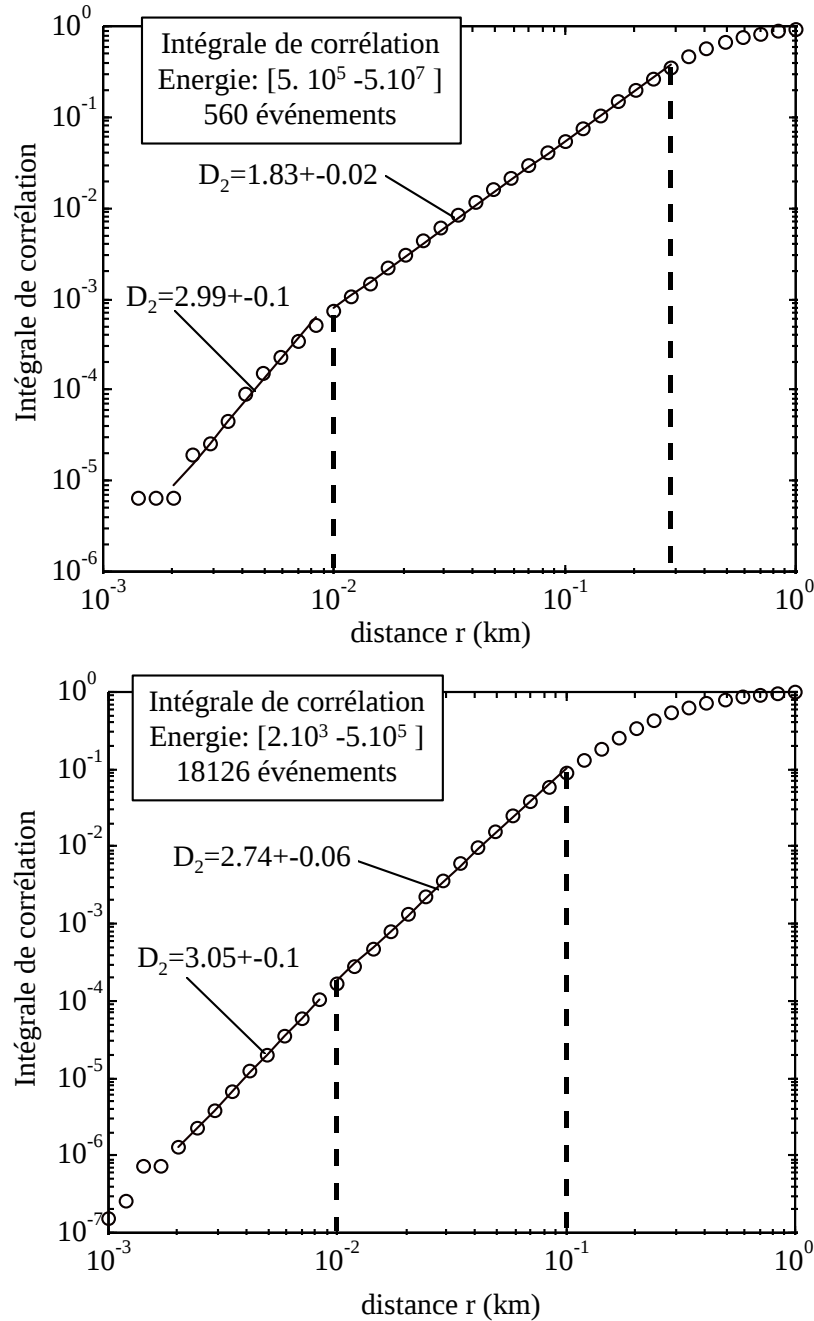


Figure 124 : Intégrale de corrélation pour deux populations d'événements selon leur énergie sismique.

Dans le cas des événements de plus forte énergie (E compris entre 5.10^5 et 5.10^7 J), on peut remarquer que l'intégrale de corrélation est caractérisée par deux secteurs linéaires en représentation logarithmique. Ceci indique une structure bi-fractale. Ce type de structure a été

observée pour la sismicité induite par l'extraction de gaz à Lacq, dans le sud ouest de la France, par Volant et Grasso (1994). La dimension fractale, dans chaque secteur, indique comment les événements sont corrélés spatialement entre eux. Les limites des secteurs linéaires indiquent l'étendue de la corrélation spatiale. Ainsi, pour les événements distant de moins 0.3 km et de plus de 10 m. la corrélation spatiale est intermédiaire entre le plan et la ligne (D_2 compris entre 1 et 2). La limite supérieure des distances de corrélation, pour cette catégorie d'événements, correspond approximativement à la dimension du front de taille ainsi qu'à celle du stot. La deuxième section linéaire de l'intégrale de corrélation correspond à des distances inférieures ou de l'ordre de la précision de la localisation, qui est d'environ 10 m. On peut donc attribuer la corrélation spatiale dans le volume (D_2 proche de 3) à l'erreur aléatoire de positionnement.

Pour ce qui concerne les événements de plus faible énergie (énergie comprise entre 2.10^3 et 5.10^5 J), on peut observer deux faits. D'une part, il n'existe qu'une section linéaire pour l'intégrale de corrélation. Sa pente est de 2.83, ce qui indique une corrélation spatiale dans le volume. D'autre part, la distance de corrélation maximale est plus faible que pour les événements forts, de l'ordre de 0.1 km. Cette distance correspond approximativement à l'extension verticale de la zone contenant les sources sismiques, observée sur la Figure 111. On peut proposer comme explication que l'extension verticale limitée de la zone contenant les sources limite l'étendue de la corrélation volumique.

Afin de vérifier si cette différence de corrélation spatiale selon l'énergie est due à l'erreur de positionnement, nous avons calculé l'intégrale de corrélation pour les événements enregistrés par au moins 10 stations, pour lesquels la localisation est meilleure. Nous n'avons pas observé de différence dans les intégrales de corrélation calculées.

Il apparaît donc que la corrélation spatiale des événements sismiques diffère selon leur énergie. Ceci pourrait expliquer le changement de pente observé pour la distribution d'énergie sismique. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons calculé l'intégrale de corrélation ainsi que la pente de la distribution d'énergie, pour différentes classes d'énergie sismique. Le tableau suivant présente les dimensions de corrélation avec les limites de calcul et l'exposant b pour chaque classe considérée.

Energie (J)	Nombre d'événements	Limites (km)	D_2	+-	b	+-
$2.10^3 - 5.10^5$	18126	0.01-0.1	2.74	0.06	0.66	0.005
$5.10^5 - 5.10^7$	560	0.01-0.3	1.83	0.02	0.95	0.01
$1.10^3 - 2.10^3$	5942	0.005-0.05	2.85	0.04	0.4	0.01
$2.10^3 - 4.10^3$	5575	0.005-0.06	2.85	0.04	0.51	0.01
$4.10^3 - 6.10^3$	2805	0.005-0.07	2.85	0.04	0.58	0.01
$6.10^3 - 1.10^4$	2709	0.007-0.07	2.85	0.05	0.59	0.04
$1.10^4 - 2.10^4$	2604	0.007-0.08	2.79	0.03	0.59	0.01
$2.10^4 - 5.10^4$	2195	0.01-0.08	2.81	0.04	0.63	0.03
$5.10^4 - 1.10^5$	986	0.01-0.1	2.65	0.05	0.62	0.02
$1.10^5 - 5.10^5$	1245	0.01-0.15	2.41	0.05	0.73	0.01
$5.10^5 - 1.10^6$	236	0.01-0.3	2.01	0.05	0.85	0.03
$5.10^5 - 5.10^6$	485	0.01-0.3	1.91	0.03	0.88	0.01
$> 1.10^6$	328	0.01-0.3	1.65	0.03	1.12	0.04

La Figure 125 représente les exposants D_2 et b pour les différentes classes d'énergie.

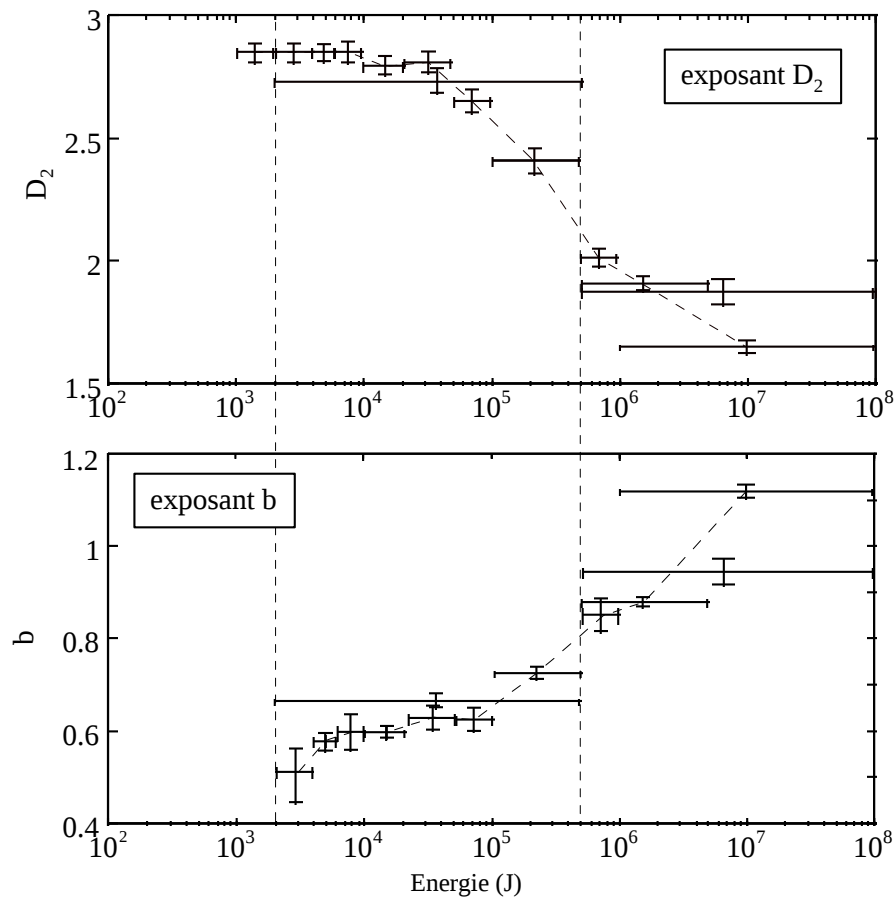


Figure 125 : Dimension de corrélation D_2 , et exposant b pour les différentes catégories d'énergie considérées dans le tableau précédent.

On peut remarquer que la dimension de corrélation est stable pour les classes d'énergie comprises entre 10^3 et $5 \cdot 10^4$ J. Pour les classes d'énergie supérieures, la dimension de corrélation décroît pour atteindre une valeur minimale de 1.65. On passe ainsi d'une corrélation dans le volume pour les événements les moins énergétiques à une corrélation intermédiaire entre le plan et la ligne pour les événements les plus énergétiques.

D'autre part, la limite supérieure de la section en loi puissance de l'intégrale de corrélation augmente avec l'énergie. Ceci indique que la distance de corrélation spatiale est plus importante pour les événements les plus énergétiques.

Pour ce qui concerne l'exposant b , sa valeur est stable et proche de 0.6 pour les classes comprises entre 10^3 et $5 \cdot 10^4$ J. Il augmente ensuite avec l'énergie.

Il apparaît donc que les exposants D_2 et b , calculés pour différentes classes d'énergie sont corrélés négativement entre eux. Le changement de pente observé sur la distribution d'énergie, représentée sur la Figure 119, pour une énergie de $5 \cdot 10^5$ J, correspond à un changement de la corrélation spatiale.

Ceci indique que le changement de pente de la distribution d'énergie n'est pas dû à un effet de

taille fini du système, mais à un changement de la corrélation spatiale des événements. En d'autres termes, l'invariance d'échelle en énergie est vérifiée tant que la corrélation spatiale reste inchangée.

Nous pouvons comparer ce résultat à ceux obtenus avec le modèle numérique présenté dans le chapitre 3. Nous avons alors observé une corrélation négative entre l'exposant b et la dimension de corrélation spatiale D_2 . Nous avons interprété cette corrélation négative comme un résultat de l'effet de la géométrie d'interaction sur la valeur de l'exposant b . Une géométrie d'interaction isotrope (D_2 proche de 3 dans l'espace) favorise l'émergence d'événements de grande taille ce qui se traduit par un exposant b faible. Au contraire, une géométrie d'interaction anisotrope (D_2 inférieure à 3 dans l'espace) conduit à une valeur b plus forte.

On peut appliquer ce résultat pour les événements sismiques observés ici. Une corrélation distribuée dans le volume (pour les petits événements) correspond à une interaction isotrope, et à une valeur de b plus faible. Une corrélation spatiale intermédiaire entre le plan et la droite (pour les gros événements), correspond à une interaction anisotrope et donc à un exposant b , plus fort. Cependant, un tel raisonnement suppose que les petits événements n'interagissent pas avec les gros et vice versa ce qui est une hypothèse très forte.

5.2.2. Variations temporelles de la dimension de corrélation

Afin de pouvoir observer des variations de la dimension de corrélation au cours de l'avancement nous l'avons calculée pour des fenêtres contenant 1000 événements successifs décalées de 500 événements. Nous avons distingué les événements selon leur énergie (événements faibles entre $2 \cdot 10^3 - 10^5$ J et événements forts $> 10^5$ J). Le nombre d'événements total n'est pas le même pour les deux classes d'énergie. De ce fait, la période couverte pour chaque fenêtre diffère selon l'énergie. La Figure 126 présente les variations des dimensions de corrélation pour les deux classes d'énergie en fonction de l'avancement du front de taille.

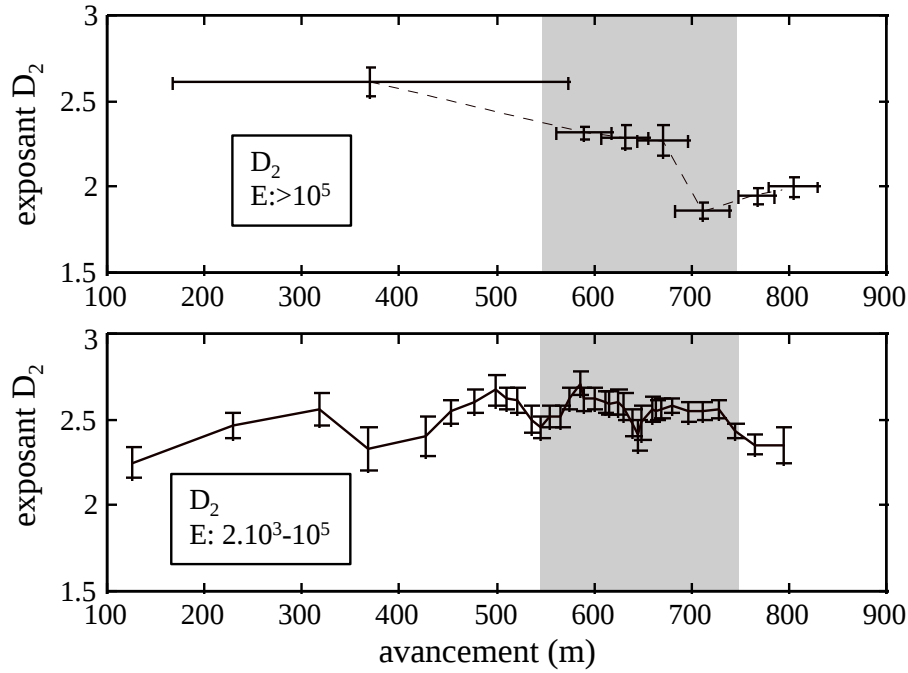


Figure 126 : Dimension de corrélation D_2 , pour deux catégories d'événements selon leur énergie en fonction de l'avancement du front. Les valeurs sont calculées pour des fenêtres contenant 1000 événements successifs, décalés de 500 événements. Les étendues utilisées pour le calcul des dimensions de corrélation sont entre 0.01 et 0.1 km.

On peut remarquer que la dimension de corrélation des événements de faible énergie (2.10^3-10^5 J) ne varie pas sensiblement, au cours de l'avancement, en dehors de l'erreur d'estimation. Au contraire, les événements les plus forts ($>10^5$ J), montrent un localisation croissante.

6. Conclusion

Nous avons vu d'abord comment se répartit la sismicité autour de la taille Irma 1250. Le stot joue un rôle prépondérant dans la mesure où il concentre la majorité des événements (72 %) et la plus grande partie de l'énergie sismique (76 %) enregistrée au cours de la période étudiée.

Nous avons ensuite réalisé une analyse statistique de la sismicité. Dans un premier temps, nous avons vu que la distribution de l'énergie des événements sismiques pour l'ensemble de la période étudiée est caractérisée par deux sections en loi puissance correspondant à deux exposants différents, b_1 et b_2 . Le changement de pente se situe à environ 5.10^5 J. La distribution qui ne concerne que les événements situés sous le stot montre un changement de pente à 5.10^6 J, soit un ordre de grandeur de plus.

L'étude des variations des exposants b_1 et b_2 au cours de l'avancement a permis de distinguer des périodes caractérisées par des distributions sous-critiques ($b_1 < b_2$) critiques ($b_1 \sim b_2$) et

sur critiques ($b_1 > b_2$). L'apparition d'une distribution critique puis sur-critique apparaît liée à des périodes d'activité sismique fortement énergétiques. Le caractère critique de la distribution d'énergie pourrait donc être utilisée comme un critère de risque sismique.

Afin de tester si le changement de pente de la distribution d'énergie sismique est un effet de la taille finie du système nous avons ensuite analysé la corrélation spatiale des événements sismiques.

Les limites d'extension de la corrélation spatiale correspondent aux dimensions caractéristiques de la taille et du stot. Ceci indique un effet de la taille du système sur la corrélation spatiale des événements sismiques. Celle-ci ne montre des variations au cours de l'avancement que pour les événements les plus énergétiques.

D'autre part, nous avons observé que les événements de plus faible énergie sont corrélés dans l'espace (D_2 proche de 3), tandis que les événements les plus forts sont corrélés entre le plan et la droite. En calculant les exposants b et D_2 pour différentes classes énergie, nous avons montré une corrélation négative entre ces deux exposants. Cette corrélation avait été observée avec le modèle numérique présenté au chapitre 3, ce qui nous a permis de proposer une explication pour les relations entre b et D_2 .

Il s'avère que le changement de pente observé sur la distribution d'énergie correspond à un changement de la corrélation spatiale des événements. Ce résultat permet de suggérer que l'invariance d'échelle en énergie est conditionnée par la constance de la corrélation spatiale.

Conclusion générale

Au cours de ce travail, nous avons étudié l'EA et l'endommagement provoqués par la propagation de fissures dans le matériau rocheux lors de sa sollicitation mécanique. Nous nous sommes intéressés, en particulier, aux distributions statistiques en loi puissance qui caractérisent la taille des événements sismiques (loi de Gutenberg Richter, exposant b) et leur corrélation spatiale (dimension de corrélation spatiale, D_2) en tentant de comprendre leur relation avec le comportement mécaniques des roches. Ainsi, nous avons considéré le processus d'endommagement comme un système complexe, caractérisé par l'émergence de propriétés macroscopiques (relation contrainte-déformation, statistiques des événements d'endommagement) résultant de sa dynamique interne.

Dans le cas des roches en sollicitation triaxiale, le comportement macroscopique est influencé par la pression de confinement. Nous avons donc étudié expérimentalement le comportement mécanique et l'EA d'éprouvettes de granite du Sidobre initialement intactes ou discontinues, au cours d'essais de compression triaxiale.

Pour ce qui concerne les éprouvettes initialement intactes, l'augmentation de la pression de confinement fait apparaître un comportement plus ductile qui se traduit par une augmentation de la phase de déformation inélastique avant le pic de contrainte (Figure 127a). Nous avons également mis en évidence une corrélation négative entre l'exposant b et la pression de confinement (Figure 127b).

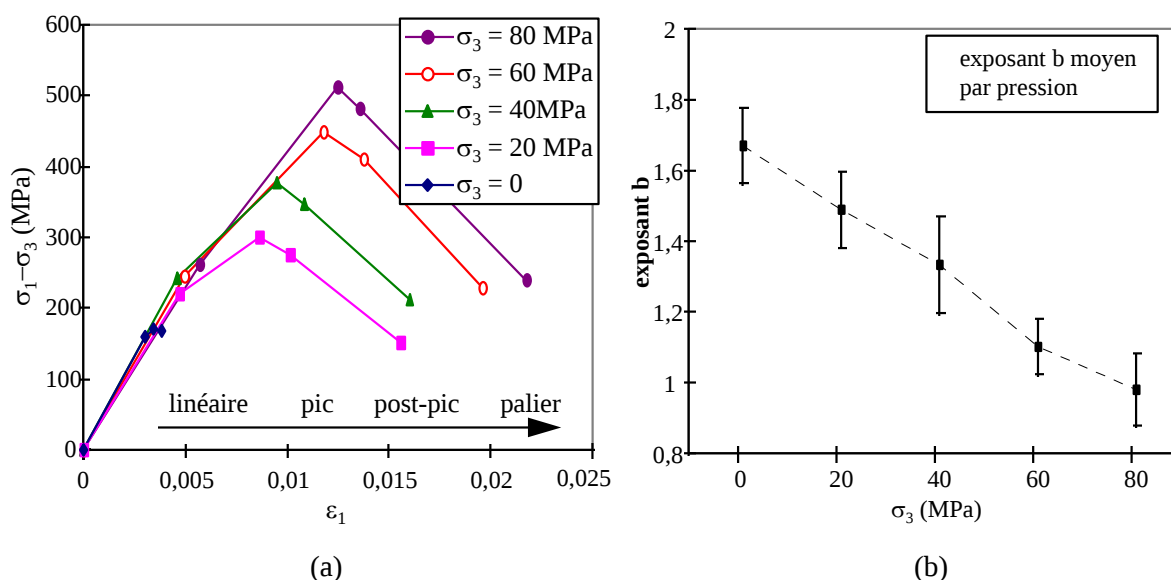


Figure 127: Apparition de la ductilité et diminution de l'exposant b observés expérimentalement lors de l'augmentation de la pression de confinement. a) $\sigma_1 - \sigma_3$ moyen en fonction de ϵ_1 moyen pour différentes valeurs de pression de confinement σ_3 . b) Exposant b moyen pour chaque valeur de pression de confinement, σ_3 . Les barres verticales indiquent l'écart type.

Ce résultat indique une relation entre la diminution de l'exposant b et l'apparition de la ductilité. Il est cohérent avec la diminution de l'exposant b avec la profondeur observée pour les séismes de Californie par Mori et Abercrombie (1997).

L'analyse de la géométrie de l'endommagement sous différents aspects - granulométrie de la mylonite, rugosité des surfaces de rupture, distribution spatiale de la fissuration - n'a pas permis d'expliquer simplement l'effet de la pression de confinement sur l'exposant b .

Les essais sur des éprouvettes contenant une discontinuité préexistante de faible rugosité ont montré un comportement mécanique de type « stick-slip », pour lequel l'activité acoustique apparaît de façon prémonitoire avant chaque glissement instable. L'exposant b est alors particulièrement faible, ce que nous avons interprété comme un indicateur de l'émergence d'événements dont la taille est caractéristique du système : les glissements instables.

L'ensemble de ces résultats expérimentaux ont permis de mettre en évidence une relation entre le comportement macroscopique et la distribution de la taille des EA.

Afin de mieux comprendre cette relation, nous avons eu recours à une modélisation numérique.

Parce que les modèles disponibles ne simulent que de façon partielle les observations expérimentales concernant l'EA des roches, nous avons proposé un modèle numérique de la sismicité des roches, qui associe la méthode des éléments finis et un endommagement élastique élémentaire progressif. Ce modèle reprend les caractéristiques principales des modèles de Zapperi et al. (1997) et de Tang (1997). Il permet d'observer des avalanches d'endommagement dont la taille peut être comparée à l'amplitude des émissions acoustiques observées expérimentalement. Sa particularité est d'utiliser le critère de Mohr-Coulomb, caractérisé par la cohésion C et l'angle de frottement interne ϕ , comme critère d'endommagement.

Ce modèle permet de simuler les principales observations expérimentales concernant le comportement mécanique des roches et l'EA induite par l'endommagement :

- le comportement macroscopique simulé est non linéaire.
- l'activité d'avalanche est liée au comportement macroscopique non linéaire.
- la distribution des tailles d'avalanche suit une loi puissance (exposant b).
- l'exposant b décroît au cours de la déformation macroscopique.

En outre, il permet de simuler une large gamme de comportements macroscopiques allant du fragile, associé à un endommagement localisé, au ductile, associé à un endommagement diffus.

Le comportement devient progressivement fragile et l'endommagement localisé lorsque ϕ diminue. Ces résultats sont cohérents avec les observations expérimentales pour lesquelles la transition fragile-ductile, observée lorsque la pression de confinement augmente, correspond à

une diminution de l'angle de frottement interne. Nous avons ainsi simulé la transition fragile-ductile, observée lors d'une série d'essais triaxiaux sur du calcaire, en utilisant, dans le modèle numérique, les valeurs de ϕ et C observées expérimentalement pour différentes valeurs de la pression de confinement (Figure 128a).

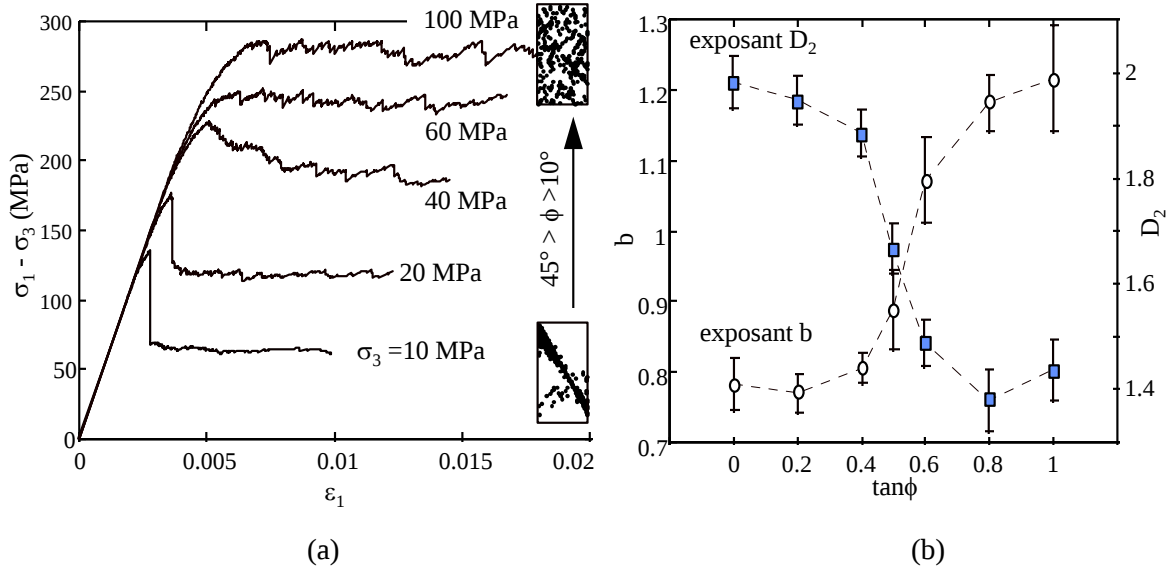


Figure 128 : Résultats de simulations numériques. a) Transition fragile-ductile et localisé-diffus simulées à partir des paramètres C et ϕ issus de données expérimentales. b) Effet de ϕ sur l'exposant b et sur la dimension de corrélation spatiale D_2 .

De plus, l'exposant b issu des simulations augmente lorsque le comportement devient plus fragile et l'endommagement plus localisé (Figure 128b). Ceci est en accord avec l'effet de la pression de confinement sur l'exposant b observé expérimentalement. Nous avons également mis en évidence une corrélation négative entre l'exposant b et la dimension de corrélation spatiale de l'endommagement, D_2 (Figure 128b).

Les résultats macroscopiques apparaissent résulter de l'effet de ϕ sur la propagation de l'endommagement autour des défauts à petite échelle. Nous avons en effet montré que celle-ci est d'autant plus anisotrope et localisée que ϕ est élevé, ce qui influe à la fois sur la localisation de l'endommagement et sur la dynamique des avalanches. Cependant, la signification physique du paramètre ϕ demanderait à être approfondie.

Ces résultats numériques montrent comment un même comportement élémentaire peut donner différents comportements macroscopiques en faisant varier le seul paramètre ϕ . De plus, ils mettent en évidence une relation entre la distribution des tailles d'événement, leur corrélation spatiale et le comportement macroscopique.

Afin de comparer nos résultats expérimentaux et numériques à la sismicité des massifs rocheux, nous avons étudié la sismicité induite par l'exploitation d'une mine de charbon. Le

principal résultat concerne l'analyse statistique de la sismicité.

Nous avons observé que la distribution de l'énergie des séismes est caractérisée par deux sections en loi puissance dont les pentes (exposant b) sont différentes, indiquant un comportement globalement sous-critique. Le changement de pente est situé approximativement à $5 \cdot 10^5$ J. Au cours de l'avancement du front de taille, nous avons mis en évidence des périodes critiques et sur-critiques qui correspondent à une activité sismique fortement énergétique.

L'étude de la corrélation spatiale des événements a montré que les distances de corrélation sont limitées par les dimensions de la mine. D'autre part, la dimension de corrélation (exposant D_2) est différente selon l'énergie des événements (Figure 129). Ce changement de corrélation spatiale se produit pour une énergie correspondant au changement de pente de la distribution d'énergie.

D'une part, ce résultat confirme la corrélation négative entre les exposants b et D_2 , que nous avons observée pour les simulations numériques. D'autre part, il indique que l'invariance d'échelle de la distribution d'énergie est conditionnée par la constance de la corrélation spatiale.

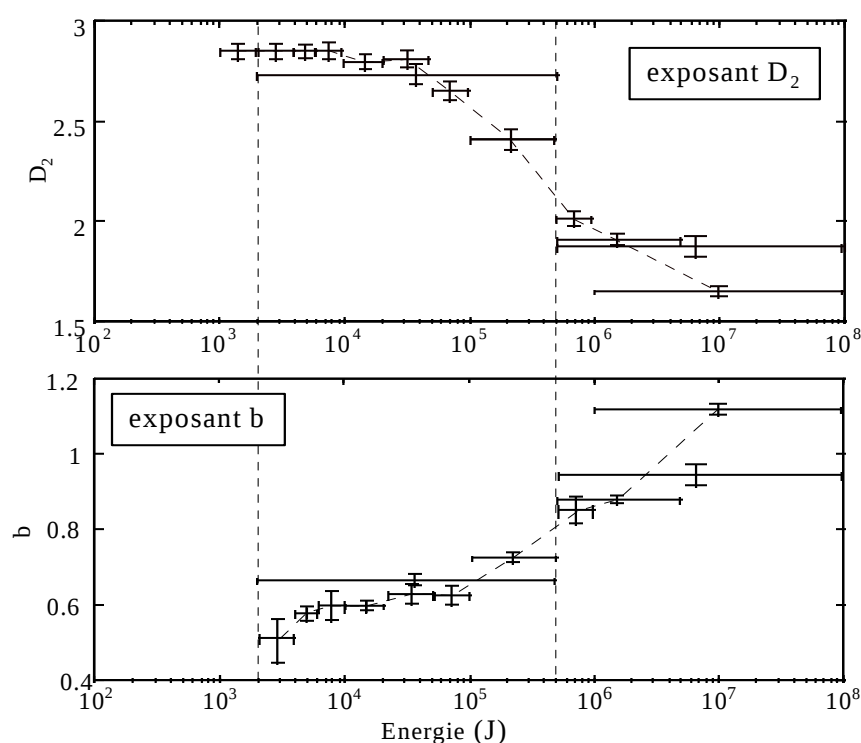


Figure 129 : Exposants b et D_2 calculés pour des événements de différentes classes d'énergie sismique. Les barres horizontales indiquent la plage d'énergie pour chaque valeur et les barres verticales, l'erreur d'estimation à 95%.

L'ensemble de ces résultats indique, d'une part, une relation entre le comportement macroscopique et la distribution de la taille des événements sismiques. Nous avons observé

expérimentalement et numériquement une diminution de l'exposant b lorsque le comportement devient plus ductile. D'autre part, il apparaît une relation entre la distribution de la taille des événements sismiques et leur corrélation spatiale. Celle-ci a été observée à la fois pour les simulations numériques et la sismicité minière étudiée.

Cependant, nous n'avons pas observé expérimentalement de modification notable de la géométrie de l'endommagement due à la pression de confinement. Ceci peut être attribué au fait que, dans la gamme de pression de confinement étudiée, comprise entre 0 et 80 MPa, et pour la roche étudiée, le granite du Sidobre, l'ensemble de la transition ductile-fragile n'a pas pu être explorée. Il serait donc intéressant de réaliser des essais de compression triaxiale sur une roche pour laquelle les transitions fragile-ductile et localisé-diffus peuvent être observées dans cette gamme de pression de confinement, par exemple un grès ou un calcaire. L'analyse conjointe de la dimension de la corrélation de l'endommagement et de l'exposant b permettrait d'étudier leurs relations à l'échelle de l'échantillon.

Le modèle numérique que nous avons proposé apparaît être un outil permettant d'étudier le changement d'échelle et de l'émergence de propriétés macroscopiques. Il permet ainsi d'aborder le comportement des roches comme un système complexe. Le paramètre clé du modèle, qui contrôle les transitions fragile-ductile et localisé-diffus, est l'angle de frottement interne ϕ . Bien que ces résultats numériques soient en accord avec les observations expérimentales, pour qu'ils soient en mesure de les expliquer, il faut comprendre la signification physique de la baisse de ϕ lorsque la pression de confinement augmente.

Des améliorations à apporter à ce modèle ont été proposées au chapitre 3, par exemple l'intégration d'une dépendance du temps et d'une déformation permanente. Elles permettraient de simuler plus complètement le comportement des roches.

Bibliographie

- Alheid H. J. et Rummel F. (1977). Acoustic emission during frictional sliding along shear plane in rock. *First Conf. AE/MS Geol. Str. & Mat.*, 149-154, Trans Tech Publication, Clausthal-Zellerfeld, Germany.
- Amelung F. et King G. (1997). Earthquake scaling laws for creeping and non-creeping faults. *Geophys. Res. Lett.* 24(5): 507-510.
- Amitrano D. (1998). Emission acoustique de roches intactes et fissurées en compression triaxiale. *Prix Jeunes Chercheurs, XVIeme Rencontres de l'AUGC*, 1-8, Reims.
- Amitrano D., Grasso J.-R. et Hantz D. (1998). From diffuse to localized damage through elastic interaction. *soumis à Geophysical Research Letters*.
- Amitrano D. et Hantz D. (1998). Acoustic emission of jointed and intact rocks during triaxial compression test. *Int. Conf. on Mechanics of Jointed and Faulted Rock*, 375-380, Vienna, Balkema.
- Amitrano D., Hantz D. et Orengo Y. (1996). Emission acoustique d'une roche fracturée. *11° Colloque Franco-Polonais en Mécanique des Roches Appliquée*, 84-91, Gdansk.
- Amitrano D., Hantz D. et Orengo Y. (1996). Etude en laboratoire de l'émission acoustique des joints et du matériau rocheux. *Recueil de communications du Colloque GEO 1996 Aussois*, France.
- Antoine P., Amitrano D. et al. (1998). Risques générés par les grands mouvements de versant., Programme INTERREG 1 France-Italie,
- Atkinson B. K. (1991). Fracture mechanics of rock, Academic press, Geology series,
- Aydan O. et Kawamoto T. (1990). Discontinuities and their effect on rock mass. *Rock Joints*, 149-156, , Balkema, Rotterdam.
- Ayling M. R., Meredith P. G. et Murrell S. A. F. (1995). Microcracking during triaxial deformation of porous rocks monitored by changes in rock physical properties, I. Elastic wave propagation measurements on dry rocks. *Tectonophysics*. 245: 205-221.
- Ballivy G., Rhazi J. E. et Bouja A. (1992). Emission acoustique appliquée au diagnostic de rupture des ancrages injectés. *Rock Support in Mining and Underground Construction*, 451-457, , Balkema, Rotterdam.
- Barton N. et Choubey V. (1977). The shear strength of rock joints in theory and practice. *Rock Mechanics*. 10: 1-54.
- Ben Sliman K., Mandereau G., Besson J. C. et Chambon C. (1989). La surveillance sismique: un outil d'aide à la planification des chantiers miniers sujets aux phénomènes dynamiques. *Studia Geotechnica et Mechanica*. XI(1-2).
- Blacic J. D. et Malone S. D. (1977). Preliminary analysis of microacoustic signals associated with rock fracture. *Geophys. Res. Lett.* 4(10): 477-480.
- Black D. J. (1992). High Frequency acoustic emission in a coal mine. *Rock Mechanics*, 1063-1070, , Balkema, Rotterdam.
- Blair D. P. et Spathis A. T. (1982). Attenuation of explosion-generated pulse in rock masses. *J. Geophys. Res.* 87(B5): 3885-3892.
- Boadu F. K. et Long L. T. (1994). The fractal character of fracture spacing and RQD. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 31(2): 127-134.
- Board M. (1996). Numerical examination of mining-induced seismicity. *Eurock*, 89-111, Torino, Italy, Balkema.
- Bouja A., Ballivy G. et al. (1991). The use of acoustic emission for identification of failures of tensional grouted rock anchors. *32th Conference on Rock Mechanics*, 159-168, Oklahoma.
- Brady B. H. G. et Brown E. T. (1993). Rock mechanics for underground mining, Chapman & Hall, Second edition.
- Brown S. R. (1987). Fluid flow through rock joints: the effect of surface roughness. *J. Geophys. Res.*

- 92(B2): 1337-1347.
- Brown S. R. (1987). A note on the description of surface roughness using fractal dimension. *Geophys. Res. Lett.* 14(11): 1095-1098.
- Brown S. R. et Scholz C. H. (1985). Broad bandwidth study of the topography of natural rock surface. *J. Geophys. Res.* 90(B14): 12575-12582.
- Bui (1978). Mécanique de la rupture fragile, Masson editeur,
- Carr J. R. (1996). Discussion on Outer & al. paper "Difficulties with using continuous fractal theory for discontinuity surfaces", *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 32, 3-9 (1995). *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 33(4): 439-440.
- Castelli M., Cravero M., Iabichino G. et Scavia C. (1997). Tensile crack propagation in artificial specimens with two slits. *Nagoya's 97*, 163-168, Nagoya, Elsevier.
- Chambon R. (1996). Bifurcation and localisation in geomaterials. *Alert geomaterials*, 360 p., Aussois.
- Chen K., Bak P. et Obukhov S. P. (1991). Self-organized criticality in a crack-propagation model of earthquakes. *Phys. Rev. A.* 43(2): 625-630.
- Chen Rong G. N. G. (1979). Acoustic emission of rocks under triaxial compression with various stress paths. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 16: 401-405.
- Chossat P. (1996). Les symétries brisées, Diffusion Belin, Sciences d'avenir,
- Ciancara B. et Takuska-Wegrzyn K. (1991). Spectral description of seismoacoustic emission. *Vth Conf. AE/MS Geol. Str. & Mat.*, 641-648, The pennsylvania State University, Trans Tech Publication, Clausthal-Zellerfeld, Germany.
- Cook N. G. W. (1992). Natural joints in rock: Mechanical, hydraulic and seismic properties under normal stress. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 29(3): 198-223.
- Costin L. S. (1983). A microcrack model for the deformation and failure of brittle rock. *J. Geophys. Res.* 88(B11): 9485-9492.
- Cowie P., Vanneste C. et Sornette D. (1993). Statistical physics model for the spatiotemporal evolution of faults. *J. Geophys. Res.* 98(B12): 21809-21821.
- Cowie P. A., Sornette D. et Vanneste C. (1995). Multifractal scaling properties of a growing fault population. *Geophys. J. Int.* 122: 457-469.
- Cox S. J. D. et Meredith P. G. (1993). Microcrack formation and material softening in rock measured by monitoring acoustic emission. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 30(1): 11-24.
- Crawford B. R., Smart B. G. D., Main I. G. et Liakopoulos-Morris F. (1995). Strength characteristics and shear acoustic anisotropy of rock core subjected to true triaxial compression. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 32(3): 189-200.
- Davis P. M. et Knopoff L. (1995). The elastic modulus of media containing strongly interacting antiplane cracks. *J. Geophys. Res.* 100(B9): 18253-18258.
- De Gennes P.-G. et Badoz (1994). Les objets fragiles. Paris, Plon,
- Delaplace A., Roux S. et Pijaudier-Cabot G. (1998). Localisation dans une interface endommageante sollicitée en traction. Ouvrages géomatériaux et interactions. C. Petit, G. Pijaudier-Cabot and J.-M. Reynouard. Paris, Hermes: 303-317.
- Dieterich J. H. et Kilgore B. D. (1996). Imaging surface contacts: power law contact distribution and contact stresses in quartz, calcite, glass and acrylic plastic. *Tectonophysics.* 256: 219-239.
- Dion E. (1997). Invitation à la théorie de l'information, Points, Sciences,
- Dubois A. (1997). Etude de l'activité microsismique induite par l'exploitation de la taille Irma 1250 aux HBL. Nancy, INERIS.
- Dunning J. D., Leaird J. D. et Miller M. E. (1985). The kaiser effect and frictional deformation. *IVth Conf. AE/MS Geol. Str. & Mat.*, 3-13, The pennsylvania State University, Trans Tech Publication, Clausthal-Zellerfeld, Germany.
- El Hassan N., Desrues J. et Chambon R. (1997). Numerical modelling of borehole instability using a non linear incremental model with bifurcation analysis. *Nagoya's 97*, 677-682, Nagoya, Elsevier.

- Evans (1979). Fundamentals of acoustic emission. K. O. (ed.). Los Angeles, University of California: 209-227.
- Fabre D., Grasso J.-R. et Orengo Y. (1991). Mechanical behaviour of deep rock core samples from a seismically active gas field. *Pageoph.* 137(3): 201-219.
- Fabre D. et Gustkiewicz J. (1997). Technical Note: Poroelastic properties of limestones and sandstones under hydrostatic conditions. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 34(1): 127-134.
- Falls S. D. et Young R. P. (1996). Examination of the excavation-disturbed zone in the Swedish ZEDEX tunnel using acoustic emission and ultrasonic velocity measurements. *Eurock'96*, 1337-1344, , Balkema, Rotterdam.
- Feignier B. et Young R. P. (1993). Failure mechanisms of microseismic events generated by a breakout development around and underground opening. *Rockbursts and Seismicity in Mines*, 181-186, , Balkema, Rotterdam.
- Feknous N. (1991). Etude à l'aide de la technique d'émission acoustique des mécanismes de détérioration des contacts roche-coulis de ciment, Thèse, Département de génie civil, Université de Sherbrooke, 129 p.
- Feknous N., Ballivy G. et Piasta Z. (1989). Monitoring of damaged injected rock with acoustic emission technique. *Fracture of Concrete and Rock* Cardiff, UK, Elsevier Applied Science.
- Fishman Y. A. (1990). Failure mechanism and shear strength of joint wall asperities. *Rock Joints*, 627-631, , Balkema, Rotterdam.
- Flores Macias O. et Lemaire M. (1998). Elements finis stochastiques et fiabilité - Application en mécanique de la rupture. *Rev. F. Génie Civil.* 1(2): 247-284.
- Garcimartin A., Guarino A., Bellon L. et Ciliberto S. (1997). Statistical Properties of Fracture Precursors. *Phys. Rev. Lett.* 79: 3202.
- Ge M. et Kaiser P. K. (1992). P-wave velocity back calculation with automatically determined microseismic event data. *Rock Mechanics*, 1071-1078, , Balkema, Rotterdam.
- Gibowicz (1984). The mechanisms of large mining tremors in Poland. *Rockbursts and Seismicity in mines*, 17-28, , South African Inst. Min. Metal.
- Glaser S. D. et Nelson P. P. (1991). System effects on AE waveforms from known sources. *Vth Conf. AE/MS Geol. Str. & Mat.*, 573-587, The Pennsylvania State University, Trans Tech Publication, Clausthal-Zellerfeld, Germany.
- Godano C., Alonzo M. L. et Bottari A. (1996). Multifractal analysis of the spatial distribution of earthquakes in southern Italy. *Geophys. J. Int.* 125: 901-911.
- Godano C. et Civetta L. (1996). Multifractal analysis of Vesuvius volcano eruptions. *Geophys. Res. Lett.* 23(10): 1167-1170.
- Goryainov P. M., Ivanyuk G. Y. et Sharov N. V. (1997). Fractal analysis of seismic and geological data. *Tectonophysics.* 269: 247-257.
- Gowd T. N. (1980). Factors affecting the acoustic emission response of triaxially compressed rock. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 17: 219-223.
- Greenfield R. J. (1977). Amplitude and spectra from underground sources. *First Conference on Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials*, 405-425, , Trans Tech Publication.
- Guarino A., Garcimartin A. et Ciliberto S. (1998). An Experimental Test of the Critical Behaviour of Fracture Precursors. *European Physical Journal B.* 6(1): 13-24.
- Guilbert J. (1995). Caractérisation des structures lithosphériques sous le Nord-Tibet et sous le Massif Central à partir des données sismologiques du programme lithoscope., Thèse de doctorat, IRIGM-LGIT, p.
- Gutenberg B. et Richter C. F. (1954). Seismicity of the earth and associated phenomena. Princeton, Princeton University Press, 2nd Edition.

- Hakami E. et Barton N. (1990). Aperture measurements and flow experiment using transparent replicas. *Rock Joints*, 571-577, , Balkema, Rotterdam.
- Hardy H. R. (1977). Emergence of acoustic emission / microseismic activity as a tool in geomechanics. *First conf. on acoustic emission / microseismic activity in geologic structures and materials*, 13-31, , Trans Tech Publications.
- Hashida T. et Takahashi H. (1993). Significance of AE crack monitoring in fracture toughness evaluation and non-linear rock fracture mechanics. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 30(1): 47-60.
- Hatton C. G., Main I. G. et Meredith P. G. (1993). A comparison of seismic and structural measurement of scaling exponents during tensile subcritical crack growth. *J. Struct. Geol.* . 15(12): 1485-1495.
- Hentshet H. et Prococcia I. (1983). The infinite number of generalized dimensions of fractals and strange attractors. *Physica*. 8(D): 435-444.
- Hergarten S. et Neugebauer H. J. (1998). Self-organized criticality in a landslide model. *Geophys. Res. Lett.* 25(6): 801-804.
- Herrmann H. J. et Roux S. (1990). Statistical models for the fracture of disordered media. Amsterdam, North-Holland, Random materials and processes,
- Heudin J.-C. (1998). L'évolution au bord du Chaos. Paris, Editions Hermes,
- Hirata T. (1987). Omori's power law aftershock sequences of microfracturing in rock fracture experiment. *J. Geophys. Res.* 92(B7): 6215-6221.
- Hirata T., Satoh T. et Ito K. (1987). Fractal structure of spacial distribution of microfracturing in rock. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 90: 369-374.
- Hoek E. (1983). Strength of jointed rock masses. *Geotechnique*. 33(3): 187-223.
- Holcomb D. J. et Teufel L. W. (1981). Acoustic emission during deformation of jointed rock. *IIIrd Conf. AE/MS Geol. Str. & Mat.*, 37-44, , Trans Tech Publication, Clausthal, Germany.
- Huang J., Chen G., Zhao Y. et Wang R. (1990). An experimental study of the strain field developpement prior to failure of a marble plate under compression. *Tectonophysics*. 175: 269-284.
- Huang J. et Turcotte D. L. (1988). Fractal distributions of stress and strength and variations of b-value. *Earth and Planetary Science Letters*. 91: 223-230.
- Hungr O. et Morgenstern N. R. (1984). High velocity ring shear tests on sand. *Geotechnique*. 34(3): 415-421.
- Hyett A. J. et Hudson J. A. (1990). A photoelastic investigation of the stress state close to rock joints. *Rock Joints*, 571-577, , Balkema, Rotterdam.
- Ishimoto M. et Iida K. (1939). Observations sur les séismes entegistrés par le microsismographe construit dernièrement (1). *Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo*. 17: 443-478.
- Jaeger J. C. et Cook N. G. W. (1979). Fundamentals of rock mechanics, Chapman & Hall, London,
- Josset D. (1994). Emission acoustique de joints rocheux, Mémoire de DEA, INPG-UJF, p.
- Kaiser P. K. et Tang C. A. (1998). Numerical simulation of cumulative damage and seismic energy release during brittle rock failure - Part II: Rib pillar collapse. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 35(2): 113-121.
- Kaiser P. K., Tannant D. D. et McCreath D. R. (1995). Support of tunnels in burst-prone ground. 8° *Int. Congr. on Rock Mechanics*, 471-477, Tokyo, Balkema, Rotterdam.
- Kawakata H. et Shimada M. (1995). Frequency-magnitude relation of AE in fracture process of rocks at high confining pressures. *Eighth International Congress on Rock Mechanics, ISRM*, 207-210, Tokyo, Japan, Balkema, Rotterdam.
- Kemeny J. et Cook N. G. W. (1986). Effective moduli, Non-linear deformation and strength of a cracked elastic solid. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 23(2): 107-118.
- Khair A. W. (1991). Stress effect on AE. *Vth Conf. AE/MS Geol. Str. & Mat.*, 29-43, The pennsylvania State University, Trans Tech Publication, Clausthal-Zellerfeld, Germany.

- Kranz R. L. (1983). Microcracks in rocks: a review. *Tectonophysics*. 100: 449-480.
- Kumar S. et Bodvarsson G. S. (1990). Fractal study and simulation of fracture roughness. *Geophys. Res. Lett.* 17(6): 701-704.
- Kurita K. et Fujii N. (1979). Stress memory of cristalline rocks in acoustic emission. *Geophys. Res. Lett.* 6(1): 9-12.
- Lanchy C. (1996). Etude spatio temporelle des séismes induits par l'exploitation de la mine de Gardanne : Mise en oeuvre d'outils d'analyse et approche fractale. Strasbourg, Ecole et Observatoire de Physique du Globe de Strasbourg.
- Lasocki S. (1991). Time dependent rockburst hazard analysis. *Fifth Conference on Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials*, 277-284, The pennsylvania State University, Trans Tech Publication, Clausthal-Zellerfeld, Germany.
- Le Ravalec M. et Gueguen Y. (1995). Comment on "The elastic modulus of media containing strongly interacting antiplane cracks" by Davis, P.M. and Knopoff, L. *J. Geophys. Res.* 100(B9): 18253-18258.
- Legrand D., Cisternas A. et Dorbath L. (1996). Multifractal analysis of the 1992 Erzincan aftershock sequence. *Geophys. Res. Lett.* 23(9): 933-936.
- Li C. et Nordlund E. (1990). Characteristics of acoustic emission during shearing of rock joints. *Rock Joints*, 251-258, , Balkema, Rotterdam.
- Li C. et Nordlund E. (1993). Acoustic emission/microseismic observations of laboratory shearing tests on rock joints. *Rockbursts an Seismicity in Mines*, 349-353, , Balkema, Rotterdam.
- Li C. et Nordlund E. (1993). Experimental verification of the Kaiser effect in rocks. *Rock Mech. Rock Engng.* 26(4): 333-351.
- Liakopoulou-Morris F., Main I. G., Crawford B. R. et Smart B. G. D. (1994). Microseismic properties of a homogeneous sandstone during fault nucleation and frictional sliding. *Geophys. J. Int.* 119: 219-230.
- Lockner D. A. (1993). The role of acoustic emission in the study of rock fracture. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 30(7): 883-899.
- Lockner D. A. et Byerlee J. D. (1991). Precursory AE patterns leading to rock fracture. *Vth Conf. AE/MS Geol. Str. & Mat.*, 45-58, The pennsylvania State University, Trans Tech Publication, Clausthal-Zellerfeld, Germany.
- Lockner D. A., Byerlee J. D. et al. (1991). Quasi-static fault growth and shear fracture energy in granite. *Nature*. 350: 39-42.
- Lockner D. A. et Madden T. R. (1991). A multiple-crack model of brittle fracture 1. Non-time dependant simulations. *J. Geophys. Res.* 96(B12): 19623-19642.
- Lockner D. A., Walsh J. B. et Byerlee J. D. (1977). Changes in seismic velocity and attenuation during deformation of granite. *J. Geophys. Res.* 82(33): 5374-5378.
- Main I. G. (1992). Damage mechanics with long-range interactions: correlation between the seismic b-value and the fractal two-point correlation dimension. *Geophys. J. Int.* 111: 531-541.
- Main I. G. (1995). Earthquakes as critical phenomena: Implication for prabilistic seismic hazard analysis. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 85(5): 1299-1308.
- Main I. G. (1996). Satistical physics, seismogenesis and seismic hazard. *Reviews of Geophysics*. 34(4): 433-462.
- Main I. G., Meredith P. G., Henderson J. R. et Sammonds P. R. (1994). Positive and negative feedback in the earthquake cycle: the role of pore fluids on states of criticality in the crust. *Annali di Geofisica*. 32(6): 1461-1479.
- Main I. G., Meredith P. G. et Jones C. (1989). A reinterpretation of the precursory seismic b-value anomaly from fracture mechanics. *Geophys. J.* 96: 131-138.
- Maksimovic M. (1992). Technical Note: New description of the shear strengthfor rock joints. *Rock Mech. Rock Engng.* 25(4): 275-284.

- Mandelbrot B. (1975). Les objets fractals, Flammarion, Champs, 4ème édition (1996).
- Mandelbrot B. (1983). The fractal geometry of nature. New-York, Freeman,
- Mandelbrot B. (1997). Fractales, hasard et finance, Flammarion, Champs,
- Mandelbrot B. B. (1989). Multifractal measures, especially for geophysicist. *Pageoph.* 131(1/2): 5-42.
- Manghnani M. H. et Ramanantoandro R. (1974). Compressional and shear wave velocities in granulite facies rocks and eclogites to 10 kbar. *J. Geophys. Res.* 79(35): 5427-5446.
- Martin C. D., Young R. P. et Collins D. S. (1995). Monitoring progressive failure around a tunnel in massive granite. *8° Int. Congr. on Rock Mechanics*, 627-633, Tokyo, Balkema, Rotterdam.
- Matsuzaki M. et Takayasu H. (1991). Fractal features of the earthquake phenomenon and a simple mechanics model. *J. Geophys. Res.* 96(B12): 19925-19931.
- Meglis I. L., Chow T. M. et Young R. P. (1995). Progressive microcrack development in tests on Lac du Bonnet granite - I. Acoustic emission source location and velocity measurements. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 32(8): 741-750.
- Meglis I. L., Chow T. M. et Young R. P. (1995). Progressive microcrack development in tests on Lac du Bonnet granite - II. Ultrasonic tomographic imaging. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 32(8): 751-761.
- Meredith P. G., Main I. G. et Jones C. (1990). Temporal variation in seismicity during quasi-static and dynamic failure. *Tectonophysics.* 175: 249-268.
- Milev A. M., Spottiswoode S. M. et Noble K. R. (1995). Mine-induced seismicity at East Rand Proprietary mines. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 32(6): 629-632.
- Mlakar V., Hassani F. P. et Momayez M. (1993). Crack development and acoustic emission in potash rock. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 30(3): 305-319.
- Mogi K. (1962). Magnitude frequency relation for elastic shocks accompanying fractures of various materials and some related problems in earthquakes. *Bull. Earthquake Res. Inst.* 40: 831-853.
- Molina J.-P. (1981). Caractérisation de la fissuration des roches par amortissement d'ondes ultrasonores, Thèse de spécialité, Institut National Polytechnique de Grenoble, 105 p.
- Molina J.-P. et Wack B. (1982). Crack field characterization by ultrasonic attenuation - Preliminary study on Rocks. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 19: 267-278.
- Mori J. et Abercombie R. E. (1997). Depth dependence of earthquake frequency-magnitude distributions in California: Implication for rupture initiation. *J. Geophys. Res.* 102(B7): 15081-15090.
- Moriwaki H. (1987). Geomorphological prediction of the travel distance of a debris. *The China-Japan Field Workshop on Landslide Xian-Lanzhou, China.*
- Muralha J. et Charrua-Graça J. G. (1990). An experience on the application of fractal theory to basic shear strength. *Rock Joints*, 667-671, , Balkema, Rotterdam.
- Nagahama H. et Yoshii K. (1993). Technical Note: Fractal dimension and fracture of brittle rocks. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 30(2): 173-175.
- Napier J. A. L. et Malan D. F. (1997). A viscoplastic discontinuum model of time dependent fracture and seismicity in brittle rock. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 34(7): 1075-1089.
- Nicholson C. (1992). Recent developments in rockburst and mine seismicity research. *Rock Mechanics*, 1079-1086, , Balkema, Rotterdam.
- Nielsen A. (1977). Acoustic emission source based on pencil load breaking. *EWGAE meeting Rome.*
- Nihei K. T. et Cook N. G. W. (1992). Seismic behavior of fractures under normal compression. *Rock Mechanics*, 989-997, , Balkema, Rotterdam.
- Obert L. (1977). The microseismic method: discovery and early history. *First conf. on acoustic emission / microseismic activity in geologic structures and materials*, 11-12, , Trans Tech Publications.
- O'Connell R. J. et Budianski B. (1974). Seismic velocities in dry and saturated cracked solids. *J. Geophys. Res.* 79(35): 5412-5425.

- Ohnaka M. et Mogi K. (1982). Frequency characteristics of acoustic emission in Rocks under uniaxial compression and its relation to the fracturing process to failure. *J. Geophys. Res.* 87(B5): 3873-3884.
- Olami Z., Feder H. J. S. et Christensen K. (1992). Self-organised criticality in a continuous, nonconservative cellular automaton modeling earthquake. *Phys. Rev. Lett.* 68(8): 1244-1247.
- Oncel A. O., Main I., Alptekin O. et Cowie P. (1996). Temporal variations in the fractal properties of seismicity in the north anatolian fault zone between 31°E and 41°E. *Pageoph.* 147(1): 147-159.
- Otsuki K. (1998). An empirical evolution law of fractal size frequency of fault population and its similarity law. *Geophys. Res. Lett.* 25(5): 671-674.
- Outer A. D., Kaashoek J. F. et Hack H. R. G. K. (1995). Difficulties with using continuous fractal theory for discontinuity surfaces. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 32(1): 3-9.
- Outer A. D., Kaashoek J. F. et Hack H. R. G. K. (1996). Author's reply to Discussion by Dr J.R.Carr regarding the paper "Difficulties with using continuous fractal theory for discontinuity surfaces", *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 32, 3-9 (1995). *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 33(4): 441-442.
- Papaliangas T., Lumsden A. C., Hencher S. R. et Manolopoulou S. (1990). Shear strength of modelled filled rock joints. *Rock Joints*, 275-283, , Balkema, Rotterdam.
- Paulino Peirera J. (1990). Shear strength of filled discontinuities. *Rock Joints*, 283-287, , Balkema, Rotterdam.
- Phien-wej N., Shrestha U. B. et Rantucci G. (1990). Effect of infill thickness on shear behavior of rock joints. *Rock Joints*, 289-294, , Balkema, Rotterdam.
- Pickering G., Bull J. M. et Sanderson D. J. (1995). Sampling power-law distributions. *Tectonophysics.* 248: 1-20.
- Piguet J. P. (1983). La modelisation en mecanique des terrains et son application à l'exploitation minière, Thèse de Docteur es Sciences, Institut National Polytechnique de Lorraine, 162 p.
- Pininska J. et Zubereck W. M. (1998). Effects of discrete memory during rock deformation. *Int. Conf. on Mechanics of Jointed and Faulted Rock*, 393-400, Vienna.
- Plouraboué F., Kurowski P. et al. (1995). Aperture of rough cracks. *Phys. Rev. E.* 51(3): 1675-1685.
- Pollock A. A. (1977). Metals and rocks: AE physics and technology in common and in contrast. *First Conference on Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials*, 383-401, , Trans Tech Publication.
- Poplawski R. F. (1997). Seismic parameters and rockburst hazard at Mt Charlotte mine. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 34(8): 1213-1228.
- Pyrac-Nolte L. J. (1996). The seismic response of fractures and the interrelations among fracture properties. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 33(8): 787-802.
- Re F. et Scavia C. (1998). Study of scale effects on the deformability modulus of rock by means of a discontinuous model. *Int. Conf. on Mechanics of Jointed and Faulted Rock*, 349-353, Vienna.
- Re F., Scavia C. et Zaninetti A. (1997). Variation in contact of rock joint surfaces as a function of scale. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 34(3-4): Paper N°.
- Read M. D., Ayling M. R., Meredith P. G. et Murrell S. A. F. (1995). Microcracking during triaxial deformation of porous rocks monitored by changes in rock physical properties, II. Pore volumetry and acoustic emission measurments on water-saturated rocks. *Tectonophysics.* 245: 223-235.
- Reches Z. et Lockner D. A. (1994). Nucleation and growth of faults in brittle rocks. *J. Geophys. Res.* 99(B9): 18159-18173.
- Richier L. (1994). Analyse de la sismicité induite à l'unité d'exploitation de Provence. IPG Strasbourg, Université Louis Pasteur.
- Roberds W. J., Iwano M. et Einstein H. H. (1990). Probabilistic mapping of rock joint surfaces. *Rock Joints*, 571-577, , Balkema, Rotterdam.
- Rong C. (1979). Acoustic emission of rocks under triaxial compression with various stress path. *Int. J.*

- Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 16: 401-405.
- Rudajev V., Vilhelm J., Kozak J. et Lokajicek T. (1996). Statistical precursors of instability of loaded rock samples based on acoustic emission. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 33(7): 743-748.
- Sakellariou M., Nakos B. et Mitsakaki C. (1991). Technique note: On the fractal character of rock surfaces. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 28(6): 527-533.
- Sakurai S., Hiraoka A. et Hori K. (1998). Strain induced damage of rocks. *Int. Conf. on Mechanics of Jointed and Faulted Rock*, 21-27, Vienna, Balkema.
- Sala P. (1982). Etude expérimentale de la fissuration des roches par émission acoustique, Thèse de docteur-ingénieur, IRIGM, Université scientifique et médicale de Grenoble, 199 p.
- Sammonds P. et Ohnaka M. (1998). Evolution of microseismicity during frictional sliding. *Geophys. Res. Lett.* 25(5): 699-702.
- Sano O. (1981). Technical Note: A note on the sources of acoustic emissions associated with subcritical growth. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 18: 259-263.
- Sassa K. (1988). Special lecture: Geotechnical model for the motion of landslides. *Fifth Symposium on Landslide*, 37-55, Lausanne.
- Scavia C. (1995). A method for the study of crack propagation in rock structures. *Géotechnique*. 45(3): 447-463.
- Scavia C. (1996). The effect of scale on rock fracture toughness: a fractal approach. *Géotechnique*. 46(4): 683-693.
- Scavia C. et Castelli M. (1996). Analysis of the propagation of natural discontinuities in rock bridges. *Eurock*, 445-451, Torino, Italy, Balkema.
- Scavia C., Re F. et Zaninetti A. (1996). Fracture surface fractality as a major factor in the evaluation of rock fracture energy. *Eurock*, 453-459, Torino, Italy, Balkema.
- Scavia C., Viggiani G., Castelli M. et Desrues J. (1997). An experimental and numerical study of shear fracture propagation in rock. *Nagoya's 97*, 175-180, Nagoya, Elsevier.
- Schanz T., Desrues J. et Vermeer P. A. (1997). Comparison of sand data on different plane strain devices. *Nagoya's 97*, 289-294, Nagoya, Elsevier.
- Schmittbuhl J., Gentier S. et Roux S. (1993). Field measurements of the roughness of fault surfaces. *Geophys. Res. Lett.* 20(8): 639-641.
- Schmittbuhl J., Schmitt F. et Scholz C. (1995). Scaling invariance of crack surface. *J. Geophys. Res.* 100(B4): 5953-5973.
- Schmittbuhl J., Vilotte J. P. et Roux S. (1995). Reliability of self affine measurements. *Phys. Rev. E*. 51(1): 131-147.
- Schmittbuhl J., Vilotte J.-P. et Roux S. (1996). A dissipation-based analysis of an earthquake fault model. *J. Geophys. Res.* 101(B12): 27741-27764.
- Scholz C. H. (1968). The frequency-magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 58(1): 399-415.
- Scholz C. H. et Engelder J. T. (1976). The role of asperity indentation and ploughing in rock friction 1: Asperity creep and stick-slip. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 13: 149-154.
- Scholz H. C. (1990). *The mechanics of earthquakes and faulting*, Cambridge University Press,
- Senfaute G. (1995). La surveillance microsismique de l'exploitation souterraine du charbon aux houillères de Provence : Contribution à la detection des risques de coups de terrains par écoute microsismique, Thèse de doctorat, Ecoles des Mines de Nancy, Institut national polytechnique de Lorraine, 321 p.
- Senfaute G., Chambon C. et al. (1996). Contribution à la recherche des critères microsismiques d'évaluation d'un danger de coups de terrains. *North American Rock Mechanics Symposium. Workshop on Induced Seismicity*, 1-10, .
- Senfaute G. et Josien J. P. (1998). Suivi géotechnique d'Irma 1250, Bilan de l'année 1997, Ineris,

- Houillères du Bassin de Lorraine.
- Seto M., Utagawa M. et Katsuyama K. (1995). The relation between the variation of AE hypocenters and the Kaiser effect of Shirahama sandstone. *Eighth International Congress on Rock Mechanics, ISRM*, 201-205, Tokyo, Japan, Balkema, Rotterdam.
- Shah K. R. et Labuz J. F. (1995). Damage mechanisms in stressed rock from acoustic emission. *J. Geophys. Res.* 100(B8): 15527-15539.
- Shi L. P., Huang T. H. et Hung J. J. (1995). A study on the uniaxial compression behaviors and acoustic emission characteristics of rocks in Taiwan. *Eighth International Congress on Rock Mechanics, ISRM*, 211-214, Tokyo, Japan, Balkema, Rotterdam.
- Soga N., Mizutani H., Spelzter H. et Martin R. J. (1978). The effect of dilatancy on velocity anisotropy in westerly bgranite. *J. Geophys. Res.* 83(B9): 4451-4458.
- Stacey T. R. et Ortlepp W. D. (1994). Rockburst mechanisms and tunnel support in rockburst conditions. *Geomechanics* 93, 39-46, , Balkema, Rotterdam.
- Stavrogin A. N. et Tarasov B.-G. (1995). Some results obtained with high-stiffness rock testing systems. *Int. Soc. Rock Mech. News J.* 3(2): 6-19.
- Stead D. et Szczepanik Z. (1991). Acoustic emission during uniaxial creep en potash. *Fifth Conference on Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials*, 99-111, The pennsylvania State University, Trans Tech Publication, Clausthal-Zellerfeld, Germany.
- Tang C. A. (1997). Numerical simulation of progressive rock failure and associated seismicity. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 34(2): 249-261.
- Tang C. A. et Kaiser P. K. (1998). Numerical simulation of cumulative damage and seismic energy release during brittle rock failure - Part I: Fundamentals. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 35(2): 113-121.
- Thiercelin M. (1980). Application de l'emission acoustique à l'étude de la fissuration et de la rupture des roches, Thèse de docteur-ingénieur, IRIGM, Université scientifique et medicale de Grenoble, 210 p.
- Trombik M. et Zubereck W. (1981). Microseismic research in polish coal mines. *Third Conference on Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials*, 169-194, , Trans Tech Publications.
- Turcotte D. L. (1986). A fractal model for crustal deformation. *Tectonophysics*. 132: 261-269.
- Unander T. E. (1993). The effect of attenuation on b-values in acoustic emission measurements - A theoretical investigation. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 30(7): 947-950.
- Velde B., Moore D., Badri A. et Ledesert B. (1993). Fractal analysis of fractures during brittle to ductile changes. *J. Geophys. Res.* 98(B7): 11935-11940.
- Volant P. et Grasso J.-R. (1994). The finite extension of fractal deometry and power law distribution of shallow earthquakes: A geomechanical effect. *J. Geophys. Res.* 99(B11): 21879-21889.
- Volant P., Grasso J.-R., Chatelain J.-L. et Frogneux M. (1992). b-value, aseismic deformation and brittle failure within an isolated geological object : evidences from a dome structure loaded by fluid extraction. *Geophys. Res. Lett.* 19(11): 1149-1152.
- Walsh J. B. (1965). The effect of cracks on the compressibility of rock. *J. Geophys. Res.* 70: 381-389.
- Walsh J. J. et Watterson J. (1993). Fractal analysis of fracture patterns using the standard box-counting technique: valid and invalid methodologies. *J. Struct. Geol.* 15(12): 1509-1512.
- Watanabe T. et Sassa K. (1995). Velocity and amplitude of P-Waves transmitted trough fractured zones composed of multiple thin low-velocity layers. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 32(4): 313-324.
- Wawersick W. R. et Fairhurst C. (1970). A study of brittle rock fracture in laboratory compression experiments. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 7: 561-575.
- Weeks J., Lockner D. et Byerlee J. (1978). Change in b-value during movement on cut surfaces in granite. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 68(2): 333-341.

- Weiss J. (1997). The role of attenuation on acoustic emission amplitude distributions and b-values. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 87(5): 1362-1367.
- Weiss J. et Gay M. (1998). Fracturing of ice under compression creep as revealed by a multifractal analysis. *J. Geophys. Res.* 103(B10): 24005-24016.
- Weiss J. et Grasso J. R. (1997). Acoustic emission in single crystals of ice. *J. Phys. Chem.* 101: 6113-6117.
- Wepfer W. W. et Christensen N. I. (1991). A seismic velocity-confining pressure relation with applications. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 28(5): 451-456.
- Wong I. G. (1992). Recent developments in rockburst and mine seismicity research. *Rock Mechanics*, 1103-1112, , Balkema, Rotterdam.
- Wong T. F. et Zhao Y. (1990). Effects of loading point velocity on frictional instability behavior. *Tectonophysics*. 175: 177-195.
- Xian-qin H. U. et Cruden D. M. (1992). A portable tilting table for on-site tests of the friction angles of discontinuities in rock masses. *Bulletin of the International Association of Engineering Geology*. 46: 59-62.
- Xie H. (1993). Fractals in rock mechanics. Rotterdam, Balkema,
- Xie H. et Pariseau W. G. (1993). Fractal character and mechanism of rock bursts. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 30(4): 343-350.
- Xu H. J., Bergersen B. et Chen K. (1992). Self-organized ruptures in an elastic medium: a possible model for earthquakes. *J. Phys. A*. 25: L1251-L1256.
- Xu S. et De Freitas M. H. (1988). Use of a rotary shear box for testing the shear strength of rock joints. *Geotechnique*. 38(2): 301-309.
- Yamakawa Y. et Ikeda K. (1997). Bifurcation point search for geomaterials. *Nagoya's 97*, 3-8, Nagoya, Elsevier.
- Yang Z. Y. et Chuang C. C. (1996). A stick-slip shear model of rough joints for rock slope. *Landslide*, 1445-1450, , Balkema, Rotterdam.
- Yu X. et Vayssade B. (1991). Joint profiles and their roughness parameters. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 28(4): 333-336.
- Zapperi S., Vespignani A. et Stanley E. (1997). Plasticity and avalanche behaviour in microfracturing phenomena. *Nature*. 388(14 august 1997): 658-660.
- Zimmerman R. W., Chen D. W. et Long J. C. S. (1990). Hydromechanical coupling between stress, stiffness and hydraulic conductivity of rock joints and fracture. *Rock Joints*, 571-577, , Balkema, Rotterdam.
- Zongqi S. et Fang Ming X. (1990). Study of rock joint surface feature and it's classification. *Rock Joints*, 101-107, , Balkema, Rotterdam.
- Zubereck W., Zogala B. et Dubiel R. (1998). Precursory AE patterns leading to rock fracture. *VIth Conf. AE/MS Geol. Str. & Mat.*, 157-168, The pennsylvania State University, Trans Tech Publication, Clausthal-Zellerfeld, Germany.

Annexes

Annexes 1 : Traitement des données expérimentales d'EA.....	238
1. Caractéristiques temporelles des signaux numérisés	238
1.1. Amplitude maximale, énergie et temps de montée	238
1.2. Relations entre l'amplitude maximale, l'énergie et nombre de coups.	238
2. Analyse fréquentielle.....	240
2.1. Transformée de Fourier.....	240
2.2. Méthode d'obtention des réponses impulsionnelles et fonctions de transfert.....	241
2.3. Déconvolution en fréquence.....	243
2.4. Caractérisation du spectre déconvolué.....	244
2.5. Intérêt de la déconvolution.....	244
3. Distribution des amplitudes maximales	245
3.1. Méthode d'ajustement	245
3.2. Effet de la taille de l'échantillon	247
Annexe 2: Tableaux de résultats	247
Annexe 3 : Compléments à la modélisation numérique.....	251
1. Résultats obtenus avec une hétérogénéité figée	251
2. Effet du pas de chargement	252
3. Effet d'un paramètre de perte de résistance mécanique avec l'endommagement.....	253

Annexe 1 : Traitement des données expérimentales d'EA

1. Caractéristiques temporelles des signaux numérisés

1.1. Amplitude maximale, énergie et temps de montée

Les signaux numérisés sont traités après acquisition. Nous avons retenu ici des caractéristiques temporelles simples : amplitude maximale, énergie du signal, temps à l'amplitude maximale.

L'amplitude maximale est la valeur maximale de la valeur absolue du signal. L'énergie du signal est la somme du signal au carré multiplié par la période d'échantillonnage. La Figure 130 donne l'exemple d'un signal enregistré au cours d'un essai.

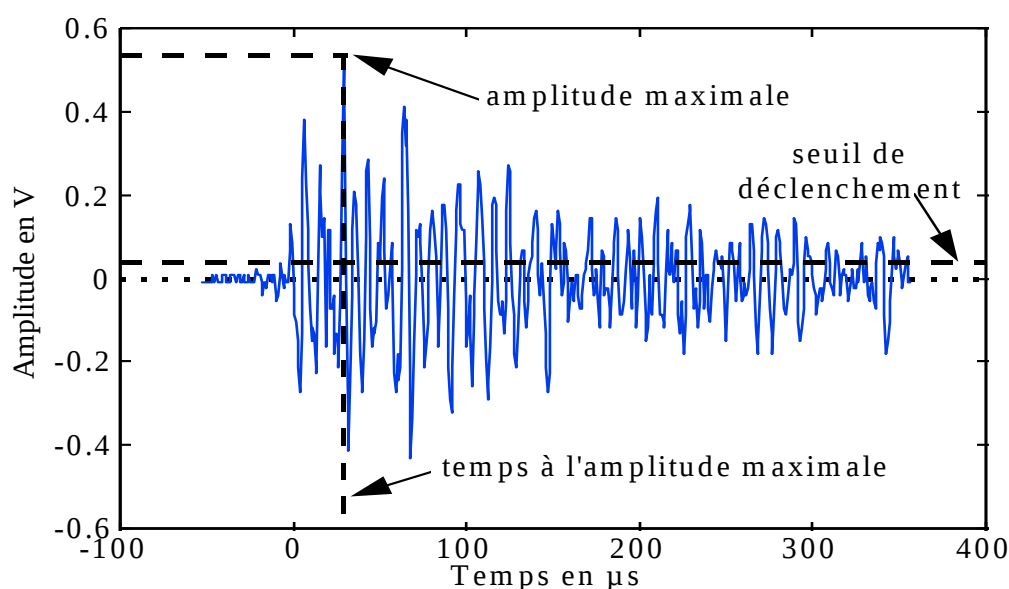


Figure 130 : Caractérisation temporelle d'un signal d'EA numérisé. $f_e = 5\text{MHz}$, longueur = 2048 points, durée = 409.6 μs , prétrigger = 40 μs .

Si l'on néglige le temps pour passer du niveau de bruit au niveau de déclenchement, le temps à l'amplitude maximale correspond au temps de montée du signal. Remarquons ici que le temps de montée est de l'ordre de 40 μs . Ce qui correspond, pour une vitesse des ondes de compression de l'ordre de 5000 m/s, à un trajet de 20 cm. Pour une éprouvette de 10 cm, la première onde émise et sa première réflexion sur les bords de l'éprouvette arrivent avec un décalage maximal de 40 μs . L'arrivée de ces deux ondes se produit donc au cours de la montée du signal. Ceci rend difficile la distinction de la première onde et la première réflexion.

1.2. Relations entre l'amplitude maximale, l'énergie et le nombre de coups.

Nous disposons ici de trois paramètres pour quantifier l'EA. L'amplitude maximale et

l'énergie sont issues du traitement des signaux numérisés tandis que le nombre de coups (dépassements d'un seuil) est fourni directement par l'analyseur d'EA. Il nous a paru intéressant d'étudier les relations entre ces trois paramètres.

La Figure 131 montre l'énergie en fonction de l'amplitude maximale pour 4000 signaux numérisés au cours d'un essai. L'énergie représentée est l'énergie des signaux moins l'énergie du bruit de fond. Les données sont bien ajustées par une loi puissance avec un exposant proche de 2. Ceci indique que l'énergie est proportionnelle au carré de l'amplitude maximale.

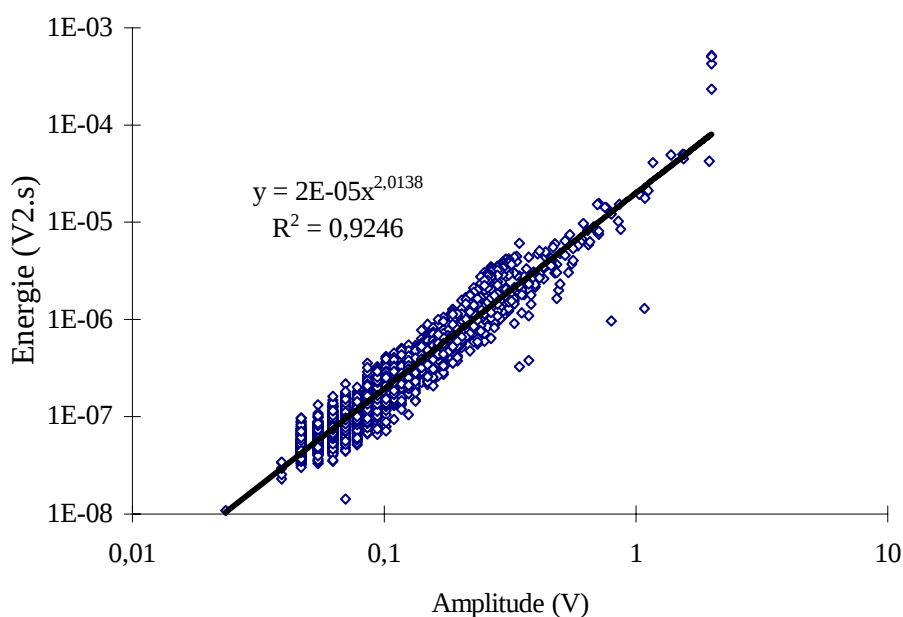


Figure 131 : Energie en fonction de l'amplitude maximale des signaux numérisés. L'ajustement a été réalisé pour 4000 signaux enregistrés au cours d'un même essai.

D'autre part, nous avons vu que le nombre de coups détectés pour un seul événement d'EA dépend, à la fois, de sa durée, de son amplitude maximale et de son contenu fréquentiel. La Figure 132 montre l'énergie cumulée et l'amplitude maximale cumulée des signaux numérisés en fonction du nombre de coups, au cours d'un essai. On peut remarquer que le nombre de coups est proportionnel à l'amplitude maximale cumulée. Cette linéarité est vérifiée uniquement lorsque le seuil de détection des signaux numérisés est suffisamment faible. La relation entre l'énergie cumulée et nombre de coups est, quant à elle, plus complexe.

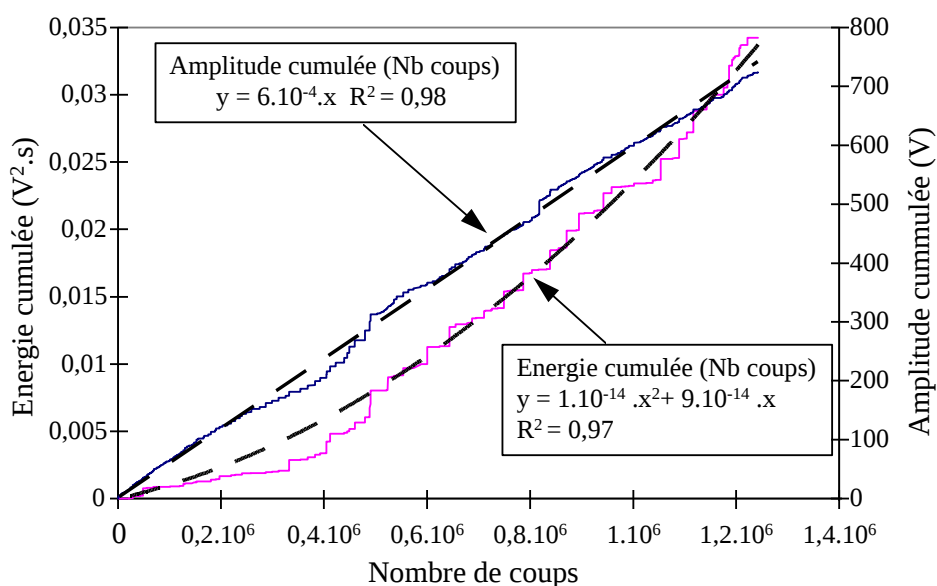


Figure 132 : Energie cumulée et amplitude maximale cumulée des signaux numérisés en fonction du nombre de coups détectés par l'analyseur d'EA. Capteur utilisé: S9220.

2. Analyse fréquentielle

Les signaux numérisés permettent une analyse fréquentielle. Celle-ci été réalisée après déconvolution de la réponse instrumentale.

2.1. Transformée de Fourier.

Le spectre des signaux numérisés est obtenu par une transformée de Fourier discrète. Plus précisément nous utilisons un algorithme de FFT (Fast Fourier Transform).

$$x(t) \xrightarrow{FFT} X(\nu)$$

$$X(k) = \sum_{j=1}^N x(j) e^{-2\pi i \frac{(j-1)(k-1)}{N}} \quad \text{II. 3}$$

avec $X(\nu)$: spectre de $x(t)$

t : temps

ν : fréquence

k : fréquence discrète

N : nombre de points du signal temporel utilisés pour le calcul du spectre.

Le spectre, $X(\nu)$, est un nombre complexe. Nous ne nous intéresserons qu'au module de $X(\nu)$, ou spectre d'amplitude.

La troncature du signal, due au mode d'enregistrement (fenêtre naturelle), provoque une mise à zéro brutale en début et fin de signal, ce qui altère l'allure du spectre calculé. Pour amoindrir ce problème, il faut introduire une troncature du signal plus progressive (apodisation). Le signal est multiplié par une fonction d'apodisation. La fonction utilisée ici est une fonction de Hamming.

$$H(t) = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \left(\pi \frac{t-T}{T} \right) \right) \quad \text{II. 4}$$

avec t compris entre 0 et $2T$

$2T$: durée de la fenêtre

Cette fonction d'apodisation est également utilisée pour le calcul des fonctions de transfert.

2.2. Méthode d'obtention des réponses impulsionnelles et fonctions de transfert

Le signal qui arrive à la surface du capteur s'est propagé depuis la source à travers l'éprouvette, puis le piston de la cellule. Cette propagation modifie l'allure du signal initial. On n'observe donc pas le signal à la source (entrée du système) mais le signal modifié par le système traversé (sortie du système). Nous considérerons que le système d'acquisition est un *système linéaire invariant dans le temps*, SLIT. Un tel système peut être caractérisé par sa réponse impulsionnelle, c'est à dire la sortie obtenue lorsqu'on applique un Dirac en entrée. Le signal d'entrée est convolué par la réponse impulsionnelle du système.

$$s(t) = e(t) * h(t) \quad \text{II. 5}$$

avec $e(t)$: signal d'entrée

$s(t)$: signal de sortie

$h(t)$: réponse impulsionnelle du système

$*$: produit de convolution

On peut passer dans le domaine des fréquences par la transformée de Fourier. Le produit de convolution devient un produit algébrique. On a alors une relation algébrique entre le spectre de l'entrée, le spectre de la sortie, et la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle qui est la fonction de transfert du système.

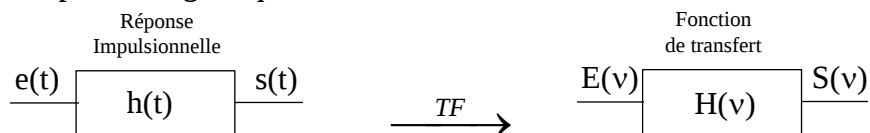
$$S(\nu) = E(\nu) \cdot H(\nu) \quad \text{II. 6}$$

avec $E(\nu)$: signal d'entrée

$S(\nu)$: signal de sortie

$H(\nu)$: réponse impulsionnelle du système

$\cdot$: produit algébrique



La fonction de transfert peut être obtenue en appliquant une impulsion de Dirac à l'entrée du système.

Si $e(t) = \text{Dirac}$ $E(\nu) = 1$ et $S(\nu) = H(\nu)$

Pour obtenir une impulsion de Dirac nous utiliserons la méthode de Nielsen (1977). Il s'agit d'appliquer une mine de crayon calibrée (diamètre 0.5 mm et longueur 5mm) à la surface du système jusqu'à la rupture de la mine. La force appliquée devient brutalement nulle, ce qui

provoque un échelon de déplacement dont la dérivée temporelle est proche d'un Dirac en vitesse. Les capteurs utilisés étant sensibles à la vitesse de déplacement de leur surface, on obtient donc leur réponse impulsionnelle.

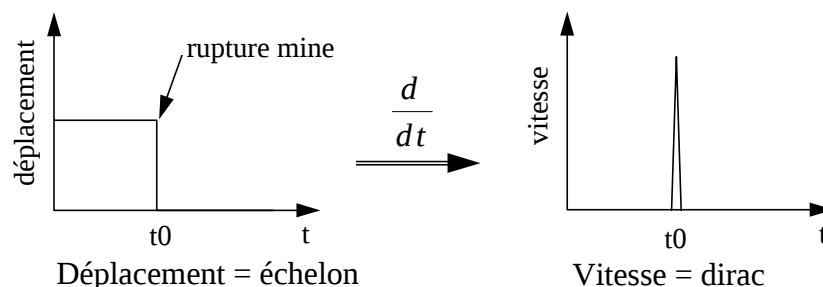


Figure 133 : Obtention d'un Dirac avec la méthode de Nielsen.

La transformée de Fourier d'un Dirac est, théoriquement une constante indépendante de la fréquence, ce qui permet de connaître la réponse du système à toutes les fréquences. Dans le cas de la source de Nielsen, l'échelon de déplacement n'est pas instantané et donc la vitesse de déplacement n'est pas réellement un Dirac. Pour estimer le contenu fréquentiel de la source de Nielsen, on peut appliquer le modèle de source de Haskell, en considérant que le temps de montée de la source (différent du temps de montée du signal) est la durée de la rupture de la mine. Pour du graphite, la vitesse de propagation de la rupture (vitesse des ondes de Raleigh) est de l'ordre de 2000 m/s. Ceci correspond à une durée de rupture de 0.1 μ s et donc à une fréquence de coupure de 4 MHz. Rappelons que, selon le modèle de Haskell, le spectre de déplacement de la source peut être considéré comme plat jusqu'à la fréquence de coupure. Le spectre de vitesse étant le spectre de déplacement multiplié par la pulsation, $\omega = 2\pi f$, on obtient un spectre de vitesse de la forme suivante.

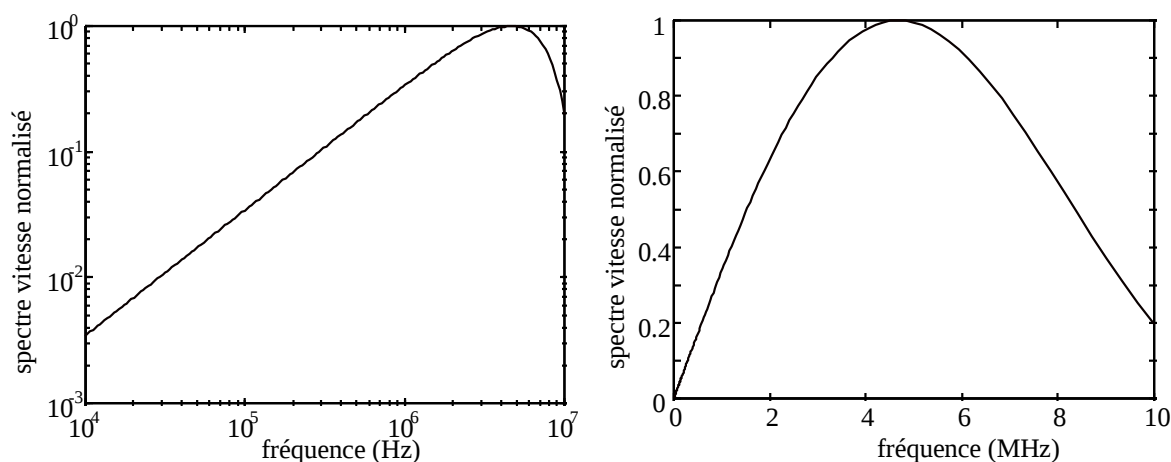


Figure 134 : Spectre de vitesse d'une source de Nielsen.

On peut remarquer que, dans la gamme de fréquence du matériel utilisé (10 kHz-1.2 MHz), l'amplitude du spectre de vitesse varie d'environ deux ordres de grandeur.

Les spectres d'amplitude de 4 réponses impulsionnelles successives du capteur seul, obtenues par la méthode de Nielsen, sont présentés sur la figure suivante.

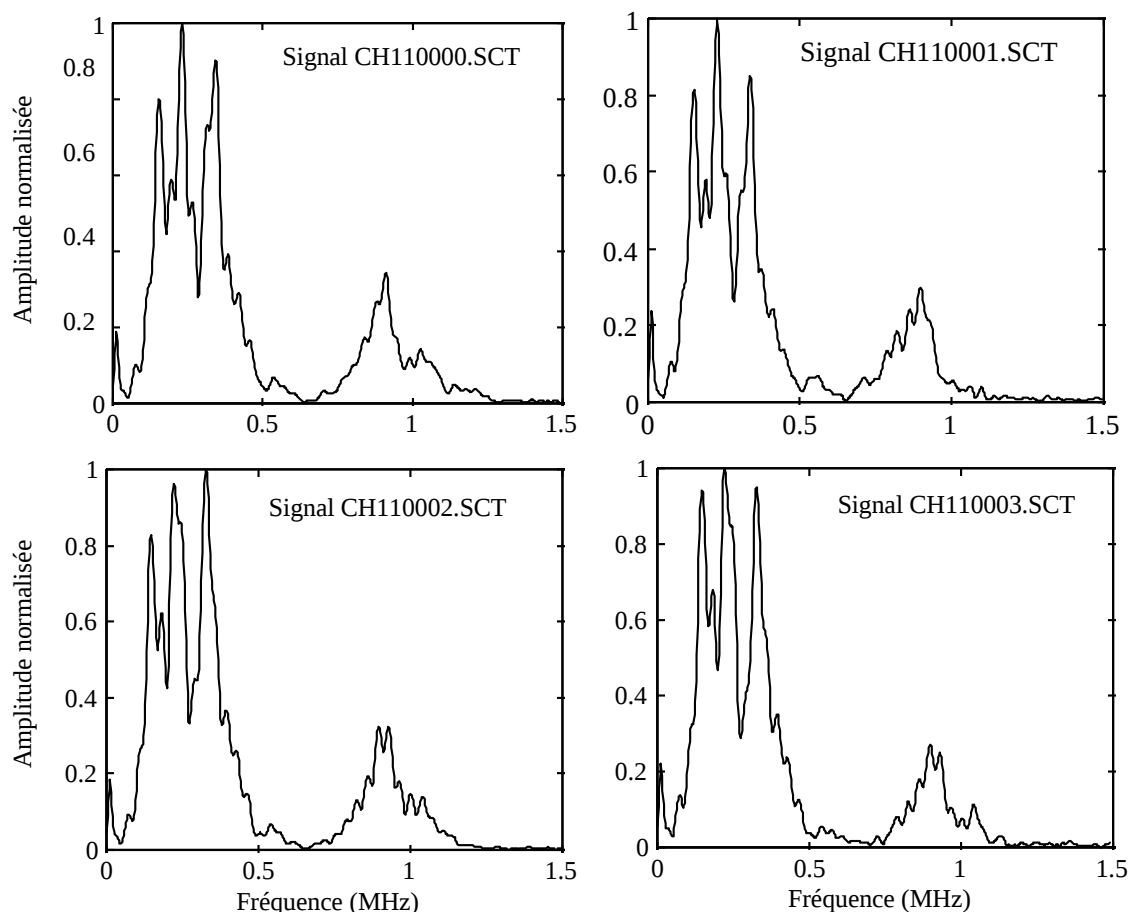


Figure 135 : Spectres d'amplitude normalisée de 4 réponses impulsionnelles successives obtenues avec la méthode de Nielsen.

On peut remarquer que la répétitivité est assez bonne. Ces spectres sont proches de ceux fournis par le constructeur du capteur pour une calibration en vitesse.

Afin d'obtenir une fonction de transfert qui soit la plus représentative du système étudié, nous réalisons la moyenne de dix spectres.

2.3. Déconvolution en fréquence

La connaissance de la fonction de transfert et du spectre du signal de sortie permet de retrouver le spectre à la source en réalisant l'opération de déconvolution en fréquence :

$$E(\nu) = \frac{S(\nu)}{H(\nu)} \quad \text{II. 7}$$

La déconvolution est réalisée ici pour les spectres d'amplitude. Pour éviter de réaliser une

division par zéro, il faut limiter la valeur minimale de $H(\nu)$. Le seuil a été fixé à 1% de l'amplitude maximale du spectre.

2.4. Caractérisation du spectre déconvolué

Le spectre déconvolué est caractérisé par la fréquence d'amplitude maximale, par la fréquence centrale (fréquence à 50 % de l'énergie spectrale cumulée), fréquences à 10% et 90% de l'énergie spectrale cumulée totale.

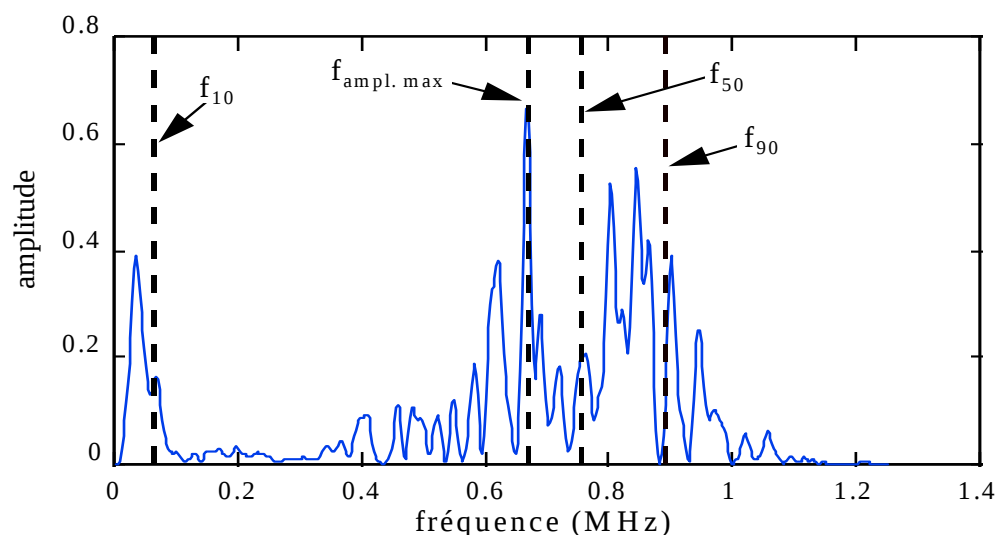


Figure 136 : Caractérisation du spectre déconvolué. f_{10} , f_{50} et f_{90} : fréquences à 10%, 50% et 90% de l'énergie spectrale cumulée; $f_{\text{ampl. max}}$: fréquence d'amplitude maximale.

Ces caractéristiques permettent de décrire l'allure globale du spectre avec un faible nombre de paramètres.

2.5. Intérêt de la déconvolution

Pour estimer l'intérêt de la déconvolution, nous avons comparé la distribution des fréquences centrales avant et après la déconvolution. La Figure 137 présente les résultats obtenus pour deux essais. La fonction de transfert du capteur est représentée en trait continu.

On peut remarquer que la distribution pour les signaux non déconvolués a une allure très proche de celle de la fonction de transfert du capteur. Ceci indique, d'une part, que le contenu spectral des signaux est distribué dans une gamme de fréquence au moins aussi large que la bande passante du capteur. D'autre part, ceci montre l'influence de la fonction de transfert du capteur. La déconvolution a été réalisée avec la fonction de transfert du capteur seul. On peut constater que la déconvolution amoindrit l'influence du capteur mais ne la supprime pas.

La distribution des fréquences centrales après déconvolution montre que les signaux ont, en grande partie, un contenu spectral haute fréquence.

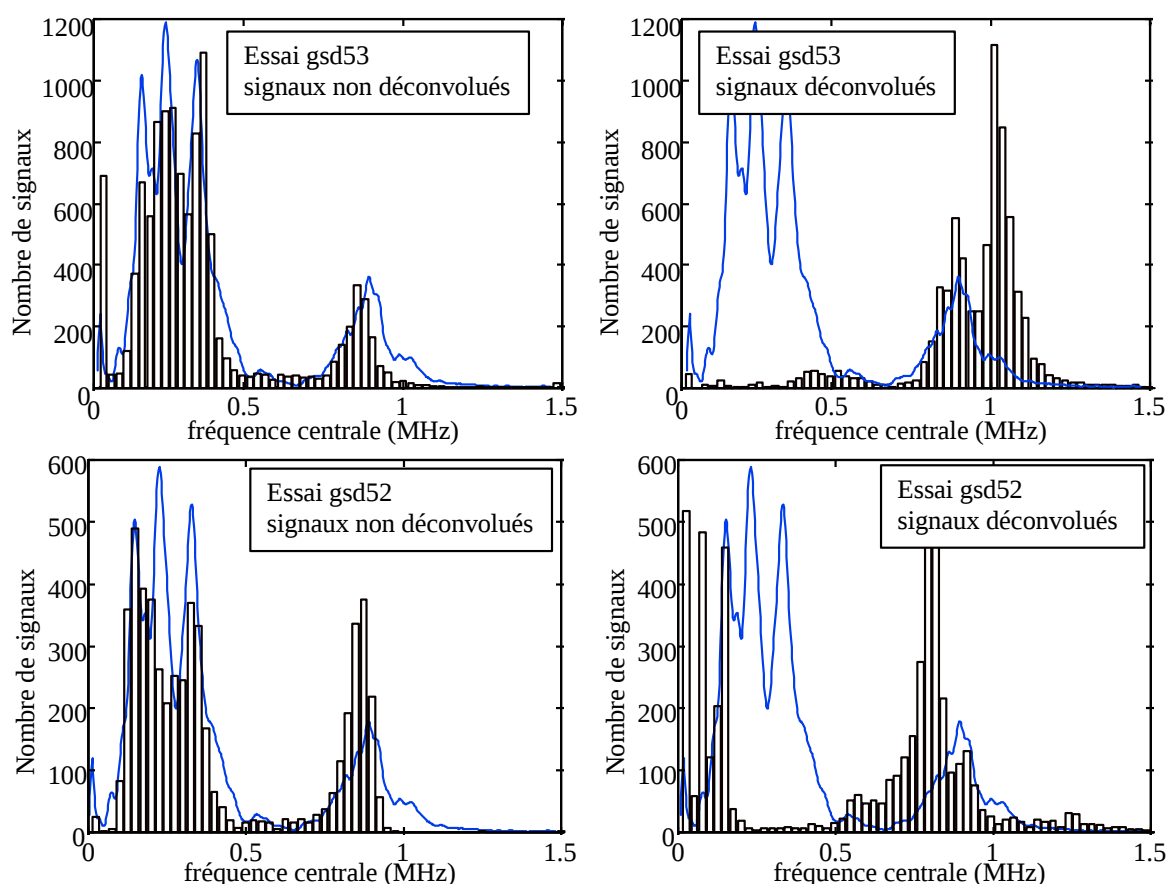


Figure 137 : Distributions des fréquences centrales pour l'ensemble des signaux enregistrés au cours de deux essais avec ou sans déconvolution en fréquence. La fonction de transfert du capteur est représentée en trait continu.

3. Distribution des amplitudes maximales

La distribution des amplitudes maximales a été calculée à partir des signaux numérisés.

3.1. Méthode d'ajustement

La distribution des amplitudes maximales est caractérisée par l'exposant de la loi puissance qui ajuste le mieux la distribution.

$$N(>A)=c.A^{-b} \quad \text{II. 8}$$

Pour calculer l'ajustement, nous nous placerons en coordonnées logarithmiques

$$y = C - b.x \quad \text{II. 9}$$

$$\text{avec } y = \log N(>A)$$

$$x = \log A$$

$$C = \log c$$

L'ajustement est réalisé par une méthode des moindres carrés. Le coefficient b est alors donné par la pente de la droite d'ajustement :

$$-b = \frac{n \sum_i x_i y_i - \sum_i x_i \sum_i y_i}{n \sum_i x_i^2 - (\sum_i x_i)^2} \quad \text{II. 10}$$

L'erreur d'estimation de la pente est donnée par l'écart type de l'estimateur b . On l'obtient à partir de l'écart type résiduel.

$$S_{xy} = \sqrt{\frac{\sum_i (y_i - y_i^*)^2}{n - 2}} \quad \text{II. 11}$$

avec S_{xy} : écart type résiduel

y_i^* : valeur y estimée par l'ajustement

L'écart type de l'estimateur b , S_b , est alors donné par la relation suivante

$$S_b = \frac{S_{xy}}{\sqrt{\sum_i x_i^2}} \quad \text{II. 12}$$

avec S_b : écart type de l'estimateur b

L'erreur d'estimation, pour un intervalle de confiance de 95%, est de 1.96 fois l'écart type.

L'ajustement est réalisé sur la partie linéaire de la distribution en coordonnées logarithmiques. La section de la distribution qui correspond aux plus petites tailles n'est pas linéaire. Cette section est exclue de l'ajustement, comme le montre la Figure 138.

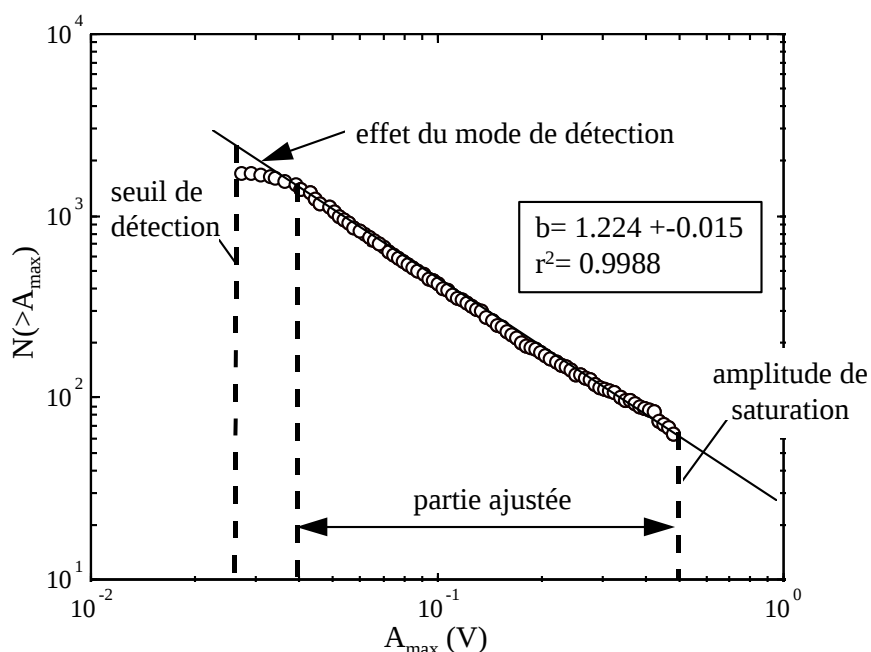


Figure 138 : Ajustement de la distribution d'amplitude maximale par une loi puissance pour l'ensemble des signaux enregistrés au cours d'un essai.

Nous avons vérifié la présence de cette section plate de la distribution pour différents niveaux de détection. Il semble donc qu'elle est due au mode de détection de la carte numérique qui ne

fonctionne correctement qu'à partir d'un seuil supérieur à celui fixé.

Le coefficient de détermination, toujours proche de 1, permet difficilement de juger de la qualité de l'ajustement. L'erreur sur la pente semble plus significative de la qualité de l'ajustement.

3.2. Effet de la taille de l'échantillon

Pickering (1995) a étudié l'effet de la taille de l'échantillon sur l'estimation de l'exposant b . A partir d'une distribution en loi puissance de 10000 individus, créée artificiellement, il extrait aléatoirement une série d'échantillons de taille plus petite. L'exposant b est calculé pour chaque échantillon. La variabilité de l'exposant b est caractérisée par l'écart type des valeurs calculées pour chaque échantillon. Il montre que pour obtenir un écart type inférieur à 0.1, il faut une taille d'échantillon supérieure à 200 individus. Remarquons que le travail de Pickering suppose que l'on extrait, au hasard, un sous échantillon d'une distribution qui suit une loi puissance. Il présuppose donc l'existence d'une loi puissance.

Dans le travail présenté ici, nous avons calculé l'exposant b , d'une part, pour l'ensemble des événements d'EA enregistrés au cours d'un essai et, d'autre part, pour des fenêtres successives contenant 200 événements.

Annexe 2: Tableaux de résultats

Nom essai	σ_3	σ_s	$\sigma_{lin.}$	σ_{pic}	$\sigma_{post-pic}$	$\sigma_{palier\ debut}$	$\sigma_{palier\ fin}$	$\varepsilon_{initial}$	$\varepsilon_{lin.}$	ε_{pic}	$\varepsilon_{post-pic}$	$\varepsilon_{palier\ debut}$	$\varepsilon_{palier\ fin}$	E (MPa)
gsd2	0	48	158	182	175	3	-	0,00043	0,00280	0,00330	0,00346	0,01080	-	66667
gsd3	0	36	140	148	148	16	-	0,00546	0,00765	0,00802	0,00802	0,01600	-	63927
gsd01	0	47	165	178	174	11	-	0,00720	0,01040	0,01090	0,01120	0,02200	-	51563
gsd03	0	49	196	211	208	28	-	0,00220	0,00526	0,00600	0,00615	0,01260	-	64052
gsd02	20	59	292	304	254	4	-	0,00098	0,00600	0,00780	0,01010	0,01800	-	58167
gsd04	40	50	302	387	342	3	-	0,00180	0,00610	0,00870	0,01100	0,02100	-	70233
gsd05	60	95	310	460	407	238	248	0,00153	0,00660	0,01100	0,01580	0,02260	0,05500	61144
gsd06	80	51	320	615	610	262	258	0,00033	0,00460	0,01110	0,01160	0,02460	0,04400	74941
gsd11	0	48	150	165	162	24	-	0,00392	0,00765	0,00820	0,00950	0,01520	-	40214
gsd12	20	56	221	310	292	161	127	0,00456	0,00960	0,01610	0,01760	0,02240	0,11800	43849
gsd13	40	84	261	422	392	262	222	0,00182	0,00783	0,01730	0,01810	0,02130	0,08300	43428
gsd14	60	108	257	506	431	375	306	0,00170	0,00600	0,01850	0,02100	0,02400	0,05300	59767
gsd15	80	249	426	573	503	378	370	0,00270	0,01140	0,01800	0,02000	0,02400	0,04100	48966
gsd22	20	88	209	296	292	152	92	0,00302	0,00725	0,01150	0,01200	0,01700	0,04500	49409
gsd23	40	75	312	388	360	240	212	0,00113	0,00662	0,00956	0,01150	0,01600	0,03300	56831
gsd24	60	175	311	505	488	301	298	0,00227	0,00813	0,01500	0,01590	0,02000	0,05200	53072
gsd25	80	185	325	552	529	293	250	0,00268	0,00920	0,01560	0,01680	0,02470	0,06300	49847
gsd31	20	43	266	352	342	138	-	0,00105	0,00512	0,00901	0,00966	0,01530	-	65356
gsd32	40	40	264	441	397	247	-	0,00076	0,00456	0,00984	0,01150	0,01560	-	69474
gsd21	40	45	262	441	426	267	-	0,00081	0,00458	0,00980	0,01070	0,01520	-	69496
gsd33	60	48	321	525	505	219	-	0,00097	0,00604	0,01200	0,01260	0,02090	-	63314
gsd34	80	29	323	614	596	306	-	0,00100	0,00550	0,01300	0,01400	0,02230	-	71778
gsd41	20	24	225	318	285	174	108	0,00090	0,00436	0,00750	0,00888	0,01130	0,03300	65029
gsd42	40	38	330	407	369	173	150	0,00036	0,00570	0,00870	0,00980	0,01360	0,04500	61798
gsd43	60	47	326	526	476	250	208	0,00055	0,00520	0,01080	0,01260	0,01700	0,03170	70108
gsd44	80	18	320	599	565	253	272	0,00037	0,00495	0,01170	0,01260	0,02020	0,05800	69869
gsd50a	0	51	132	135	128	2,3	-	0,00398	0,00635	0,00650	0,00720	0,02000	-	55696
gsd50b	0	40	170	176	175	1,5	-	0,00160	0,00446	0,00476	0,00480	0,02050	-	59441
gsd50c	0	48	168	180	178	6	-	0,00085	0,00357	0,00394	0,00418	0,01900	-	61765
gsd51	20	45	234	341	304	135	94	0,00154	0,00605	0,01000	0,01260	0,01940	0,03230	51885
gsd52	40	48	238	438	425	202	200	0,00088	0,00450	0,01020	0,01080	0,01700	0,03400	65746
gsd53	60	52	310	529	509	222	230	0,00132	0,00610	0,01180	0,01300	0,02140	0,03310	64854
Moyenne														60053
Ecart type														9039

Tableau 5: Ensemble des résultats mécaniques. Les différentes valeurs sont explicités à la section 3.2.1 du chapitre 2.

				Nombre de coups d'EA en fin de phase						exposant b, par phase							nombre de signaux en fin de phase			
Nom essai	σ_3	ampli (db)	Capteur	1	2	3	4 debut	4 fin		Total	1	2	3	2+3	4		1	2	3	4
Gsd2	0	40+40	s9220	190E3	2,4E6	3,8E6	4,8E6	-		1,615	1,675	1,46	-	1,46	-		3000	4676	-	-
Gsd3	0	40+40	s9220	150E3	315E3	-	490E3	-		1,56	1,64	1,5	-	1,5	-		2000	3125	-	-
gsd01	0	40+40	s9220	60E3	1,3E6	1,7E6	2,2E6	-		1,8	1,85	1,69	-	1,69	-		200	361	-	-
gsd02	0	40+40	s9220	400E3	1,5E6	2,2E6	3E6	-		1,61	1,7	1,47	-	1,47	-		1200	1821	-	-
gsd03	20	40+40	s9220	46E3	270E3	2,6E6	3,9E6	-		1,48	1,82	1,68	1,32	1,41	-		300	400	1343	-
gsd04	40	40+40	s9220	6E3	250E3	2,1E6	3,1E6	-		1,24	1,61	1,24	1,04	1,1	-		800	1000	1714	-
gsd05	60	40+40	s9220	6E3	400E3	4,3E6	5,8E6	8,6E6		1,18	1,8	1,18	1,04	1,1	1,21		200	1200	2400	5826
gsd06	80	40+40	s9220	7E3	110E3	370E3	600E3	2E6		1,02	1,7	1,12	0,9	1,05	1		200	800	1000	7908
gsd11	0	40+40	s9220	10E3	20E3	20E3	90E3	-		1,63	2,14	1,58	-	1,58	-		200	1340	-	-
gsd12	20	40+40	s9220	30E3	50E3	300E3	2E6	3,1E6		1,32	1,7	1,41	1,34	1,31	1,42		400	600	2000	3805
gsd13	40	40+40	s9220	50E3	260E3	870E3	4E6	8E6		1,6	2,11	1,57	1,68	1,65	1,55		600	1400	2000	8192
gsd14	60	40+40	s9220	3E3	350E3	2,0E6	2,3E6	8,2E6		1,09	1,39	1,04	1,22	1,11	1,07		400	1200	2000	8192
gsd15	80	40+40	s9220	6E3	140E3	930E3	2,6E6	4,7E6		1,07	1,5	1,08	1,27	1,17	1,06		200	400	800	8192
gsd22	20	40+40	s9220	20E3	130E3	910E3	1,7E6	2,5E6		1,54	2,02	1,6	1,43	1,48	1,57		200	800	1800	4253
gsd23	40	40+40	s9220	10E3	65E3	300E3	1,4E6	2,2E6		1,33	1,88	1,37	1,29	1,3	1,33		200	800	2000	4840
gsd24	60	40+40	s9220	4E3	360E3	730E3	1,3E6	2,1E6		1,15	1,81	1,2	1,04	1,08	1,22		200	1600	3600	7229
gsd25	80	40+40	s9220	2E3	100E3	570E3	830E3	2,2E6		1,06	1,1	1,02	0,98	0,98	1,05		200	800	1400	5179
gsd31	20	40+60	s9208	7E3	170E3	1,3E6	1,5E6	-		1,51	1,71	1,65	1,35	1,5	-		200	600	957	-
gsd32	40	40+60	s9208	25E3	460E3	1,3E6	1,5E6	-		1,24	1,54	1,19	1,01	1,2	-		200	1200	1800	-
gsd21	40	40+60	s9208	40E3	430E3	1,6E6	1,7E6	-		1,27	1,51	1,17	1,22	1,18	-		200	400	1303	-
gsd33	60	40+60	s9208	13E3	1E6	1,9E6	2E6	-		-	-	-	-	-	-		-	-	-	-
gsd34	80	40+60	s9208	32E3	105E3	1,4E6	1,5E6	-		-	-	-	-	-	-		-	-	-	-
gsd41	20	40+60	s9208	0	0	1,4E3	5,2E3	9,1E3		-	-	-	-	-	-		-	-	-	-
gsd42	40	40+60	s9208	0	1,2E3	3E3	15E3	36E3		-	-	-	-	-	-		-	-	-	-
gsd43	60	40+60	s9208	0	12E3	88E3	93E3	145E3		1,03	1,17	-	-	1,03	0,97		200	300	400	1320
gsd44	80	40+60	s9208	6E3	20E+3	77E3	80E3	84E3		0,91	0,91	-	-	0,91	0,91		200	300	400	998
gsd50a	0	40+40	s9220	600E3	650E3	760E3	800E3	-		1,58	1,67	1,68	1,36	1,54	-		1000	2400	3017	
gsd50b	0	40+40	s9220	300E3	460E3	465E3	476E3	-		1,74	2,02	1,6	-	1,6	-		1000	2066	-	
gsd50c	0	40+40	s9220	317E3	490E+3	510E3	520E3	-		1,83	1,85	1,7	1,42	1,58	-		800	1600	2435	
gsd51	20	40+40	s9220	35E3	137E3	304E3	325E3	882E3		1,6	2,2	1,24	1,44	1,38	1,58		600	1000	1800	3966
gsd52	40	40+40	s9220	3E3	200E3	250E3	265E3	1,3E6		1,32	1,42	1,03	1,13	1,08	1,48		600	1200	2000	5279
gsd53	60	40+40	s9220	8E3	400E3	495E3	505E3	1,4E6		1,17	1,4	1,37	1,17	1,2	1,14		300	1400	3000	7448

Tableau 6: Ensemble des résultats d'émission acoustique.

Annexe 3 : Compléments à la modélisation numérique

1. Résultats obtenus avec une hétérogénéité figée

Dans un modèle tel que celui proposé, l'hétérogénéité, nécessaire pour faire émerger des propriétés macroscopiques différentes des propriétés des éléments, peut être soit figée, soit évolutive, c'est à dire retirée aléatoirement après chaque endommagement. Nous avons réalisé des simulations dans ces deux configurations. La figure suivante présente les résultats obtenus avec une hétérogénéité figée sur E ou sur C.

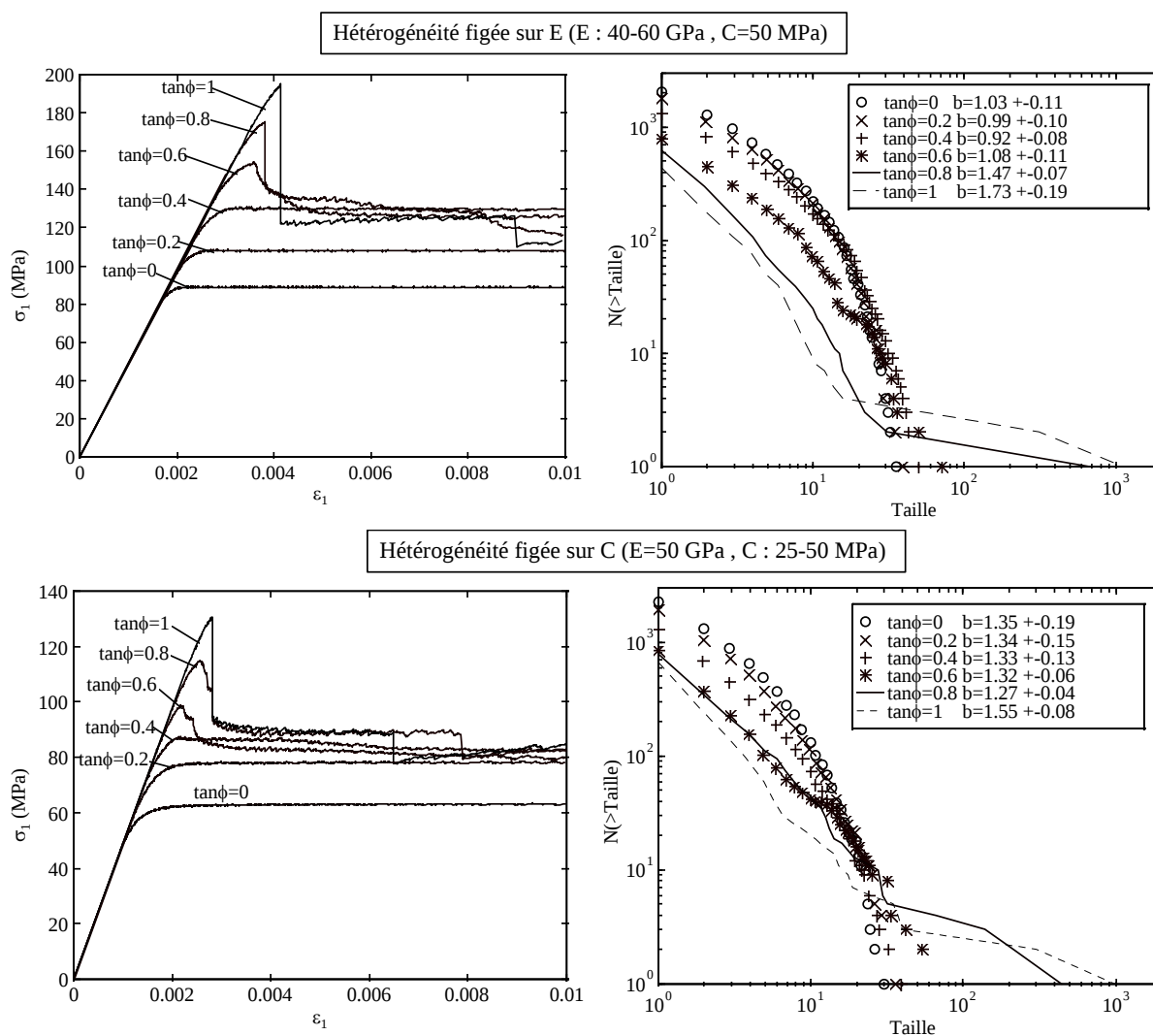


Figure 139 : Résultats obtenus avec une hétérogénéité figée sur E ou sur C.

Nous pouvons voir que le choix du mode d'hétérogénéité n'influe pas sur le comportement macroscopique. Pour ce qui concerne la distribution statistique des avalanches, on constate que pour une hétérogénéité figée, la distribution, en coordonnées logarithmiques, ne possède

pas de section réellement linéaire. Ceci indique une loi puissance de piètre qualité, comme le montre l'erreur sur l'estimation de l'exposant b . D'autre part, dans cette configuration, l'évolution de l'exposant b au cours de la simulation est assez éloignée de celle observée expérimentalement, comme le montre la figure suivante.

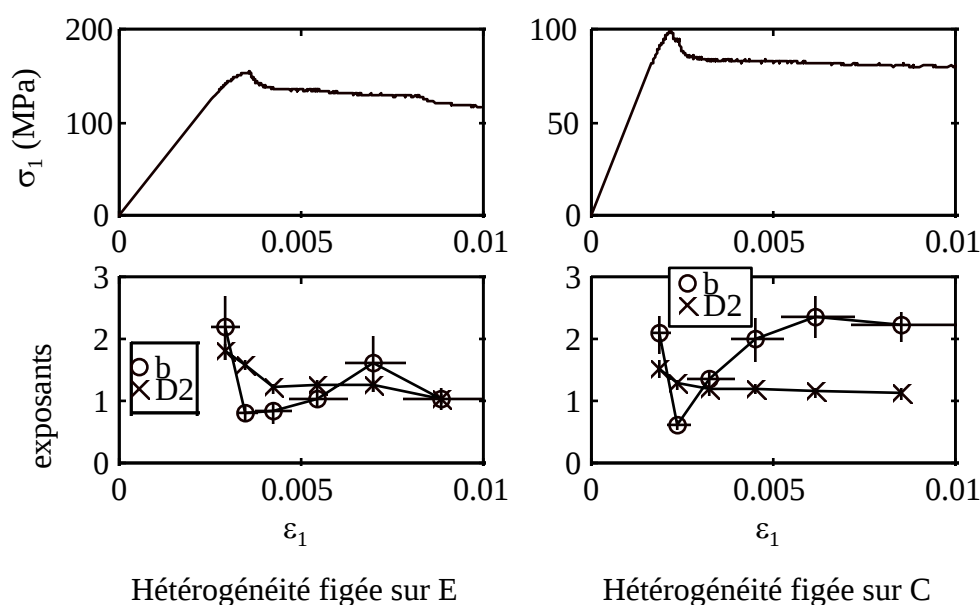


Figure 140 : Evolution des exposant b et $D2$ au cours de la simulation avec une hétérogénéité figée sur E ou C.

Le choix d'une hétérogénéité évolutive, qui a été fait pour les simulations présentées dans le corps du texte, permet d'obtenir une distribution de la taille des avalanches plus proche d'une loi puissance et une évolution de l'exposant b proche des observations expérimentales.

2. Effet du pas de chargement

Zapperi et al. (1997) ont souligné la nécessité d'avoir un pas de chargement petit pour faire émerger une distribution en loi puissance des tailles d'avalanche. Dans notre modèle, le chargement est effectué en incrémentant le déplacement à la frontière supérieure du modèle ($u_{i+1} = u_i + \Delta u$). Nous avons testé l'effet du pas de chargement pour des valeurs de Δu comprises entre 10^{-4} et 10^{-7} . La figure suivante montre les distributions des tailles d'avalanche observées pour chaque cas.

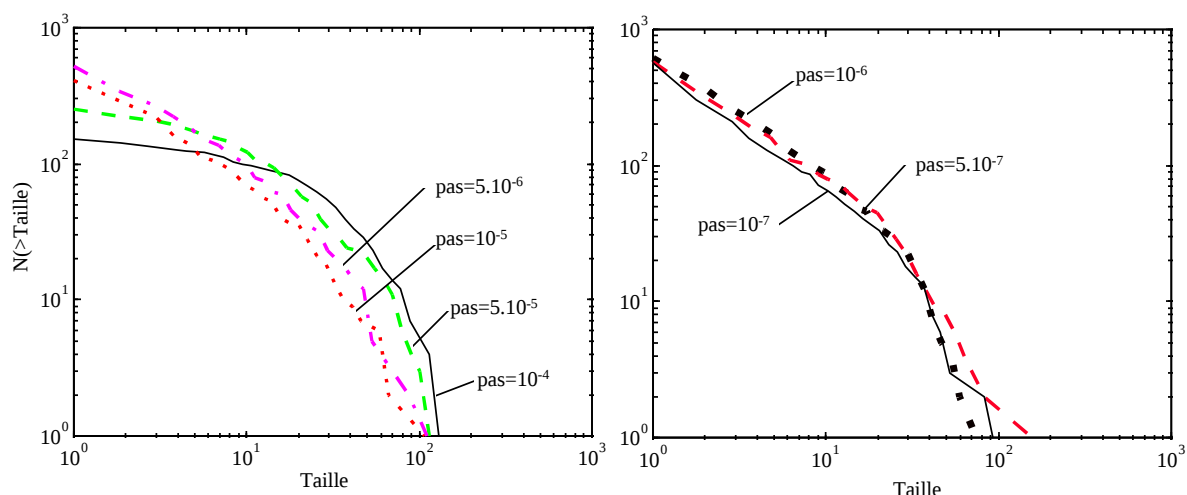


Figure 141 : Effet du pas de chargement sur la distribution des tailles d'avalanche. $de=0.1$, $\phi=0.5$, $H=0.5$. Hétérogénéité évolutive sur C . Modèle constitué de 528 éléments. Compression monoaxiale.

On peut observer que pour un pas trop important, la distribution n'est pas en loi puissance. A partir de $\Delta u=10^{-6}$, la distribution est en loi puissance pour les plus petites tailles d'avalanche. Pour l'ensemble des simulations présentées le pas de chargement a été fixé à 10^{-7} .

3. Effet d'un paramètre de perte de résistance mécanique avec l'endommagement

Dans le corps du texte, nous avons considéré l'endommagement uniquement comme la diminution du module élastique. C'est alors l'angle de frottement interne qui contrôle la localisation et la fragilité du comportement. Or, ceci néglige la perte de résistance mécanique induite par la propagation de l'endommagement. Kemeny et Cook (1986) ont montré que sous un chargement à déplacement imposé, au-delà d'une certaine densité de fissure, il apparaît un « strain softening » c'est à dire une diminution de la résistance mécanique en plus de la baisse du module élastique effectif. Il convient donc de tenir compte de l'évolution de la résistance dans un modèle d'endommagement. Dans l'étude présentée ici, nous considérons arbitrairement que la variation de résistance du matériau ne concerne que la cohésion et que seul ce paramètre du critère de rupture évolue avec l'endommagement. Le choix de ce paramètre scalaire de la résistance permettra de comparer les résultats avec des modèles scalaires, tels que les modèles de fusibles ou de barres. Nous utiliserons, pour l'évolution de la résistance en fonction de la densité de fissures, une loi de la même forme que celle utilisée pour le module élastique, soit:

$$\frac{C_i}{C_0} = (1 - dc)^i$$

avec C_0 : cohésion initiale

C_i : cohésion après i ruptures

dc : perte de cohésion à chaque rupture

i : nombre de ruptures

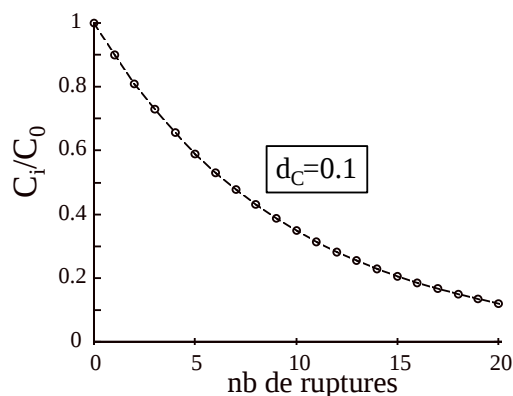


Figure 142 : Evolution de la cohésion en fonction du nombre de ruptures connues par l'élément.

Le fait d'avoir une loi d'évolution de la même forme pour E et C , permet de déterminer un indice de perte de cohésion.

$$I_c = \frac{dc}{de}$$

avec dc : perte de cohésion à chaque rupture

de : endommagement à chaque rupture

L'indice I_c vaut 0 pour une résistance constante vis-à-vis de l'endommagement et vaut 1 pour une résistance diminuant aussi vite que le module élastique avec endommagement. On montre aisément que $de > dc$ est une condition nécessaire à la stabilité de l'endommagement élémentaire. I_c doit donc être compris entre 0 et 1. La figure suivante montre le comportement d'un modèle homogène avec ou sans perte de cohésion.

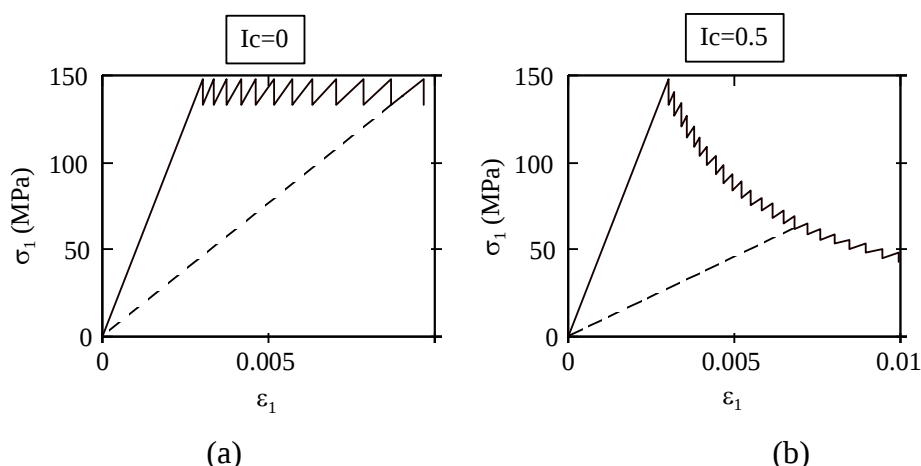


Figure 143 : Résultats du modèle homogène constitué de 528 éléments
(a): sans perte de cohésion, $I_c=0$. (b): avec perte de cohésion, $I_c=0.5$. $d_e=0.1$, $E_{\text{initial}}=50\text{MPa}$, $\tan\phi=0.5$, $C=50\text{MPa}$.

Dans le cas d'une cohésion distribuée aléatoirement entre $C_{\min}$ et $C_{\max}$, la perte de cohésion est appliquée à ces deux valeurs. Ainsi, le degré d'hétérogénéité $H=C_{\min}/C_{\max}$ reste constant au cours de l'endommagement. Nous avons réalisé des simulations avec différentes valeurs de I_c et en gardant ϕ et d_e constants ($d_e=0.1$, $\tan\phi=0.5$). La figure suivante présente les résultats obtenus avec différentes valeurs de I_c .

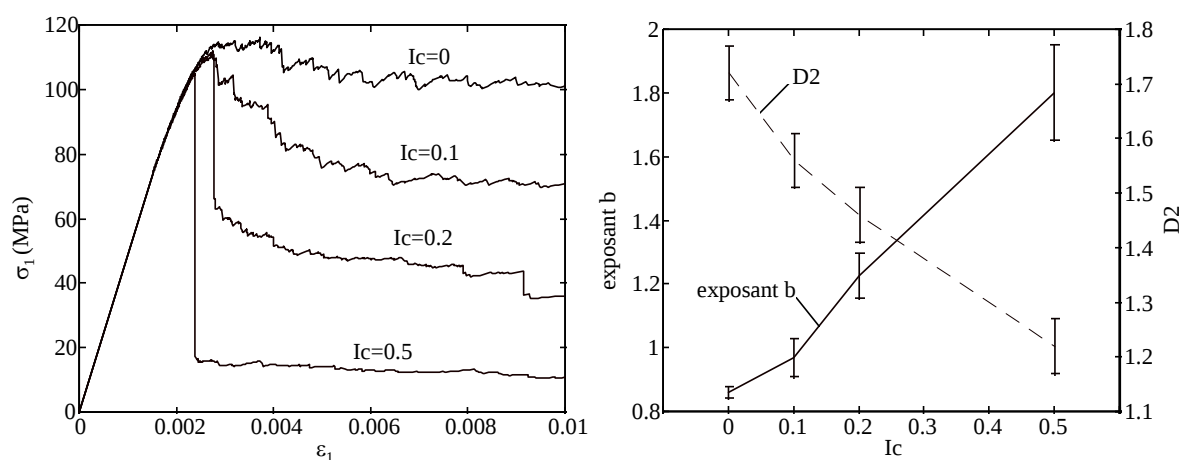


Figure 144 : Effet du paramètre de perte de résistance, I_c . Ce paramètre permet de faire apparaître la localisation associée à un comportement fragile avec ϕ constant ($d_e=0.1$, $\tan\phi=0.5$).

On constate que l'augmentation de I_c induit une plus forte localisation de l'endommagement (diminution de $D2$) et un comportement macroscopique d'autant plus fragile. Ceci peut s'expliquer par le fait que les éléments déjà endommagés sont moins résistants et sont donc plus facilement endommagés. Ceci facilite la localisation de l'endommagement et l'émergence d'une instabilité (endommagement auto entretenu). Ces résultats sont proches de

ceux obtenus par Tang (1997). D'autre part, on constate, ici aussi, que les transitions diffus-localisé et ductile-fragile sont associées. Les exposants b et D_2 calculés pour chacune des simulations sont corrélés négativement.